

УДК 550.348.425

**ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗООБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ
ПРИ КАМУФЛЕТНОМ ВЗРЫВЕ**

Ли Пинг¹, Ванг Ксин-Женг^{2,3}, Шэ Ксао³, Ванг Ван-Пенг³

¹Научно-исследовательский институт Министерства автомобильного транспорта,
E-mail: Lip98223@163.com, 100088, г. Пекин, Китай

²Китайская академия культурного наследия,

E-mail: wxzhsm@163.com, 100029, г. Пекин, Китай

³Северо-Западный институт ядерных технологий,

E-mail: sxsx126@163.com, pruwpp@163.com, 710024, г. Сиань, Китай

Рассмотрено распространение газообразных продуктов взрыва в породном массиве. Построена физическая модель их фильтрации при камуфлетном взрыве. Данная модель учитывает изменения пористости и проницаемости, возникающие из-за разрушения, дробления и образования трещин окружающей породы в области подземного взрыва. На основе экспериментальных данных установлена зависимость пористости, ламинарной и турбулентной проницаемостей от расстояния до центра взрыва. Определены параметры фильтрации в различных областях. Закономерности изменения давления, скорости движения фронта токсичного газа могут быть использованы для оценки утечки газообразных продуктов взрыва.

Подземный камуфлетный взрыв, изолированный газ под высоким давлением, нелинейная фильтрация, породный массив, метод конечных разностей, ламинарная проницаемость, турбулентная проницаемость

DOI: 10.15372/FTPRPI20200405

При сильном взрыве в породном массиве (песок, порода, грунт) формируется полость, заполненная газообразными продуктами с высокой температурой. Газообразные продукты двигаются наружу через пористую окружающую среду (также среду с трещинами) под высоким давлением. Так как при взрыве образуется большое количество токсичных газообразных продуктов, необходимо знание механизма их распространения. Исследования в области безопасности подземных взрывных работ направлены в основном на изучение влияния вибрации от взрыва на окружающие сооружения и на утечку газообразных продуктов взрыва (ГПВ), включая другие факторы, например оценку размера подземной взрывной полости, температуру и давление находящегося в ней газа [1–4]. Наряду с этим известны математические модели конвекции и диффузии ГПВ в однородных массивах горных пород. Изменения проницаемости

Работа выполнена при поддержке Особого фонда Китайского центрального правительства фундаментальных научных исследований в содружестве исследовательских институтов (2019-0101), а также Китайского национального фонда естественных наук (№ гранта 11502100).

в массиве горных пород после взрыва изучены путем расчета проницаемости пористой среды. Исследования подтвердили, что во внешней среде происходят очевидные изменения, в результате которых ее можно разделить на области смятия, дробления и образования трещин в зависимости от степени разрушения. Каждая область обладает различной микроструктурой пор, что приводит к значительному различию средней пористости и проницаемости [5–8].

В настоящей работе построена одномерная сферически симметричная модель распространения ГПВ в многослойной пористой среде. В модели рассматривается нелинейная фильтрация ГПВ в пористой среде, так как начальное давление во взрывной полости и скорость распространения ГПВ имеют высокие значения. С использованием законов сохранения массы, импульса и уравнения состояния газа получено безразмерное уравнение нелинейной фильтрации ГПВ. Модель разработана с помощью метода конечных разностей. Такая модель, в которой учтены изменения проницаемости и пористости окружающего массива, позволяет изучить механизм распространения газообразных продуктов камуфлетного взрыва различной интенсивности в породном массиве.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗОБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ ПОДЗЕМНОГО КАМУФЛЕТНОГО ВЗРЫВА

Как показано на рис. 1, после взрыва вокруг него образуются области с различной степенью разрушения. Токсичные ГПВ просачиваются в атмосферу через область смятия, дробления, образования трещин и область упругих деформаций [1] или остаются в породном массиве в случае большой глубины взрыва. Рассмотрены одномерные модели фильтрации газов под высоким давлением из сферической полости [5, 9–11].

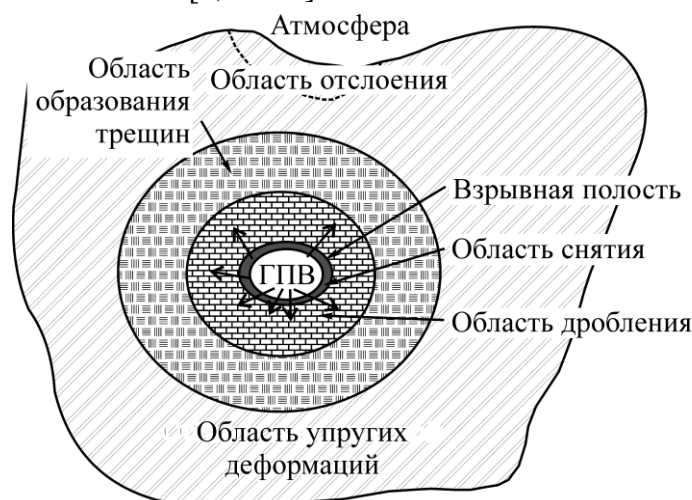


Рис. 1. Схема исследуемой области в окрестности взрывной полости

Физическая модель основана на следующих предположениях [5]:

— начальное состояние: несмотря на то, что начальная форма полости соответствует конструкции заряда, конечная полость имеет сферическую форму. Радиус полости взрыва — r_0 , внутреннее давление ГПВ — p_1 и начальное давление в массиве — p_0 . ГПВ распространяются наружу от полости под действием разности давлений;

— граничные условия: взрывная полость заполнена ГПВ, граничные условия на контуре полости получены с помощью закона сохранения массы ГПВ во взрывной полости:

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} = -(\rho_c u) \frac{S}{V}, \quad (1)$$

где ρ_c — плотность ГПВ; уравнение состояния ГПВ в полости $\rho_c = Bp^{n_1}$, p — давление, B и n_1 — параметры ГПВ, теплопроводность газа не учитывается, $n_1 = 1$. Давление на внешней границе области p_0 , объем полости $V = 4/3 \pi r_0^3$, площадь внутренней поверхности полости $S = 4\pi r_0^2$, радиус полости r_0 ;

— принятые условия: поток ГПВ не влияет на деформацию пористой среды, т.е. внешняя (периферийная) пористая среда остается нетронутой в процессе распространения ГПВ; уровень пористости во внешней среде постоянный, при этом разрушающее воздействие от взрыва на окружающую среду отражено в параметрах пористости и проницаемости; распространение ГПВ в пористой среде описывается уравнением фильтрации, которое содержит как линейные, так и нелинейные составляющие; теплопроводность ГПВ и массива не учитывается, т. е. распространение ГПВ проходит при постоянной температуре; вязкость в полости и пористой среде остается неизменной

Уравнение сохранения массы ГПВ в случае сферической симметрии имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{\psi} \left[\frac{\partial}{\partial r} (\rho u) + \frac{2}{r} \rho u \right], \quad (2)$$

где p — давление; t — время; ρ — плотность; ψ — пористость; r — радиус; u — скорость.

Уравнение состояние ГПВ:

$$\rho = Ap^n, \quad (3)$$

A и n — эмпирические константы. В данной работе принято, что $n = 1$.

Уравнение сохранения импульса базируется на формуле Бринкмана [12, 13]. Линейный закон Дарси удовлетворительно описывает движение флюидов в пористых средах при низкой скорости фильтрации. С возрастанием последней сопротивление потока перестает быть линейным. тогда уравнение нелинейной фильтрации запишется как

$$-\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\mu}{k} u + \frac{\rho u^2}{k_t} \operatorname{sgn} u, \quad (4)$$

здесь μ — вязкость ГПВ; k и k_t — ламинарная и турбулентная проницаемости.

Примем $\delta = -\operatorname{sgn} u = \operatorname{sgn}(\partial p / \partial r)$, тогда (4) приобретает следующий вид:

$$-\frac{\rho \delta}{k_t} u^2 + \frac{\mu}{k} u + \frac{\partial p}{\partial r} = 0. \quad (5)$$

Выразим u из (5):

$$u = \frac{-\frac{\mu}{k} \pm \sqrt{\left(\frac{\mu}{k}\right)^2 + 4 \frac{\rho \delta}{k_t} \frac{\partial p}{\partial r}}}{-2 \frac{\rho \delta}{k_t}}. \quad (6)$$

Из физических соображений в (6) следует выбрать знак “+” перед радикалом, тогда

$$u = \frac{-\frac{\mu}{k} + \sqrt{\left(\frac{\mu}{k}\right)^2 + 4 \frac{\rho \delta}{k_t} \frac{\partial p}{\partial r}}}{-2 \frac{\rho \delta}{k_t}} = -\frac{k_t \mu}{2kAp^n \delta} \left[-1 + \sqrt{1 + 4 \frac{A \delta}{k_t} \left(\frac{k}{\mu}\right)^2 p^n \frac{\partial p}{\partial r}} \right]. \quad (7)$$

Подставив (7) в (2), получим:

$$\frac{\partial p^n}{\partial t} = \frac{k}{\psi\mu} \left[\frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial r} \left(p^n \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{2}{r} \frac{k_t \mu^2}{2Ak^2 \delta} [G-1] \right], \quad G = \sqrt{1 + 4 \frac{\rho \delta}{k_t} \left(\frac{k}{\mu} \right)^2 \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (8)$$

Граничное условие на взрывной полости выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial p^{n_1}}{\partial t} = \frac{S}{V} \frac{k_t \mu}{2Bk\delta} (G_1 - 1), \quad G_1 = \sqrt{1 + 4 \frac{B\delta}{k_t} \left(\frac{k}{\mu} \right)^2 p^{n_1} \frac{\partial p}{\partial r}}. \quad (9)$$

БЕЗРАЗМЕРНЫЙ АНАЛИЗ МОДЕЛИ НЕЛИНЕЙНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗА

Уравнение (8) можно представить в следующей форме [5]:

$$p = f \left(p_0; p_1; r_0; n; n_1; \frac{k}{\mu\psi}; \frac{Ak^2}{\mu^2 k_t}; \frac{Bk^2}{\mu^2 k_t}; \frac{Sk_t \mu}{VBk}; t; r \right). \quad (10)$$

Введенные безразмерные параметры определяются как

$$H = \frac{p}{p_1}, \quad H_0 = \frac{p_0}{p_1}, \quad H_{00} = \frac{p_{00}}{p_1}, \quad \tau = \frac{kp_1 t}{\psi\mu r_0^2}, \quad x = \frac{r}{r_0},$$

$$\alpha = \frac{Ak^2 p_1^{n+1}}{\mu^2 k_t r_0}, \quad \beta = \frac{Bk^2 p_1^{n_1+1}}{\mu^2 k_t r_0}, \quad \theta = \frac{S\psi r_0}{V}. \quad (11)$$

Тогда (10) может быть представлено в виде

$$p = f(H_0; n; n_1; \alpha; \beta; \theta; x; \tau). \quad (12)$$

Подставив безразмерные параметры в уравнения (8), получим:

$$\frac{\partial H^n}{\partial \tau} = \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial x} \left(H^n \frac{\partial H}{\partial x} \right) + \frac{4}{x(G+1)} H^n \frac{\partial H}{\partial x}, \quad G = \sqrt{1 + 4\alpha H^n \left| \frac{\partial H}{\partial x} \right|}. \quad (13)$$

Граничное условие на взрывной полости при $x = 1$:

$$\frac{\partial H^{n_1}}{\partial \tau} = \frac{2\theta}{G_1 + 1} H^{n_1} \frac{\partial H}{\partial x}, \quad G_1 = \sqrt{1 + 4\beta H^{n_1} \left| \frac{\partial H}{\partial x} \right|}. \quad (14)$$

Для упрощения расчетов введена новая функция, с помощью которой уравнения состояния газа внутри и снаружи взрывной полости имеют единообразное представление:

$$Z(x, \tau) = \begin{cases} [H(x, \tau)]^{n+1}, & x = 1, \\ [H(x, \tau)]^{n_1+1}, & x > 1. \end{cases}$$

При этом уравнения (13) и (14) приобретают следующий вид:

$$\frac{\partial Z}{\partial \tau} = \frac{1}{n+1} \left[\frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial Z}{\partial x} \right) + \frac{4}{x(G+1)} \frac{\partial Z}{\partial x} \right], \quad G = \sqrt{1 + \frac{4\alpha}{n+1} \left| \frac{\partial Z}{\partial x} \right|}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial \tau} = \frac{1}{G_1 + 1} \frac{2\theta}{n_1 + 1} \frac{\partial Z}{\partial x}, \quad G_1 = \sqrt{1 + \frac{4\beta}{n_1 + 1} \left| \frac{\partial Z}{\partial x} \right|}. \quad (16)$$

Для численного решения использована безусловно устойчивая схема Кранка – Николсона:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \Rightarrow f_i^{j+1} - f_i^j = \frac{\Delta \tau}{\Delta x^2} [\gamma(f_{i-1}^{j+1} - 2f_i^{j+1} + f_{i+1}^{j+1}) + (1-\gamma)(f_{i-1}^j - 2f_i^j + f_{i+1}^j)]. \quad (17)$$

С помощью аппроксимации (17) можно получить разностные аналоги уравнения (15) и граничного условия (16):

$$\begin{aligned} & \left[a\gamma \left(\frac{1}{\sigma(i, j+1)} - \frac{(v-1)\Delta x}{x(i)[\sigma(i, j+1)+1]} \right) \right] Z(i-1, j+1) - \left[2a\gamma \frac{1}{\sigma(i, j+1)} + \frac{1}{H(i, j+1)} \right] \times \\ & \times Z(i, j+1) + \left[a\gamma \left(\frac{1}{\sigma(i, j+1)} + \frac{(v-1)\Delta x}{x(i)[\sigma(i, j+1)+1]} \right) \right] Z(i+1, j+1) = \\ & = \left[a(1-\gamma) \left(-\frac{1}{\sigma(i, j)} + \frac{(v-1)\Delta x}{x(i)[\sigma(i, j)+1]} \right) \right] Z(i-1, j) + \left[2a(1-\gamma) \frac{1}{\sigma(i, j)} - \frac{1}{H(i, j)} \right] \times \\ & \times Z(i, j) - \left[a(1-\gamma) \left(\frac{1}{\sigma(i, j)} + \frac{(v-1)\Delta x}{x(i)[\sigma(i, j)+1]} \right) \right] Z(i+1, j), \end{aligned} \quad (18)$$

где
$$\frac{\Delta \tau}{\Delta x^2(n+1)} = a, \quad \frac{2\theta\Delta \tau}{\Delta x(n_1+1)} = c,$$

$$\begin{aligned} \sigma(i, j) &= \sqrt{1 + \frac{2\alpha}{(n+1)\Delta x} |Z(i+1, j) - Z(i-1, j)|}, \quad i=1, 2, \dots, N-1, \quad j=1, 2, \dots, M, \quad v=3, \\ & - \left[\frac{\gamma c}{\sigma(0, j+1)+1} + \frac{1}{H(0, j+1)} \right] Z(0, j+1) + \left[\frac{\gamma c}{\sigma(0, j+1)+1} \right] Z(1, j+1) = \\ & = \left[\frac{(1-\gamma)c}{\sigma(0, j)+1} - \frac{1}{H(0, j)} \right] Z(0, j) - \left[\frac{(1-\gamma)c}{\sigma(0, j)+1} \right] Z(1, j). \end{aligned} \quad (19)$$

Численная реализация (18) и (19) не представляет технических трудностей и может быть осуществлена методом прогонки, поскольку матрица системы (18) трехдиагональна.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПОРОДНОГО МАССИВА ПРИ КАМУФЛЕТНОМ ВЗРЫВЕ

Сильная ударная волна при подземного взрыва в окружающем породном массиве формирует области смятия, дробления, образования трещин и упругости [1, 14]. Зависимость между радиусом полости и весом заряда $r_0 = 8.5q^{1/3}$, где q — масса TNT-заряда в килотоннах; r_0 — радиус полости, возникшей при взрыве. В таблице приведены описания изменений характеристик породы в областях влияния взрыва до и после него [14].

Эмпирические формулы размеров областей, сформулированные Адушкиным, в целом соответствуют внешним границам каждой области, как определено в таблице. Пористость образцов породы, собранных из каждой области после взрыва, изучена экспериментально (рис. 2), где ψ — пористость среды после взрыва, ψ_0 — до взрыва. Для гранита $\psi_0 = 1.5 \sim 3.5\%$. Видно, что пористость породы заметно убывает при увеличении относительного радиуса в диапазоне $10 \sim 20 r/q^{1/3}$.

Сравнение основных характеристик породы в области влияния взрывных работ

Характеристика	Область смятия	Область дробления	Область образования трещин	Область упругости
Плотность	Значительно снижается	Немного снижается	Почти то же самое	Не изменяется
Пористость	Значительно увеличивается	Немного увеличивается	Почти то же самое	Не изменяется
Микроскопический анализ	Минералы подвергаются пластической деформации и упругому разрушению	Минералы подвергаются упругому разрушению, в них развиваются трещины и микротрещины	То же самое	То же самое
Внешняя граница области, м	$12.8q^{1/3}$	$34.1q^{1/3}$	$63.1q^{1/3}$	Граница совпадает с внешней границей области налегающих пород

Проницаемость в ламинарном и турбулентном состояниях также экспериментально исследована (рис. 2б, в). Выявлено, что проницаемость среды в диапазоне 40–60 м/кг^{1/3} близка к начальному состоянию. Таким образом, проницаемость области образования трещин и области упругих деформаций соответствует состоянию до эксперимента (взрыва).

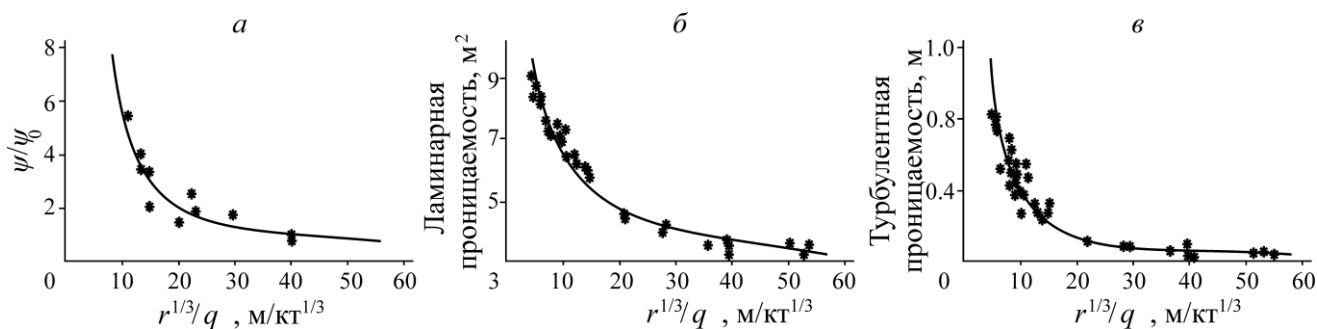


Рис. 2. Зависимости пористости массива горных пород (а), ламинарной проницаемости (б) и турбулентной проницаемости (в) от относительного радиуса до центра взрыва

Согласно рис. 2, распределения пористости и проницаемости разрушенного массива близки к распределению по гиперболе. Ниже приведены зависимости параметров от относительного радиуса, полученные путем аппроксимации экспериментальных данных:

пористости	$\frac{\psi}{\psi_0} = e^{10.93(r/q^{1/3})^{-0.5} - 1.71}$
ламинарной проницаемости	$k = e^{4.78(r/q^{1/3})^{-0.2} - 28.14}$
турбулентной проницаемости	$k_t = e^{34.85(r/q^{1/3})^{-0.05} - 44.14}$

Значения пористости, параметры ламинарной и турбулентной проницаемостей получены на основе экспериментального изучения образцов породы (испытание “Днепр-1” 4 сентября, 1972 г.).

Для построения модели приняты следующие основные допущения: параметры сопротивления породного массива прониканию газов представлены тремя группами согласно распределению внешних границ выделенных областей разрушения. Для каждого слоя установлено сред-

нее экспериментально измеренное значение; начальная пористость массива горных пород равна 2.5 %. Относительный радиус внешней границы области смятия, области дробления и области образования трещин составляет 12.8, 34.1 и 63.1 соответственно. Таким образом, для рассматриваемых областей приняты следующие значения параметров, определяющих фильтрацию газов: (1) область смятия, $\psi = 12.5\%$, $k = 12.5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$ и $k_t = 2.1 \cdot 10^{-6} \text{ м}$; (2) область дробления, $\psi = 5\%$, $k = 7.5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$ и $k_t = 5.5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, (3) область образования трещин и область упругих деформаций, $\psi = 2.5\%$, $k = 3.5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$ и $k_t = 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$.

АНАЛИЗ ПОЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ И СКОРОСТЕЙ ГАЗА ПРИ КАМУФЛЕТНОМ ВЗРЫВЕ

В качестве примера расчетов рассмотрен взрыв 10 000 кг TNT. Согласно данным [1], радиус взрывной полости такого заряда составляет 1.831 м; внешний радиус области смятия 2.758 м; внешний радиус области дробления 7.347 м; внешний радиус области образования трещин 13.659 м. После детонации заряда TNT температура взрыва равна 3453 К, квазистатическое давление $1.4 \cdot 10^9 \text{ Па}$.

Принято, что давление ГПВ в процессе образования взрывной полости уменьшается по адиабате. Зависимость объема от температуры ГПВ при адиабатическом расширении имеет следующий вид:

$$(V_{TNT})^{\gamma-1} T_{TNT} = (V_{cavity})^{\gamma-1} T_{cavity}, \tag{20}$$

где V_{TNT} и T_{TNT} — объем TNT заряда и температура расширения ГПВ после детонации соответственно; V_{cavity} и T_{cavity} — объем взрывной полости и температура ГПВ после образования полости; $\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты ГПВ.

Уравнение состояние идеального газа

$$\frac{PV}{T} = \text{const}. \tag{21}$$

Начальное давление P_1 во взрывной полости может быть рассчитано по формулам (20), (21) и составляет $3.76 \cdot 10^8 \text{ Па}$.

Выявлены следующие особенности поля давления:

— в заданный момент времени градиент давления монотонно уменьшается с ростом расстояния от центра взрыва (рис. 3а);

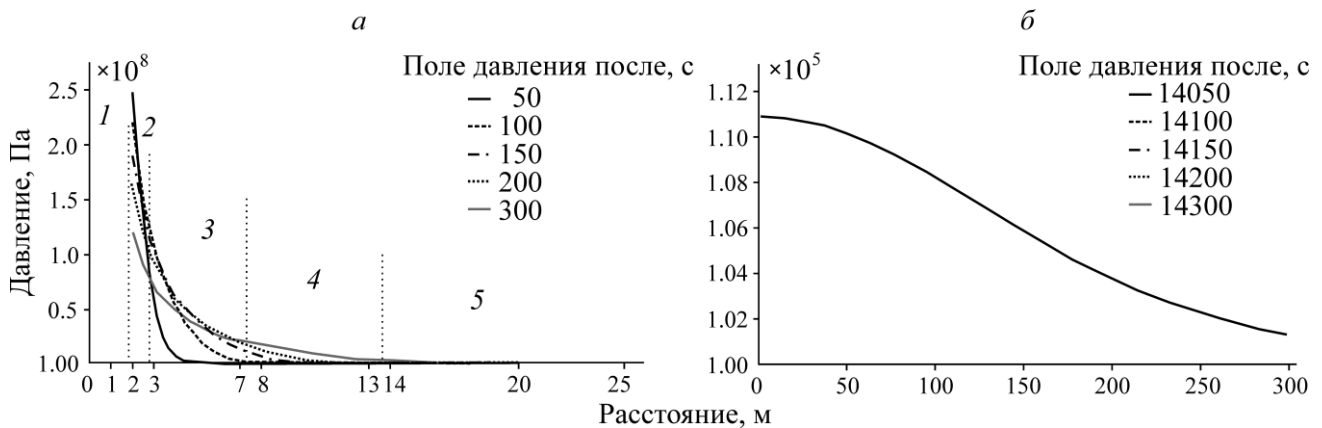


Рис. 3. Зависимость давления от расстояния до центра взрыва в различное время в начальной (а) и в конечной (б) стадиях: 1 — взрывная полость; 2 — область смятия; 3 — область дробления; 4 — область образования трещин; 5 — область упругих деформации

— зависимость давление от расстояния со временем приобретает треугольный вид рядом со взрывной полостью (рис. 3б);

— изменение давления во времени на различных расстояниях от центра взрыва описывается кривой с одним пиком; различие заключается в том, что пиковое значение уменьшается при отдалении от взрывной полости, как показано на рис. 4;

— давление по радиусу изменяется плавно; на границах областей смятия, дробления, образования трещин и упругих деформаций резко выраженное изменение давления отсутствует.

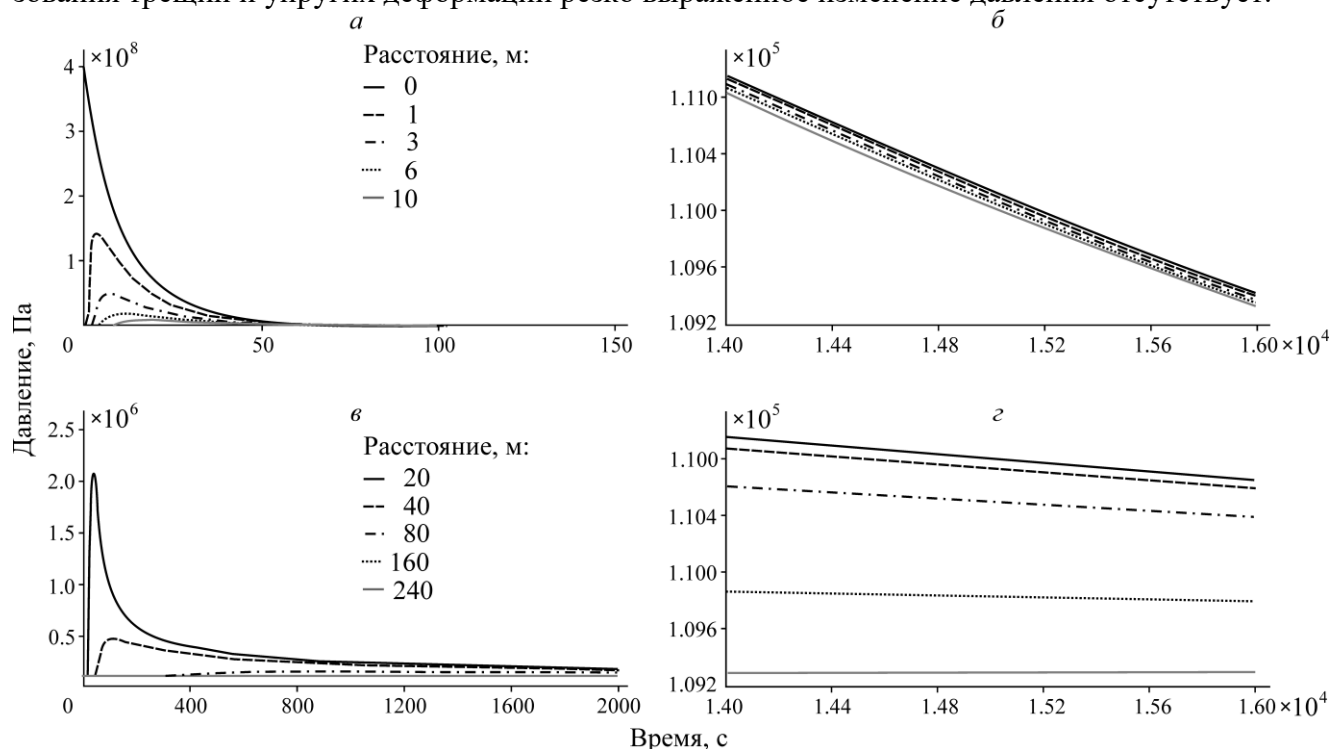


Рис. 4. Зависимость давления газа от времени вблизи взрывной полости в начальной стадии фильтрации (а), в конечной стадии (б); вдали от взрывной полости в начальной стадии (в), в конечной стадии (г)

Поле скорости зависит не только от давления, но и от проницаемости среды.

Начальная стадия. Поле скорости связано со структурой слоистой среды. На полости скорость ГПВ меньше, чем в отдалении. Ввиду того, что различные области разрушения от взрыва обладают различной проницаемостью, резкое изменение проницаемости отмечено в местах разграничения областей. При этом резкие изменения скорости, приводящие к ее уменьшению происходят между границами областей разрушения (рис. 5а).

Массовая скорость ГПВ падает монотонно от внутренней области к внешней. В результате предварительного анализа выявлено, что давление, градиент давления и проницаемость массива горных пород уменьшаются с расстоянием от центра взрыва. Это приводит к уменьшению массовой скорости ГПВ с расстоянием (рис. 5б).

Конечная стадия. Давление внутри слоев по радиальному направлению изменяется плавно, но пространственные кривые скорости и массовой скорости ГПВ имеет два участка с резким изменением. В пространственной кривой скорости ГПВ отчетливо выделяются характерные интервалы. Данная кривая имеет ярко выраженное трехстадийное изменение характеристик. Контур кривой массовой скорости ГПВ аналогичен контуру кривой скорости ГПВ (рис. 6).

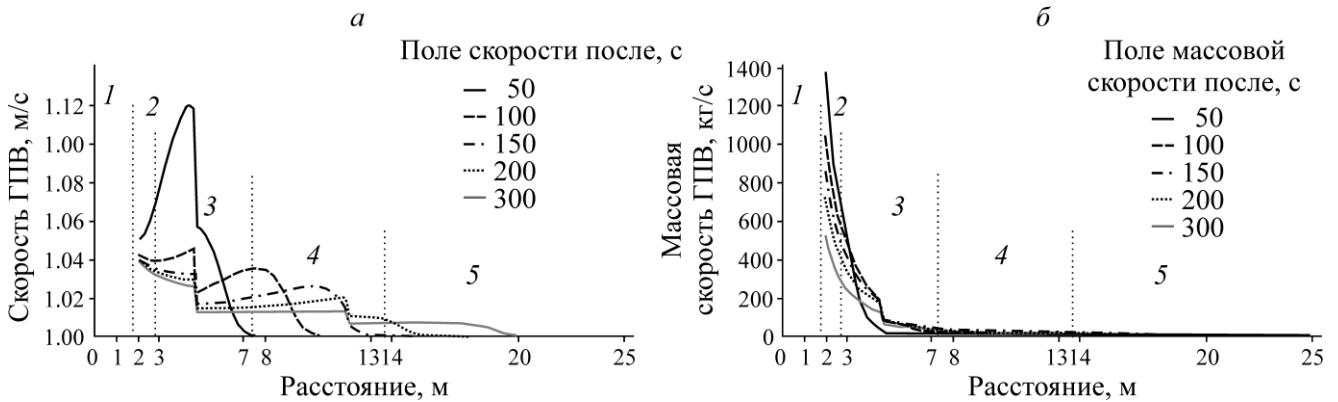


Рис. 5. Скорость ГПВ (а) и массовая скорость ГПВ (б) в различное время в начальной стадии: 1 — взрывная полость; 2 — область смятия; 3 — область дробления; 4 — область образования трещин; 5 — область упругой деформации

На первом этапе стадии из-за сжимаемости и вязких свойств ГПВ места резкого изменения скоростей не согласуются с положением границ раздела областей с усредненными параметрами проницаемости и первые располагаются дальше. Эффект гистерезиса массовой скорости больше, чем у скорости ГПВ. Это свидетельствует о том, что вязкость ГПВ оказывает значительное влияние на характеристики потока ГПВ в области с бóльшим градиентом скорости (рис. 5).

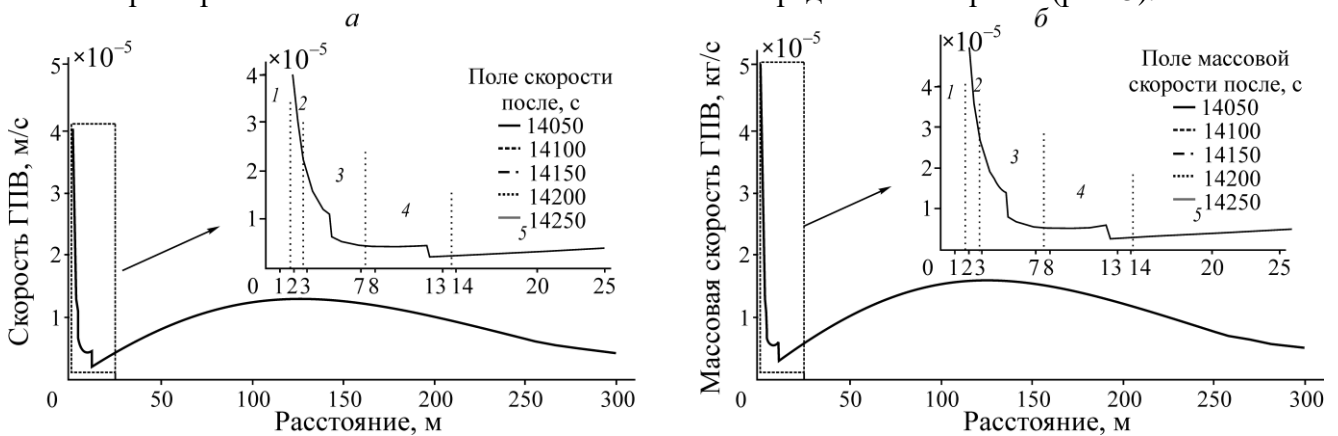


Рис. 6. Скорость ГПВ (а) и массовая скорость ГПВ (б) в различное время в конечной стадии: 1 — взрывная полость; 2 — область смятия; 3 — область дробления; 4 — область образования трещин; 5 — область упругих деформаций

В конечной стадии поток ГПВ относительно устойчив, и положение резкого изменения скорости газа совпадает с таким положением массовой скорости (рис. б).

Поверхность токсичных ГПВ определяется в соответствии с законом сохранения массы ГПВ во взрывной полости. Принято, что в процессе распространения газов отсутствует материальный обмен или смешивание, а ГПВ продвигаются сквозь пористый массив благодаря высокому давлению внутри взрывной полости. Ввиду того, что ГПВ могут сжиматься, плотность каждого элемента изменяется. В начальной стадии скорость ГПВ большая, затем она уменьшается. Расчеты базируются на том, что токсичные ГПВ замкнуты в породном массиве при взрыве 10 000 TNT заряда на глубине 300 м. В конечной стадии положение поверхности приближается к внешней области (рис. 7). Периодический скачок на рис. 7б обусловлен ошибкой численного расчета, которая скорее может быть вызвана накоплением массы газа в ячейке геометрической сетки модели, нежели физическим явлением.

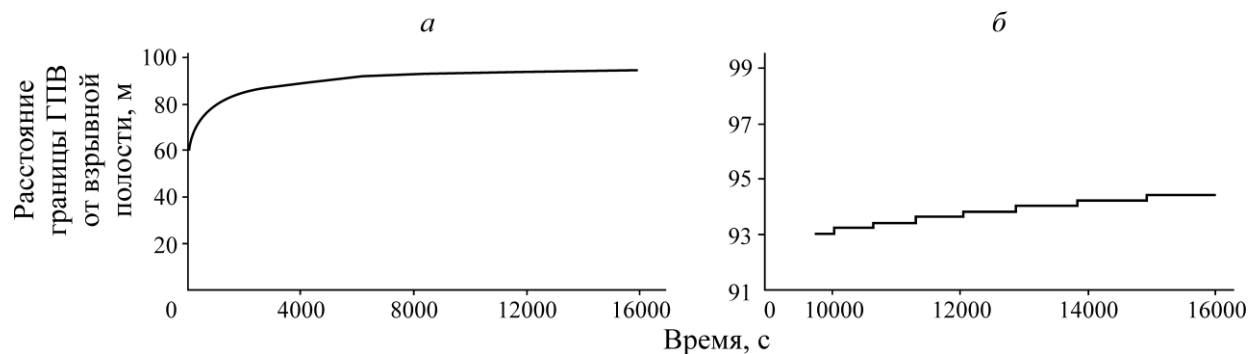


Рис. 7. Расположение поверхности ГПВ: *а* — в течение всего времени; *б* — в конечной стадии

ВЫВОДЫ

Разработана расчетная схема для описания процесса нелинейной фильтрации газообразных продуктов камуфлетного взрыва в горной породе. В одномерной сферически симметричной постановке проанализированы закономерности фильтрации газообразных продуктов взрыва. В расчетах учитывалось изменение характеристик пористости и проницаемости в областях смятия, дробления и образования трещин, полученных на основе экспериментальных данных по большим взрывам в СССР. В результате проведенных исследований выявлены закономерности распределения давления и скорости в процессе фильтрации ГПВ, что позволяет оценить параметры утечки детонационных газов сквозь породу.

Параметры, использованные в работе, получены путем фактических измерений при больших камуфлетных взрывах, надежность их использования зависит от массы взрывных зарядов, которые в данном случае могут составлять от 1 до 10 т TNT.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Adushkin V. V. and Spivak A. A.** Changes in properties of rock massifs due to underground nuclear explosions. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2004, 40(6). — P. 624–634.
2. **Castagnola D. C. and Carnahan C. L.** Prediction of cavity radius and estimation of cavity gas temperatures produced by a contained underground nuclear explosion, 1971, NVO-1229-170, UC-35.
3. **Egorov V. A., Kolobashkin V. M. and Kudryashov N. A.** Gas temperature and pressure in the cavity of an underground explosion, Translated from *Fizika Goreniya i Vzryva*, 1979, 15(5). — P. 113–119.
4. **Kudryashov N. A. and Murzenko V. V.** Explosion in a highly porous medium, Translated from *Fizika Goreniya i Vzryva*, 1989, 25(3). — P. 89–96
5. **Adushkin V. V. and Kaazik P. B.** Calculation of the discharge of underground explosion gases into the atmosphere, Translated from *Zhurnal Prikladnoi Mekhaniki i Tekhnicheskoi Fiziki*, 1976, 1. — P. 111–120.
6. **Adushkin V. V. and Kaazik P. B.** Calculation of the discharge of underground explosion gases into the atmosphere, *J. Appl. Mech. and Tech. Phys.*, 1976, 17 (1). — P. 89–96.
7. **Basanskii E. G., Kolobashkin V. M. and Kudryashov N. A.** Calculation of two-dimensional dispersion in a gas in unsteady flow in a porous medium, Translated from *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Mekhanika Zhidkosti i Gaza*, 1982, 5. — P. 61–67.
8. **Kudryashov N. A. and Murzenko V. V.** Dynamics of gas leakage accompanying the expansion of a cavity in a brittle dilating medium, Translated from *Fizika Goreniya i Vzryva*, 1987, 23(4). — P. 138–143.

9. **Aleksandrova N. I. and Sher Y. N.** Influence exerted by gas leakages from the explosion cavity for a spherical charge on rock breaking, *J. of Min. Sci.*, 2000, 36(5). — P. 452–461.
10. **Zverev A. A. and Fetisov V. S.** Expansion of a gas cavity in a variably consolidating dilating medium, *J. Appl. Mech. and Tech. Phys.*, 1982, 23(4). — P. 566–569.
11. **Zverev A. A. and Fstisov V. S.** Effect of the leakage of detonation products on the mechanical and elastic characteristics of a camouflet explosion, *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 1988, 24(5). — P. 619–623.
12. **Stephen W. W.** Gas transport mechanisms, in *Gas transport in porous media*. Ed. by Clifford K. H. and Stephen W.W., New York, Springer-Verlag, 2006, 5–26.
13. **Zheng W. Z. and Reid G.** A criterion for non-Darcy flow in porous media, *Transport in Porous Media*, 2006, 63. — P. 57–69.
14. **Qiao D J.** An introduction to the phenomenology of underground nuclear explosion, Beijing: National Defense Industry Press, 2002. — P. 192–195.

Поступила в редакцию 16/I 2019

После доработки 21/VII 2020

Принята к публикации 9/VII 2020