

теория. Поэтому асимптотические формулы (8) — (10) и результаты работы [1] следует рассматривать как оценки сверху реальных процессов: кумуляции ударных волн в пористых средах.

Поступила 30 I 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Симонов И. В. О сходящейся ударной волне в идеально неупругой среде и устойчивости кумуляции. — ПМТФ, 1975, № 5.
2. Черноусько Ф. Л. Сходящиеся ударные волны в газе переменной плотности. — ПММ, 1960, т. 24, вып. 5.

УДК 550.348.42

РАСЧЕТ ВЫХОДА ГАЗООБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ ПОДЗЕМНОГО ВЗРЫВА В АТМОСФЕРУ

В. В. Адушкин, П. Б. Каазик

(Москва)

Произведен расчет нестационарного режима фильтрации газа из котловой полости камуфлетного подземного взрыва через разрушенную пористую среду. Вычисления выполнены для сферически-симметричного и плоского движения газа. Использован двучленный закон фильтрации. Получено пространственно-временное распределение давления газа внутри среды. Построены годографы движения «фронта» фильтрации и границы контакта продуктов взрыва с воздухом. Исследовано влияние фильтрационных характеристик грунта и величины давления в котловой полости. На основании известных данных по проницаемости некоторых типов пород, подвергшихся действию взрыва, определено время выхода газа в атмосферу. Установлено изменение потока газа во времени в зависимости от глубины взрыва.

Камуфлетные подземные взрывы характеризуются незначительным подъемом свободной поверхности грунта. Тем не менее в подавляющем большинстве подобных взрывов в результате воздействия волн сжатия и растяжения, а также преимущественного перемещения вверх массив грунта вплоть до свободной поверхности оказывается в разрушенном состоянии. Поэтому на заключительной стадии развития камуфлетных взрывов под действием избыточного давления в котловой полости происходит процесс проникновения взрывных газов в многочисленные трещины и поры окружающего массива и последующее истечение в атмосферу: Для описания такого движения газа могут быть использованы представления теории фильтрации [1—3]. Подобный механизм выхода газообразных продуктов взрыва типичен для достаточно прочных пород, когда обрушение котловой полости либо отсутствует, либо происходит достаточно поздно.

При взрывах в слабых грунтах возможен принципиально другой механизм выхода газообразных продуктов в атмосферу за счет непрерывного обрушения котловой полости вплоть до свободной поверхности. Некоторые результаты измерений времен выхода газа в атмосферу по такому механизму в случае идеально сыпучей среды изложены в работе [4]. В реальных условиях проведения подземных взрывов в зависимости от масштаба взрыва и геологического строения массива возможно сочетание обоих механизмов выхода газа.

В данной работе задача формулируется следующим образом. В начальный момент времени в разрушенной проницаемой среде существует полость конечного радиуса r_0 с давлением котлового газа внутри p_1 . Под действием давления газ фильтрует из полости. Поры и трещины среды заполнены воздухом при начальном давлении p_0 . При расчете задачи сделаны предположения: 1) движение разрушенной среды закончилось, 2) пористость среды в процессе движения газа не изменяется, 3) движение газа через разрушенную среду описывается уравнением фильтрации с учетом линейного и квадратичного членов, 4) теплообмен газ — среда не учитывается, 5) вязкости котлового газа и воздуха в порах считаются одинаковыми и постоянными.

Отметим, что результаты решения поставленной задачи могут оказаться также полезными при исследовании процесса разрушения и изменения напряженного состояния твердой среды под действием проникающих в трещины газов от взрыва.

Нестационарное движение фильтрующего газа в одномерном случае в эйлеровых переменных описывается законом сохранения массы

$$(1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{m} \left[\frac{\partial}{\partial r} (\rho q) + \frac{(\nu-1)}{r} \rho q \right]$$

и двучленным законом Дарси

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

где p — давление; ρ — плотность; μ — вязкость газа; q — скорость фильтрации; m — пористость; k и k_T — проницаемость при ламинарном и турбулентном течении фильтрующего газа; ν — размерность задачи ($\nu=1$ при плоском и $\nu=3$ при сферически-симметричном движении газа).

Уравнение состояния фильтрующего газа принято в виде

$$(3) \quad \rho = A p^n.$$

Предполагая, что масса образовавшегося при взрыве газа не изменяется в процессе фильтрации, условие на границе полости запишется соотношением

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} = - (\rho_c q) \frac{S}{V},$$

где $\rho_c = B p_c^{n_1}$ — уравнение состояния газа в полости; S и V — соответственно поверхность и объем полости.

В начальный момент времени естественно задать распределение давления в виде

$$(4) \quad p(r, 0) = \begin{cases} p_1 & \text{при } r = r_0, \\ p_0 & \text{при } r > r_0. \end{cases}$$

Исключая ρ и q из уравнений (1) — (3), получим одно нелинейное уравнение в частных производных второго порядка относительно p

$$(5) \quad \frac{\partial p^n}{\partial t} = \frac{k}{m\mu} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(p^n \frac{\partial p}{\partial r} \right) \frac{1}{G} + \frac{\nu-1}{r} \frac{\mu^2 k_T}{2k^2 \delta A} (G-1) \right],$$

с граничным условием при $r=r_0$

$$(6) \quad \frac{\partial p^{n_1}}{\partial t} = \frac{S}{V} \frac{\mu k_T}{2Bk\delta} (G_1 - 1),$$

где

$$\delta = - \operatorname{sgn} q = \operatorname{sgn} \frac{\partial p}{\partial r}; \quad G = \sqrt{1 + 4 \frac{k^2 A \delta}{\mu^2 k_T} p^n \frac{\partial p}{\partial r}}.$$

Из уравнений (5), (6) следует, что решение имеет вид.

$$(i) \quad p = f\left(p_0; p_1; r_0; n; n_1; \frac{k}{\mu m}; \frac{Ak^2}{\mu^2 k_T}; \frac{S\mu k_T}{V B k}; t; r\right).$$

Введем безразмерные параметры:

$$H = p/p_1; H_0 = p_0/p_1; \alpha = \frac{Ak^2 p_1^{n+1}}{\mu^2 k_T r_0};$$

$$\beta = \frac{Sr_0 mA}{V B p_1^{n_1-n}}; \tau = \frac{k p_1 t}{m \mu r_0^2}; x = r/r_0,$$

тогда зависимость (7) запишется как

$$(8) \quad H = f(H_0; n; n_1; \alpha; \beta; x; \tau).$$

В результате уравнение (5) в безразмерном виде, удобном для программирования, примет вид

$$(9) \quad \frac{\partial H^n}{\partial \tau} = \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial x} \left(H^n \frac{\partial H}{\partial x} \right) + \frac{\nu-1}{x} \frac{2H^n \partial H}{(G+1)}; G = \sqrt{1 + 4\alpha H^n \left| \frac{\partial H}{\partial x} \right|}$$

при следующих граничных и начальных условиях:

$$(10) \quad \frac{\partial H^{n_1}}{\partial \tau} = \frac{2\beta}{G_1+1} H^{n_1} \frac{\partial H}{\partial x}; G_1 = \sqrt{1 + 4\alpha H^{n_1} \left| \frac{\partial H}{\partial x} \right|} \text{ при } x = 1;$$

$$(11) \quad H(1, 0) = 1; \bar{H}(x, 0) = \bar{H}_0 \text{ при } \tau = 0,$$

при $x \rightarrow \infty$ потребуем ограниченности всех функций.

Таким образом, задача свелась к решению уравнения (9) при граничных и начальных условиях (10), (11).

При переходе к конечно-разностному аналогу задачи (9) — (11) удобно ввести новую функцию

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

Используя шеститочечную схему Кранка — Николсона [5] с равномерной сеткой и шагами h по координате x и $\Delta\tau$ по координате τ , можно записать

$$(12) \quad \frac{Z(i, j+1) - Z(i, j)}{H(i, j+1) - H(i, j)} = \gamma \frac{\Delta\tau}{h^2(n+1)} \left\{ \frac{1}{\sigma(i, j+1)} [Z(i+1, j+1) - 2Z(i, j+1) + Z(i-1, j+1)] + \frac{(\nu-1)h}{x(i)[\sigma(i, j+1)+1]} [Z(i+1, j+1) - Z(i-1, j+1)] \right\} + (1+\gamma) \frac{\Delta\tau}{h^2(n+1)} \left\{ \frac{1}{\sigma(i, j)} [Z(i+1, j) - 2Z(i, j) + Z(i-1, j)] + \frac{(\nu-1)h}{x(i)[\sigma(i, j)+1]} [Z(i+1, j) - Z(i-1, j)] \right\};$$

$$\sigma(i, j) = \sqrt{1 + \frac{2\alpha}{(n+1)h} |Z(i+1, j) - Z(i-1, j)|};$$

$$(13) \quad \frac{Z(0, j+1) - Z(0, j)}{H(0, j+1) - H(0, j)} = \gamma \frac{2\beta\Delta\tau}{(n_1+1)h[\sigma(0, j+1)]} \times$$

$$\times [Z(1, j+1) - Z(0, j+1)] + (1-\gamma) \frac{2\beta\Delta\tau}{(n_1+1)h[\sigma(0, j+1)]} \times$$

$$\times [Z(1, j) - Z(0, j)];$$

$$\sigma(0, j) = \sqrt{1 + \frac{4\alpha}{(n_1+1)h} |Z(1, j) - Z(0, j)|}.$$

Так как число расчетных точек ограничено, то на правой границе счета используется линейная экстраполяция на бесконечность

$$(14) \quad Z(N-2, j) - 2Z(N-1, j) + Z(N, j) = 0.$$

Система уравнений (12) — (14) состоит из $(N+1)$ уравнения с $(N+1)$ неизвестными, где N — число расчетных точек на одном временном слое. Параметр γ может принимать значения от 0 до 1, причем при $\gamma=0$ получается явная четырехточечная схема, а при $\gamma=1$ — неявная. Практические расчеты показали, что наилучшим, с точки зрения точности и устойчивости счета, является $\gamma \sim 0,55$.

Уравнения (12) — (14) можно переписать в виде

$$(15) \quad a(i-1)Z(i-1, j+1) - b(i)Z(i, j+1) + c(i+1)Z(i+1, j+1) = \\ = -f(i, j), \quad a(-1) = c(N+1) = 0, \quad i = 0, \dots, N.$$

Система (15) решалась методом факторизации [5]. При решении сначала полагалось $H(i, j+1) = H(i, j)$, $\sigma(i, j+1) = \sigma(i, j)$ и по найденным значениям $Z(i, j+1)$ уточнялись значения $H(i, j+1)$ и $\sigma(i, j+1)$ до тех пор, пока ошибка по Z не станет меньше 0,001%. Практика показала, что достаточно 2—3 итераций.

Как видно из уравнений (12), (13), разрыв в начальных условиях (11) устраняется «размазыванием» на шаг, т. е. принято $H(0, 0) = 1$, $H(h, 0) = H_0$.

В программе предусмотрено вычисление безразмерного потока газа и положения границы раздела котлового и порового газов $l(\tau)$. Контроль точности счета проводился путем проверки баланса массы во всем пространстве расчетных точек.

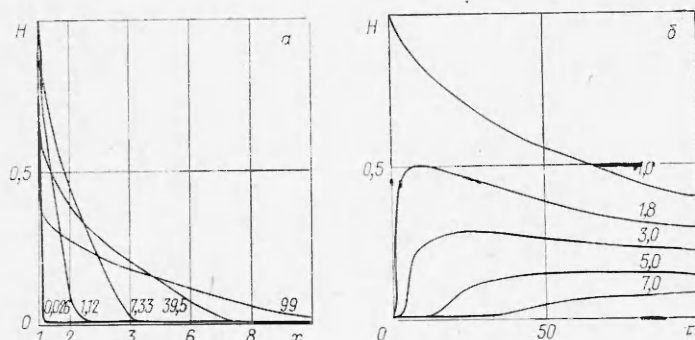
Особенность программы заключается в том, что граница области счета переменна. Это сделано на основании аналогии данной задачи с задачей о теплопроводности. Известно, что линейное уравнение теплопроводности с начальным условием типа (4) и бесконечной правой границей имеет решение распространяющейся «тепловой волны». И хотя возмущение распространяется сразу до бесконечности, практически можно указать область, где температура не отличается от начальной. Решения подобного типа следовало ожидать в данной задаче. Поэтому первоначально расчет проводился на малом участке от границы полости.

При отличии последнего расчетного значения от начального на величину порядка 0,001% расчетная область увеличивалась вдвое. Число точек при этом не изменялось. Таким способом достигались увеличение точности до требуемого предела в начальный момент времени и возможность расчета до любого расстояния от полости.

В работе произведены расчеты распределения давления и скорости фильтрации газа внутри проницаемой среды в широком диапазоне изменения безразмерных параметров: H_0 — от 10^{-3} до 10^{-1} ; α — от 10^{-2} до 10^2 ; β — от 0,03 до 0,81; $\nu=1$; 3 ; $n=n_1=1$ (изотермический процесс).

На фиг. 1, а, б показано распределение давления по координате и по времени соответственно в одном из вариантов расчета: $\nu=3$; $H_0=10^{-2}$; $\alpha=1$; $\beta=0,03$. Цифрами на кривых отмечены безразмерные моменты времени (фиг. 1, а) и координаты x (фиг. 1, б). На основании вычисленного распределения давления газа в среде $H=f(x, \tau)$ определено время прихода фильтрующего газа на различные расстояния от полости при указанных значениях безразмерных параметров ν , H_0 , α , β в случае полного смещения котлового и порового газов в возмущенной области.

Поскольку давление в каждой точке пространства во времени нарастает плавно (фиг. 1, б) и определить момент начала повышения давления затруднительно, за время прихода «фронта» фильтрации на заданное рас-



Ф и г. 1

стояние принималась точка пересечения прямой линии, проведенной соответственно наибольшему значению производной на участке нарастания давления с начальным уровнем порового давления.

Были проведены расчеты времени прихода котлового газа на различное расстояние от полости в том простейшем случае, когда перемешивание котлового и порового газов отсутствует. В этом случае время прихода котлового газа на фиксированное расстояние характеризуется движением контактной поверхности, которое можно найти из соотношений

$$M_0 = \int_1^l 4\pi r^2 \rho dr \text{ при } \nu = 3; \quad M_0 = \int_1^l \pi r_0^2 \rho dr \text{ при } \nu = 1,$$

где M_0 — масса вышедшего из полости газа; l — координата контактной поверхности; πr_0^2 — площадь канала фильтрации.

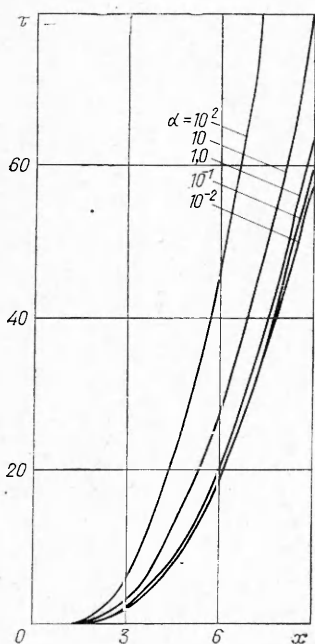
Таким образом, использованные в работе приемы определения времени прихода фильтрующего газа на заданное расстояние дают соответственно верхнюю и нижнюю оценки этой важной характеристике нестационарного режима фильтрации.

Рассмотрим влияние безразмерных параметров на процесс фильтрации газа и определим наиболее реальные значения параметров α и β при движении продуктов взрыва через разрушенную среду. Параметр α определяет характер течения фильтрующего газа. При $\alpha=0$ течение всюду ламинарное. Действительно, если в (8) перейти к пределу $\alpha \rightarrow 0$ и подставить значение H в (9) и (10), то получим задачу, соответствующую закону Дарси, в виде

$$(16) \quad -\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\mu}{k} q$$

вместо (2). Поэтому только при $\alpha \ll 1$ можно пользоваться зависимостями, полученными на основе (16), в отдельных случаях следует использовать двучленный закон (1).

Этот вывод подтверждает, в частности, результаты расчетов положения годографа «фронта» фильтрации для значений α от 10^{-2} до 10^2 , которые для одного варианта счета при $\nu=3$, $H_0=10^{-2}$, $\beta_0=0,03$ изображены на фиг. 2 (сферически-симметричное движение газа при давлении в полости 10^2 кг/см² и пористости среды 1%). Видно, что величина α в диапазоне $0 < \alpha < 1$ очень слабо влияет на движение фронта фильтрации и только при $\alpha > 1$ начинает существенно менять положение годографа «фронта».



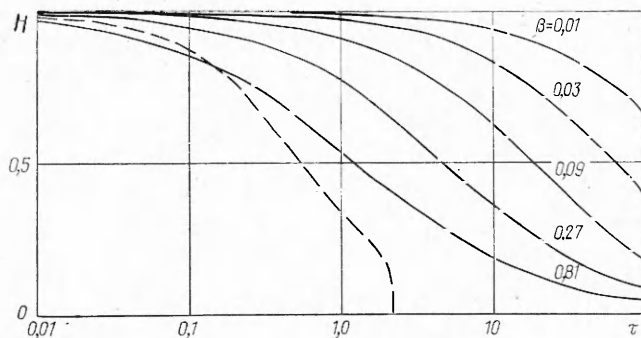
Ф и г. 2

Для установления наиболее реальной величины параметра α воспользуемся приведенными в литературе данными по измерению проницаемости пород, разрушенных взрывом [6—8]. В зависимости от типа пород и естественного состояния массива, а также от энергии взрыва зона повышенной проницаемости располагается в пределах до 6—10 радиусов полости от центра взрыва. Величина проницаемости в зоне сильных разрушений изменяется в пределах $10^{-1} - 1$, в зоне трещиноватости $10^{-2} - 10^{-1}$ Д. Указанный диапазон изменения проницаемости приводит к величине $\alpha < 1$. Исходя из этого и учитывая, что при $\alpha < 1$ положение годографа «фронта» фильтрации в координатах x и τ слабо зависит от величины α , в последующих расчетах принято $\alpha = 1$.

При этом считается, что обрушение полости и образование трубы обрушения происходит за время t , значительно превышающее характерное время фильтрации, т. е. $t \gg \frac{m\mu r_0^2}{p_1 k}$.

Поэтому величина проницаемости сильно разрыхленных пород в трубе обрушения, составляющая $\sim 10 - 10^3$ Д, в данном случае не принимается во внимание.

Параметр β прямо пропорционален пористости среды m и отвечает главным образом за скорость спада давления в котловой полости. При $\beta = 0$ давление в полости постоянно. Влияние величины β на характер изменения давления в полости показано на фиг. 3 для $\nu = 3$, $\alpha = 1$, $H_0 = 10^{-2}$.

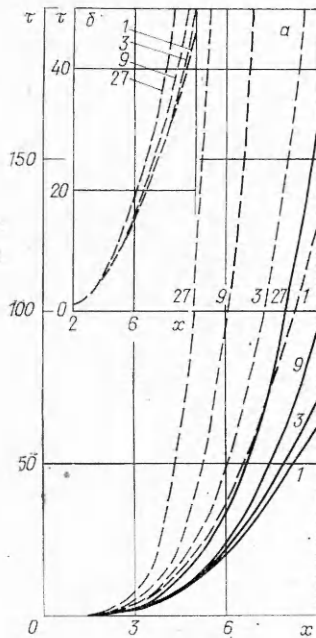


Ф и г. 3

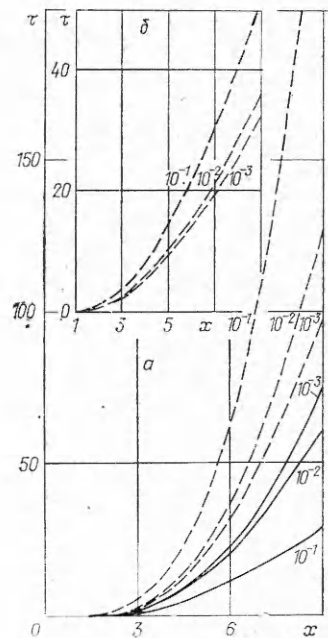
Штрихом представлена зависимость давления в котловой полости от времени, установленная при ядерном взрыве 6,5 кг на глубине 240 м в аллювии, имеющем плотность $1,9 \text{ г/см}^3$ и влажность 12% [9]. При пористости аллювия 25—30% и влажности 12% свободная пористость составляет $\sim 15\%$, что соответствует величине $\beta \sim 0,45$. При малых τ располагается между кривыми с $\beta = 0,27$ и $0,81$, однако в дальнейшем измеренное давление уменьшается сильнее вычисленного. Такое отличие объясняется, очевидно, тем, что в расчете не учитываются тепловые процессы.

На фиг. 4, а, б показано влияние пористости m на время прихода «фронта» фильтрации (сплошные кривые) при $\nu=3$ и на движение контактной поверхности (штриховые кривые) при $\nu=3$ и $\nu=1$. Во всех случаях $\alpha=1$, $H_0=10^{-2}$. Величина m в % указана на кривых.

Влияние величины давления газа в котловой полости на скорость движения «фронта» (сплошные кривые) фильтрации иллюстрирует фиг. 5, а, б соответственно при $\nu=3$ и $\nu=1$. Штрихом показано положение контактной поверхности. Значения параметра H_0 указаны на кривых. Во всех случаях $\alpha=1$, $m=0,01$. В случае равного давления в полости при $\nu=3$ контактная поверхность движется медленнее, чем при $\nu=1$.



Ф и г. 4



Ф и г. 5

Расчитанную зависимость времени прихода «фронта» фильтрации от расстояния при отсутствии обрушения полости в случае $\alpha=1$, $p_1=10^2$ кг/см² и $m=0,01$ можно описать интерполяционными формулами в сферически-симметричном случае ($\nu=3$, $\beta=0,03$) $\tau=0,1122 x^{3,22}$, $3,0 < x < 10$, в плоском случае ($\nu=1$, $\beta=0,0075$)

$$\tau = 0,692 x^{1,9}, \quad 2,0 < x < 10.$$

Поток газа через фиксированную поверхность в случае $\nu=1$, $\alpha=1$, $\beta=0,0075$, $H_0=10^{-2}$ при $\tau > 0,3$ в диапазоне $2 < x < 10$ можно представить в виде

$$Q = \frac{0,423}{\tau^{0,51}} - \frac{0,177}{\tau^{1,61}} [x - 0,06 \exp(0,1135\tau)]^2, \quad x > 0,06 e^{0,1135\tau};$$

$$Q = \frac{0,423}{\tau^{0,51}}, \quad x \leq 0,06 \exp(0,1135\tau).$$

Расчеты показали, что в зависимости от пористости среды и массы газа в котловой полости существует предельное расстояние $L_m = W_m/r_0$,

до которого распространяется при отсутствии перемешивания контактная поверхность между продуктами взрыва и воздухом. Величина этого расстояния выражается через m и давление в полости H_0

$$\frac{W_m}{r_0} = \left[\frac{1 - H_0(1-m)}{H_0 m} \right]^{1/3} \text{ при } \nu = 3;$$

$$\frac{W_m}{r_0} = \frac{4[1 - H_0(1 - 0,75m)]}{3H_0 m} \text{ при } \nu = 1.$$

В табл. 1 приведены величины предельных расстояний L_m при $\nu=3$ для ряда значений m и p_1 .

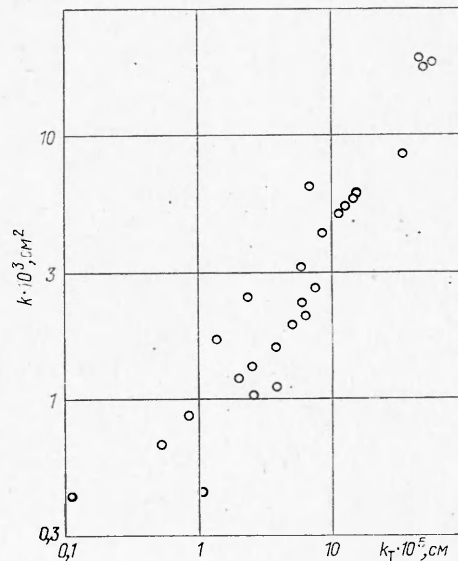
Т а б л и ц а 1

$m, \%$	1	3	9	7
$p_1, \text{кг/см}_2$				
10	9,7	6,7	4,7	3,3
100	21,5	14,9	10,3	7,2

Практически важной характеристикой подземного взрыва является время появления котлового газа в атмосфере. Поскольку в данной работе при проведении расчетов среда предполагалась безграничной, в качестве времени выхода газа в атмосферу принят момент прихода «фронта» фильтрации или контактного разрыва на фиктивную свободную поверхность, расположенную на требуемом расстоянии W от точки взрыва.

В табл. 2 приведены величины времени выхода в атмосферу «фронта» фильтрации t_s и контактной поверхности t_c для ряда горных пород, характеризующихся различной степенью трещиноватости, пористости и проницаемости k и k_T , при типичной глубине камуфлетного взрыва $W = 6-7 r_0$. В группе строк А (табл. 2) помещены времена в случае сферически-симметричного ($\nu=3$), а в группе строк Б—плоского ($\nu=1$) движения при $p_1=100 \text{ кг/см}^2$ и расстоянии до свободной поверхности $W=7 r_0$. В группе строк В помещены времена выхода при $\nu=3$, $p_1=16 \text{ кг/см}^2$ и $W=6 r_0$.

Значения коэффициента турбулентной проницаемости k_T взяты из эмпирической зависимости между k и k_T (фиг. 6), построенной по данным работы [2]. Величина μ принята равной $2 \cdot 10^{-4} \text{ П}$, что соответствует вязкости углекислого газа при температуре $\sim 40^\circ\text{C}$ и давлении $\sim 60 \text{ кг/см}^2$. Масштаб взрыва определяется радиусом котловой полости r_0 . Из табл. 2 видно, что время выхода продуктов взрыва в атмосферу существенно зависит от фильтрационных характеристик разрушенной среды и масштаба взрыва. Так, время выхода сильно уменьшается при увеличении пористости и проницаемости среды. Особенно велико влияние масштаба взрыва на время выхода: увеличение линейного масштаба взрыва в 2—4 раза увеличивает время выхода котлового газа более чем в 5—10 раз.



Ф и г. 6

Таблица 2

Группа строк	$m, \%$	$k, \text{Д}$	$k_T, \text{см}$	ν	$\frac{W}{r_0}$	$p_1, \text{кг/см}^2$	$r_0, \text{м}$	Слаботрещиноватые горные породы		Трещиноватые горные породы		Сильно разрушенные породы, аллювий, туф							
								1	0,1	0,1	1	1	10						
А	$\frac{t_s}{t_c}$	3	7,0	100	1	57 с 1,8 мин	5,7 с 10,8 с	18 с 48 с	4,1 с	12,6 с	7,7 с	11, мин 1 ч	17,6 мин 1,6 ч						
														10	1,6 ч 3,0 ч	9,6 мин 18 мин	30 мин 1,3 ч	3 мин 8 мин	44 мин 4 ч
														20	6,4 ч 12 ч	38 мин 1,2 ч	2 ч 5,3 ч	12 мин 32 мин	2,9 ч 16 ч
														40	25,4 ч 48 ч	2,5 ч 4,8 ч	8 ч 21,3 ч	48 мин 2,1 ч	
Б	t_c	1	7,0	100	1	41 с	4,1 с	12,6 с											
					10	1,1 ч	7 мин	21 мин	2,1 мин	7 мин									
					20	4,6 ч	28 мин	1,4 ч	8,4 мин	27 мин	2,7 мин								
					40	18,4 ч	1,9 ч	5,6 ч	34 мин	1,8 ч	10,8 мин								
В	$\frac{t_s}{t_c}$	3	6,0	10	1	18,2 с 2 мин	1,8 с 12,0 с	1,3 мин	7,7 с										
					10	30 мин 3,3 ч	3 мин 20 мин	2,1 ч	12,8 мин										
					20	2 ч 13,2 ч	12 мин 1,3 ч	8,5 ч	51 мин										
					40	8 ч 58,2	48 мин 5,3 ч	34 ч	3,4 ч										

Заметим, что из-за наличия откольных разрушений и свободы перемещения среды в сторону свободной поверхности область разрушений при камуфлетном взрыве обычно вытянута вверх. В связи с этим представляется, что развивающееся вначале сферически-симметричное движение газа на более поздней стадии приобретает характер плоского движения. Поэтому можно предполагать, что реальные времена выхода газа в атмосферу будут иметь промежуточные значения между вычисленными для $\nu=3$ и $\nu=1$. Кроме того, при крупных взрывах, когда из-за недостаточной устойчивости свода полости за время $t < \frac{m\mu_0^2}{p_1 k}$ может образоваться столб обрушения, данные табл. 2 могут оказаться завышенными.

При решении задачи в уравнении движения были исключены инерционные члены $\rho \frac{\partial u}{\partial t}$ и $\rho u \frac{\partial u}{\partial r}$. Оценка величин инерционных членов после проведения расчетов показала, что ими вполне допустимо пренебречь,

так как их величина на 2—3 порядка меньше остальных членов уравнения движения.

Приведенные результаты расчетов могут быть улучшены, если ввести в рассмотрение тепловые процессы, учесть зависимость пористости от расстояния до точки взрыва, вязкости газа от температуры, а также уточнить величину давления газообразных продуктов взрыва в полости в зависимости от типа источника взрыва, характеристик грунта и масштаба взрыва.

Поступила 27 XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Лейбензон Л. С. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М., Гостехиздат, 1947.
2. Требин Г. Ф. Фильтрация жидкостей и газов в пористых средах. М., Гостоптехиздат, 1959.
3. Шейдеггер А. Э. Физика течения жидкостей через пористые среды. М., Гостоптехиздат, 1960.
4. Адушкин В. В., Перник Л. М. Особенности образования провальных воронок.— ФГВ, 1972, т. 8, № 4.
5. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. Новосибирск, «Наука», 1973.
6. Derlich S. Transformation du milieu dû à une explosion nucleaire souterraine.— In: Peaceful Nucl. Explosions. Vienna, 1970, p. 123—138.
7. Boardman C. R. Engineering effects of underground nuclear explosions.— In: Proc. Symp. Eng. Nucl. Explos. Las Vegas, Nev., 1970, vol. 1. Springfield, Va, 1970, p. 43—67.
8. Olsen C. W. Time history of the cavity pressure and temperature following a nuclear detonation in alluvium.— «J. Geophys. Res.», 1967, vol. 72, N 20.

УДК 538.4 : 621.31

МЕТОД РАСЧЕТА ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

В. А. Лобанов

(Новосибирск)

Описан метод расчета взрывомагнитных генераторов, позволяющий установить такую зависимость между параметрами цепи генератора, при которой в омической нагрузке, изменяющейся во времени, происходит наибольшее выделение энергии. В качестве примера аналитически рассчитана задача о включении плоских генераторов на нагрузку, сопротивление которой линейно растет с температурой. Показана принципиальная возможность создания такого генератора, в котором мощность, выделяемая в омической нагрузке $R(t)$, изменяется во времени заданным образом.

Исследованы форма импульса тока, мощность и энергия, выделяющиеся в нагрузке, при различных параметрах цепи генератора.

1. Взрывомагнитные генераторы (ВМГ), работающие по принципу быстрого сжатия магнитного потока при помощи взрыва, являются наиболее мощными источниками импульсных токов [1—4]. Большое внимание в исследованиях по ВМГ уделяется их энергетическим характеристикам. При этом энергетические задачи связаны или с получением максимальной энергии в активной нагрузке [5], или с достижением наибольшего перехода энергии взрывчатого вещества (ВВ) в электромагнитную