

4. Михайлов А. М. О разрушении однонаправленного стеклопластика.— «Изв. АН СССР. МТТ», 1973, № 5.
5. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1962.
6. Диткин В. А., Прудников А. П. Справочник по операционному исчислению. М., Физматгиз, 1965.
7. Новожилов В. В. К основам теории равновесных трещин в упругих телах.— ПММ, 1969, т. 33, № 5.

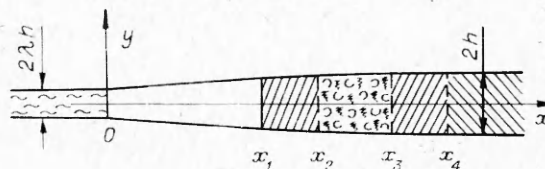
УДК 518.12 : 622.831.2

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВНЕЗАПНОГО ВЫДАВЛИВАНИЯ РАЗРАБАТЫВАЕМОГО УГОЛЬНОГО ПЛАСТА

С. В. Кузнецов, Н. С. Хапилова

(Донецк)

Начальная стадия выброса угля до прорыва разрушенной газоугольной массы в выработанное пространство характеризуется быстрым выдавливанием призабойной пластической зоны угля. В случае малой интенсивности выброс затухает на начальной стадии, ограничиваясь внезапным выдавливанием разрабатываемого угольного пласта.



Ф и г. 1

В работе [1] построена модель процесса внезапного выдавливания разрабатываемого угольного пласта. За неизвестные параметры, характеризующие процесс выдавливания, были приняты координата забоя x_1 , координаты начала и конца зоны разрушенного угля x_2 , x_3 и координата границы пластической зоны x_4 (фиг. 1). Сохраняя обозначения работы [1], запишем систему уравнений, описывающую процесс выдавливания. Она состоит из соотношений, выражающих условие сохранения массы для трех участков пластической зоны

$$(1) \quad \int_{x_i}^{x_{i+1}} v(x) dx = \int_{x_i}^{x_{i+1}} v^0(x) dx + \beta_i \int_{x_i}^{x_4} h dx,$$

$$\beta_i = 0 \text{ при } i = 1, 2, \beta_i = 1 \text{ при } i = 3,$$

и соотношений

$$(2) \quad \gamma H \pi + A \{ [x_2(x_4 - x_2)]^{1/2} - [x_1(x_4 - x_1)]^{1/2} \} - A_1 [x_3(x_4 - x_3)]^{1/2} + \\ + (Ax_4 + 2B) [\arctg(x_4 x_2^{-1} - 1)^{1/2} - \arctg(x_4 x_1^{-1} - \\ - 1)^{1/2}] + 2P [\arctg(x_4 x_3^{-1} - 1)^{1/2} - \arctg(x_4 x_2^{-1} - 1)^{1/2}] -$$

$$\begin{aligned}
 & - (A_1 x_4 + 2B_1) \operatorname{arctg} (x_4 x_3^{-1} - 1)^{1/2} = 0; \\
 (3) \quad & h = (1 - \nu^2) E^{-1} \{ - (1/2) M x_4^2 - [x_2 (x_4 - \\
 & - x_2)]^{1/2} [(1/2) A (2x_2 + x_4) + 2B - 2P] + \\
 & + [x_1 (x_4 - x_1)]^{1/2} [(1/2) A (2x_1 + x_4) + 2B] + \\
 & + [x_3 (x_4 - x_3)]^{1/2} [(1/2) A_1 (2x_3 - x_4) + 2B_1 - 2P] \},
 \end{aligned}$$

содержащих неизвестные параметры $x_1, x_2, x_3, x_4, x_4', P$. В уравнениях (1) вертикальное смещение $v(x)$ границы порода — уголь определяется формулами Колосова—Мусхелишвили [2] и комплексными функциями $\Phi(z)$ и $\Omega(z)$, заданными соотношениями (3.7) работы [1]. Через x_i^0 обозначены значения соответствующих координат в момент времени $t = 0$. Функция вертикального смещения v^0 на каждом участке интегрирования совпадает с видом функции v при замене величин x_1, x_2, x_3, x_4, P на $x_1^0, x_2^0, x_3^0, x_4^0, P^0$. Отметим, что соотношения (2), (3) остаются верными в начальный момент выдавливания $t = 0$.

В уравнениях (1)—(3) коэффициенты M, A, B, A_1, B_1 определяются формулами

$$\begin{aligned}
 M &= A \operatorname{arctg} (x_4 x_2^{-1} - 1)^{1/2} - A \operatorname{arctg} (x_4 x_1^{-1} - 1)^{1/2} - \\
 & - A_1 \operatorname{arctg} (x_4 x_3^{-1} - 1)^{1/2}, \quad A = \tau_s h^{-1}, \\
 B &= k [(1 - \tau_s^2 k^{-2})^{1/2} + k \tau_s^{-1} \arcsin (\tau_s k^{-1})] - \tau_s x_1 h^{-1}, \\
 A_1 &= kh^{-1}, \quad B_1 = k(\pi/2 + P/k - x_3/h).
 \end{aligned}$$

Обозначим через s абсолютное смещение пробки (x_1, x_2). Смещение s связано с координатами x_4, x_2 соотношением

$$(4) \quad s = (x_4 - x_2) - (x_4' - x_2^0).$$

Замкнем систему уравнений (1)—(4), присоединив к ней уравнение движения пробки в виде

$$(5) \quad ms = Pv(x_2) - \tau_s(x_2 - x_1),$$

$$m = \gamma g^{-1} \int_{x_1}^{x_2} v(x) dx.$$

Уравнение (5) интегрируется с учетом условий

$$s = 0, \quad ds/dt = 0 \quad \text{при } t = 0.$$

При численном решении дифференциального уравнения (5) на каждом шаге интегрирования по времени решается система трансцендентных уравнений (1)—(4). Отметим, что при заданном значении смещения s система уравнений (1)—(4) будет замкнутой относительно входящих в нее неизвестных величин $x_1, x_2, x_3, x_4, x_4', P$ [3]. Эта система может быть численно решена методом дифференцирования по параметру s [4]. Считая, что неиз-

вестные $x_1, x_2, x_3, x_4, x_4', P$ являются функциями смещения s , продифференцируем соотношения (1)–(4) по s и преобразуем их к виду

$$(6) \quad \frac{d\bar{x}_i}{ds} = \frac{D_i}{D}, \quad \frac{d\bar{P}}{ds} = \frac{D_5}{D}, \quad \frac{d\bar{x}_4'}{ds} = \frac{D_6}{D}, \quad i = 1, 2, 3, 4.$$

Через D, D_i, D_5, D_6 обозначены определители шестого порядка.

Предварительно система уравнений (1)–(5) и граничные условия приводились к безразмерному виду относительно введенных следующим образом безразмерных параметров:

$$\begin{aligned} \bar{x}_i &= x_i/h, \quad \bar{x}_4' = x_4'/h, \quad \bar{v} = v/h, \quad \bar{s} = s/h, \\ \bar{P} &= P/\gamma H, \quad \bar{k} = k/\gamma H, \quad \bar{\tau}_s = \tau_s/\gamma H, \\ \tilde{k} &= k(1 - v^2)/E, \quad \tilde{\tau}_s = \tau_s(1 - v^2)/E. \end{aligned}$$

(Ниже все величины, имеющие размерность длины, будут отнесены к половине мощности угольного пласта h .)

Система уравнений (6) численно интегрировалась методом Рунге–Кутты на отрезке $0 \leq s \leq s_k$ с начальными значениями

$$x_1 = x_1^0, \quad x_2 = x_2^0, \quad x_3 = x_3^0, \quad x_4 = x_4' = x_4^0, \quad P = P^0.$$

Формула (4) определяет абсолютное смещение сечения x_2 . Численное интегрирование системы уравнений (6) показывает, что не всякому положительному смещению s (движение сечения x_2 влево) соответствует положительное смещение сечения x_1 . Так как нас интересует выдавливание призабойной пробки в выработанное пространство, т. е. смещение сечения x_1 влево, удобно ввести в рассмотрение величину s_1 , являющуюся абсолютным смещением сечения x_1 :

$$(7) \quad s_1 = (x_4 - x_1) - (x_4' - x_1^0).$$

При замене уравнения (4) уравнением (7) система (6) сохраняет свой вид, за исключением шестой строки определителей.

Изменение величин $s, s_1, x_1, x_2, x_3, x_4, P$ с увеличением смещения сечения x_1 представлено в табл. 1 для следующих численных значений параметров: $\bar{k} = 0,2, \bar{\tau}_s = 0,18, E/k = 2000, v = 0,2$. Начальные параметры процесса внезапного выдавливания для указанных значений параметров $\bar{k}, \bar{\tau}_s, E/k, v$ были определены путем решения системы уравнений (3.9),

Т а б л и ц а 1

\bar{s}_1	\bar{s}	\bar{x}_1	\bar{x}_2	\bar{x}_3	\bar{x}_4	\bar{P}
0	0	119,24	127,24	137,24	144,36	3,42
0,4	0,26	118,80	126,93	137,10	145,34	3,14
0,8	0,53	118,37	126,64	136,97	146,23	2,89
1,2	0,80	117,95	126,35	136,83	147,05	2,67
1,6	1,07	117,53	126,06	136,70	147,80	2,47
2,0	1,35	117,13	125,78	136,57	148,49	2,29
2,4	1,63	116,73	125,50	136,44	149,14	2,12
2,8	1,90	116,33	125,23	136,32	149,75	1,96
3,2	2,18	115,94	124,96	136,20	150,32	1,82
3,6	2,46	115,51	124,69	136,08	150,86	1,68
4,0	2,74	115,26	124,49	135,99	151,24	1,58

(3.10), (3.12), (3.13) работы [1]. Они приведены в первой строке табл. 1. Длина пробки l_{12}^0 в начальный момент выдавливания бралась равной восьми, длина зоны разрушенного угля $l_{32}^0 - 10h$.

Расчеты показывают, что при сдвигении пробки смещение сечения x_1 в 1,6 раза больше смещения сечения x_2 , хотя эта цифра несколько уменьшается при увеличении смещения сечения x_1 , она, как правило, остается около 1,4 для реальных значений смещений сечения x_1 ($s_1 < 12h$). В случае, когда при срыве сцепления на контактной поверхности выдавливаемой пробки с породой устанавливается значение касательного напряжения τ_s , значительно меньшее величины k , отношение смещений s_1/s практически не изменяется. Так, при указанных выше значениях параметров \bar{k} , E/k , ν и значении $\bar{\tau}_s$, равном 0,09, величина отношения s_1/s возрастает на 0,3—0,5%. Из табл. 1 видно, что выдавливание пробки сопровождается некоторым раздавливанием ее передней части, примыкающей к свободной поверхности.

В связи с этим запишем уравнение движения центра тяжести пробки в виде

$$(8) \quad m\ddot{s}_c = Pv(x_2) - \tau_s(x_2 - x_1),$$

где смещение центра тяжести пробки s_c связано с координатами x_4 и x_4^0 соотношением

$$(9) \quad s_c = (x_4 - x_c) - (x_4^0 - x_c^0),$$

в котором через x_c обозначена координата центра тяжести пробки, определяемая формулой

$$(10) \quad x_c = \frac{\int_{x_1}^{x_2} xv(x) dx}{\int_{x_1}^{x_2} v(x) dx}.$$

Решив систему уравнений (6), определим зависимость x_1 , x_2 , x_3 , x_4 и P от s_1 . Следовательно, правая часть формулы (8) будет известная функция s_1 , а при использовании соотношений (9), (10) она становится известной функцией s_c . Поэтому запишем (8) в виде

$$(11) \quad \ddot{s}_c = \omega(s_c).$$

Интегрируя (11) при условии равенства нулю в начальный момент выдавливания $t = 0$ смещения центра тяжести и скорости пробки, найдем скорость движения пробки

$$u_{II} = \left(2 \int_0^s \omega(s) ds \right)^{1/2}$$

и время ее выдавливания

$$t_{II} = \int_0^{s_h} \frac{ds}{\left(2 \int_0^s \omega(s_1) ds_1 \right)^{1/2}}.$$

Величина смещения центра тяжести пробки s_K в момент окончания процесса t_K определяется условием обращения в нуль скорости движения пробки

$$\int_0^{s_K} \omega(s) ds = 0.$$

На фиг. 2, 3 показано изменение смещения s_c и скорости пробки во времени, причем при расчетах вместо уравнения движения (8) рассматривалось более общее уравнение движения пробки

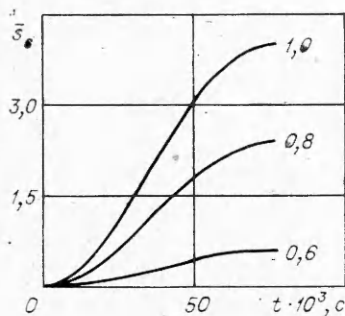
$$m\ddot{s}_c = \alpha_p P v(x_2) - \tau_s(x_2 - x_1),$$

в котором введенный коэффициент передачи усилий α_p равен единице в случае, когда передача усилий в зоне разрушенного угля соответствует распределению давления в идеальной несжимаемой жидкости. Применительно к нашей задаче нижняя грань α_p определяется из условия

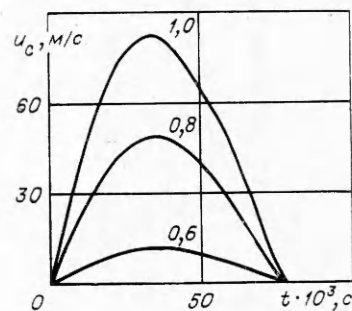
$$\alpha_p^* P^0 v_y^0(x_2) - \tau_s(x_2^0 - x_1^0) = 0.$$

При α_p , равных α_p^* , пробка остается в состоянии покоя. Из фиг. 2, 3 видно, что смещение центра тяжести пробки при изменении α_p от 0,6 до 1 не превосходит $4h$, время выдавливания пробки находится в пределах 76—78 мс, максимальная скорость пробки изменяется от 12 до 82 м/с. Численные данные приведены для следующих значений параметров, характеризующих физико-механические свойства пород и угля: $\gamma = 2,5$ г/см³; $\nu = 0,2$; $\rho = 1,3$ г/см³; $\bar{k} = 0,2$; $\bar{\tau}_s = 0,18$; $E/k = 2000$; $h = 1$ м; $H = 1000$ м.

Как известно, решение задачи с условием смыкания боковых пород вмещающих угольный пласт, дает большую протяженность зависающей кровли выработанного пространства (см. табл. 1). В практике разработки угольных пластов зависающая кровля, как правило, ложится на обрушенные слои пород. Обозначим мощность обрушенных слоев пород через $2\lambda h$ (см. фиг. 1). Учет обрушенных слоев пород не вносит принципиальных затруднений в рассмотренную постановку задачи. Система уравнений (1), (2), (8)—(10), описывающая процесс выдавливания, полностью сохраняет свой вид, в уравнении (3) в правой части величина h заменяется на $(1 - \lambda)h$. Изложенные методы расчета при этом могут быть применены без всяких изменений. Приведенные в табл. 1 и на фиг. 2, 3 результаты численных расчетов соответствуют значению параметра λ , равному нулю.



Фиг. 2



Фиг. 3

Таблица 2

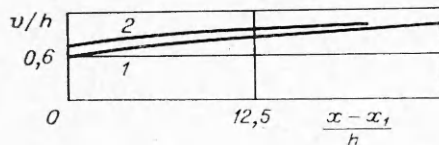
λ	l_{32}^0	l_{12}^0	α_1^0	α_2^0	α_3^0	α_4^0	P^0
0,4	10	8	69,26	77,26	87,26	89	3,67
	11	4	70,65	74,65	84,65	89	3,23
0,6	8	8	43,72	51,72	59,72	61,38	3,21
	10	4	45,57	49,57	59,57	61,40	3,12

В табл. 2 приведены начальные параметры процесса выдавливания при $\lambda = 0,4; 0,6$. Из нее видно, что при увеличении λ несколько уменьшается протяженность призабойной пластической зоны и значительно уменьшается длина зависающей кровли.

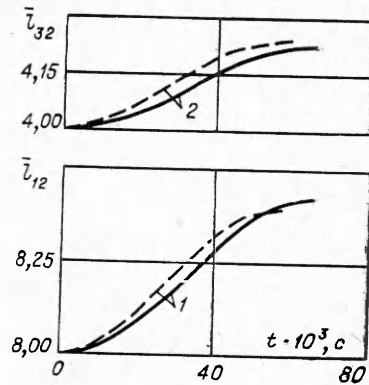
Форма угольного пласта в призабойной пластической зоне в начальный момент выдавливания $t=0$ показана на фиг. 4. На вертикальной оси отложено расстояние от оси симметрии угольного пласта до контактной поверхности угольного пласта с породой. Кривая 1 построена для значения коэффициента λ , равного нулю. Кривая 2 соответствует значению параметра λ , равному 0,4. Учет слоя обрушенных пород приводит к меньшей деформации призабойной зоны угольного пласта.

Учет влияния слоя обрушенных пород должен, по-видимому, оказать существенное влияние на величину длины пробки l_{12} и зоны разрушенного угля l_{32} , образующихся в начальный момент выдавливания $t = 0$. Если же рассмотреть случай, соответствующий равным значениям l_{12}^0 , а также l_{32}^0 для $\lambda = 0$ и $\lambda = 0,4$, то расчет процесса выдавливания пробки показывает, что при $\lambda = 0,4$ отношение величин s_1/s практически сохраняется тем же, что и при $\lambda = 0$; максимальная скорость выдавливания при $\alpha_p = 1$ увеличивается до 88 м/с; время процесса уменьшается на 6—7 мс. Из сравнения указанных величин для $\lambda = 0$ и $\lambda = 0,4$ видно, что при одинаковых длинах l_{12}^0 и l_{32}^0 учет λ не вносит принципиальных изменений в характер процесса выдавливания.

На фиг. 5 показано изменение длины пробки и зоны разрушенного угля в процессе выдавливания при $l_{12}^0 = 8$, $l_{32}^0 = 4$, $\alpha_p = 1$. Длина призабойной пластической пробки при выбранных значениях параметров, характеризующих физико-механические свойства пород и угля, значительно увеличивается в процессе выдавливания (кривая 1). Длина зоны разрушенного угля (кривая 2) также возрастает с течением времени, причем увеличение $l_{32}(t)$ сопровождается уменьшением величины нагрузки P в процессе выдавливания. Сплошные кривые на фиг. 5 соответствуют $\lambda = 0$, штриховые — $\lambda = 0,4$.



Фиг. 4



Фиг. 5

Если известны длины пробки и зоны разрушенного угля в момент окончания процесса выдавливания, то можно определить их длины в начальный момент, пользуясь разработанным алгоритмом расчета процесса и построенными сериями графиков изменения l_{12} и l_{32} от времени t .

В заключение обсудим соображения, на основе которых можно было бы определять величины l_{12} и l_{32} в начальный момент выдавливания $t = 0$. В работах [5, 6] показано, что разрушение угольного пласта при резком перемещении максимума эпюры нормальных напряжений в глубь массива может начаться на участке, на котором газовое давление будет превосходить нормальное напряжение σ_x вследствие того, что эпюра газового давления не может перестраиваться со скоростью перераспределения напряжений в массиве. Слева от точки пересечения указанных эпюр (фиг. 6) уголь будет находиться в неразрушенном состоянии. Расстояние от забоя до указанной точки можно в первом приближении принять за длину пробки в начальный момент процесса внезапного выдавливания. Процесс дробления угля, продолжающийся в течение 2—3 мс, приводит к образованию зоны разрушенного угля. Сечение, в котором напряжение σ_x равно давлению газа на бесконечности, может быть принято за границу зоны разрушенного угля; при $x > x_3$ напряжение σ_x больше давления газа на бесконечности p_∞ . Осреднив нормальную компоненту напряжения вдоль зоны разрушенного угля, получим скачок в эпюре нормальных напряжений в сечении x_2 . Величина этого скачка δ , определяемого соотношением

$$Ax_2 + B = P + \delta,$$

будет находиться в пределах

$$0 < \delta < p_\infty - \sigma_x|_{x=x_2}.$$

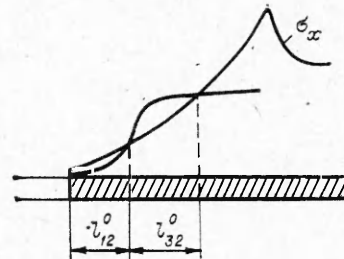
Для выбранных значений скачка δ начальные параметры процесса внезапного выдавливания могут быть определены методом, изложенным в [3].

Выталкивающая пробку газугольная смесь находится в трубе переменного диаметра $v(x)$ (см. фиг. 4). В случае разрушения пробки газугольная смесь будет выноситься через отверстие в выработанное пространство. Газодинамическую стадию протекания выброса до и после прорыва пробки необходимо рассматривать с учетом сужающейся формы выработанного пространства, образующейся под действием изменяющегося со временем протекания процесса напряженного состояния вокруг выработки.

Поступила 9 XI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов С. В., Хапилова Н. С. О внезапном выдавливании разрабатываемого угольного пласта. — «Изв. АН СССР. МТТ», 1975, № 3.
2. Мусхелишвили Н. И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. М., Изд-во АН СССР, 1954.
3. Хапилова Н. С. Внезапное выдавливание неоднородного угольного пласта. Основные соотношения. — ФТПРПИ, 1976, № 5.



Ф и г. 6

4. Дымарский Я. С., Лозинский Н. Н. и др. Справочник программиста. Т. 1. Л., Судпромгиз, 1963.
5. Кузнецов С. В. О взаимодействии горного давления и давления газа в угольном пласте. — ПМТФ, 1961, № 4.
6. Кузнецов С. В. К вопросу о внезапных выбросах угля и газа. — ФТПРПИ, 1966, № 4.

УДК 622.235.5

О ТЕПЛОМАССОБМЕНЕ ПРИ ВЗРЫВЕ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

К. Е. Губкин, В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич

(Москва)

Давления в продуктах детонации ВВ имеют величины порядка 100 кбар, а температура газов в начальные моменты времени достигает нескольких тысяч градусов. Многие реальные твердые тела, грунты и горные породы содержат в своей структуре значительное количество пор, микро- и макроскопических трещин и просто щелей, разделяющих среду на отдельные блоки. При таких условиях газ может с большой скоростью проникать в эти дефекты среды, не совершая вообще никакой механической работы по деформированию материала или при определенных условиях производя «расклинивающее» действие в трещинах. Поскольку свежесформированные поверхности твердых тел имеют повышенную сорбционную способность, часть газа может адсорбироваться в среде и подвергаться капиллярной конденсации. Это количество газа, «поглощенное» средой, может быть различным в зависимости от суммарной площади поверхности трещин и пор и в некоторых случаях достигать весьма значительных величин. С формальной точки зрения захват продуктов детонации твердыми средами сводится к неадиабатичности процесса расширения взрывной полости в грунтах и горных породах, а с фактической — к уменьшению эффективности взрыва или его механического действия.

В Институте физики Земли АН СССР под руководством И. Л. Зельманова на протяжении ряда лет проводились систематические экспериментальные исследования микровзрывов в песке с различной плотностью выделения энергии [1, 2]. Это достигалось с помощью электровзрывов, комбинацией электрического разряда с химическими ВВ, разбавлением взрывчатых веществ легко испаряемыми добавками, взрывами в воздушных полостях и, наконец, «взрывами» просто сжатого воздуха. Опыты ставились таким образом, что существенно изменяющимся (примерно на два порядка) параметром была начальная температура газов. Подбирая соответствующим образом объем воздушной полости, можно, почти не изменяя начальной температуры газов, получать примерно одинаковые начальные давления, так что характер изэнтропы расширения оставался во всех опытах одним и тем же. При помощи индукционных датчиков измерялось поле массовых скоростей в зависимости от расстояния и времени. Как обычно принято во взрывных экспериментах, полученные данные обрабатывались в приведенных координатах $\bar{r} = r/E^{1/3}$, где r — расстояние от центра взрыва, E — энергия. Для однотемпературных взрывов (например, для одного и того же вида ВВ) подтвердился принцип геомет-