

УДК 539.375

## МЕХАНИКА ОТРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ СЖАТЫХ ГАЗОНОСНЫХ ГОРНЫХ ПОРОД

НИКИТИН Л. В., ОДИНЦЕВ В. Н.

Рассматриваются модели распространения магистральных трещин отрыва в горных породах, содержащих свободный газ в трещинно-поровых дефектах. Развитие трещин отрыва в условиях всестороннего сжатия объясняется воздействием двух факторов: локально неоднородным деформированием материала вблизи дефектов и распирающим действием свободного газа.

Горные породы считаются упругими материалами, в качестве критерия роста магистральной трещины используется критерий предельного коэффициента интенсивности напряжений. Устойчивость роста трещины в газоносных материалах двух типов — пористом и сильно трещиноватом, оценивается с учетом изменения давления газа в трещине. На основании проведенной оценки выделены характерные случаи развития магистральных трещин. Указывается возможная связь некоторых из этих случаев с внезапными выбросами пород в подземных горных выработках.

**1. Исходные представления.** При разработке месторождений полезных ископаемых встречаются горные породы, насыщенные газом (преимущественно метаном или углекислым газом). К ним относятся каменный уголь, многие песчаники, соли. Газ находится в породе как в свободном состоянии (в трещинно-поровом пространстве), так и в сорбированном состоянии.

При изменении напряженного состояния газоносной породы, например при увеличении выработанного пространства, иногда начинается ее самопроизвольное разрушение. Расширяющийся свободный газ приводит в движение разрушенную породу и отбрасывает ее в выработанное пространство (внезапный выброс). Математические модели подготовки и развития выбросов породы (угля) и газа разработаны в [1—4]<sup>1</sup>.

Хрупкое разрушение газоносных пород обычно рассматривается как развитие трещин отрыва в монолитном пористом материале вследствие распирающего действия содержащегося в порах свободного газа. Однако значение пор в трещинообразовании не сводится к функции резервуара свободного газа. При деформации горной породы поры и некоторые другие дефекты представляют собой неоднородности, которые в условиях неравномерного сжатия могут порождать возле себя локальные области растягивающих напряжений. В [5—8]<sup>2</sup> показано, что даже при отсутствии в порах газа из областей локального растяжения могут расти трещины отрыва в направлении наибольшей сжимающей нагрузки. Это имеет место в том случае, когда для наибольшего  $\sigma_1$  и наименьшего  $\sigma_3$  осредненных главных напряжений выполняется соотношение  $\sigma_1 \gg \sigma_3$  (напряжения сжатия считаем положительными). Очевидно, что в газоносной породе влияние фактора «неоднородности» должно сказываться при выполнении условия  $\sigma_1 \gg |\sigma_3 - p|$ , где  $p$  — давление газа в порах.

<sup>1</sup> См. также: Христианович С. А., Салганик Р. Л. Внезапные выбросы угля (породы) и газа. Напряжения и деформации: Препринт № 153. М.: Ин-т проблем механики АН СССР, 1980. 87 с.; Христианович С. А., Салганик Р. Л. Выбросоопасные ситуации. Дробление. Волна выброса: Препринт № 152. М.: Ин-т проблем механики АН СССР, 1980. 44 с.; Коваленко Ю. Ф. Элементарный акт явления внезапного выброса. Выброс в скважину: Препринт № 145. М.: Ин-т проблем механики АН СССР, 1980. 87 с.

<sup>2</sup> См. также: Гольдштейн Р. В., Осипенко Н. М. Структуры разрушения. Условия формирования. Эшелоны трещины: Препринт № 110. М.: Ин-т проблем механики АН СССР, 1978. 59 с.

Отметим, что представление о газоносных породах как о монолитных пористых материалах не всегда отвечает действительности. Наиболее газоносные и выбросоопасные каменные угли обладают высокой степенью трещиноватости, которая выражается в наличии многочисленных, частично закрытых и слабо залеченных, разноориентированных экзогенных микротрещин [9—11]. Часто выбросоопасный уровень напоминает спрессованный брикет, состоящий из частиц диаметром приблизительно 0,5 мм, промежутки между которыми заполнены более тонко перетертыми частицами. Средняя величина просвета в этом случае составляет 0,004 мм [9]. Свободный газ заполняет отдельные большие поры, а также микротрещинное пространство, которое считается замкнутым до начала техногенного влияния.

Наличие разноориентированных микротрещин может обусловить отрывной характер разрушения породы при неравномерном сжатии. С ростом внешней нагрузки  $\sigma_1$  сначала активизируются микротрещины, наклоненные к оси действия нагрузки. Сдвиговое смещение берегов этих микротрещин вызывает отрывное раскрытие концевых микротрещин, ориентированных в направлении действия нагрузки  $\sigma_1$ . Свободный газ, находящийся в микротрещине, является дополнительным фактором, способствующим ее росту. По мере раскрытия микротрещины отрыва давление свободного газа падает, что способствует остановке трещины. При продолжающемся росте нагрузки микротрещины отрыва прорастают и, сливаясь, образуют магистральную трещину вдоль направления действия  $\sigma_1$ .

Образование магистральных трещин является важной стадией разрушения газоносной породы, при которой фактически происходит разделение породы на части. В этой связи рассмотрим две модели образования магистральных трещин отрыва в газоносных материалах: поровую модель, в которой трещинопорождающими дефектами являются макропоры, и микротрещинную модель, в которой трещинопорождающими дефектами являются микротрещины сдвига.

В качестве критерия роста трещины примем критерий предельного коэффициента интенсивности напряжений, то есть будем считать, что трещина начнет расти, когда коэффициент интенсивности напряжений  $K_1$  достигнет своего предельного значения  $K_{1c}$ .

$$K_1 = K_{1c} \quad (1.1)$$

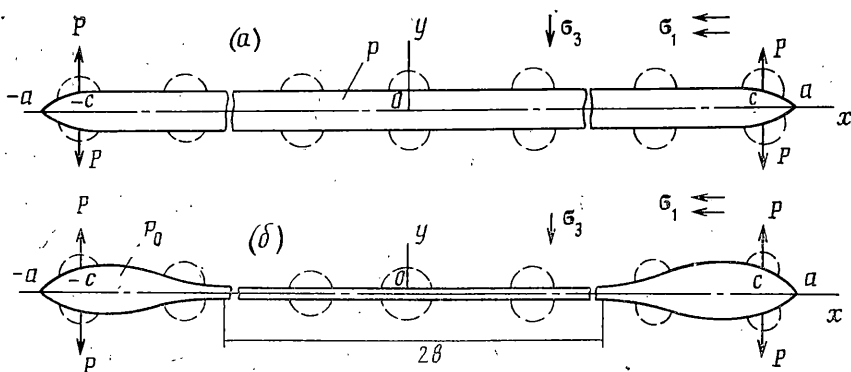
Уменьшение давления свободного газа при росте трещины может вызвать десорбцию и увеличить количество свободного газа в трещине. Если нагружение породы и, следовательно, прорастание трещины происходит достаточно быстро (в течение десятков секунд), то прирост количества свободного газа в анализе роста трещины можно не учитывать. Изменение давления газа  $p$  при изменении объема  $V$  будем описывать законом политропы для идеального газа ( $n$  — показатель политропы):

$$pV^n = \text{const} \quad (1.2)$$

**2. Поровая модель.** В условиях плоской деформации будем рассматривать упругий материал, содержащий одинаково удаленные друг от друга двумерные поры радиуса  $r$ . Модуль сдвига материала обозначим  $\mu$ , коэффициент Пуассона  $\nu$ . Начальное давление газа в порах обозначим  $p_0$ , давление в процессе роста трещин  $p$ . Напряженное состояние в материале определяется действующими на бесконечности главными сжимающими напряжениями  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ .

Выберем декартову систему координат  $xOy$  так, что ось  $x$  направлена вдоль линии действия наибольшей сжимающей нагрузки  $\sigma_1$ . Будем в этом материале рассматривать цепочку из пор, расположенных вдоль оси  $x$ . Расстояние между порами обозначим  $s$ . Пусть поры имеют зародышевые микротрещины отрыва, прорастание которых сформирует магистральную трещину отрыва (фиг. 1,а).

Влияние поры, как неоднородности, на поведение порожденной порой микротрещины отрыва удобно описывать с помощью фиктивной расширяющей нагрузки, приложенной к берегам микротрещины с гладкими бе-



Фиг. 1

регами. Геометрию поры при этом можно не рассматривать. При надлежащем выборе фиктивной нагрузки это является хорошим приближением и значительно облегчает математическое описание трещины. Такой прием особенно удобен при рассмотрении магистральных трещин.

В магистральной трещине распирающее воздействие создают только крайние поры. Нагрузки, моделирующие распирающее воздействие этих пор, будем для простоты считать сосредоточенными силами интенсивности  $P$ , приложенными в точках  $x = \pm c$  (фиг. 1, а). Если выполняется условие  $\sigma_1 \gg |\sigma_3 - p|$ , то можно считать, что величина силы  $P$  зависит только от наибольшей нагрузки  $\sigma_1$ . Для протяженных магистральных трещин выполняется соотношение  $(a-c)/a \ll 1$ , где  $a$  — полудлина магистральной трещины. Разность  $a-c$  не превышает половины расстояния между соседними порами. Будем считать ее постоянной величиной, равной половине расстояния между порами  $a-c = s/2$ .

Изучим сначала рост магистральной трещины при условии, что начальное давление в порах  $p_0$  превышает боковое поджатие  $\sigma_3$ :

$$p_0 > \sigma_3 \quad (2.1)$$

Магистральная трещина в этом случае является открытой. Граничные условия на трещине и условия на бесконечности имеют вид

$$\sigma_y = P\delta(|x| - c) + p, \quad \tau_{xy} = 0 \quad (y=0, |x| \leq a) \quad (2.2)$$

$$\sigma_x = \sigma_1, \quad \sigma_y = \sigma_3, \quad \tau_{xy} = 0 \quad (x^2 + y^2 \rightarrow \infty) \quad (2.3)$$

где  $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$  — компоненты тензора напряжений,  $\delta(x)$  — дельта-функция.

Коэффициент интенсивности напряжений у кончика трещины имеет вид

$$K_I = 2P(\pi s)^{-1/2} + (\pi a)^{1/2}(p - \sigma_3) \quad (2.4)$$

Здесь не учтен член  $s^{1/2}P(2^{1/2}\pi a)$ , так как для протяженных трещин он дает очень малый вклад.

Посредством равенства  $2P(\pi s)^{-1/2} = (\pi\rho/2)^{1/2}\sigma_1$  введем имеющую размерность длины величину  $\rho$ . Косвенно она отражает влияние неоднородности на рост магистральной трещины и может быть названа эффективным размером трещинопорождающего дефекта. Тогда условие равновесия открытой магистральной трещины можно представить в виде

$$K_{Ic} = (\pi\rho/2)^{1/2}\sigma_1 + (\pi a)^{1/2}(p - \sigma_3) \quad (2.5)$$

Без учета пор объем двумерной трещины отрыва  $V_T$  при  $(a-c)/a \ll 1$  определяется следующим выражением

$$V_T = (1-\nu)\pi[s(2\rho a)^{1/2}\sigma_1 + a^2(p - \sigma_3)]/\mu$$

Примем, что масса свободного газа в магистральной трещине равна суммарной массе свободного газа, первоначально заключенного в цепочке из  $N$  пор, через которые проходит магистральная трещина. В случае протяженной магистральной трещины можно считать  $N \sim 2a/s$ .

Падение давления газа в магистральной трещине при изменении ее длины согласно (1.2) будет определяться равенством

$$p_0(ar^2/s)^n = p[ar^2/s + (1-\nu)s(2\rho a)^{1/2}\sigma_1/(2\mu) + (1-\nu)a^2(p-\sigma_3)/(2\mu)]^n \quad (2.6)$$

Полагая, что для протяженных трещин  $r^2/(sa) \ll 1$ , соотношение (2.6) можно упростить

$$p/p_0 \approx 1 + (2\mu/(1-\nu)) [(p_0/\sigma_3)^{1/n} - 1] r^2/(sa) \quad (2.7)$$

Соотношения (2.5) и (2.7) определяют условия равновесия открытой магистральной трещины в содержащем свободный газ пористом материале. Нетрудно убедиться, что система уравнений (2.5), (2.7) имеет действительное решение при условии

$$\sigma_1 < \sigma_0 \equiv K_{1c}(2/\pi\rho)^{1/2} \quad (2.8)$$

В этом случае длина равновесной трещины определяется выражением

$$a_p = 8\mu^2 r^4 [(p_0/\sigma_3)^{1/n} - 1]^2 [(1-\nu)^2 s^2 \rho (\sigma_0 - \sigma_1)^2]^{-1} \quad (2.9)$$

а давление газа в трещине равно

$$p_p = \sigma_3 + (1-\nu)s\rho(\sigma_0 - \sigma_1)^2 [(p_0/\sigma_3)^{1/n} - 1]^{-1} / (4\mu r^2) \quad (2.10)$$

Можно показать, что в этом случае  $dK_{1c}/da < 0$ . Таким образом при условии, что начальное давление газа в порах  $p_0$  превышает величину бокового поджатия  $\sigma_3$ , а нагрузка  $\sigma_1$  меньше порогового значения  $\sigma_0$ , магистральная открытая трещина оказывается устойчивой. Если максимальная нагрузка превышает значение  $\sigma_0$ , то равновесная открытая магистральная трещина существовать не может, ее размер становится неограниченным, а давление газа в ней, как следует из (2.7), стремится к значению бокового поджатия  $\sigma_3$ .

Рассмотрим теперь случай, когда начальное давление газа в порах меньше боковой нагрузки

$$p_0 < \sigma_3 \quad (2.11)$$

В этом случае микротрещины могут прорасти и, соединяясь, образовывать магистральную трещину только за счет действия фактора «неоднородности». Это может иметь место при выполнении условия  $\sigma_1 \gg \sigma_3 - p_0$ . Магистральная трещина отрыва, растущая в условиях сжатия при отсутствии в порах газа рассматривалась в [6, 7]. Установлено, что наличие небольшого бокового поджатия приводит к смыканию берегов магистральной трещины в центральной части, что не препятствует ее росту. Длина открытого участка трещины меняется с длиной трещины незначительно. Если обозначить через  $d_0$  полудлину магистральной трещины в момент начала смыкания ее берегов, а через  $d_\infty$  длину открытого участка полубесконечной магистральной трещины, т. е. протяженной трещины с областью смыкания, распространившейся почти на всю ее длину, то справедливы соотношения

$$d_0 = [s(\rho/2)^{1/2}\sigma_1/\sigma_3]^{2/3}, \quad d_\infty = [s\rho^{1/2}\sigma_1/(2\sigma_3)]^{2/3}$$

Таким образом, длина открытого конца уменьшается приблизительно в 1,26 раза.

Исследуем поведение частично закрывающейся трещины отрыва в газоносном пористом материале (фиг. 1, б). Заметим, что магистральные трещины с сомкнутыми в центральной части берегами в материалах типа горных пород не являются закрытыми для газа. Вследствие микронеоднородной разгрузки материала вблизи берегов трещины, что обусловлено природной особенностью горных пород, между сомкнутыми берегами образуются микропромежутки, соединенные каналами между собой. Поэтому в частично закрытой трещине давление газа должно быть всюду одно и то же.

Вследствие того, что с ростом трещины длина ее открытых участков меняется мало, их влияние на изменение давления для больших трещин

становится незначительным. В достаточно длинной закрытой магистральной трещине устанавливается давление приблизительно равное начальному давлению газа в порах, т. е.  $p \approx p_0$ .

Таким образом, напряженное состояние вблизи частично закрытой магистральной трещины в пористом материале можно найти из решения задачи, граничные условия которой на трещине имеют следующий вид

$$\begin{aligned} \tau_{xy} &= 0 \quad (y=0, |x| \leq a) \\ \sigma_y &= P\delta(|x|-c) + p_0 \quad (y=0, b < |x| < a) \\ v &= 0 \quad (y=0, |x| \leq b) \end{aligned} \quad (2.12)$$

где  $v$  — компонента смещения по оси  $y$ ,  $2b$  — размер области смыкания в центре трещины. В точках  $x = \pm b$  нужно потребовать ограниченность напряжений, что равносильно условию плавного смыкания берегов  $\partial v / \partial x = 0$ . Условия на бесконечности определяются соотношениями (2.3).

Коэффициент интенсивности напряжений у кончика трещины с учетом того, что  $P = \pi (s\rho/8)^{1/2} \sigma_1$ , имеет вид

$$K_I = (\pi\rho/2)^{1/2} \sigma_1 - (\pi d)^{1/2} (2-d/a)^{1/2} (\sigma_3 - p_0) \quad (2.13)$$

где  $d$  — длина открытого конца трещины.

Условие, связывающее полудлину закрытого участка  $b$  с нагрузкой и полудлиной протяженной магистральной трещины  $a$ , при естественном условии  $s/a \ll 1$  имеет вид

$$k[E(k) - (1-k^2)K(k)]/E(k) = s(\rho/2)^{1/2} \sigma_1 [(\sigma_3 - p_0)a^{3/2}]^{-1} \quad (2.14)$$

где  $k = (a^2 - b^2)^{1/2}/a$ ,  $K(k)$  и  $E(k)$  — полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно.

Анализируя изменение коэффициента интенсивности напряжений с ростом длины трещины можно усмотреть, что за счет второго слагаемого он незначительно убывает. Следовательно, рост протяженной магистральной трещины в пористом материале в случае, когда начальное давление газа в порах меньше боковой нагрузки (2.14), происходит со слабой устойчивостью. Степень устойчивости роста трещины близка к безразличному равновесию.

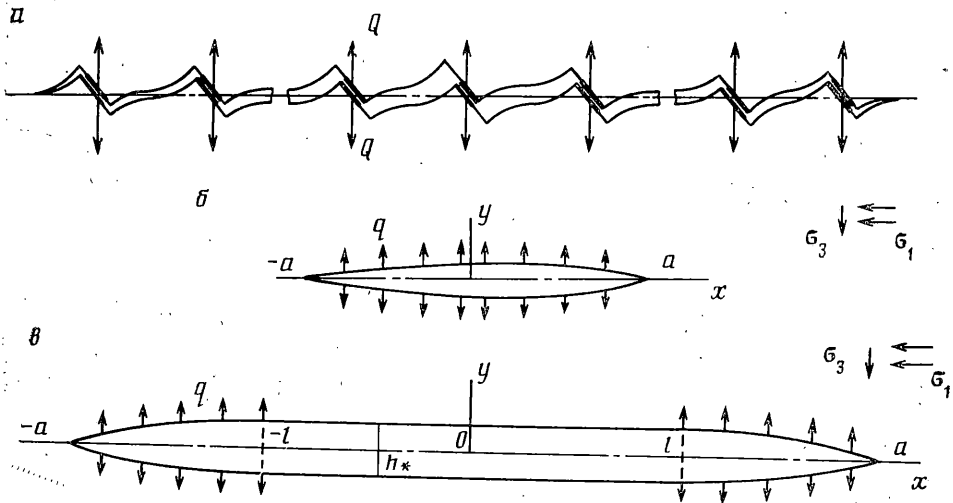
**3. Микротрещинная модель.** В условиях плоской деформации рассмотрим упругий материал с большим числом хаотически расположенных микротрещин, так что его можно считать однородным и изотропным. Такая модель представляется адекватной для анализа хрупкого разрушения сильно нарушенных углей. Структуру материала будем характеризовать двумя параметрами: средней длиной микротрещины (или, что то же, средним размером частицы)  $h$  и эффективным начальным просветом микротрещин  $\omega$ .

Рост микротрещины отрыва в условиях всестороннего сжатия возможен благодаря локальному распирающему воздействию, создаваемому микротрещинами сдвига при проскальзывании их берегов. Для простоты распирающее действие сдвиговой микротрещины моделируют сосредоточенными силами [12]. Если предположить, что трение между берегами микротрещины сдвига отсутствует, то через трещину будет передаваться только нормальное усилие. Следовательно, распирающая сила, возникающая на микротрещине сдвига длины  $h$  в условиях двухосного сжатия, может быть оценена следующим образом

$$Q = (\sigma_1 \sin^2 \alpha - \sigma_3 \cos^2 \alpha) h \cos \alpha \quad (3.1)$$

где  $\alpha$  — угол, который образует микротрещина сдвига с направлением действия нагрузки  $\sigma_1$ .

В отсутствие газа рост микротрещины отрыва по мере увеличения нагрузки  $\sigma_1$  происходит устойчиво, что связано с локальностью нагрузки  $Q$ . С ростом микротрещины отрыва увеличивается подвижка по микротрещине сдвига и распирающая сила уменьшается вплоть до нуля при выходе берегов микротрещины сдвига из зацепления. При наличии газа рост



Фиг. 2

микротрещины отрыва также будет происходить устойчиво, поскольку давление газа в ней должно падать.

Будем далее рассматривать совокупность микротрещин сдвига, равномерно расположенных по оси  $x$  на расстоянии  $s_m$  одна от другой и одинаково наклоненных к этой оси. Если длина микротрещин отрыва достигнет величины  $s_m$ , то происходит слияние микротрещин в магистральную трещину (фиг. 2, а). Заметим, что величины  $s_m$  и  $h$  одного порядка малости и удовлетворяют соотношению  $h \leq s_m$ .

Будем для простоты считать, что распирающая сила  $Q$  не зависит от величины зацепления берегов микротрещины сдвига вплоть до момента, когда берега сдвиговой микротрещины полностью выходят из зацепления. Очевидно, предельное смещение берегов микротрещины сдвига равно  $h$ . Назовем «короткой» магистральную трещину отрыва, у которой расхождение берегов в каждой точке меньше предельного значения  $h_* = 2h \sin \alpha$ .

Рассмотрим сначала короткую магистральную трещину. Ради простоты заменим действие на магистральную трещину совокупности сосредоточенных распирающих сил  $Q$  распределенной распирающей нагрузкой  $q = Q/s_m$ . Таким образом, для исследования характера роста короткой магистральной трещины будем рассматривать трещину, нагруженную на берегах распределенной нагрузкой  $q = \gamma_1 \sigma_1 - (\gamma_3 - 1) \sigma_3$ , где  $\gamma_1 = (h/s_m) \sin^2 \alpha \cos \alpha$ ,  $\gamma_3 = 1 + (h/s_m) \cos^2 \alpha$ , давлением газа  $p$ , и находящуюся под воздействием внешних нагрузок  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$ , приложенных на бесконечности (фиг. 2, б). Условие роста трещины длины  $2a$  в рассматриваемом случае записывается в виде

$$K_1 = (\pi a)^{1/2} (\gamma_1 \sigma_1 - \gamma_3 \sigma_3 + p) = K_{1c} \quad (3.2)$$

Давление газа в магистральной трещине и ее длина в соответствии с (1.2) связаны соотношением

$$p_0 (2a\omega)^n = p V_T^n \quad (3.3)$$

Здесь  $p_0$  — начальное давление свободного газа в микротрещинном замкнутом пространстве,  $V_T = (1-\nu) \pi a^2 (\gamma_1 \sigma_1 - \gamma_3 \sigma_3 + p) / \mu$  — объем двумерной трещины.

Учитывая, что при реальных для угля значениях параметров справедлива оценка  $\mu \omega [a (\gamma_1 \sigma_1 - \gamma_3 \sigma_3)]^{-1} \ll 1$  из (3.3) получаем

$$p/p_0 = \{2\mu \omega [(1-\nu) \pi a (\gamma_1 \sigma_1 - \gamma_3 \sigma_3)]^{-1}\}^n \quad (3.4)$$

Подставляя (3.4) в (3.2), находим

$$K_1 = (\pi a)^{1/2} (\gamma_1 \sigma_1 - \gamma_3 \sigma_3) + (\pi a)^{1/2-n} p_0 \{2\mu \omega [(1-\nu) (\gamma_1 \sigma_1 - \gamma_3 \sigma_3)]^{-1}\}^n \quad (3.5)$$

При  $n > 1/2$ , что имеет место для реальных газов, коэффициент интен-

сивности с ростом длины трещины сначала падает, а затем по достижении трещиной критической длины  $2a_k$  начинает возрастать. Значение  $a_k$  определяется из условия экстремума для  $K_1$ , которое дает

$$a_k = 2\mu\omega(1-\nu)^{-1}[(2n-1)p_0]^{1/n}(\gamma_1\sigma_1 - \gamma_3\sigma_3)^{-(n+1)/n} \quad (3.6)$$

Таким образом, достаточно короткая магистральная трещина должна устойчиво подрастать по мере увеличения нагрузки  $\sigma_1$  или убывания  $\sigma_3$ , что объясняется сильным влиянием изменения давления газа в короткой трещине. При критической длине характер роста трещины изменяется на неустойчивый.

Оценим падение давления газа в магистральной трещине при достижении в ее центре предельного расхождения берегов  $h_*$ . Учитывая, что смещение  $v$  берегов короткой магистральной трещины описывается выражением

$$v(x, 0) = (1-\nu)(a^2 - x^2)^{1/2}(\gamma_1\sigma_1 - \gamma_3\sigma_3 + p)/\mu \quad (3.7)$$

В этом случае имеем

$$h_* = 2(1-\nu)a_*(\gamma_1\sigma_1 - \gamma_3\sigma_3 + p)/\mu \quad (3.8)$$

Здесь  $a_*$  — минимальная длина магистральной трещины, при которой берега порождающих ее микротрещин сдвига начинают выходить из зацепления. Подставляя получаемое из (3.8) выражение для  $a_*$  в (3.3), находим

$$p/p_0 = [4\omega/(\pi h_*)]^n \quad (3.9)$$

Поскольку для реальных углей справедливо  $\omega/h_* < 0,02$  [9, 10], можно сделать вывод о весьма значительном падении давления газа (в несколько десятков раз) в магистральной трещине при достижении предельного расхождения ее берегов. По этой причине в анализе характера роста более протяженных магистральных трещин давлением газа в трещине будем пренебрегать, а выражение для длины магистральной трещины  $a_*$  можно записать в виде

$$a_* = \mu h_* [2(1-\nu)(\gamma_1\sigma_1 - \gamma_3\sigma_3)]^{-1} \quad (3.10)$$

По достижении предельного смещения берега сдвиговой трещины выходят из зацепления, и их дальнейшее расхождение за счет проскальзывания происходит естественно не может. Для того, чтобы выяснить как после выхода из зацепления ведут себя берега магистральной трещины воспользуемся решением задачи о трещине отрыва, нагруженной вблизи ее краев однородной нормальной распределенной нагрузкой. Из решения этой задачи следует, что максимальное смещение берегов имеет место внутри участка нагружения. Следовательно, берега магистральной трещины после выхода из зацепления в дальнейшем не расходятся, а сохраняют предельное расхождение  $h_*$ . Заметим также, что после прекращения сдвигового контакта берега трещины испытывают локальные деформации разгрузки, что исключает повторное сдвиговое зацепление с расширяющим эффектом.

Таким образом в задаче о протяженной магистральной трещине (фиг. 2, в) граничные условия на трещине будут иметь вид

$$\begin{aligned} \tau_{xy} &= 0 & (y=0, |x| \leq a) \\ \sigma_y &= q & (y=0, l < |x| < a) \\ v &= h_*/2 & (y=0, |x| < l) \end{aligned} \quad (3.11)$$

Посредством  $l$  обозначена координата границы участка предельного расхождения берегов трещины. Вблизи точек смены вида граничных условий  $x = \pm a$  напряжения должны иметь корневую особенность, а вблизи точек  $x = \pm l$  нужно потребовать ограниченность напряжений. Граничные условия на бесконечности имеют вид (2.3).

Решая задачу, находим, что размер зоны предельного расхождения берегов определяется соотношением

$$a_*/a = E(k) - (1-k^2)K(k) \quad (3.12)$$

Здесь и далее  $k=(a^2-l^2)^{1/2}/a$ , значение  $a_*$  определяется выражением (3.10). Коэффициент интенсивности напряжения у края трещины имеет вид

$$K_1=(\pi a)^{1/2}k(\gamma_1\sigma_1-\gamma_3\sigma_3) \quad (3.13)$$

Оценим изменение коэффициента  $K_1$  с ростом трещины. При соотношении  $(a-a_*)/a \ll 1$ , имеем

$$K_1=(\pi a_*)^{1/2}(\gamma_1\sigma_1-\gamma_3\sigma_3) \quad (3.14)$$

Для очень протяженных магистральных трещин, т. е. при  $a_*/a \ll 1$  значения параметра  $k$ , как следует из (3.12), близки к нулю. Разлагая эллиптические интегралы в (3.12) при  $k \ll 1$  находим, что в этом случае  $k^2 \simeq 4a_*/(\pi a)$ . Следовательно при  $a_*/a \ll 1$  имеем

$$K_1=2a_*^{1/2}(\gamma_1\sigma_1-\gamma_3\sigma_3) \quad (3.15)$$

Сравнивая (3.14) и (3.15) можно заключить, что рост протяженной магистральной трещины в микротрещинной модели происходит со слабой неустойчивостью.

**4. Выбор модели и оценка ее параметров.** Модели трещинообразования, как и эффективные значения их параметров, могут быть установлены из анализа результатов опытов на сжатие образцов газоносных пород после их естественной дегазации. Характер роста магистральных трещин отрыва в поровой и микротрещинной моделях разрушения при отсутствии газа различается. В поровой модели при одноосном сжатии устойчивый рост микротрещин сменяется состоянием безразличного равновесия для магистральных трещин. В микротрещинной модели магистральные трещины растут неустойчиво.

Поскольку в обеих моделях характер роста микротрещин и магистральных трещин различается, момент образования магистральной трещины нетрудно установить. Фактически он соответствует достижению прочности материала при одноосном сжатии  $\sigma^0$ .

В поровой модели условие начала роста магистральной трещины при одноосном сжатии (2.5) может быть записано в виде

$$K_{1c}=(\pi\rho/2)^{1/2}\sigma^0 \quad (4.1)$$

Заметим здесь, что как следует из (4.1), величина  $\sigma_0$ , используемая в формулах (2.8)–(2.10), равна прочности материала при одноосном сжатии  $\sigma_0=\sigma^0$ . Используя выражение (4.1), эффективный размер трещинопорождающего дефекта можно найти из опытных данных по формуле

$$\rho=2(K_{1c}/\sigma^0)^2/\pi \quad (4.2)$$

В микротрещинной модели коэффициент интенсивности напряжений у кончика короткой магистральной трещины при одноосном сжатии согласно (3.2) имеет вид

$$K_1=(\pi a)^{1/2}\gamma_1\sigma_1 \quad (4.3)$$

Неустойчивый характер разрушения материала начинается фактически с момента достижения микротрещиной отрыва длины  $s_M$ , т. е. с момента слияния ее с другой микротрещиной (см. также [12]). Поэтому формально условие начала роста магистральной трещины можно записать в виде

$$K_{1c}=(\pi s_M/2)^{1/2}\gamma_1\sigma^0=(\pi\rho/2)^{1/2}\sigma^0 \quad (4.4)$$

По аналогии с поровой моделью здесь также введен эффективный размер трещинопорождающего эффекта  $\rho=\gamma_1^2 s_M$ . Значение  $\rho$  в микротрещинной модели можно найти, зная трещиностойкость материала и прочность при одноосном сжатии. Определяя таким образом  $\rho$  и оценивая из анализа структуры параметр  $s_M$  ( $s_M \sim h$ ), можно найти значение параметра  $\gamma_1$ .

В опытах на двухосное сжатие образцов при небольших боковых на-



грузках можно получить соотношение для прочности образцов в виде линейной зависимости

$$\sigma^0 = \sigma_1 - \beta \sigma_3 \quad (4.5)$$

По значениям  $\gamma_1$  и  $\beta$  можно найти другой параметр микротрещинной модели  $\gamma_3 = \beta \gamma_1$ .

Заметим, что величина расстояния между дефектами фигурирует в обеих моделях самостоятельно, а характерный линейный размер дефекта  $r$  или  $h$  входит лишь через параметр  $\rho$ . Величина  $\rho$  связана с величинами  $r$  и  $h$  в поровой и микротрещинной моделях, соответственно, соотношениями

$$\rho \leq r, \quad \rho \leq h \quad (4.6)$$

Знак равенства достигается в случае прямого отрыва. Эти соотношения могут оказаться полезными при выявлении трещинопорождающей структуры материала и, следовательно, при выборе модели разрушения материала.

Выбор модели разрушения для материала типа горной породы не всегда очевиден. Горные породы, как правило, содержат трещинопорождающие дефекты как порового, так и микротрещинного типа. Примером является уголь третьей степени нарушенности. Прочность на одноосное сжатие этого угля равна примерно 3 МПа [10], трещиностойкость угля составляет 50–70 кН/м<sup>3/2</sup>. Следовательно, согласно (4.2) размер трещинопорождающего дефекта в этом случае равен примерно 0,2 мм. Эта величина отвечает второму из неравенств (4.6), поскольку среднее расстояние между экзогенными трещинами углей третьей степени нарушенности равно примерно 1,2 мм [9]. Макропор размером более 0,2 мм явно недостаточно для применимости поровой модели. Следовательно, для описания разрушения углей, относящихся к третьей степени нарушенности, следует использовать микротрещинную модель.

В заключении отметим следующее. В газоносных породах, к которым применима поровая модель, возможны следующие ситуации отрывного трещинообразования. Если начальное давление газа в порах превышает минимальное главное напряжение, а максимальное напряжение меньше прочности породы при одноосном сжатии, то возможно образование протяженных открытых трещин. Рост небольших магистральных трещин может быть динамическим. После остановки трещины должны устойчиво подрастать по мере увеличения продольной или уменьшения боковой нагрузки.

Отсутствие боковых сжимающих напряжений обуславливает неограниченный рост магистральных трещин при малой величине начального давления свободного газа независимо от особенностей поровой структуры. Это обстоятельство объясняет развитие отрывного разрушения газоносных пород в процессе выброса на свежих, недегазованных обнажениях. Если максимальное напряжение в газоносной породе превышает прочность при одноосном сжатии, а начальное давление свободного газа в порах больше минимального главного напряжения, то открытые магистральные трещины также должны распространяться неограниченно.

Если максимальное напряжение сжатия в газоносной породе, описываемой поровой моделью, превышает ее прочность при одноосном сжатии, и вместе с тем, начальное давление газа в порах немного меньше величины минимального главного напряжения, то возможно прорастание протяженных, самозакрывающихся отрывных трещин. Трещины могут располагаться близко одна к одной, тем самым образуя в газоносной породе область сплошного разрушения. Несмотря на то, что при этом может теряться связанность породы, в условиях сжатия эта область остается консолидированной пока нагрузка, обеспечивающая боковое поджатие трещин, превышает давление свободного газа.

Газоносная порода, описываемая микротрещинной моделью, должна проявлять иной характер отрывного разрушения. Особенность разрушения этой породы состоит в том, что влияние свободного газа сказывается лишь на начальном этапе роста магистральных трещин. Вследствие слабого влияния давления газа рост протяженных трещин по мере повышения нагрузки становится устойчивым. Рост достаточно длинных магистральных трещин отвечает состоянию безразличного равновесия.

Другая особенность состоит в том, что у магистральных трещин всегда имеет место взаимодействие берегов, и следовательно, трещины не являются открытыми в обычном смысле. По этой причине магистральные трещины могут располагаться близко одна к одной, тем самым создавая в породе область сплошного разрушения. Давление свободного газа в этой области по сравнению с начальным давлением в микротрещинном пространстве может упасть в десятки раз.

<sup>3</sup> См. также Коваленко Ю. Ф. Указ публ. с. 135.

Полученный результат можно использовать для уточнения механизма подготовки небольших выбросов в угольных пластах из пачек перемятого и сильно нарушенного угля. Сильное падение давления свободного газа при разрушении угля под влиянием приближения выработанного пространства должно вызывать интенсивную десорбцию газа в области разрушения. Количество десорбированного газа должно расти со временем, и как следствие, должно расти давление свободного газа, превращая эту разрушенную и насыщенную свободным газом область в очаг самопроизвольного выброса угля и газа.

Авторы благодарят Зимакова Б. М., Бобина В. А., Эттингера И. Л. за полезные дискуссии о структуре и физико-химических свойствах природных углей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Христианович С. А. О волне дробления // Изв. АН СССР. ОТН. 1953. № 12. С. 1689–1699.
2. Христианович С. А. Распределение давления газа вблизи движущейся свободной поверхности угля // Изв. АН СССР. ОТН. 1953. № 12. С. 1673–1678.
3. Линьков А. М., Петухов И. М., Сидоров В. С. О росте трещин в подготовительной стадии и на фронте выброса // Тр. ВНИИ геомеханики и маркшейдерского дела. 1977. Т. 106. С. 46–55.
4. Петухов И. М., Линьков А. М. Механика горных ударов и выбросов. М.: Недра. 1983. 279 с.
5. Гольдштейн Р. В., Ладыгин В. М., Осипенко Н. М. Модель разрушения слабопористого материала при сжатии и растяжении // Физ.-техн. проблемы разработки полезных ископаемых // 1974. № 1. С. 3–13.
6. Никитин Л. В., Одинцов В. Н. Образование протяженных сомкнутых трещин отрыва в хрупких горных породах // Докл. АН СССР. 1987. Т. 294. № 4. С. 814–817.
7. Кондауров В. И., Мухамедиев Ш. А., Никитин Л. В., Рыжак Е. И. Механика разрушения горных пород. М.: Ин-т. физики Земли АН СССР, 1987. 218 с.
8. Германович Л. Н., Черепанов Г. П. О критериях разрушения и постулате Дракера // Докл. АН СССР. 1987. Т. 294. № 3. С. 568–572.
9. Ходот В. В., Яновская М. Ф., Премыслер Ю. С. и др. Физико-химия газодинамических явлений в шахтах. М.: Наука. 1973. 140 с.
10. Иванов Б. М., Фейт Г. Н., Яновская М. Ф. Механические и физико-химические свойства углей выбросоопасных пластов. М.: Наука. 1979. 195 с.
11. Эттингер И. Л. Внезапные выбросы угля и газа и структура угля. М.: Недра. 1969. 160 с.
12. Германович Л. Н., Дыскин А. В. Модель разрушения хрупкого материала с трещинами при одноосном нагружении // Изв. АН СССР. МТТ. 1988. № 2. С. 118–131.

Москва

Поступила в редакцию  
6.IX.1988