

УДК 532.546, 622.236

ПРИМЕНЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ДЛЯ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО РАЗРУШЕНИЮ ПОРИСТОГО ГАЗОНАСЫЩЕННОГО МАТЕРИАЛА

© 2009 В.К. Панов

*Камчатский Государственный технический университет, Петропавловск-Камчатский,
683003; e-mail: spanov@mail.kamchatka.ru*

Решение линеаризованного уравнения нестационарной фильтрации газа, полученного на основе закона Дарси, используется для интерпретации экспериментальных данных по разрушению пористого газонасыщенного материала при быстрой декомпрессии. Установлено, что решение упрощенной задачи хорошо описывает качественно основные закономерности процесса, установленные в опытах: убывание скорости волны разрежения и увеличение размеров обломков вдоль образца; с ростом скорости сброса давления на границе материала средний размер обломков уменьшается, их количество растет. Кроме того, обнаружено хорошее соответствие расчета и эксперимента по таким количественным характеристикам как размер первого фрагмента, скорость распространения области разрушения.

Ключевые слова: нестационарная фильтрация, пористая среда, разрушение, волна разрежения.

ВВЕДЕНИЕ

Разрушение пористого газонасыщенного материала при быстрой декомпрессии – взрывной процесс, имеющий место в таких природных и техногенных явлениях как вулканические взрывы (Alidibirov, 1995), выбросы пород при добыче полезных ископаемых (Христианович, 1979), разгерметизация химико-технологического оборудования высокого давления (Исаев и др., 1988). Развитие имеющихся представлений о механизме разрушения пористого материала при различных воздействиях на него позволит продвинуться в понимании этих сложных явлений.

Эксперименты по моделированию такого процесса описаны и отдельные их результаты обсуждаются в работах (Панов, Пашкевич, 1996; Панов, 2006, 2007). На установке типа ударной трубы при использовании искусственного малопрочного материала моделировались основные черты вулканического извержения типа направленный взрыв. По сложившимся представлениям, отраженным в работе (Belousov et al., 2007), высоковязкое пористое магматическое тело, внедрившееся в постройку вулкана, подвергается быстрой декомпрессии в резуль-

тате обвала части постройки, что и приводит к взрывному разрушению интрузии. С помощью скоростной киносъемки и синхронной записи давления в камере высокого давления, заполненной модельным материалом, выявлены детали процесса его разрушения. Установлено, что при сбросе внешнего давления по образцу распространяются волна разгрузки и волна разрежения по газу, разрушение материала происходит путем последовательного отрыва кусков, которые при дальнейшем движении дробятся на более мелкие. Измерены скорости волн, размеры, скорость и ускорение кусков и на этой основе определены величины действующих сил. Сделаны энергетические оценки процесса.

На основе этих данных для теоретического описания моделируемого процесса могут быть использованы положения хорошо разработанных теорий, описывающих отдельные его стороны: фильтрации, прочности, разрушения и других.

ТЕОРИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

В проведенных нами опытах по разрушению образец пористого материала в силу высокой его

проницаемости насыщался в камере высокого давления подаваемым туда сжатым воздухом и дополнительной нагрузке не подвергался.

При сбросе на границе пористой среды внешнего давления, равного давлению газа в порах, в проницаемом материале возникает нестационарное фильтрационное движение газа. Для описания такого движения в первом приближении применим упрощенную линейную теорию (Баренблатт и др., 1972). Если полученные на ее основе выводы покажут хотя бы качественное соответствие результатам наблюдений, то это даст основания для учета отброшенных нелинейностей во втором приближении.

В линейной теории используются: уравнение неразрывности (закон сохранения массы применительно к потоку), опытный линейный закон фильтрации Дарси, заменяющий уравнение движения, и уравнение связи плотности газа с его давлением:

$$m \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{\rho} u = 0; \quad (1)$$

$$\vec{u} = -\frac{k}{\mu} \operatorname{grad} p; \quad (2)$$

$$\frac{P}{\rho^n} = \operatorname{const}; \quad (3)$$

В этих уравнениях m, k – пористость и проницаемость среды; ρ, μ, p – плотность, вязкость, давление газа; u – скорость фильтрации; n – показатель политропы. Использование уравнения политропы (3) позволяет учесть неизотермичность процесса и обойтись в отсутствие химических реакций без уравнения энергии.

Из уравнений (1) – (3) для одномерной геометрии получается уравнение нестационарной фильтрации газа

$$\frac{\partial p^n}{\partial t} = \frac{nk}{m\mu} p \frac{\partial^2 p^n}{\partial x^2}; \quad (4)$$

с граничным и начальным условиями:

$$p|_{x=0} = \varphi(t), \quad p|_{t=0} = \psi(x); \quad (5)$$

Наличие давления перед второй производной в (4) делает, к сожалению, это уравнение нелинейным. Поэтому для первого приближения воспользуемся так называемой линеаризацией по Л. С. Лейбензону (Лейбензон, 1953), а именно: будем считать упомянутое давление постоянным, равным p_0 . Кроме того, введем новую функцию:

$$P = p \frac{n+1}{n}; \quad (6)$$

Тогда уравнение (4) приобретает вид:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = a \frac{\partial^2 P}{\partial x^2}; \quad (7)$$

$$P|_{x=0} = (\varphi(t))^{\frac{n+1}{n}}, \quad P|_{t=0} = (\psi(x))^{\frac{n+1}{n}}; \quad (8)$$

В уравнении (7) обозначение: $a = \frac{nk}{m\mu} p_0$.

С математической точки зрения (7) представляет собой уравнение теплопроводности (Лыков, 1967) относительно функции P , при этом размерность величины a ($\text{м}^2/\text{с}$) такая же как у коэффициента температуропроводности. Общее решение уравнения (7) при условиях (8) будет иметь вид (Владимиров, 1967):

$$P = \frac{1}{2\sqrt{a\pi t}} \int_0^\infty (\psi(\xi))^{\frac{n+1}{n}} \left(e^{-\frac{(x-\xi)^2}{4at}} - e^{-\frac{(x+\xi)^2}{4at}} \right) d\xi + \frac{x}{2\sqrt{a\pi}} \int_0^t \frac{(\varphi(\tau))^{\frac{n+1}{n}}}{(t-\tau)^{3/2}} e^{-\frac{x^2}{4a(t-\tau)}} d\tau; \quad (9)$$

В этом выражении искомая функция представлена как сумма решений двух частных задач. Первое слагаемое – решение уравнения (7) с постоянным, равным нулю значением P на границе ($\varphi = 0$) – описывает «размывание» начального распределения P при мгновенном сбросе давления до нуля. Второе слагаемое – решение с переменным значением P на границе, но с нулевым начальным распределением P по координате ($\psi = 0$) – описывает распространение влияния граничного условия.

В условиях нашего эксперимента начальное распределение давления в образце не зависит от координаты, $\psi = \operatorname{const} = p_0$. Тогда первый интеграл в (9) берется аналитически и приводится к виду:

$$I_1 = p_0 \frac{n+1}{n} \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{at}} \right); \quad (10)$$

Изменение давления на границе $\varphi(t)$ в наших экспериментах регистрируется пьезодатчиком, установленным у поверхности образца. Его сигнал, записанный в одном из опытов при начальном абсолютном давлении 9 бар (№ 548) показан на рис. 1а. В первом приближении кривую можно разделить на два участка: быстрый спад давления, затем примерно постоянное его значение.

Начальный участок кривой представлен на рис. 1б. До момента образования первой трещины различного на кинограмме, ≈ 0.3 мс, спад давления хорошо аппроксимируется линейной зависимостью

$$p = p_0 - Bt = \psi(t); \quad (11)$$

Используем эту зависимость в подынтегральном выражении второго интеграла в (9). Для случая $n = 1$ – изотермическое расширение газа – второй интеграл также может быть взят аналитически, хоть это и приводит к довольно громоздкому выражению:

$$I_2 = \frac{1}{12a^2\sqrt{\pi}} \left(\sqrt{\pi} (B^2x^4 - 12aB(p_0 - Bt)x^2 + 12a^2(p_0 - Bt)^2) \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{at}} \right) - e^{-\frac{x^2}{4at}} 2B\sqrt{at} (Bx^2 - 12ap_0 + 10aBt)x \right); \quad (12)$$

Для других значений n интеграл приходится брать численно. Стоит заметить, что это сопряжено с некоторыми трудностями, поскольку подынтегральное выражение при значениях a , характерных для условий экспериментов, на малых расстояниях от поверхности приближается по виду к дельта-функции. Представленные далее в виде графиков результаты вычислений получены при следующих значениях параметров. Линейная аппроксимация эксперимен-

тально определенного закона фильтрации для используемого модельного материала дает его проницаемость: $k = 8.36 \times 10^{-11} \text{ м}^2$. Измеренная пористость материала $m = 0.92$. Вязкость воздуха при условиях в лаборатории $\mu = 1.9 \times 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$. Граничное условие для опыта, представленного на рис. 1. ($[p_0, p_{0,3}] = \text{бар}$, $[B] = \text{бар/с}$):

$$\varphi(t) = \begin{cases} p_0 - Bt = 9 - 17600t & t \leq 0.3 \text{ мс} \\ p_{0,3} = 3.72 & t > 0.3 \text{ мс} \end{cases}$$

На рис. 2 показано изменение со временем профиля давления в пористом материале для случая $n = 1$. Семейство кривых построено для моментов времени $0.1 \div 1 \text{ мс}$ с шагом 0.1 мс . По кривым видно ожидаемое распространение по материалу области фильтрационного течения. После достижения постоянного значения давления на границе $p_{0,3}$ темп дегазации материала уменьшается – кривые располагаются «гуще».

Влияние характеристик пористой среды и параметров процесса, входящих в уравнение (4) и условия (5), показано на рис. 3 для моментов $0.1, 0.2, 0.3 \text{ мс}$, т.е. до начала разрушения образца (на рис. 3б – $0.1, 0.2 \text{ мс}$). «Опорными» служат изотермические профили, соответствующие свойствам нашего модельного материала и усло-

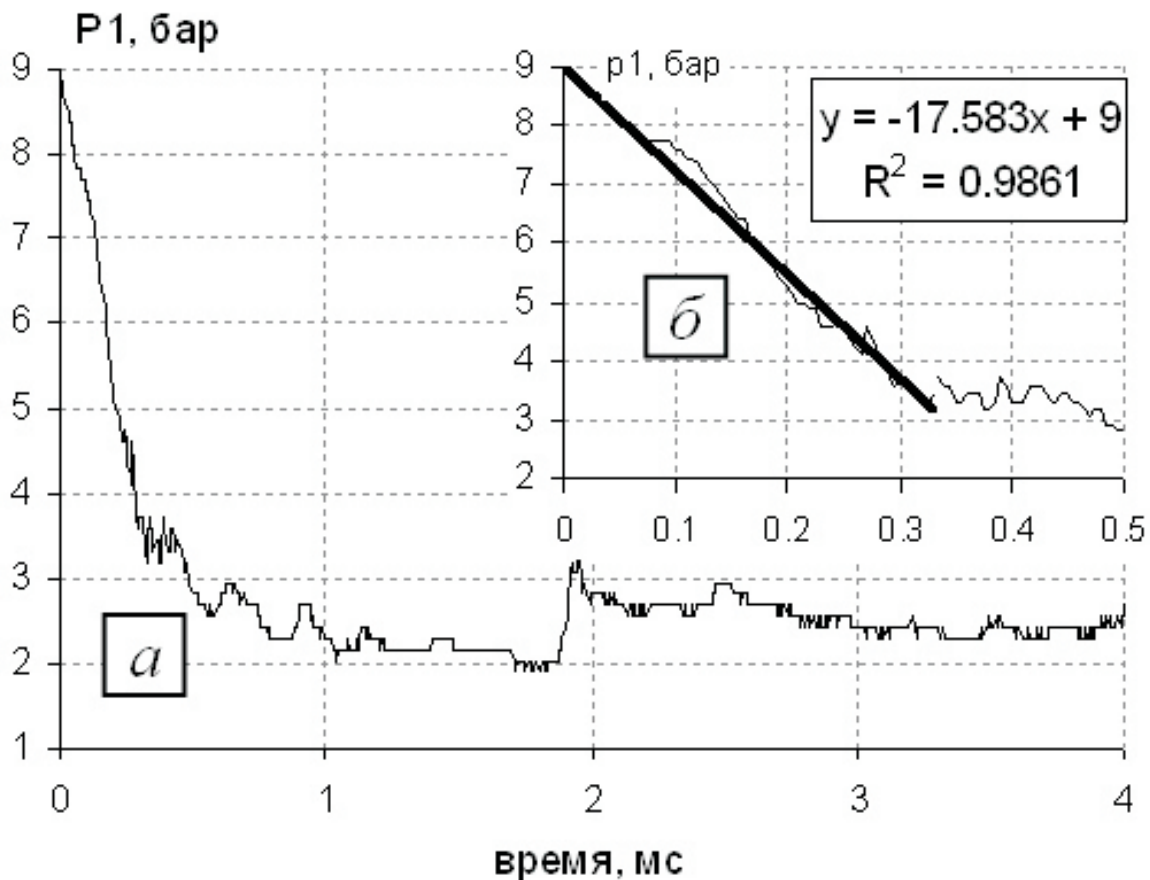


Рис. 1. Сигнал, записанный пьезодатчиком, расположенным у поверхности образца (а). Линейная аппроксимация начального участка (б).

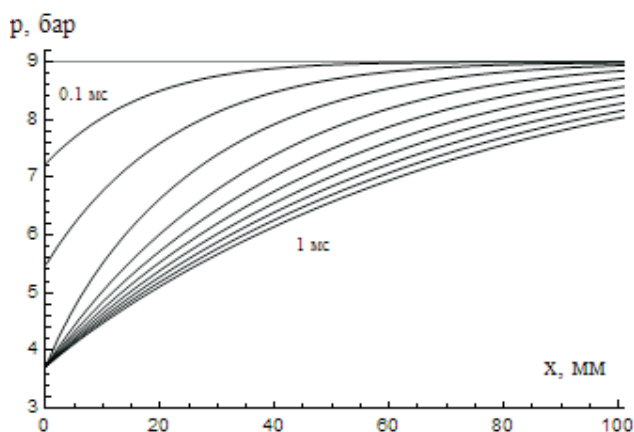


Рис. 2. Изменение давления в пористой среде со временем.

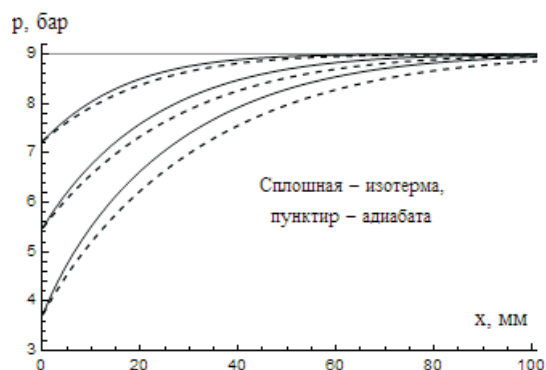
виям упомянутого опыта.

Тип процесса. Определение реального типа процесса (величины $1 \leq n \leq 1.4$) требует дополнительных измерений т.к. заранее он не очевиден.

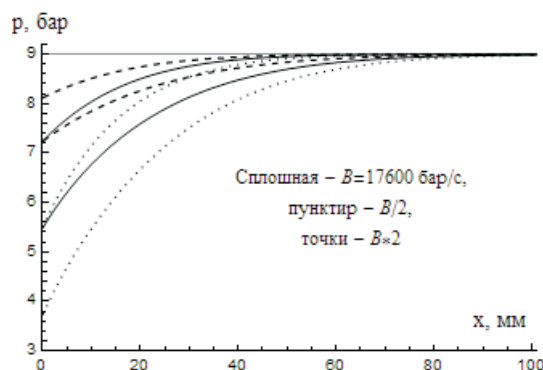
В самом деле, фильтрационное течение сквозь пористую среду — один из примеров процесса дросселирования, с которым связан температурный эффект Джоуля-Томсона. Используя T - s диаграмму воздуха (Ривкин, Александров, 1984), можно определить, что дросселирова-

ние от $p_0 = 9$ бар и комнатной температуры до $p_{0.3} = 3.72$ бар практически изотермично — уменьшение температуры воздуха не превысит 2°C . Однако, обычно при изучении дросселирования процесс считается медленным в том смысле, что кинетической энергией потока можно пренебречь по сравнению с энтальпией вещества. Под температурным эффектом понимают разницу температур до и после дросселя (Кириллин и др., 1979). Мы же имеем дело с *быстрым* процессом в самом дросселе. По предварительным оценкам (Панов, 2007) в кинетическую энергию потока может преобразовываться около половины высвобождающейся внутренней энергии газа. Поэтому взгляд на изучаемый процесс как на дроссель-эффект не вполне адекватен, возможно более существенное изменение температуры.

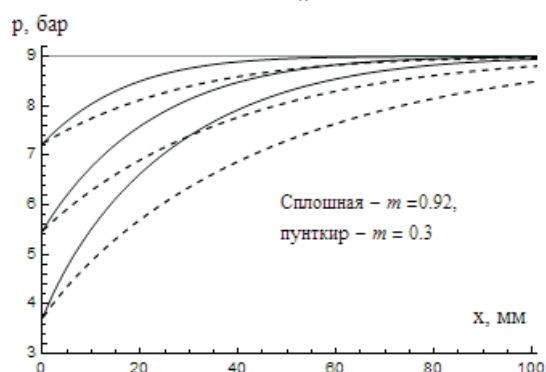
С другой стороны, расширение газа при скорости уменьшения давления в несколько кбар/с должно быть хорошим приближением к адиабатному процессу. При обратимом адиабатном расширении воздуха в тех же условиях снижение температуры составит 65°C . Вместе с тем, в условиях пористой среды сложной внутренней геометрии в энергетический баланс процесса заметный вклад может внести вязкая диссипация кинетической энергии потока и снижение



а



б



в

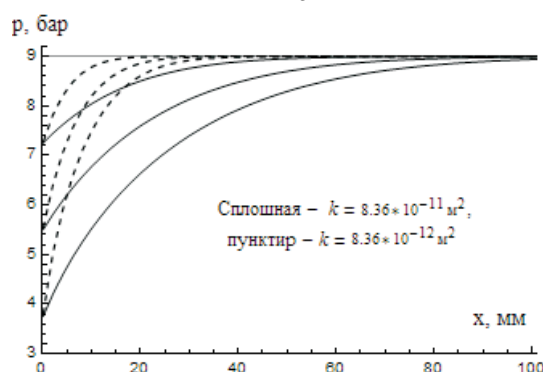


Рис. 3. Влияние характеристик пористой среды и параметров процесса на расчетный профиль давления: а — типа процесса; б — скорости сброса давления на границе; в — пористости материала; г — проницаемости материала.

температуры будет не столь сильным.

Решение линейной задачи (4) - (5) для условий эксперимента показывает (рис. 3а), что влияние типа процесса на распределение давления незначительно на малых временах (до 0.1 мс), затем увеличивается. Относительное отличие профилей мало вблизи границы и на значительном удалении от нее, в целом же оно меньше 8%.

Скорость декомпрессии. На рис. 3б показано влияние скорости спада давления у поверхности на распределение давления в образце. При малой скорости спада профили пологие, а с ее увеличением в близповерхностной области образца возникают значительные градиенты давления. Зависимость между скоростью декомпрессии и градиентом давления (а значит и скоростью фильтрации) прямая, хотя и несколько нелинейная.

Свойства материала. Влияние пористости и проницаемости представлено на рис. 3в и 3г по отдельности, поскольку эти величины входят в уравнение (4) независимо друг от друга. Однако обе величины являются связанными характеристиками внутренней геометрии пористой среды и раздельное их изменение практически едва ли возможно. Тем не менее, несмотря на несколько иллюстративный характер рисунков 3в и 3г, видимые на них закономерности имеют физический смысл. Меньшая пористость означает меньшее количество газа в образце, и при одинаковой скорости декомпрессии газ быстрее вытечет. При меньшей проницаемости для обеспечения той же скорости потока на границе (определяемой скоростью декомпрессии) требуется больший градиент давления, что и показывают расчетные кривые.

Скорость фильтрации. Подставляя полученное распределение давления в закон Дарси (2), определим скорость фильтрации, под которой понимается отношение объемного расхода к полной площади поперечного сечения пористой среды. На рис. 4 представлены два семейства кривых, отвечающих изотермическому и адиабатному расширению. В обоих случаях максимальное значение скорости фильтрации достигается на поверхности образца. Оно увеличивается до тех пор, пока снижается давление на границе, а затем начинает уменьшаться. Адиабатное расширение по сравнению с изотермическим порождает более медленное течение. Причина такова: расширение газа из одного и того же состояния до одинакового конечного давления по адиабате приводит к меньшему удельному объему, чем по изотерме, и при одинаковом проходном сечении — к меньшей скорости. Действительные значения скорости в силу нелинейности закона фильтрации должны быть меньше рассчитанных. В целом расчетные скорости (десятки м/с)

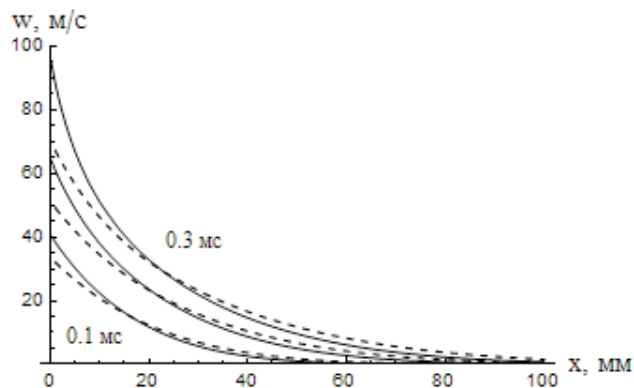


Рис. 4. Профили скорости фильтрации для моментов 0.1 ÷ 0.3 мс. Сплошные линии — изотермическое течение, пунктир — адиабатное

весьма велики для фильтрационных движений, но не противоречат газовой динамике, будучи в несколько раз меньше скорости звука.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Принимая во внимание приведенные соображения, сравним полученное упрощенное решение с экспериментальными данными.

Тип процесса. Представление о распределении давления в образце (хотя и не такое детальное, как хотелось бы) можно получить по сигналам пьезодатчиков. В наших опытах использовалось три датчика, расположенных на расстоянии $D_1 - 0$, $D_2 - 110$ и $D_3 - 220$ мм от поверхности образца. Их сигналы представлены на рис. 5.

На рис. 6 расчетные профили давления сопоставляются с измерениями для моментов времени 0.62 и 1.41 мс, когда уменьшение давления начинает уверенно определяться вторым и третьим датчиком соответственно. Примечательными видятся следующие детали:

1. Экспериментальные точки для момента

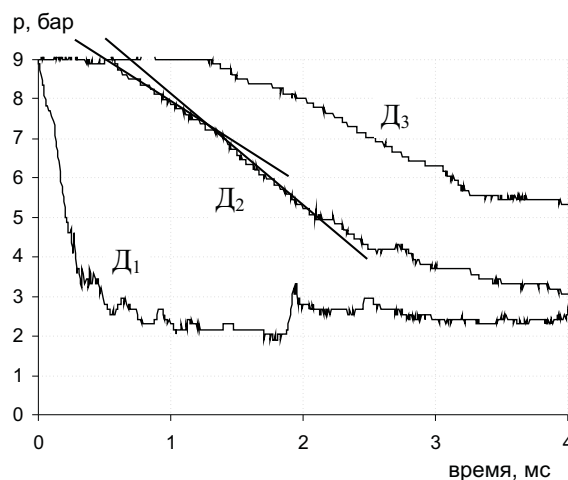


Рис. 5. Сигналы пьезодатчиков: D_1 — у поверхности, D_2 — на расстоянии 110 мм, D_3 — 220 мм.

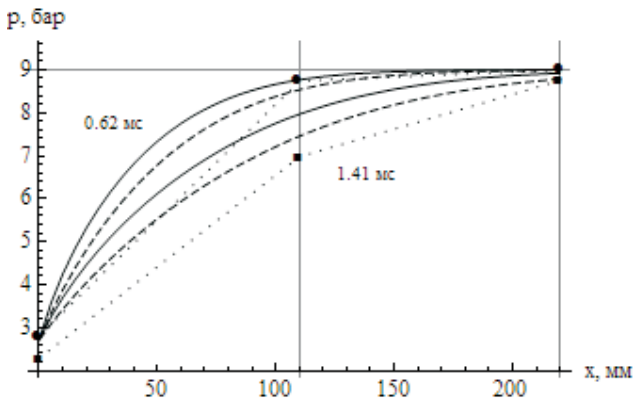


Рис. 6. Расчетные профили и измеренные значения давления. Сплошные линии — изотермическое течение газа, пунктирные — адиабатное, точечные линии соединяют измеренные значения (● — 0.62 мс, ■ — 1.41 мс), погрешность измерения не превышает размера самих маркеров.

0.62 мс ложатся на изотермическую кривую (особенно привлекает средняя точка). Это свидетельствует в пользу малого изменения (постоянства?) температуры на этой стадии процесса в окрестности среднего датчика — пока степень уменьшения давления мала. К моменту 1.41 мс ближе к маркеру располагается адиабатная кривая.

Такую ситуацию можно интерпретировать следующим образом. Расширение газа в пористой среде не соответствует уравнению равновесного (пусть и локально) политропного процесса с постоянным показателем n . Что, вообще говоря, не удивительно, поскольку политропный тип не является всеобъемлющим типом термодинамического процесса в газе. В качестве одной из причин изменения n в опыте видится изменение скорости уменьшения давления в данном сечении, что можно заметить по наклону касательных к сигналу датчика D_2 на рис. 5.

2. Давление, зарегистрированное средним датчиком в момент 1.41 мс, ниже полученного в адиабатном решении. Такая ситуация может возникнуть при расширении газа с одновременным отводом тепла. Но для этого температура твердого скелета пористой среды должна быть ниже температуры газа, чего в условиях опыта не было. Объяснением может послужить разрушение пористой среды и начало движения фрагментов.

В рассматриваемом опыте первичные трещины появлялись в следующем порядке: {10 мм, 0.29 мс}, {39 мм, 0.55 мс}, {97 мм, 0.62 мс}, {206 мм, 1.41 мс}. Появление трещины приводит к выделению в нее газа с обеих образовавшихся поверхностей, и это воздействие распространяется по газу с конечной скоростью, в том числе вверх по потоку. Первые две трещины, находясь на значительном расстоянии от D_2 , не успели к моменту 0.62 мс заметно повлиять на давление вблизи датчика. Третья трещина образовалась

в непосредственной близости от датчика, практически в рассматриваемый момент, и тоже не оказала воздействия. Значит, на ранней стадии раскрытия трещины, когда расстояние между поверхностями мало, ее появление незначительно влияет на профиль давления. По мере расширения трещины выделение в нее газа приводит к изменению профиля и к моменту 1.41 мс D_2 измерял давление в фактически отделившемся фрагменте.

Скорость волны разрежения. Классическое уравнение теплопроводности предполагает бесконечную скорость распространения тепла (Лыков, 1967). В действительности эта величина большая, особенно для металлов, но все же конечная — она близка к скорости звука. Такое несоответствие модели природе вещей не мешает использованию уравнения для инженерных расчетов нагрева и охлаждения тел.

В случае уравнения фильтрации газа (4) речь идет о бесконечной скорости распространения границы области снижающегося давления — области разрежения. Об этом, в частности, говорит асимптотическое приближение кривых к уровню начального давления (рис. 2). Это не соответствует действительности, т.к. фронт волны разрежения, в отличие от ударной волны, не может распространяться по покоящемуся газу быстрее звука (Зельдович, 1963). Однако не будем совсем отбрасывать линейное решение применительно к скоростям, а используем следующий прием.

Любая измерительная система (в нашем случае пьезодатчик-усилитель-осциллограф) имеет, по разным причинам, свой порог чувствительности. Лишь при превышении измеряемой величиной этого порога она может быть зарегистрирована. Определим координату «фронта» расчетной волны разрежения $x_{фр}$ как точку, в которой давление отличается от исходного на величину $\Delta p_{чув}$ чувствительности нашей системы, равную 1.4 % (Панов, Пашкевич, 1996). Решая уравнение

$$p(x_{фр}, t) - p_0 = \Delta p_{чув} \quad (13)$$

относительно $x_{фр}$ для последовательных моментов времени, получим закон движения фронта $x = f(t)$ и его производную по времени — скорость (рис. 7, 8).

Как видно, расчетное время прибытия фронта к датчику меньше зарегистрированного (точка на рис. 7): на 15% для изотермического течения, на 35% для адиабатного. Средняя скорость расчетной волны, определенная так же как в эксперименте по времени прохождения расстояния между датчиками, составляет 214 и 282 м/с соответственно. Таким образом, изотермическая волна в отношении скорости ближе к реальной, чем адиабатная, хотя отличие заметное. Эта близость, между тем, говорит скорее

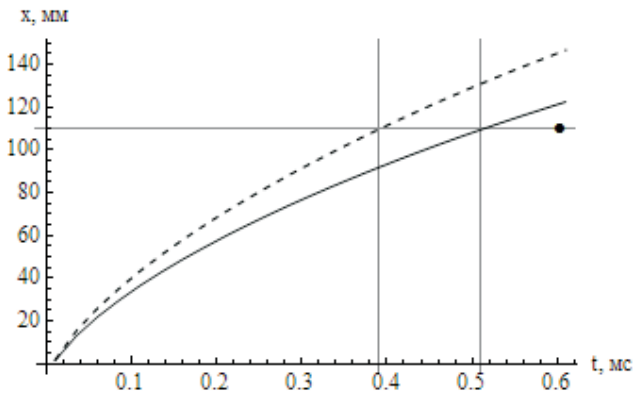


Рис. 7. Закон движения фронта волны разрежения $x = f(t)$. Сплошная – $n = 1$, пунктир – $n = 1.4$, точка – измерение.

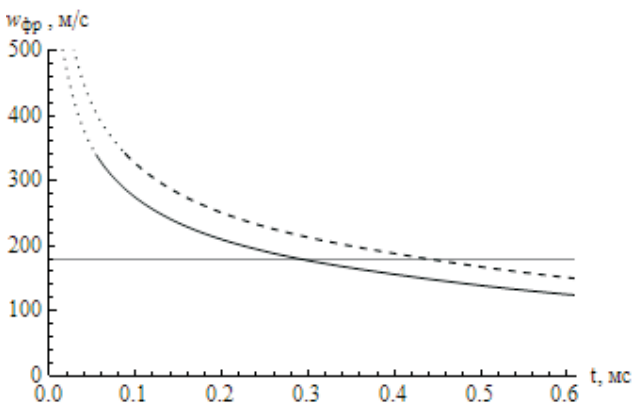


Рис. 8. Скорость фронта волны разрежения. Сплошная линия – изотермическое течение, пунктир – адиабатное. Точки – условное продолжение зависимости вверх от величины скорости звука. Горизонтальная линия – измеренная w_{fr}

не об изотермичности процесса, а о необходимости решать нелинейную задачу для определения скорости фронта волны разрежения. Качественно же линейное решение подтверждает убывание скорости волны разрежения со временем (и по координате), отмечаемое в эксперименте: средняя на участках между датчиками 0-110 мм и 110-220 мм скорость волны в упомянутом опыте № 548 составила 180 м/с и 142 м/с.

Скорость расчетной волны разрежения проявляет зависимость от скорости спада давления на границе. Так при $B = B_{эксп}/2$ она равна 180 м/с, при $B = 2B_{эксп}$ – 241 м/с ($n = 1$).

Разрушение. Наличие градиента давления в газовой составляющей пористой среды приводит к появлению растягивающих напряжений в твердом скелете пористого материала. Если на поверхности материала давление равно $p_{нов}$, а на некотором расстоянии l равно p_p , то к фрагменту длиной l будет приложена результирующая сила, равная $(p_{нов} - p_p)S_{сеч}$ направленная к поверхности. Превышение этой силой предела прочности материала на разрыв создает возможность от-

рыва фрагмента. Исходя из этих соображений, определим в первом приближении местоположение «расчетной трещины» как расстояние x_{mp} от поверхности образца, на котором перепад давления становится равным пределу прочности материала на разрыв σ_p . Для модельного материала эта величина, измеренная в испытаниях на разрывной машине, составляет $\sigma_p = 0.6 \pm 0.19$ бар. Условия появления первой трещины, таким образом, определены: при начальном давлении 9 бар на поверхности должно быть 8.4 бар — это будет в момент $t = (p_0 - p)/B = 0.087$ мс. Соответствующий этому моменту профиль давления используем для нахождения границы области фильтрационного течения, за которой давление равно исходному – 9 бар. Строго говоря, это будет на бесконечности, поэтому «укоротим» профиль так же, как при определении скорости расчетной волны разрежения, и используем уравнение (13) относительно координаты трещины x_{mp} . Для последующих трещин поступим аналогично: вначале определим момент времени, когда в месте образования предыдущей трещины x_{mp1} давление снизится до 8.4 бар, а затем по профилю для этого момента из уравнения (13) найдем x_{mp2} . И так далее.

Сопоставление расчетов с экспериментом на рис. 9 показывает следующее. Расчетный размер первого куска равен 12.6 мм, экспериментальный – 10 ± 1.1 мм – близкие величины. И в расчете и в эксперименте размер последующих кусков увеличивается (профиль давления (рис. 2) со временем становится более пологим). Такая корреляция (при несколько условном определении координат трещин в расчете) говорит о качественной адекватности модели в этом отношении.

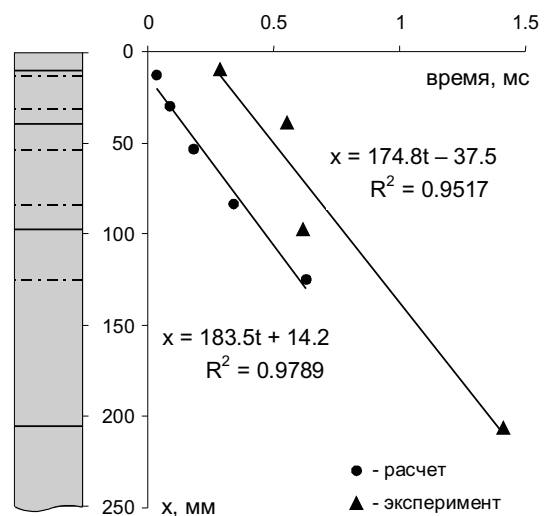


Рис. 9. Появление трещин (распространение области разрушения) и размеры кусков. Слева образец, на котором сплошные линии – местоположение реальных трещин, пунктир – расчетных.

Между тем, налицо существенные количественные различия. Размер второго и последующих расчетных кусков заметно меньше измеренных, что, в общем, и не удивительно: модель основана на линейном законе фильтрации; использование полученного профиля давления после образования первой трещины оправдано лишь при малой степени ее раскрытия.

Расчетные трещины возникают значительно раньше экспериментальных. Это можно объяснить, по крайней мере, двумя причинами. Во-первых, рост трещин происходит с конечной скоростью и требует времени. Во-вторых, фотографическая и временная разрешающая способность измерений ограничена: трещину шириной менее 0.5 мм мы просто не видим на кинограммах и, таким образом, запаздываем с их определением. Кроме этого, наличие градиента давления в газе, равного пределу прочности материала, вообще говоря, не означает возникновение разрывных напряжений в твердой матрице пористой среды. В силу ее сложной геометрии макроскопическое растяжение образца на уровне межпузырьковых перегородок помимо растяжения приводит к сложным деформациям изгиба и кручения. Наличие вторичного дробления оторвавшихся фрагментов может говорить о существовании в них перепада давления, превышающего предел прочности на отрыв.

Вместе тем стоит отметить, что скорость распространения области разрушения, определяемая по углу наклона аппроксимирующей линии на рис. 9, в расчете и эксперименте оказываются очень близки: 184 м/с и 175 м/с соответственно. При этом обе скорости близки, но несколько меньше скорости волны разрежения, определенной ранее: 216 м/с по расчету и 180 м/с в эксперименте.

ВЫВОДЫ

Проведенный анализ показывает, что использованная модель дает хорошее качественное описание основных закономерностей процесса разрушения пористого материала, наблюдаемых в эксперименте. Используя решение линейной задачи для нестационарной фильтрации в условиях наших опытов можно сделать следующие выводы:

1. Градиент давления в газе и связанный с ним фильтрационный поток играет основную роль в разрушении пористого материала, у которого большая часть пор соединяются, обеспечивая материалу проницаемость. Разрушение происходит во фронте волны разрежения, распространяющейся по газу в порах. Скорость этой волны и размер обломков зависят при прочих равных условиях от скорости декомпрессии:

при более быстром спаде давления на границе скорость волны больше, а размер обломков меньше.

2. Расчет дает вполне удовлетворительные значения таких величин как размер первого фрагмента, скорость распространения области разрушения. Относительно соответствия расчетного профиля давления измеренному судить трудно из-за малого количества датчиков в эксперименте.

3. Линейная модель характеризуется бесконечной скоростью волны разрежения и в этом расходится с экспериментом. Кроме этого она завышает скорость фильтрационного потока. Неудовлетворительно определяются размеры второго и последующих фрагментов, моменты их образования. Для получения более адекватного количественного результата предполагается использовать реальный нелинейный закон фильтрации для модельного материала при выводе уравнения нестационарной фильтрации.

Список литературы

- Баренблатт Г.И., Ентов В.М., Рыжик В.М.* Теория нестационарной фильтрации. М: Недра, 1972. 288 с.
- Владимиров В.С.* Уравнения математической физики. М: Наука, 1967. 436 с.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М: Физматгиз, 1963.
- Исаев О.А., Неволин М.В., Скрипов В.П. и др.* Разлет горячей жидкости при разрушении оболочки // ПМТФ. 1988. № 4. С. 72-75.
- Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.Е.* Техническая термодинамика. М: Наука, 1979. 512 с.
- Лейбензон Л.С.* Подземная гидравлика воды, нефти и газа. Собр. трудов, т. 2. М., изд. АН СССР, 1953.
- Лыков А.В.* Теория теплопроводности. М: Высшая школа, 1967. 599 с.
- Панов В.К.* Экспериментальное моделирование процессов при извержении типа «направленный взрыв» // Проблемы эксплозивного вулканизма. Материалы международного симпозиума. Петропавловск-Камчатский, 25-30 марта 2006 г. // Отв. ред. чл.-корр. РАН Е.И. Гордеев. Петропавловск-Камчатский: ИВиС ДВО РАН, 2006. С. 49-57.
- Панов В.К.* Динамические и энергетические характеристики процесса, моделирующего разрушение пористого материала при извержении типа «направленный взрыв» // Материалы ежегодной конференции, посвященной дню вулканолога 28-31 марта 2007 г. / Отв. ред. чл.-корр. РАН Е.И. Гордеев.

- Петропавловск-Камчатский: ИВиС ДВО РАН, 2007. С. 156-164.
- Панов В.К., Пашкевич Р.И.* Экспериментальное исследование мгновенной декомпрессии неподвижной газонасыщенной пористой среды. //Тепломассообмен гетерогенных сред // Труды ПКВМУ. 1996. Вып.1. С. 81-89.
- Ривкин С.А., Александров А.А.* Термодинамические свойства воды и водяного пара. Справочник. М: Энергоатомиздат, 1984. 80 с.
- Христианович С.А.* Свободное течение грунтовой массы, вызванное расширением содержаще-
гося в порах газа высокого давления. М: ИПМ АН СССР, 1979. Препринт № 128. 62 с.
- Alidibirov M.A.* Model for the mechanism of May 18, 1980, Mount St. Helens blast // J. Volcanol. Geotherm. Res. 1995. V. 66. P. 217-225.
- Belousov A., Voight B., Belousova M.* Directed blast and blast-generated pyroclastic density currents: a comparison of the Bezymianny 1956, Mount St Helens 1980, and Soufriere Hills? Monserrat 1997 eruptions and deposits // Bull. Volcanol. 2007. V. 69. P. 701-740.

THE UNSTEADY FILTRATION THEORY TO ANALISE THE EXPERIMENTAL STUDY OF POROUS GASSATURATED MATERIAL FRAGMENTATION

V.K. PANOV

*Kamchatka state technical university, Petropavlovsk-Kamchatsky, 683003, Kluchevskaya st. 35.
e-mail: spanov@mail.kamchatka.ru*

Solution of the linearized equation for unsteady gas filtration is used to interpret experimental results in porous gassaturated material destruction under rapid decompression. This simplified solution is established to be enough good to describe qualitatively main experimentally deduced regularities: along the sample the rarefaction wave's velocity decreases while the fragments' size enlarges; surface pressure drop rate increasing provide fragments' number growth and their mean size diminution. Moreover, close correspondence is shown for calculated and measured values such as first fragment's dimension, ruptured area propagation velocity.

At the same time, several calculated values are not conform to experiment. Model is complied with infinite rarefaction wave velocity; computed dimensions of the second and following fragments, their tearing times sufficiently differ from observed values. This is in case of two reasons: 1) linear filtration Darcy' law is used in a model; 2) linearization of unsteady filtration equation. Proper allowance will be made for this factors in forthcoming investigation.

Keywords: unsteady filtration, porous media, destruction, rarefaction wave.