

УДК 622.831: 622.537.86

**ФИЗИЧЕСКАЯ КИНЕТИКА СИСТЕМЫ УГОЛЬНЫЙ ПЛАСТ – МЕТАН:
МАССОПЕРЕНОС, ПРЕДВЫБРОСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ**

Э. П. Фельдман, Т. А. Василенко, Н. А. Калугина

*Институт физики горных процессов НАН Украины,
ул. Розы Люксембург, 72, 83114, г. Донецк, Украина*

Представлен обзор современных достижений в области физической кинетики системы угольный пласт – метан. Приведен вывод термодинамического потенциала Гиббса этой системы как функции плотности газа (сохраняющийся параметр порядка) и трещиноватости пласта (несохраняющийся параметр порядка). Предложен двухвременной диффузионно-фильтрационный механизм массопереноса газа в пористом материале, обосновано представление о “быстром” и “медленном” метане. Базируясь на неравновесном термодинамическом потенциале, выведены кинетические уравнения для давления газа и трещиноватости угольного массива (пласта). Решение первого из этих уравнений объясняет происхождение физического эффекта временного повышения давления газа вблизи максимума внешнего горного (опорного) давления. Анализ второго уравнения дает возможность обобщать известный критерий разрушения Гриффитса на случай системы газонаполненных трещин. Проанализирован механизм предвыбросного “стреляния” трещин в газонасыщенном угольном пласте.

Термодинамический потенциал, фильтрация, диффузия, газонаполненная трещина, критерий Гриффитса, опорное давление, угольный пласт

**ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ГИББСА И ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ
ГАЗСОДЕРЖАЩЕГО УГОЛЬНОГО ПЛАСТА**

Предмет предлагаемой статьи — исследование с единых позиций кинетических, преимущественно релаксационных, процессов, протекающих в неравновесной физической системе — газонасыщенном угольном пласте.

В нетронутом состоянии угольный пласт вместе с содержащимся в нем газом можно считать равновесной системой, поскольку преобразования в этой системе, так называемый метаморфизм, происходят за геологические времена.

В этом состоянии угольный пласт (для определенности рассматриваем пласт горизонтального залегания) представляет собой угольный каркас вместе с содержащимся в нем газом (обычно метан). Пласт находится во вмещающих породах, которые передают горное давление P_m и поддерживают однородную температуру пласта T . Вмещающие породы можно считать термостатом; угольный пласт следует описывать термодинамическим потенциалом Гиббса.

Известно, что уголь является хорошим растворителем для многих сорбатов, в частности для метана. В угольных пластах весовое содержание метана доходит до 3 % и выше. С увеличением глубины залегания содержание метана в пласте обычно, но не всегда, возрастает.

Необходимо иметь в виду, что сорбция метана углем в пласте — это обобщенное понятие, поскольку метан входит в угольный каркас в различных фазовых состояниях. В ископаемых углях любой степени метаморфизма всегда существует система пор, трещин, каналов, лакун, связанных между собой и соединенных транспортными каналами с окружающей средой. Совокупность этих пустот называется фильтрационным объемом, и метан находится в них в газообразном состоянии. В этом же состоянии метан находится и в так называемых закрытых порах [1–3], т. е. таких, которые не связаны каналами с фильтрационным объемом.

Кроме того, имеется собственно сорбированный метан, т. е. газ, входящий помоллекулярно в угольный каркас. Поскольку структура угольного каркаса иерархична и многомасштабна, то и энергии связи молекул метана, встроенных в каркас в разных местах, могут существенно отличаться друг от друга [4]. По данным [5–9], эта энергия варьирует в пределах 10–30 кДж/моль.

В упрощенной модели структуры угля считается [10–13], что имеется всего два типа сорбции — абсорбция, т. е. встраивание в тело каркаса, и адсорбция, т. е. встраивание в поверхность, отграничивающую тело каркаса от фильтрационного объема. Эти два типа характеризуются двумя различными энергиями связи молекулы метана с угольным каркасом и обозначаются через ψ (абсорбция) и χ (адсорбция).

Соотношения количеств метана в разных фазовых состояниях зависят от этих энергий, температуры, а также от геологических параметров — открытой и закрытой пористости и удельной площади поверхности.

Открытая пористость (γ) — это отношение фильтрационного объема к объему пласта, закрытая пористость (γ_c) — отношение суммарного объема закрытых пор к объему пласта. Удельная площадь в рассматриваемой ситуации — это отношение площади поверхности пустот к объему пласта. Обратная величина отношения удельной площади к полной пористости пласта (Λ) имеет размерность длины и характеризует средний размер отдельных пустот. Методы экспериментального определения удельной поверхности разработаны давно [4] и успешно применяются на практике. Наиболее распространен метод адсорбции газов и паров. Традиционно используемым адсорбатом, применяемым для определения удельной поверхности по низкотемпературной адсорбции при 77 К, является азот. Также возможно проведение измерений с помощью других газов: аргона, ксенона и криптона (он способен проникать в меньшие по размеру поры). При интерпретации изотерм сорбции, несмотря на большое число существующих моделей и уравнений, широко используется БЭТ-метод. К сожалению, метод адсорбции газов позволяет получить значения только площади поверхности открытых пор, в то время как методы ЯМР-спектроскопии, малоуглового рентгеновского и нейтронного рассеяния дают возможность определить площадь поверхности всех пор образца, включая закрытую пористость.

Для решения вопроса о количественных соотношениях для метана, находящегося в различных фазовых состояниях, нужно рассмотреть равновесие между газообразным и сорбированным метаном в угле. Известно, что в состоянии равновесия химпотенциал должен быть однородным вдоль системы. Это означает, что химпотенциал свободного газа равен таковому газа, входящего в твердый раствор в угольном каркасе или на поверхности пустот. Метан в пустотах природного угольного пласта практически всегда можно считать идеальным газом. Его термодинамический потенциал Гиббса, в расчете на единицу объема газа, имеет вид

$$\varphi_g(P, T) = P \ln \frac{P}{P_T}, \quad (1)$$

где P — пластовое давление метана; P_T — величина размерности давления, зависящая от температуры газа, она определяется энергией отдельной свободной молекулы метана. Для практически важного интервала температур достаточно учитывать лишь вращательные степени свободы молекулы метана, тогда

$$P_T = T \left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{T_r} \right)^{3/2}. \quad (2)$$

Здесь m — масса молекулы метана, а $T_r = \left(\frac{18}{\pi} \right)^{1/3} \frac{\hbar}{J}$ — так называемая ротационная температура, J — момент инерции молекулы метана.

Вычисленная по формуле (2) величина P_T примерно на пять порядков превышает стандартное пластовое давление метана P , которое варьирует в пределах 1 – 10 МПа.

Для идеального газа справедливо уравнение состояния

$$P = \rho T, \quad (3)$$

где ρ — плотность газа, выраженная в количестве молекул газа в единице объема.

С достаточной точностью можно считать, что твердый раствор метана в угле является слабым [14, 15], в таком случае термодинамический потенциал метана в растворе имеет вид

$$\varphi_s(c, T) = c\psi + cT \ln c\Omega, \quad (4)$$

где c — концентрация метана в твердом растворе, м^{-3} ; Ω — объем, приходящийся на одно “посадочное место” метана в твердом растворе, обратная к ней величина — количество мест (в расчете на единицу объема), которое может быть занято молекулами метана в угольном каркасе.

Находя химпотенциалы свободного и адсорбированного газов, т. е. дифференцируя (1) и (4) по количеству молекул газа и приравнивая их, приходим к соотношению

$$c = \nu\rho, \quad (5)$$

где введена растворимость

$$\nu = \frac{T}{P_T \Omega} e^{|\Psi|/T}. \quad (6)$$

Соотношение (5) выражает известный закон Генри. Если принять во внимание (2), а также отрицательность энергии связи ψ , то в результате получим следующую формулу для растворимости:

$$\nu = \frac{1}{\Omega} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mT} \right)^{3/2} \left(\frac{T_r}{T} \right)^{3/2} e^{|\Psi|/T}. \quad (7)$$

Аналогичным способом подходят к расчету равновесия между свободным и адсорбированным метаном. В отличие от абсорбции здесь следует иметь в виду, что поверхностная концентрация метана может быть довольно значительной, поэтому необходимо учесть ограниченность числа посадочных мест на поверхности [16]. Такой учет приводит к нелинейной (ленгмюровской) связи между числом “поверхностных” (т. е. адсорбированных) молекул метана и плотностью свободного метана:

$$\rho_s = \frac{V_s \rho}{s\Lambda(1 + V_s \rho)}, \quad (8)$$

где ρ_s — число адсорбированных молекул в расчете на единицу объема пласта; s — площадь, приходящаяся на одно доступное для молекулы метана место на поверхности; Λ — введенная ранее обратная удельная площадь внутренней поверхности в угольном пласте.

Величину

$$V_b = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mT} \right)^{3/2} \left(\frac{T_r}{T} \right)^{3/2} e^{|\chi|/T} \quad (9)$$

можно назвать объемом встраивания метана в структуру поверхности. Безразмерный параметр $V_b/(s\Lambda)$ аналогичен растворимости, но там речь шла о встраивании в объем угольного каркаса, а здесь — о встраивании в поверхность (внутреннюю) этого каркаса.

Еще раз подчеркнем, что для столь сложной системы, как ископаемый уголь, конкретные значения энергий связи ψ и χ , объема Ω и площади s обратной удельной поверхности индивидуализированы, т. е. сильно зависят от марки угля, структуры конкретного участка пласта, его напряженного состояния и других природных и технологических деталей. Иными словами, предложенная, по необходимости упрощенная, модель отражает обобщенную, недетализированную картину явлений, происходящих в угольном пласте.

Имея это в виду, укажем, что при комнатной температуре растворимость ν , как показывают расчеты по формуле (7), меняется в пределах $10^{-3} - 10^{-1}$. Столь большой разброс в оценке растворимости обусловлен разбросом в значениях энергии связи ψ и количестве доступных мест для встраивания (Ω^{-1}). Кроме того, следует учесть, что с ростом температуры растворимость резко падает, т. е. газ выходит из каркаса в фильтрационный объем.

Хотя растворимость мала, но при этом аналогичная величина для поверхностной сорбции, $V_b/(s\Lambda)$, на 2–3 порядка ниже. Это означает, что, несмотря на разветвленность внутренней поверхности угля в пласте, ее фрактальное строение, адсорбция все же незначительна по сравнению с абсорбцией. При оценке мы взяли максимальное значение удельной поверхности $20 \text{ м}^2/\text{см}^3$ [17] и соответственно $\Lambda \sim 0.5^{-7} \text{ м}$.

Исходя из последней оценки, будем говорить лишь о двух фазовых состояниях метана — свободный и абсорбированный по типу твердого раствора газ.

Свободный газ, в свою очередь, может находиться как в открытых порах (фильтрационном объеме), так и в закрытых порах.

В состоянии термодинамического равновесия давление, а также плотность метана одинаковы в системе открытых пор (фильтрационном объеме) и в системе закрытых пор.

В равновесии количество метана, в расчете на единицу объема массива, находящегося в открытых порах (т. е. в фильтрационном объеме), $q_0 = \gamma_0\rho$, в закрытых порах $q_c = \gamma_c\rho$ и в твердом растворе $q_s = \nu(1 - \gamma_c - \gamma_0)\rho$. Очевидно, что в приближении слабого твердого раствора и идеального газа отношения количеств метана в разных состояниях q_c/q_0 и q_s/q_0 не зависят от пластового давления газа и от его общего количества. Процентное содержание метана в разных фазах зависит лишь от закрытой и открытой пористости и от растворимости, которые определяются маркой (структурой угля) и температурой.

Определению макро- и микропористости, открытой и закрытой пористости угля, его структуры на мезо- и наноуровне посвящены многочисленные экспериментальные исследования [18–21].

Общее количество метана в пласте (в расчете на единицу объема пласта) равно

$$Q = [\gamma_0 + \gamma_c + \nu(1 - \gamma_0 - \gamma_c)]\rho = [\gamma_0 + \gamma_c + \nu(1 - \gamma_0 - \gamma_c)]\frac{P}{T}, \quad (10)$$

т. е. пропорционально пластовому давлению газа. С ростом температуры растворимость газа в угле сильно падает и основная часть газа переходит из твердого раствора в свободное состояние в пустотах угольного каркаса. При пластовом давлении $P = 3$ МПа, $T = 273$ К для представительных значений $\gamma_0 = 0.05$, $\gamma_c = 0.3$, $\nu = 0.01$ и плотности угля 1.3 т/м³ содержание Q метана в пласте составляет 7.5 м³/т, т. е. 0.5 % по массе. При этом в открытых порах (фильтрационном объеме) содержится 14 % от полного количества метана, в закрытых порах — 84 % и в твердом растворе — 2 %. Следует, однако, иметь в виду, что даже незначительное охлаждение угольного массива приводит к существенному перераспределению метана между фазовыми состояниями в пользу твердого раствора. К примеру, понижение температуры с $T_1 = 300$ К до $T_2 = 273$ К при указанных выше физических и термодинамических параметрах системы уголь – метан увеличивает содержание метана в твердом растворе в 3 раза.

При феноменологическом рассмотрении собственно твердотельного каркаса на первый план выдвигаются его поверхностная энергия и энергия упругих деформаций.

Поверхностная энергия угольного каркаса может быть вычислена, если известна удельная поверхностная энергия угля σ :

$$\varphi_s = \gamma \frac{\sigma}{\Lambda}, \quad (11)$$

где $\gamma = \gamma_0 + \gamma_c$ — суммарная пустотность угольного каркаса. Если пустотность формируется порами одинакового радиуса, то Λ порядка этого радиуса; если же речь идет о трещиноватом материале, то Λ — по порядку — раскрытие (зияние) трещин.

Экспериментальное определение удельной поверхностной энергии угля — довольно сложная задача из-за трудности приготовления образцов такого типа, который применяется в стандартных методиках [22]. В работах Института физики горных процессов НАН Украины предложен оригинальный способ нахождения σ с помощью установки неравнокомпонентного трехосного сжатия [23]. Результаты этих исследований указывают на большой разброс значений σ , прежде всего в зависимости от степени метаморфизма угля, в пределах $1 - 10$ Дж/м².

Упругая энергия угольного каркаса выражается стандартным образом через упругие напряжения в угольном пласте. Однако нахождение всех компонент тензора напряжений весьма затруднительно даже для нетронутого пласта. При решении соответствующей задачи теории упругости необходимо учесть горное давление, наличие геологических нарушений и технологических выработок и т. п., а также давление газа, содержащегося в пласте. С целью преодоления указанных трудностей в [24] предложена упрощенная, но не ограничивающая качественную общность, модель для расчета напряженного состояния угольного пласта. В этой модели пласт считается совокупностью ячеек, каждая из которых представляет собой шар с концентрической шаровой полостью.

На внешней поверхности шара действует горное давление P_m , а на внутренней — давление газа P . Напряжения и деформации в такой модели хорошо известны [25], а пустотность γ — это отношение объема внутренней полости (в котором находится газ) к полному объему сферической ячейки.

Вычисляя по известным напряжениям упругую энергию ячейки, приходим к следующей формуле для упругой составляющей потенциала Гиббса угольного пласта:

$$\varphi_e = \frac{1}{2(1-\gamma)} \left[\frac{(P_m - \gamma P)^2}{K} + \frac{3\gamma}{4G} (P_m - P)^2 \right], \quad (12)$$

где K и G — модуль всестороннего сжатия и модуль сдвига угольного каркаса соответственно.

Эта формула найдена в [26], там же указано, что упругие модули стоят в знаменателях, поскольку речь идет не о свободной энергии, а о термодинамическом потенциале Гиббса. В свою очередь использование этого потенциала обусловлено тем, что роль термостата играют вмещающие породы, передающие внешнее (горное давление).

Основное упрощение при расчете упругой энергии пласта состоит в замене неравнокомпонентного напряженного состояния пласта на равнокомпонентное, а роль вмещающих пород сводится к созданию давления P_m , которое в горной науке принято называть опорным. В нетронутом пласте опорное давление однородно и совпадает с гидростатическим давлением вышележащих пород. Если же пласт отрабатывается, то опорное давление становится неоднородным, что будет учтено в дальнейшем.

Нахождению упругих модулей ископаемого угля посвящено довольно много исследований [27, 28], использующих как статическое, так и динамическое деформирование угольных образцов в лабораторных условиях. Самые надежные и воспроизводимые результаты по определению упругих характеристик угля получены с использованием трехосного прессы [29], который может работать в режиме изменения как деформаций, так и напряжений. Согласно [30], предельным значением модуля всестороннего сжатия угля может считаться 1 ГПа, а модуль сдвига ископаемого угля примерно в 4 раза меньше, т. е. $G=250$ МПа. Это означает, что в трещиновато-пористом угольном массиве основную роль в упругой энергии играет сдвиговая часть. В обычном, “штатном”, режиме отработки угольного пласта на глубине примерно 1 км опорное давление порядка 20 МПа, а давление газа 5–10 МПа, т. е. в несколько раз ниже. Из (12) видно, что имеется термодинамическая тенденция к росту давления газа, в пределе — к выравниванию опорного и газового давлений, поскольку при этом уменьшается упругая энергия, прежде всего ее сдвиговая составляющая.

Итак, выписаны формулы и оценены входящие в них параметры для следующих составляющих Гиббса угольного пласта: энергия газа (1), поверхностная энергия (11), упругая энергия (12) и энергия газа, входящего в твердый раствор (4).

Имеется еще добавка к термодинамическому потенциалу, обусловленная остаточной энтропией [31] угольного массива. Эта энтропия при $T \rightarrow 0$ отлична от нуля ввиду того, что из-за наличия пустотности количество мест, которые могут быть заняты атомами, составляющими уголь, превышает количество атомов.

Расчет стандартного типа дает соответствующую добавку к термодинамическому потенциалу в виде

$$\varphi_r = Tn_c [\gamma \ln \gamma + (1 - \gamma) \ln(1 - \gamma)], \quad (13)$$

где n_c — количество атомов в единице объема угольного каркаса.

Эта часть энергии способствует росту γ , однако механизм ее релаксации состоит в перемещении атомов каркаса на макроскопические расстояния за гигантские времена (в дальнейшем эта часть энергии исключается из рассмотрения).

Поскольку угольный каркас является твердотельной структурой, то имеется составляющая потенциала Гиббса, определяемая колебаниями атомов, составляющих угольный массив. Для наших целей необходимо выделить зависимость колебательной энергии от пустотности массива γ . С этой целью введем характеристическую частоту ω_b колебаний “объемных” атомов и характеристическую ω_s частоту колебаний “поверхностных” атомов.

При высоких температурах, когда $T \gg \hbar\omega_b$, $\hbar\omega_s$, добавка к колебательной энергии, связанная с пористостью, оценивается так:

$$\varphi_{osc} = -3\gamma \frac{\alpha_0}{\Lambda} n_c T \ln \frac{\omega_b}{\omega_s}, \quad (14)$$

где α_0 — параметр “решетки” угольного каркаса.

Величина φ_{osc} много меньше поверхностной энергии из-за малости параметра α_0 / Λ , и $\ln(\omega_b / \omega_s) \ll 1$, поскольку отличие “объемной” частоты от “поверхностной” составляет несколько процентов. По этим причинам в дальнейшем не учитывается колебательная часть потенциала Гиббса.

Суммируя основные четыре вклада, получим

$$\varphi(P, \gamma) = \gamma \frac{\sigma}{\Lambda} + \gamma P \ln \frac{P}{P_T} + c(\psi + T \ln c\Omega) + \frac{1}{2(1-\gamma)} \left[\frac{(P_m - \gamma P)^2}{K} + \frac{3\gamma}{4G} (P_m - P)^2 \right]. \quad (15)$$

Формула (15) дает локальную плотность потенциала Гиббса, поскольку входящие в (15) величины в общем случае меняются от места к месту.

ДИФфуЗИОННО-ФИЛЬТРАЦИОННЫЙ МАССОПЕРЕНОС МЕТАНА В УГОЛЬНОМ ПЛАСТЕ

Перейдем к кинетическим явлениям в угольном пласте и прежде всего остановимся на процессах массопереноса метана в пласте.

Ископаемый уголь можно считать [32, 33] совокупностью блоков (ненарушенных фрагментов), погруженных в фильтрационный объем. Размер R отдельного блока определяется структурой угольного массива на мезомасштабах и в несколько раз превышает обратную удельную поверхность Λ . Литературные данные [34] дают для R оценку порядка $10^{-5} - 10^{-4}$ см.

При нарушении равновесия пласта создаются условия для массопереноса метана. Частью этого процесса является движение метана внутри блока по направлению к фильтрационному объему, затем массоперенос идет по механизму фильтрации в сторону выработанного пространства. Мы считаем [12, 13], что массоперенос метана внутри блока осуществляется путем твердотельной диффузии, т. е. путем перескоков молекул метана из одних “посадочных” мест в другие, соседние. Этот механизм массопереноса является единственным внутри блока, поскольку там отсутствуют транспортные каналы. В действительности картина массопереноса даже внутри блока значительно сложнее, чем в регулярном твердом растворе ввиду иерархичности строения угля не только на мезоуровне, но и на микроуровне. Говоря о твердотельной диффузии, мы опираемся на точно установленную в эксперименте сильную экспоненциальную зависимость коэффициента диффузии от температуры [35], что характерно именно для твердотельной диффузии, а не для фильтрации, т. е. просачивания флюидов через узкие каналы.

При рассмотрении внутриблочной диффузии важно принять во внимание наличие закрытых пор, распределенных по блоку. Как указывалось ранее, метан в основном находится именно внутри закрытых пор. Для того чтобы молекуле метана выйти за пределы блока, ей необходимо вначале выйти из закрытой поры в твердый раствор и затем продиффундировать по твердому раствору к границе блока. Иными словами, газ в закрытых порах служит источником или стоком по отношению к газу в твердом растворе.

Имея это в виду, запишем уравнение диффузии метана внутри блока:

$$(1 - \gamma_c) \frac{\partial}{\partial t} c(\vec{r}, t) = D \Delta c(\vec{r}, t) + q(\vec{r}, t). \quad (16)$$

Здесь $c(\vec{r}, t)$ — концентрация метана в данном месте блока в момент времени t ; Δ — оператор Лапласа; D — коэффициент твердотельной диффузии; $q(\vec{r}, t)$ — мощность источников в дан-

ном месте блока; множитель $(1 - \gamma_c)$ учитывает тот факт, что не весь объем блока занят твердым раствором; доля объема занята порами.

Если средний размер пор много меньше среднего расстояния между ними, то плотность источников можно записать в виде

$$q(r, t) = -\gamma_c \frac{\partial \rho(r, t)}{\partial t}, \quad (17)$$

где $\rho(r, t)$ — плотность метана в порах в данном месте блока.

Кроме того, при этом предположении закон Генри (5) выполняется даже в отсутствие полного термодинамического равновесия. Поэтому уравнение (16), с учетом (17) и (5), переписывается так:

$$(1 - \gamma_c) \frac{\partial c}{\partial t} = D \Delta C - \frac{\gamma_c}{v} \frac{\partial c}{\partial t}, \quad (18)$$

т. е. сводится к стандартному уравнению диффузии, но с заменой коэффициента твердотельной диффузии на эффективный коэффициент диффузии

$$D_{eff} = \frac{D}{1 - \gamma_c + \gamma_c / v}. \quad (19)$$

При пониженной растворимости $v \ll \gamma_c$, $D_{eff} = vD / \gamma_c$, т. е. с понижением растворимости скорость выхода метана из блока снижается, поскольку в этом случае метан “запечатан” в закрытых порах и его выход из пор в твердый раствор затруднен. Напомним, что выход метана из закрытых пор в фильтрационный объем возможен только диффузионным путем. Можно утверждать, что повышение температуры не всегда приводит к интенсификации выхода метана из угля наружу, несмотря на возрастание коэффициента твердотельной диффузии, так как при большой пористости и повышенной температуре значительная часть метана заходит в закрытые поры.

Рассмотрим взаимное влияние процессов диффузии и фильтрации. При проведении добычных работ куски угля отторгаются от массива, термодинамическое равновесие нарушается и газ из фильтрационного объема, за счет отличия пластового от внешнего давления, устремляется наружу, в незанятый углем объем. Давление газа в фильтрационном объеме снижается, благодаря чему стартует процесс диффузии метана из блоков в фильтрационный объем. Происходит фильтрация газа с одновременной подпиткой фильтрационного объема метаном, изначально растворенном в блоках. Иными словами, блоки играют роль источников метана, распределенных по всему объему угольного пласта.

В угле процессы фильтрации (обычно описываемые уравнением Дарси) взаимосвязаны и взаимозависимы с процессами диффузии метана в блоках (18). Установим конкретный вид этой связи. Для простоты записи формул, но без ограничения общности запишем уравнение (18) применительно к блоку сферической формы:

$$\frac{\partial c(r, t)}{\partial t} = D_{eff} \left[\frac{\partial^2 c(r, t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial c(r, t)}{\partial r} \right]. \quad (20)$$

В уравнении (20) r — расстояние от центра сферы. При $r = 0$ концентрация твердого раствора должна быть конечной. Физическое содержание задачи определяется граничным условием на поверхности, отделяющей блок от фильтрационного объема, т. е. при $r = R$.

Сделаем предположение, что время встраивания молекулы метана в поверхность блока много меньше времени ее перемещения изнутри блока к его поверхности. Тогда, при отсутствии глобального равновесия, на границе блока в произвольный момент устанавливается локальное равновесие по отношению к обмену молекулами метана между блоком и фильтрационным объемом. Это равновесие выражается законом Генри (5), в котором концентрация твердого раствора и плотность свободного метана берутся на границе раздела:

$$c(R, t) = \nu \rho(t). \quad (21)$$

Здесь не указывается точка, в которой берется плотность, поскольку ρ мало меняется на расстояниях порядка R в отличие от концентрации $c(r, t)$.

Введем в рассмотрение среднюю концентрацию $c(t)$ метана в твердом растворе в данном блоке:

$$c(t) = \frac{3}{R^3} \int_0^R r^2 c(r, t) dr. \quad (22)$$

Изменение средней концентрации со временем находим из формул (22), (20):

$$\frac{dc(t)}{dt} = D_{eff} \frac{3}{R} \frac{\partial c(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=R}. \quad (23)$$

Через соотношения (21) и (23) с учетом того, что решение (20) выражается через элементарные функции, осуществляется “связка” задачи диффузии с задачей фильтрации. Начальное условие состоит в том, что при $t = 0$ метан равномерно распределен по блоку:

$$c(r, 0) = c_0 = \nu \rho_0.$$

Расстояния в этой задаче удобно измерять в единицах R , а время — в единицах

$$t_2 = \frac{R^2}{D_{eff}}. \quad (24)$$

Технически удобно решать сформулированную задачу методом преобразования Лапласа по времени интересующих нас величин:

$$c(p) = \int_0^\infty c(t) e^{-pt} dt; \quad \rho(p) = \int_0^\infty \rho(t) e^{-pt} dt, \quad (25)$$

где для безразмерного времени сохраняем то же обозначение, что и для размерного.

Опуская промежуточные преобразования, приходим к следующему соотношению между лапласовскими образами средней концентрации и плотности метана:

$$\frac{c_0}{p} - c(p) = F(p) \left(\frac{c_0}{p} - \nu \rho(p) \right), \quad F(p) = \frac{3}{\sqrt{p}} \left(\operatorname{cth} \sqrt{p} - \frac{1}{\sqrt{p}} \right). \quad (26)$$

Выполнение обратного преобразования Лапласа равенства (26) дает искомую связь между $c(t)$ и $\rho(t)$ в виде свертки двух функций:

$$c_0 - c(t) = \int_0^t F(t - \tau) [c_0 - \nu \rho(\tau)] d\tau, \quad (27)$$

$$\text{где } F(t) = 6 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\pi^2 n^2 t} \quad (28)$$

— обратное преобразование Лапласа функции $F(p)$ из (26).

Поскольку размер блока много меньше размеров всего массива (пласта или отбитого куска угля), то при дальнейшем изучении фильтрации газа из массива можно оперировать с физически бесконечно малыми объемами, включающими, однако, много блоков. Можно считать, что соотношение (27) между концентрацией твердого раствора и плотностью метана универсально. Оно выполняется для каждой точки \bar{x} пласта (массива), и можно приписывать функциям $c(t)$ и $\rho(t)$ в (27) еще и координату \bar{x} , т. е. писать $c(\bar{x}, t)$ и $\rho(\bar{x}, t)$.

Важной особенностью соотношения (27) является его независимость от размера блоков. При этом следует помнить, что R должен быть достаточно малым, так, чтобы изменением плотности свободного метана на расстояниях порядка R можно было пренебречь.

Соотношение (27) позволяет, еще до решения конкретных задач фильтрации, сделать определенные качественные заключения относительно массопереноса метана в угольном массиве.

С этой целью рассмотрим асимптотики функции $F(t)$. При $t \ll 1/\pi^2$ $F(t) \approx 3/\sqrt{\pi t}$, а при $t \gg 1/\pi^2$ из всего ряда (28) можно оставить лишь первое слагаемое.

На малых временах соотношение (27) дает

$$c_0 - c(t) \approx \frac{3}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{c_0 - v\rho(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} dt = \frac{3v}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\rho_0 - \rho(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau. \quad (29)$$

Известно, что в задачах фильтрации выход газа на малых временах пропорционален \sqrt{t} (соответственно скорость истечения пропорциональна $1/\sqrt{t}$), т. е. $\rho_0 - \rho(t) \approx \rho_0 \sqrt{t}$. Тогда из (29) следует, что

$$c_0 - c(t) \approx \frac{3v\rho_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\sqrt{\tau}}{\sqrt{t-\tau}} dt = \frac{3\sqrt{\pi}}{2} v\rho_0 t, \quad (30)$$

т. е. метан из твердого раствора в блоках (и из закрытых пор) выходит пропорционально t , скорость его выхода постоянна, в то время как метан из фильтрационного объема выходит гораздо быстрее. Это дает основание подразделять метан на “быстрый”, выходящий из фильтрационного объема, и “медленный”, выходящий из блоков угля. Во всяком случае такое подразделение имеет место для малых времен.

На больших временах асимптотический анализ, использующий тот факт, что функция $F(t-\tau)$ имеет острый максимум при $\tau = t$, показывает, что основным членом в асимптотике правой части формулы (27) является $v[\rho_0 - \rho(t)]$, т. е. выход метана из блоков происходит синхронно с его выходом из фильтрационного объема. Иными словами, блоки “подпитывают” метаном фильтрационный объем строго в меру выхода метана из этого объема.

Таким образом, формула (27) выражает количественно в относительно простой форме взаимное влияние диффузии и фильтрации. Ведущим является процесс фильтрации, а за счет диффузии происходит подпитка, пополнение фильтрационного объема.

Начальное газовыделение обусловлено фильтрацией метана из системы открытых пор, каналов и трещин, т. е. из фильтрационного объема. Это бурное газовыделение происходит за времена (отсчитываемые от момента нарушения термодинамического равновесия) менее или порядка диффузионного времени t_2 (24). На первый взгляд может показаться, что за эти малые

времена (около 10 с) метан почти весь вышел из призабойной зоны пласта. В действительности в блоках угля его останется гораздо больше, чем уже вышедшего. Для практики этот вывод важен, поскольку обычно о содержании метана в угле судят по начальному газовыделению.

Фильтрация метана из угля по системе транспортных каналов обычно описывается уравнением Дарси: исходным является уравнение непрерывности

$$\frac{\partial q(x,t)}{\partial t} = -\Pi \frac{\partial}{\partial x}(\rho v), \quad (31)$$

где $q(x,t)$ — количество метана в единице объема угольного массива; ρ — плотность метана в данном месте фильтрационного объема; v — скорость газа; Π — просветность, т. е. суммарная площадь сечения каналов в расчете на единицу площади поперечного сечения материала. С целью упрощения формул рассматривается одномерное течение. Для наших целей просветность можно считать равной открытой пористости γ_0 .

При стандартном выводе [36, 37] уравнения Дарси для определения скорости рассматривается движение вязкой жидкости или газа по тонкой трубке. Мы поступим иначе — будем считать, что ввиду доминирования диссипативных процессов скорость течения пропорциональна действующей силе F :

$$v = MF = -M \frac{\partial \mu}{\partial x}, \quad (32)$$

где μ — химический потенциал газа; M — подвижность молекулы метана. Химпотенциал газа в угле находим дифференцированием $\varphi(P, \gamma)$ из (15) по количеству частиц газа в единице объема угля. Несколько огрубляя расчет, находим

$$\mu = T \left[\ln \frac{P}{P_T} - \left(\frac{1}{K} + \frac{3}{4G} \right) P_m \right]. \quad (33)$$

Второе слагаемое в квадратных скобках (33) определяет отличие химпотенциала газа от его стандартного вида.

Как следствие, сила, действующая на газ в угольном пласте, не сводится к градиенту давления, а определяется градиентом внешнего (опорного) давления, действующего на угольный пласт. Вообще говоря, эта добавка мала, поскольку горное давление много меньше упругих модулей. Однако в некоторых участках пласта модуль сдвига может быть мал (~ 200 МПа) [38], а опорное давление в максимуме может превышать горное давление (~ 25 МПа на глубине 1 км) в 5–6 раз [39], так что относительная добавка может оказаться порядка единицы.

В состоянии равновесия наличие рассматриваемой добавки приводит к перераспределению давления газа по пласту. Давление газа становится неоднородным, поскольку имеется тенденция (из (33)) к его повышению в областях повышенного горного давления P_m либо сниженных упругих модулей K и G . Эти явления подробно рассмотрены в [24].

Кинетическое уравнение для давления газа, согласно (31), (32) и (33), записывается в виде

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \gamma_0 M \left[\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - \frac{1}{G_m} \frac{\partial}{\partial x} \left(P \frac{\partial P_m}{\partial x} \right) \right], \quad \frac{1}{G_m} \equiv \frac{1}{K} + \frac{3}{4G}. \quad (34)$$

В отсутствие равновесия количество газа в единице объема пласта в отличие от (10) записывается так:

$$q(x,t) = (\gamma_0 + \gamma_c) \rho(x,t) + (1 - \gamma_0 - \gamma_c) c(x,t), \quad (35)$$

где $c(x,t) \neq v\rho(x,t)$. Связь между $\rho(x,t)$ и $c(x,t)$ исследовалась ранее и дается формулой (27).

Уравнение (34) применительно к плотности $\rho = P/T$ имеет вид

$$\frac{\partial q}{\partial t} = D_f \left[\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} - \frac{1}{G_m} \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho \frac{\partial P_m}{\partial x} \right) \right], \quad (36)$$

т. е. вид уравнения диффузии; роль коэффициента диффузии играет коэффициент фильтрации, равный, в соответствии с соотношением Эйнштейна между подвижностью и диффузией,

$$D_f = \gamma_0 M T. \quad (37)$$

Сопоставление стандартного вывода уравнения Дарси с рассмотренным выше позволяет сделать оценку коэффициента фильтрации и подвижности:

$$D_f \sim \gamma_0 \bar{v} d, \quad M \sim \frac{d \bar{v}}{T}, \quad (38)$$

где \bar{v} — средняя тепловая скорость движения молекул газа, по порядку равная скорости звука в газе; d — средний диаметр транспортных каналов. Численная оценка коэффициента фильтрации для обычного ископаемого угля $D_f \sim (10^{-7} \div 10^{-5}) \text{ м}^2/\text{с}$.

Итак, уравнение для плотности газа в системе транспортных каналов имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} [(\gamma_0 + \gamma_c) \rho(x, t) + (1 - \gamma_0 - \gamma_c) c(x, t)] = D_f \left[\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} - \frac{1}{G_m} \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho \frac{\partial P_m}{\partial x} \right) \right], \quad (39)$$

причем концентрация газа $c(x, t)$ в твердом растворе связана с плотностью газа в фильтрационном объеме уравнением (27).

В отличие от стандартного уравнения Дарси, здесь, во-первых, речь идет о системе уравнений для ρ и c , т. е. о раздельном нахождении количеств газа в разных фазовых состояниях в произвольный момент, и, во-вторых, в правой части фигурирует добавочная сила $\frac{\partial P_m}{\partial x}$, действующая на газ со стороны сжатого опорным давлением угля.

Решения системы (27) и (39) для некоторых практически важных задач с соответствующими граничными и начальными условиями найдены в работах [12, 13].

Приведем основные результаты этих работ:

— для угольных частиц малых размеров L , когда $L^2 / D_f \ll R^2 / D_{eff}$, сначала (за время около 10 с) происходит выход газа из фильтрационного объема — “быстрый” метан, а затем (в течение нескольких часов или нескольких суток) выходит основной “медленный” метан, содержащийся в закрытых порах и в твердом растворе. Поскольку в экспериментах по десорбметрии [1, 15] невозможно по технологическим причинам зарегистрировать начальный выход метана, то получается, что регистрируется лишь медленный метан. Это необходимо иметь в виду при оценке общего содержания метана в угле на основании данных десорбметрии метана из угольного порошка (штыба);

— для крупных массивов угля, больших кусков и пластов, когда $L^2 / D_f \gg R^2 / D_{eff}$, осязательный выход метана происходит на больших временах порядка L^2 / D_f . На таких временах можно считать, что $c(x, t) = \nu \rho(x, t)$, следовательно, уравнение (39) приобретает простой вид:

$$[(\gamma_0 + \gamma_c) + \nu(1 - \gamma_0 - \gamma_c)] \frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} = D_f \left[\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} - \frac{1}{G_m} \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho \frac{\partial P_m}{\partial x} \right) \right]. \quad (40)$$

В этом случае, практически независимо от граничных условий, очень хорошо “работает” формула для плотности потока метана j через единицу площади обнаженной поверхности пласта:

$$j(t) = \rho_0 \sqrt{\gamma_0 + \gamma_c + \nu(1 - \gamma_0 - \gamma_c)} \sqrt{\frac{D_f}{\pi t}}, \quad (41)$$

где ρ_0 — плотность метана в нетронутым пласте.

Вследствие своей универсальности и простоты формула (41) может быть использована [40] для расчета загазованности резервуаров, в которых содержится уголь, либо загазованности призабойных участков выработанного пространства угольных шахт.

ПРЕДПОСЫЛКИ РАЗВИТИЯ ПРОЦЕССОВ РАЗРУШЕНИЯ УГОЛЬНОГО ПЛАСТА

Построение неравновесной термодинамики угольного пласта позволяет дать определенные качественные заключения, а в ряде случаев и количественные оценки, связанные с возможным разрушением угольного пласта, в том числе путем внезапного выброса угля, породы и газа.

Все авторы, занимавшиеся проблемой выбросов, подчеркивают [41], что основную роль при возникновении условий разрушения выбросом играет газ, содержащийся в угле. Разрушение угля происходит путем роста газонаполненных трещин. Поры влияют на процесс разрушения опосредовано, уменьшая прочность угольного каркаса и действуя как добавочный источник газа.

В угольных пластах пустотность и фильтрационный объем формируются главным образом именно трещинами. Поэтому при огрубленном описании процессов разрушения допустимо [42] считать, что в выражении (15) для потенциала Гиббса γ — это трещиноватость, т. е. суммарный объем трещин в расчете на единицу объема пласта. В тех же рамках огрубления можно считать, что разрушение описывается ростом трещиноватости со временем. Соответствующее кинетическое уравнение имеет вид уравнения Ландау–Халатникова для несохраняющегося параметра порядка, каковым можно считать γ :

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\Gamma \frac{\partial \phi(P, \gamma)}{\partial \gamma}, \quad (42)$$

где Γ — кинетический коэффициент, обратно пропорциональный времени эволюции трещиноватости (по порядку — это время развития газонаполненной трещины [43]).

Если производная положительна, то согласно (42) трещиноватость должна уменьшаться. В действительности это не наблюдается, трещины не залечиваются, но и не развиваются. Положительность указанной производной является критерием неразрушаемости, следовательно, невыбросоопасности.

Используя (15) и считая γ малой по сравнению с единицей, получаем следующий критерий невыбросоопасности:

$$\frac{\sigma}{\Lambda} + P \ln \frac{P}{P_T} + \frac{P_m}{2K} (P_m - 2P) + \frac{3}{8G} (P_m - P)^2 > 0. \quad (43)$$

В таком виде критерий невыбросоопасности найден в [42]. Чтобы выяснить значимость этого критерия, приведем взятые из [42] численные оценки. Согласно работе [44], удельная поверхностная энергия σ угольного материала колеблется в пределах нескольких джоулей на квадратный метр. Величина Λ при рассмотрении трещиноватости — это зияние (раскрытие) трещины. Принимая $\sigma = 10$ Дж/м², $\Lambda = 5 \cdot 10^{-8}$ м, получаем $\sigma / \Lambda = 200$ МПа. Давление газа на глубине порядка 1 км составляет $P \approx 10$ МПа. Вычисление P_T по известным формулам [31] дает $P_T = 10^4$ МПа, соответственно $P \ln(P_T / P) \approx 70$ МПа.

Слагаемые в левой части неравенства (43), отвечающие за упругую энергию пласта, как правило, на 1–2 порядка меньше поверхностной и газовой составляющей, поэтому в штатной ситуации критерий невыбросоопасности выполняется с большим запасом, т. е. выброс — редкое явление. Это подтверждается и статистикой выбросов [41]. Заметная вероятность выброса отмечается лишь в случае, когда поверхностная и газовая составляющие потенциала Гиббса компенсируют друг друга, т. е.

$$\sigma / \Lambda \approx P \ln(P_T / P). \quad (44)$$

Указанная компенсация и заметная вероятность разрушения выбросом достигается для низкой поверхностной энергии (ниже 2 Дж/м²) большим (порядка микрона) зиянием трещин и большим газовым давлением (~100 атм). В этом случае для анализа возможности выбросов следует принимать во внимание и опорное давление P_m .

Критическое давление газа, при превышении которого может произойти выброс, оценивается согласно (44) как

$$P_{cr} \approx \frac{\sigma}{7\Lambda}. \quad (45)$$

В критической ситуации горное давление и газовое давление близки друг другу и их уровень порядка 100 атм.

Формула (43) дает критерий невыбросоопасности. Критерий выбросоопасности, казалось бы, можно получить заменой знака неравенства в формуле (43) на противоположный. Однако при такой замене получим лишь необходимое условие выбросоопасности. Ввиду сложности и многопараметричности явления выброса, способы, формы и условия его реализации весьма многообразны.

Изучим модель разрушения, основанную на рассмотрении развития магистральной газонаполненной трещины, окруженной малыми трещинами, порами и каналами, в своей совокупности являющимися резервуаром газа. Этот резервуар фильтрационно связан с полостью магистральной трещины. Задача решается в приближении “среднего” поля. Схема угольного пласта с магистральной трещиной, плоскость которой параллельна обнаженной поверхности, представлена на рис. 1.

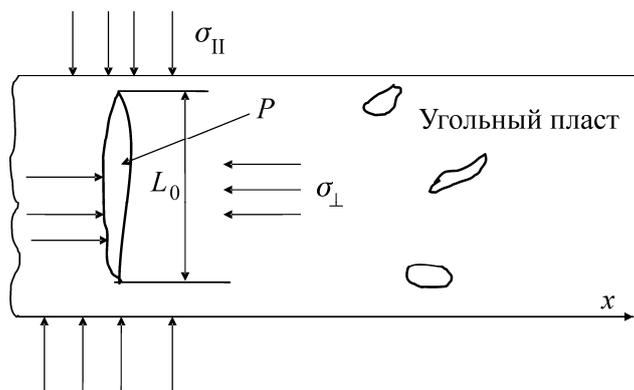


Рис. 1. Схема расположения трещин в газонасыщенном угольном пласте

В равновесии, в нетронутом пласте все компоненты напряжений — сжимающие, поэтому трещины “зажаты” и не развиваются. В момент вскрытия происходит разгрузка пласта от компоненты напряжений, поперечных по отношению к обнаженной поверхности, σ_{\perp} становится

сравнительно малой величиной, а напряжения на поверхности трещины (см. рис. 1) — растягивающими, равными $P - \sigma_{\perp} > 0$. Роль других компонент напряжений, например σ_{\parallel} , сводится в основном к “задавливанию” трещин иной ориентации, чем рассматриваемая.

Пусть в момент вскрытия пластовое давление газа (совпадающее с давлением газа в трещине) равно P_0 , длина трещины — L_0 , а объем полости трещины (в плоской задаче это площадь ее сечения) равен V_0 , количество молекул газа в полости трещины — N_0 при температуре T . Температуру пласта будем считать неизменной. Согласно уравнению состояния газа,

$$P_0 V_0 = N_0 T. \quad (46)$$

После вскрытия происходит практически мгновенное (за время $\sim 10^{-5}$ с) разбухание трещины при ее неизменной длине, поскольку силы сцепления берегов трещины нарастают и удерживают трещину в равновесии. Количество газа в трещине за столь короткое время не меняется, а давление падает до значения P_1 , определяемого из уравнения состояния:

$$P_1 V_1 = N_0 T. \quad (47)$$

При этом V_1 находится из решения стандартной задачи теории упругости (см., например, [25]):

$$V_1 = V_0 + \frac{\pi(1-\nu)}{G} (P_1 - \sigma_{\perp}) L_0^2, \quad (48)$$

где ν — коэффициент Пуассона.

Если объем трещины V_1 значительно больше ее исходного объема и $P_1 \gg \sigma_{\perp}$, то влияние трещины после ее разбухания

$$\Lambda = \frac{V_1}{L_0} \approx \frac{\pi(1-\nu)}{G} P_1 L_0. \quad (49)$$

Подставляя это выражение в (45), получаем оценку критического давления газа в полости трещины:

$$P_{cr} \sqrt{L_0} \approx \sqrt{\frac{G\sigma}{7\pi(1-\nu)}}, \quad (50)$$

практически совпадающую с классическим критерием Гриффитса [45]

$$\frac{\pi}{2} P_{cr} \sqrt{L_0} = M_c, \quad (51)$$

где M_c — модуль сцепления материала, совпадающий с точностью до мультипликативной константы с правой частью оценочного равенства (50). Таким образом, исходя из (45), приходим к критерию Гриффитса. Иными словами, критерий (45) является обобщением критерия Гриффитса на случай газонасыщенного трещиноватого материала, такого, как угольный пласт.

Итак, в модели единичной магистральной трещины выброс возможен при условии

$$\frac{\pi}{2} (P - \sigma_{\perp}) \sqrt{L_0} > M_c. \quad (52)$$

Давление P_1 газа в трещине после ее разбухания легко находится из (46), (47) и (48).

После первичного разбухания трещина может развиваться по двум сценариям:

1) если $\frac{\pi}{2} (P - \sigma_{\perp}) \sqrt{L_0} < M_c$, то давление газа в трещине начнет увеличиваться за счет фильтрации из окружающего объема, так как $P_1 < P_0$. Это увеличение вначале не будет сопро-

вождаться ростом трещины в длину, пока гриффитское неравенство не превратится в равенство. Затем начнется развитие трещины в длину и одновременно падение давления в ней;

2) если $\frac{\pi}{2}(P - \sigma_{\perp})\sqrt{L_2} > M_c$, то сразу же после первичного разбухания произойдет скачок длины трещины до определенного значения L_2 с одновременным падением давления в ней до значения P_2 , такого, что $\frac{\pi}{2}P_2\sqrt{L_2} = M_c$. После этого стартует процесс фильтрации газа из окружающего объема в полость трещины, сопровождающийся дальнейшим ростом трещины и уменьшением давления в ней, как и в первом случае.

Естественно считать, что во втором случае инициируется внезапный выброс, поскольку длина трещины возрастает скачком от L_0 до L_2 . Величины L_2 , P_2 и V_2 (объем трещины после скачка) определяются из решения системы трех уравнений:

$$\begin{cases} P_2V_2 = P_0V_0, \\ \frac{P_2 - \sigma_{\perp}}{B}L_2^2 + V_0 = V_2, \\ \frac{\pi}{2}(P_2 - \sigma_{\perp})\sqrt{L_2} = M_c, \end{cases} \quad (53)$$

где введено обозначение $B \equiv \frac{G}{\pi(1-\nu)}$.

Система (53) приводит к следующему кубическому уравнению для квадратного корня из относительной длины трещины $\lambda \equiv \sqrt{L_2/L_0}$:

$$\frac{4}{\pi^2} \frac{M_c^2}{P_0 B \Lambda_0} \lambda^3 - \left(\frac{P_0 - \sigma_{\perp}}{P_0} \right) \lambda + \frac{M_c}{M_0} = 0, \quad (54)$$

где $M_0 \equiv \frac{\pi}{2}P_0\sqrt{L_0}$, $\Lambda_0 \equiv V_0/L_0$ — исходное зияние магистральной трещины.

Графоаналитическое исследование уравнения (54) показывает, что его решение, соответствующее скачку длины трещины, появляется лишь при выполнении определенных критериальных неравенств на параметры уравнения (54). Скачкообразный рост магистральной трещины, который можно трактовать как внезапное разрушение, реализуется при выполнении неравенства

$$\frac{4M_c^2}{\pi^2 B P_0 \Lambda_0} < \frac{\frac{\pi}{2}(P_0 - \sigma_{\perp})\sqrt{L_0} - M_c}{M_0}. \quad (55)$$

Из (55) следует, что для получения критерия внезапного разрушения необходимо, но недостаточно выполнить критерий Гриффитса $\frac{\pi}{2}(P_0 - \sigma_{\perp})\sqrt{L_0} > M_c$. Кроме того, условиями внезапного разрушения, согласно (55), являются достаточно малая удельная поверхностная энергия угля (а, следовательно, малый модуль сцепления M_c), достаточно большие исходные зияния трещин и большое пластовое давление. Особенно обращаем внимание на роль исходного зияния трещин.

На рис. 2 приведено численное решение уравнения (54) для представительных значений входящих в него параметров. Видно, что в некоторых обстоятельствах трещины могут внезапно вырасти в несколько раз; происходит известное из практики “стреляние” трещин.

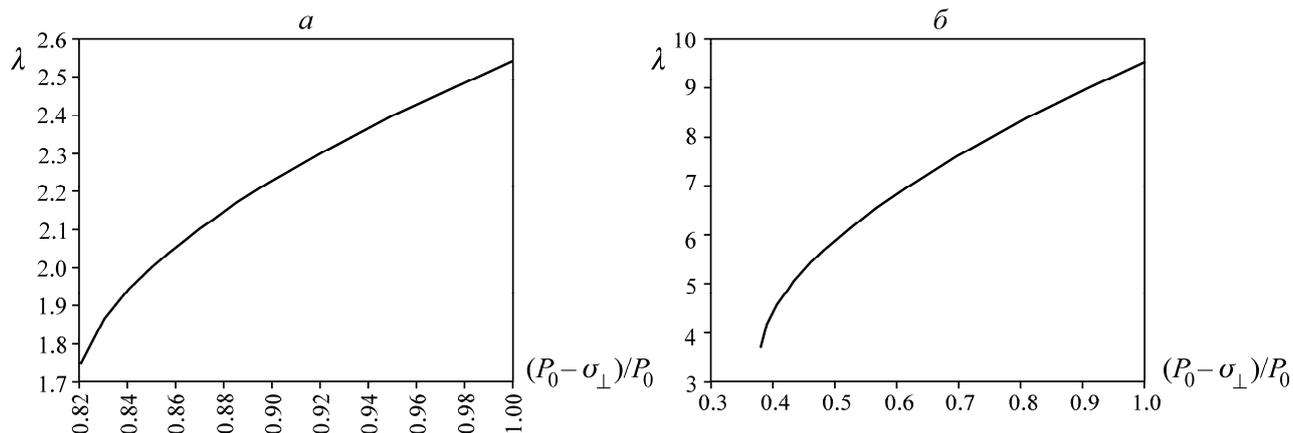


Рис 2. Численные решения уравнения (54): *a* — $4M_c^2 / (\pi^2 B P_0 \Lambda_0) = 0.01$, $M_c / M_0 = 0.9$; *б* — $4M_c^2 / (\pi^2 B P_0 \Lambda_0) = 0.1$, $M_c / M_0 = 0.9$

Параметр σ_{\perp} (т. е. поперечная компонента сжимающих напряжений) зависит от расстояния от обнаженной поверхности до плоскости залегания трещины. При проведении выемочных работ это расстояние зависит от времени. Следовательно, выполнение (или невыполнение) критерия (55) зависит также от скорости продвижения забоя, т. е. от темпа добычи угля.

Важным является также вопрос о дальнейшей динамике трещин после первичного разбухания и/или выстреливания. В обоих случаях стартует процесс натекания газа из окружающего объема как в полость трещины, так и в выработанное пространство. Он может быть длительным и закончиться полным разрушением.

Давление метана в обрабатываемом угольном пласте подчиняется уравнению

$$\frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = D_* \left[\frac{\partial^2 P(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{G_m} \frac{\partial}{\partial x} \left(P(x,t) \frac{dP_m(x)}{dx} \right) \right], \quad (56)$$

где коэффициент массопереноса

$$D_* = \frac{D_f}{\gamma_0 + \gamma_c + \nu(1 - \gamma_0 - \gamma_c)}. \quad (57)$$

Уравнение (56) является следствием уравнения (40). Начальное условие к нему вполне очевидно:

$$P(x,0) = P_0,$$

где P_0 — давление газа в нетронутом пласте. На границе пласта ($x = 0$) применим условие

$$\frac{\partial P(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{P(0,t) - P_a}{l_p}, \quad (58)$$

где величина l_p характеризует фильтрационную проницаемость границы; P_a — давление газа в выработанном пространстве. В частности, при $l_p = 0$ граничное условие преобразуется к виду $P(0,t) = P_a$, который часто используется в литературе.

Решение уравнения (56) позволяет определить темп выхода метана, загазованность в призабойном участке лавы и вместе с тем динамику давления в разных местах пласта, в частности вблизи обнаженной поверхности и на участке пласта вблизи точки максимума опорного давле-

ния. Появляется возможность сопоставить скорость изменения давления в фильтрационном объеме, окружающем трещину со скоростью изменения давления газа в трещине, а от этого зависит, будет ли трещина развиваться в результате фильтрации газа в ее полость, или нет.

Здесь мы ограничимся лишь приведением результатов численного решения уравнения (56) (рис. 3) для конкретного вида распределения опорного давления:

$$P_m(x) = \frac{2P_{ex}l_0x}{l_0^2 + x^2} + \rho_r gH, \quad (59)$$

где l_0 — точка максимума опорного давления; P_{ex} — превышение опорного давления в максимуме над гидростатическим; ρ_r — плотность вмещающих пород; H — глубина залегания пласта.

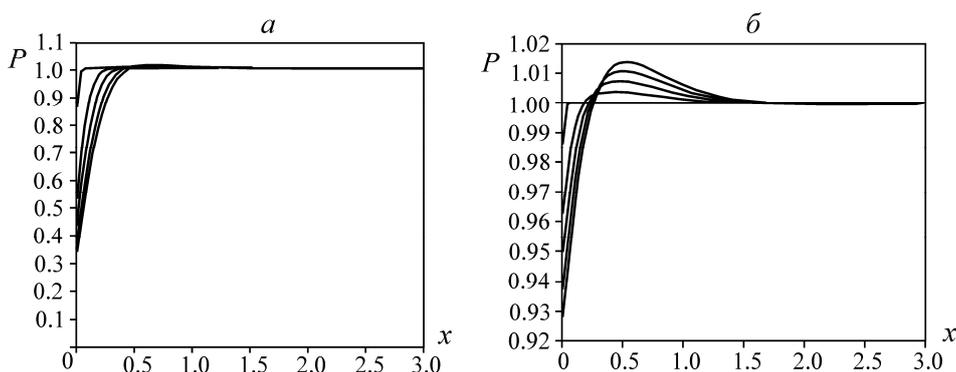


Рис. 3. Пространственно-временные зависимости пластового давления газа: a — $2P_{ex}/G_m = 0.5$ и $b = 2$; b — $2P_{ex}/G_m = 0.5$ и $b = 0.1$

Из рассмотрения рис. 2 следует, в частности, важный результат, состоящий в том, что имеется временной интервал, на котором вблизи точки максимума опорного давления $P_m(x)$ газовое давление P не снижается (как это следует из стандартного уравнения Дарси, ведь газ выходит из пласта), а возрастает. Хотя возрастание и невелико (порядка нескольких процентов по отношению к исходному пластовому давлению), но это — принципиально новый физический эффект. Кроме того, если исходное давление близко к критическому, то именно это возрастание может запустить механизм “выстреливания” магистральной трещины, расположенной в угольном пласте, где опорное давление максимально.

ВЫВОДЫ

В предлагаемой статье рассмотрены в обобщенном виде результаты применения современных представлений термодинамики и статистической физики к исследованию столь сложной физической системы, как газонасыщенный угольный пласт. Хотя анализируемые физические модели упрощены, тем не менее выводы носят достаточно общий характер. К основным результатам можно отнести следующие:

- в явном виде построен термодинамический потенциал Гиббса газонасыщенного угольного пласта, что позволило обосновать и записать кинетические уравнения для давления газа и трещиноватости угля;
- в простой и физически прозрачной формуле указаны взаимозависимость и взаимовлияние двух видов массопереноса газа в угле — диффузии и фильтрации. Это позволило обосновать и количественно описать известное разделение метана в угле на “быстрый” и “медленный”;
- дано обобщение критерия разрушения материала по Гриффитсу на случай газонаполненных трещин;

— выявлен механизм запуска выброса угля, породы и газа при внезапной разгрузке угольного пласта и установлена роль таких параметров, как размеры и раскрытие трещин в процессе запуска;

— предсказан новый физический эффект движения газов в угольном пласте в сторону большего горного (опорного) давления на определенном временном интервале.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев А. Д., Синолицкий В. В., Василенко Т. А. и др. Закрытые поры ископаемых углей // ФТПРПИ. — 1992. — № 2.
2. Alexeev A. D., Vasilenko T. A., and Ulyanova E. V. Closed porosity in fossil coals, Fuel, 1999, Vol. 78, No. 6.
3. Синолицкий В. В., Сереброва Н. Н., Василенко Т. А. и др. Определение объема закрытых пор ископаемых углей // Ресурсы нетрадиционного газового сырья и проблемы его освоения. — Л.: ВНИИГРИ, 1990.
4. Грег С., Синг К. Адсорбция, удельная поверхность, пористость. — М.: Мир, 1984.
5. Ковалева И. Б. Энергия связи метана с углем в угольных пластах: автореф. дис. ... канд. техн. наук / ИПКОН АН СССР. — М., 1979.
6. Эттингер И. Л., Ковалева И. Б. Напряжение набухания и свободная энергия в системе газ–уголь. // ДАН. — 1979. — Т. 244. — № 3.
7. Алексеев А. Д., Василенко Т. А., Фельдман Э. П. Оценка энергии связи молекул метана с угольным веществом в твердом растворе // ГИАБ. — 2000. — № 7.
8. Yang Sh., Ouyang L., Phillips J. M., and Ching W. Y. Density-functional calculation of methane adsorption on graphite (2001), Physical review B, Vol. 73.
9. Riehl J. W., Koch K. NMR Relaxation of Adsorbed Gases Methane on Graphite, Journal of Chemical Physics, 1972, Vol. 57, No. 5.
10. Алексеев А. Д., Василенко Т. А., Гуменник К. В. и др. Диффузионно-фильтрационная модель выхода метана из угольного пласта // ЖТФ. — 2007. — Т. 77. — № 4.
11. Василенко Т. А., Мельник Т. Н., Фельдман Э. П. Изменение давления газа в замкнутом объеме, содержащем пористое твердое тело // ФТВД. — 1999. — Т. 9. — № 1.
12. Алексеев А. Д., Фельдман Э. П., Василенко Т. А. и др. Массоперенос метана в угле, обусловленный совместной фильтрацией и диффузией // ФТВД. — 2004. — Т. 14. — № 3.
13. Фельдман Э. П., Василенко Т. А., Калугина Н. А. Истечение метана из угля в замкнутый резервуар: роль явлений диффузии и фильтрации // ФТВД. — 2006. — Т. 16. — № 2.
14. Алексеев А. Д., Василенко Т. А., Зайденварг В. Е., Синолицкий В. В. Простая модель газоугольных твердых растворов // ХТТ. — 1993 — №1.
15. Алексеев А. Д., Зайденварг В. Е., Синолицкий В. В., Ульянова Е. В. Радиофизика в угольной промышленности. — М.: Недра, 1992.
16. Фенелонов В. Б. Введение в физическую химию формирования супрамолекулярной структуры адсорбентов и катализаторов. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2002.
17. Ходот В. В. Внезапные выбросы угля и газа. — М.: Горгостехиздат, 1961.
18. Алексеев А. Д., Василенко Т. А., Кириллов А. К. Фрактальный анализ иерархической структуры поверхности ископаемых углей // ФТПРПИ. — 2008. — № 3.
19. Василенко Т. А., Кириллов А. К., Троицкий Г. А. Исследование структуры ископаемых углей методом ЯМР-спектроскопии // ФТВД. — 2008. — Т. 18. — № 2.
20. Кириллов А. К. Исследование углей Донецкого угольного бассейна методом малоуглового рентгеновского рассеяния // Физ.-техн. проблемы горного производства. — 2011. — Вып. 14.
21. Konchits A. A., Shanina B. D., Valakh M. Ya., et al. Local structure, paramagnetic properties and porosity of natural coals: spectroscopic studies, Journal of Applied Physics, 2012, Vol. 112, Is. 4.

22. Ревва В. Н., Бачурин Л. Л., Василенко Н. И., Молодецкий А. В. Способ определения характеристик трещиностойкости горных пород // Вестн. Донецкого горного института. — 2007. — №2.
23. А. с. № 1285340 СССР, МКИ Е 21 С.39/00. Установка для испытания призматических образцов на трехосное сжатие / Т. П. Асеева, А. Д. Алексеев, В. В. Викторов, Г. П. Стариков. — №3858781/22-03; заявл. 23.01.87; опубл. 23.01.87, Бюл. № 26.
24. Алексеев А. Д., Фельдман Э. П., Калугина Н. А. Термодинамика газоугольного массива и неоднородное распределение газов в угольном пласте // ЖТФ. — 2010. — Т. 80. — № 12.
25. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VII. Теория упругости. — М.: Физматлит, 2003.
26. Алексеев А. Д., Фельдман Э. П. Равновесное распределение газов в угольных пластах // Письма в ЖТФ. — 2008. — Т. 34. — № 14.
27. Алексеев А. Д., Ревва В. Н., Рязанцев Н. А. Разрушение горных пород в объемном поле сжимающих напряжений. — Киев: Наук. думка, 1989.
28. Стариков Г. П., Стрельцов В. А., Ярембаш А. И. О прочностных свойствах пород в условиях высоких горных давлений // ФТВД. — 1989. — № 32.
29. Alexeev A. D., Revva V. N., Bachurin L. L., and Prokhorov I. Y. The effect of stress state factor of sandstones under true triaxial loading, Int. Journal of Fracture, 2008, Vol. 149, No. 1.
30. Стариков Г. П. Особенности деформирования и разрушения углей при объемном сжатии // Геотехнологии на рубеже XXI века. — Донецк: ДУНПГО, 2001. — Т. 1.
31. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. 2. Теория конденсированного состояния. — М.: Наука, 1978.
32. Алексеев А. Д., Василенко Т. А., Кириллов А. К. и др. Использование методов ЯМР при исследовании подвижности метана в объеме пор ископаемого угля // ФТВД. — 2009. — Т. 19. — № 4.
33. Скипочка С. И., Паламарчук Т. А. Исследование микроструктуры угольного вещества // Геотехн. механика. — Днепропетровск: ИГТМ НАНУ, 2010. — Вып. 87.
34. Ковалева И. Б., Соловьева Е. А. О возможности использования физико-химических характеристик угля для оценки способности угольных пластов к метаноотдаче // ГИАБ. — 2001. — № 5.
35. Alexeev A. D., Vasilenko T. A., Kirillov A. K. Temperature dependence of dynamic parameters of water in fossil-coal pores, Ukrainian Journal of Physics, 2012, Vol. 57, No. 3.
36. Кузнецов С. В., Кригман Р. Н. Природная проницаемость угольных пластов и методы ее определения. — М.: Наука, 1978.
37. Лейбензон Л. С. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. — М.; Л.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1947.
38. Alexeev A. D., Revva V. N., Molodetski A. V. Stress state effect on the mechanical behavior of coals under true triaxial compressions, True Triaxial Testing of Rocks, Geomechanical research series, 2011, Vol. 4.
39. Якоби О. Практика управления горным давлением. — М.: Недра, 1987.
40. Алексеев А. Д., Фельдман Э. П., Стариков Г. П. и др. Прогноз времени образования опасных концентраций метана в очистных забоях // Уголь Украины. — 2010. — № 7.
41. Шевелев Г. А. Динамика выбросов угля, породы и газа. — Киев: Наук. думка, 1989.
42. Alexeev A. D., Feldman E. P. Non-equilibrium thermodynamics and outburst hazard of a coal bed, Ukrainian Journal of Physics, 2012, Vol. 57, No. 6.
43. Фельдман Э. П., Юрченко В. М., Стрельцов В. А., Володарская Е. В. Докритический рост трещин в газосодержащих материалах // ФТТ. — 1992. — Т. 34. — № 2.
44. Алексеев А. Д., Ревва В. Н., Гладкая Е. В., Чистоклетов В. И. Эффективная поверхностная энергия горных пород // Физ.-техн. проблемы горного производства. — 2001. — Вып. 4.
45. Баренблатт Г. И. Математическая теория равновесных трещин, образующихся при хрупком разрушении // ЖПМТФ. — 1961. — № 4.