УДК 539.3

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ ЗАКОН СОПРОТИВЛЕНИЯ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗОВ В ГОРНОМ МАССИВЕ

А.Н. Качурин

Теоретически обоснованы феноменологические законы сопротивления при фильтрации газов в горном массиве. Показано, что в настоящее время особый интерес представляют математические формы обобщенного закона сопротивления при моделировании фильтрации газа в пористой сорбирующей среде с переменной памятью. Представленные уравнения фильтрации газа в горном массиве позволяют решать любые задачи прогноза газовыделения из горного массива при подземной разработке месторождений полезных ископаемых. Выбор конкретной математической модели основывается на конкретной горно-геологической информации и технологии отработки пластов и рудных тел.

Ключевые слова: газ, горный массив, фильтрация, закон сопротивления, математическая модель, уравнение движения.

Феноменологический закон сопротивления при фильтрации газов в горном массиве. Результаты многочисленных экспериментальных наблюдений показывают, что в пористых средах режим фильтрации газа может быть ламинарным, переходным и турбулентным. Поэтому уравнения пространственно-временного распределения потенциала давления будут иметь различный вид. Горный массив, насыщенный газом, можно рассматривать как термодинамическую систему, состоящую из элементов, упорядоченных определенным образом и связанных определенными количественными соотношениями.

При этом совокупность отношений, задающая связь между элементами системы, определяет структуру системы. Если рассматривать систему «горный массив – газ» в виде сплошной среды с распределенными параметрами, в качестве элементов, составляющих систему, следует принять угольное вещество и газ, а связь между этими элементами должна задаваться совокупностью фильтрационных и сорбционных свойств угля (или породы), температурой и давлением газа [1 – 3].

Закономерности движения газов в горном массиве основываются на теоретических положениях аэрогазодинамики и механики жидкостей и газов [4 – 5]. Основная теорема механики жидкостей и газов утверждает, что индивидуальная производная от главного вектора количества движения объема газа равна главному вектору объемных и поверхностных сил, приложенных к газовым частицам, расположенным в рассматриваемом объеме и на ограничивающей его поверхности. Следовательно, можно записать, что

$$\frac{d\mathbf{K}}{dt} = \mathbf{F}_{об} + \mathbf{F}_{пов}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{K}$ – главный вектор количества движения рассматриваемого объема газа; $\mathbf{F}_{об}$ и $\mathbf{F}_{пов}$ – главные векторы объемных и поверхностных сил соответственно.

Рассматривая произвольный объем газа Ω в общем потоке, ограниченный с внешней стороны поверхностью S, уравнение изменения количества движения (1) перепишем в следующем виде [6]:

$$\iiint\limits_{(\Omega)} \frac{d}{dt}(\rho\mathbf{V})\, d\Omega = \iiint\limits_{(\Omega)} \rho\mathbf{F}_{м}\, d\Omega + \oint\!\!\oint\limits_{(S)} \mathbf{T}_{ij}\, dS\,, \qquad (2)$$

где $\rho\mathbf{V}$ – вектор массовой скорости потока газа; ρ – плотность газа; $\mathbf{F}_{м}$ – главный вектор массовых сил, действующих на газ; $\mathbf{T}_{ij}$ – тензор напряжений в объеме газа Ω; S – поверхность, ограничивающая объем Ω.

Реологические закономерности, описывающие свойства газов, позволяют задать в явном виде тензор $\mathbf{T}_{ij}$. Тогда, используя закон сохранения количества движения (2), можно получить уравнение движения для конкретной физической модели движения газа в горном массиве. В реальных условиях наиболее распространенный вариант – это вязкий газ, который фильтруется в ламинарном режиме.

Ламинарное течение вязкого газа характеризуют законом Ньютона, который в обобщенной форме записывается следующим образом: $\tau_{ij} = \mu\, \partial\mathbf{V}_j / \partial x_i$, где τ_{ij} – тензор касательных напряжений; μ - динамическая вязкость газа; $\mathbf{V}_j$ – компоненты главного вектора скорости газа $\mathbf{V}$; x_i – пространственные координаты (i = 1, 2, 3; $x_1 = x$; $x_2 = y$; $x_3 = z$). Следовательно, рассматривая газ в качестве Ньютоновской жидкости, тензор напряжений ламинарного течения вязкого газа можно записать как $\mathbf{T}_{ij} = -p\boldsymbol{\varepsilon}_{ij} + \boldsymbol{\tau}_{ij}$.

Первое слагаемое в этой зависимости определяют по формуле [6]

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{ij} = \left. \begin{array}{l} 1 \text{ при } i = j, \\ 0 \text{ при } i \neq j. \end{array} \right\}$$

Второе слагаемое этой реологической закономерности для однородной и изотропной среды можно записать в виде

$$\boldsymbol{\tau}_{ij} = \mu \operatorname{grad}\left(\mathbf{u}_{ij} + \mathbf{v}_{ij} + \mathbf{w}_{ij}\right) = \mu \operatorname{grad} \mathbf{V}_{ij},$$

где $\mathbf{u}_{ij}, \mathbf{v}_{ij}, \mathbf{w}_{ij}$ – компоненты главного вектора скорости газа в горном массиве.

Таким образом, в случае ламинарного течения вязкого газа уравнение (2) примет следующий вид:

$$\iiint\limits_{(\Omega)} \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt}\, d\Omega = \iiint\limits_{(\Omega)} \left[\rho\mathbf{F}_{м} + \operatorname{div}\left(-p\boldsymbol{\varepsilon}_{ij} + \boldsymbol{\tau}_{ij}\right)\right] d\Omega,$$

откуда следует уравнение движения Навье – Стокса,

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt}=\mathbf{F}_{м}-\frac{1}{\rho}\operatorname{div}\left(p\boldsymbol{\varepsilon}_{ij}\right)+\nu\operatorname{div}\left[\operatorname{grad}\left(\mathbf{V}_{ij}\right)\right], \tag{3}$$

где ν – кинематическая вязкость рассматриваемого газа.

Чтобы привязать это уравнение к рассматриваемому процессу фильтрации газа в горном массиве, необходимо задать в явном виде главный вектор массовых сил, а также силы сопротивления, обусловленные вязкостью фильтрующегося газа. Разумеется, что для этого будем рассматривать физические условия, реализуемые в шахтных условиях. Как правило, компоненты главного вектора массовых сил имеют следующие значения: $\mathbf{X}$ = $\mathbf{Y}$ = 0, $\mathbf{Z}$ = – g, где g – ускорение свободного падения (в данном случае это массовая сила тяжести), тогда уравнение движения Навье – Стокса в проекциях на оси координат для газа в пористой сорбирующей среде можно представить в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+f_x\\
&\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}+f_y\\
&\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}+f_z-g
\end{aligned}\right\}, \tag{4}$$

где f_x, f_y, f_z – составляющие главного вектора сил сопротивления движению газа в порах и трещинах горного массива.

С достаточной для практических расчетов точностью можно считать компоненты скорости u, v, w и их производные по координатам пренебрежительно малыми, поэтому их произведения можно принять равными нулю. Тогда в системе уравнений (4) останутся только производные по времени от u, v, w. Составляющие главного вектора сил сопротивления движению газа в пористой среде угольного пласта зависят от внутреннего трения газа. Практика показывает, что в реальных физических условиях слагаемым $-g$ можно пренебречь.

Следовательно, составляющие f_x, f_y, f_z можно задать, используя закон Дарси [5 – 6]: $f_x=-\mu u/\rho k$, $f_y=-\mu v/\rho k$, $f_z=-\mu w/\rho k$, где k – газовая проницаемость горного массива; μ – динамическая вязкость газа. В результате система уравнений (4) примет вид

$$\frac{\rho k}{\mu}\frac{\partial u}{\partial t}=-\frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial x}-u,\quad \frac{\rho k}{\mu}\frac{\partial v}{\partial t}=-\frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial y}-v,\quad \frac{\rho k}{\mu}\frac{\partial w}{\partial t}=-\frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial z}-w. \tag{5}$$

Следовательно, можно записать,

$$\mathbf{V}=-K\frac{\partial\mathbf{V}}{\partial t}-\frac{k}{\mu}\operatorname{grad}p, \tag{6}$$

где K – коэффициент, имеющий размерность времени, $K=\rho k/\mu$.

Для выяснения физического смысла коэффициента K рассмотрим ситуацию при нулевом значении градиента давления, тогда $\mathbf{V} = -K\partial\mathbf{V}/\partial t$. Интегрируя это уравнение при начальном условии $\mathbf{V}(0) = \mathbf{V}_0 = \mathrm{const}$, получим, что $\mathbf{V}(t) = \mathbf{V}_0 \exp(-t/K)$. Следовательно, физический смысл коэффициента K – это период релаксации скорости фильтрации газа. Обозначим период релаксации как t_r. тогда окончательно можно записать обобщенный закон сопротивления при фильтрации в виде следующих закономерностей:

$$\mathbf{V} = -t_r \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} - \frac{k}{\mu}\operatorname{grad} p; \tag{7}$$

$$\left.\begin{aligned} u &= -t_r \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial x}, \\ v &= -t_r \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial y}, \\ w &= -t_r \frac{\partial w}{\partial t} - \frac{k}{\mu}\frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Обобщенный закон сопротивления при фильтрации газа в горном массиве имеет достаточно строгое термодинамическое обоснование. Плотности потоков массы газа в соответствие с постулатом об их линейной связи с движущими силами определяются соотношением Онзагера [7]:

$$\mathbf{j}_i = \sum_n L_{in} X_n, \tag{9}$$

где $\mathbf{j}_i$ – потоки вещества; L_{in} – кинетические коэффициенты, являющиеся функциями от интенсивных параметров системы, пространственных координат и времени; X_n – термодинамические силы.

Если рассматривать фильтрационный перенос газа в пористой среде, то, приняв в соотношении (9) $L_{in} = -k\rho_0/2\mu p_0$, $X_n = \operatorname{grad} p^2$, $i = n = 1$, где ρ_0 – плотность газа при давлении p_0, получим уравнение Дарси. Академик А.В. Лыков [7] отмечал, что в нестационарных интенсивных процессах потоки $\mathbf{j}_i$ будут связаны с термодинамическими силами X_n некоторыми нелинейными уравнениями, вид которых, вообще говоря, неизвестен. Но, используя принцип локального равновесия при малых отклонениях от этого состояния, можно эти нелинейные законы выразить приближенно следующим образом [7]:

$$\mathbf{j}_i = L_i^{(r)} \frac{d}{dt}\mathbf{j}_i + \sum_n L_{in} X_n, \tag{10}$$

где $L_i^{(r)}$ имеет размерность времени и по физическому смыслу представляет собой период релаксации.

Если режим фильтрации газа ламинарный и диффузией газа в твердой фазе можно пренебречь, то из обобщенного закона Онзагера (10) получим закон сопротивления

$$\rho\mathbf{V} = -t_r \frac{\partial}{\partial t}(\rho\mathbf{V}) - \frac{\rho k}{\mu} \operatorname{grad} p. \qquad (11)$$

Уравнения (7), (8) и (11) являются различными формами записи обобщенного закона сопротивления при моделировании фильтрации газа в пористой сорбирующей среде, моделирующей горный массив. При этом закон Дарси является частным случаем закономерностей (7), (8) и (11).

В настоящее время особый интерес представляют математические формы обобщенного закона сопротивления при моделировании фильтрации газа в пористой сорбирующей среде с переменной памятью. Если воспользоваться физической аналогией между переносом тепла путем теплопроводности и фильтрационным переносом газа [8 – 10], то можно записать следующую зависимость:

$$\rho\mathbf{V} = -\frac{\rho}{\mu} k(0) \operatorname{grad} p - \frac{1}{\mu}\int_0^\infty k'(\tau)\, \rho(p) \operatorname{grad}\left[p(t-\tau)\right] d\tau, \qquad (12)$$

где $k(0)$ – мгновенное значение газовой проницаемости горного массива; $k'(\tau)$ – ядро интегрального соотношения (12).

Если $k'(\tau)=0$, выражение (12) превращается в закон Дарси. Если принять

$$\lambda = \int_0^\infty k'(\tau)\, d\tau, \; k(\tau) = \frac{\lambda}{t_r}\exp\left(-\frac{\tau}{t_r}\right),$$

то выражение (12) переходит в закономерность (11).

Следовательно, в качестве основного закона сопротивления, охватывающего весь интервал изменения давления свободного газа в горном массиве, физически обоснованным является использование зависимости (12). Феноменологическая зависимость (12) совместно с уравнением неразрывности образует замкнутую систему уравнений, описывающих фильтрационное течение газа в горном массиве.

Математическое описание фильтрации газов в горном массиве. В зависимости от периодов времени, для которых рассматривается нестационарное поле давления свободного газа в горном массиве, представляющем собой пористую сорбирующую среду, получены следующие уравнения.

1. Протяженные периоды времени с момента нарушения стационарного распределения давления газа в горном массиве. Справедлив закон Дарси, в законе сопротивления (11) $t_r = 0$. Уравнение изотермической фильтрации газа имеет следующий вид [11]:

$$\frac{\partial p^2}{\partial t} = \kappa(p)\mathrm{div}\left[\mathrm{grad}\left(p^2\right)\right], \tag{13}$$

где $\kappa(p)$ – коэффициент пьезопроводности горного массива.

2. Незначительные периоды времени с момента нарушения стационарного распределения давления газа в горном массиве. Справедлив закон сопротивления (11). Уравнение изотермической фильтрации газа имеет следующий вид [12 – 14]:

$$\frac{\partial p^2}{\partial t} + t_r \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} = \kappa(p)\mathrm{div}\left[\mathrm{grad}\left(p^2\right)\right]. \tag{14}$$

3. Рассматриваются фильтрации газа в пористой сорбирующей среде с переменной памятью. Справедлив закон сопротивления (12). Уравнение изотермической фильтрации газа имеет следующий вид:

$$\frac{\partial p^2}{\partial t} + t_r \int_0^\infty \alpha'(\tau) \frac{\partial}{\partial \tau} p^2(x,y,z,t-\tau)\, d\tau =$$

$$= \kappa(0)\mathrm{div}\left[\mathrm{grad}\left(p^2\right)\right] + \int_0^\infty \kappa'\left[p(\tau)\right]\mathrm{div}\left\{\mathrm{grad}\left[p^2(x,y,z,t-\tau)\right]\right\} d\tau, \tag{15}$$

где $\kappa(0)$ – мгновенное значение коэффициента пьезопроводности горного массива; $\alpha(\tau)$ – релаксационная функция внутренней энергии в рассматриваемой точке горного массива.

Представленные уравнения фильтрации газа в горном массиве (12) – (14) позволяют решать любые задачи прогноза газовыделения из горного массива при подземной разработке месторождений полезных ископаемых. Выбор конкретной математической модели основывается на конкретной горно-геологической информации и технологии отработки пластов и рудных тел.

Список литературы

1. Воробьев С.А., Качурин Н.М. Зарубежный опыт исследования проблем комплексного освоения угольных месторождений подземным способом // Горный журнал. 2016. № 5. С. 78 - 85.

2. Kaledina N., Kachurin A. Methane emanation from coal seam side face by the high advance rate of development face // Underground Mining Engineering. Belgrade University. 2013. June. P. 6 – 9.

3. Динамика метановыделения в очистной забой при отработке мощных пологих угольных пластов с выпуском подкровельной пачки / Н.М. Качурин, А.Ю. Ермаков, Д.Н. Шкуратский, А.Н. Качурин // Известия

Тульского государственного университета. Науки о Земле. 2017. Вып. 4. С. 170 – 179.

4. Прогноз метановой опасности угольных шахт при интенсивной отработке угольных пластов / Н.М. Качурин, В.И. Клишин, А.М. Борщевич, А.Н. Качурин. Кемерово: Тула; Изд-во ТулГУ, 2013. 219 с.

5. Теоретические положения моделирования диффузии жидких примесей в очистных фильтрах системы шахтного водоотлива / Н.М. Качурин, Вал. В. Сенкус, Т.В. Корчагина, В.В. Левковская // Известия Тульского государственного университета. Науки о Земле. 2016. Вып. 4. С. 98 – 104.

6. Качурин Н. М., Левковская В.В. Теоретическое обоснование закономерностей движения загрязненных шахтных вод в очистных фильтрах // Известия Тульского государственного университета. Науки о Земле. 2016. Вып. 3. С. 81 – 87.

7. Лыков А.В. Тепломассообмен: справочник. М.: Энергия, 1978. 479 с.

8. Nunziato I.W. On heat conduction in materials with memory // Quart. Appl. Math. 1971. №7. P. 187.

9. Curtin M.E., Pipkin F.C. A general theory of heat conduction with finite wave speeds // Arch. Rat. Mech. Annal. 1968. Vol. 31. P. 113.

10. Norwood F.R. Transient thermal waves in the general theory of heat conduction with finite wave speeds // Trans. ASME. Ser. E. 1972. №3. P. 35.

11. Качурин Н. М., Воробьев С. А., Качурин А. Н. Прогноз метановыделения с поверхности обнажения угольного пласта в подготовительную выработку при высокой скорости проходки // Горный журнал. 2014. №4. С. 70 - 73.

12. Прогноз метановыделения в подготовительные и очистные забои угольных шахт / Н.М. Качурин, С.А. Воробьев, А.Н. Качурин, И.В. Сарычева // Обогащение руд. 2014. №6. С. 16 - 19.

13. Качурин А.Н., Васильев П.В. Прогноз метанообильности и обеспечение аэрологической безопасности подготовительных выработок метанообильных шахт // Известия Тульского государственного университета. Науки о Земле. 2016. Вып. 2. С. 141 – 154.

14. Качурин Н.М., Борщевич А.М., Качурина О.Н. Системный подход к снижению риска и локализации последствий взрывов метана в угольных шахтах // Известия вузов. Горный журнал. 2010. № 4. С. 19-24.

Качурин Александр Николаевич, канд. техн. наук, инж., ecology_tsu_tula@mail.ru, Россия, Тула, Тульский государственный университет

PHENOMENOLOGICAL LAW OF RESISTANCE AND MATHEMATICAL FORMULATION OF GAS FILTRATION IN MASSIF

A.N. Kachurin

Phenomenological laws of resistance by gas filtration in massif were theoretically substantiated. It's shown that now mathematical forms of generalized laws of resistance by modeling gas filtration in porous sorption medium with variable memory are particular interest. Submitted equations of gas filtration in massif allow solving any problems of forecasting gas emission from massif by underground mining minerals. Choosing specific mathematical model is founded on concrete mining-geological information and technology of mining seams and ore bodies.

Key words: gas, massif, filtration, law of resistance, mathematical model, equation of motion.

Kachurin Alexander Nikolaevich, candidate of technical sciences, engineer, ecology_tsu_tula@mail.ru, Russia, Tula, Tula State University

Reference

1. Vorob'ev S.A., Kachurin N.M. Zarubezhnyj opyt issledovanija problem kompleksnogo osvoenija ugol'nyh mestorozhdenij podzemnym sposobom // Gornyj zhurnal, 2016. № 5. S. 78 - 85.

2. Kaledina N., Kachurin A. Methane emanation from coal seam side face by the high advance rate of development face // Underground Mining Engineering. Belgrade University, 2013. June. P. 6 – 9.

3. Dinamika metanovydelenija v ochistnoj zaboj pri otrabotke moshhnyh polo-gih ugol'nyh plastov s vypuskom podkrovel'noj pachki / N.M. Kachurin, A.Ju. Ermakov, D.N. Shkuratskij, A.N. Kachurin // Izvestija Tul'skogo gosudarstvennogo universiteta. Nauki o Zemle. 2017. Vyp. 4. S. 170 – 179.

4. Prognoz metanovoj opasnosti ugol'nyh shaht pri intensivnoj otrabotke ugol'nyh plastov / N.M. Kachurin, V.I. Klishin, A.M. Borshhevich, A.N. Kachurin // Tula - Kemerovo. Izdatel'stvo TulGU, 2013. 219 s.

5. Teoreticheskie polozhenija modelirovanija diffuzii zhidkih primesej v ochistnyh fil'trah sistemy shahtnogo vodootliva / N.M. Kachurin, Val. V. Senkus, T.V. Korchagina, V.V. Levkovskaja // Izvestija Tul'skogo gosudarstvennogo universiteta. Ser. Nauki o Zemle. 2016. Vyp. 4. S. 98 – 104.

6. Kachurin N. M., Levkovskaja V.V. Teoreticheskoe obosnovanie zakonomerno-stej dvizhenija zagrjaznennyh shahtnyh vod v ochistnyh fil'trah // Izvestija Tul'skogo gosudarstvennogo universiteta. Nauki o Zemle. 2016. Vyp. 3. S. 81 – 87.

7. Lykov A.V. Teplomassoobmen. Spravochnik // M. Jenergija. 1978. 479 s.

8. Nunziato I.W. On heat conduction in materials with memory // "Quart. Appl. Math.". 1971. №7. P. 187.

9. Curtin M.E., Pipkin F.C. A general theory of heat conduction with finite wave speeds // "Arch. Rat. Mech. Annal." 1968. Vol. 31. P. 113.

10. Norwood F.R. Transient thermal waves in the general theory of heat conduction with finite wave speeds // "Trans. ASME. Ser. E." 1972. №3. P. 35.

11. Kachurin N. M., Vorob'ev S. A., Kachurin A. N. Prognoz metanovydelenija s poverhnosti obnazhenija ugol'nogo plasta v podgotovitel'nuju vyrabotku pri vysokoj skorosti prohodki // Gornyj zhurnal. 2014. №4. S. 70 - 73.

12. Prognoz metanovydelenija v podgotovitel'nye i ochistnye zaboi ugol'nyh shaht / N.M. Kachurin, S.A. Vorob'ev, A.N. Kachurin, I.V. Sarycheva // Obogashhenie rud, 2014. №6. S. 16 - 19.

13. Kachurin A.N., Vasil'ev P.V. Prognoz metanoobil'nosti i obespechenie ajerologicheskoj bezopasnosti podgotovitel'nyh vyrabotok metanoobil'nyh shaht // Izvestija Tul'skogo gosudarstvennogo universiteta. Nauki o Zemle. 2016. Vyp. 2. S. 141 – 154.

14. Kachurin N.M., Borshhevich A.M., Kachurina O.N. Sistemnyj podhod k snizheniju riska i lokalizacii posledstvij vzryvov metana v ugol'nyh shahtah // Izvestija vuzov. Gornyj zhurnal, 2010. № 4. S. 19-24.

УДК 622.457

ОЦЕНКА ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УГОЛЬНОГО ПЛАСТА ПРИ ПРОГНОЗЕ МЕТАНООБИЛЬНОСТИ

А.Н. Качурин

Теоретически обоснованы закономерности для определения природной газоносности разрабатываемых угольных пластов и давления свободного газа. Сформулированы методические положения по оценке газовой проницаемости угольных пластов. Предложен практический подход к оценке начальной скорости газовыделения с поверхности обнажения разрабатываемого угольного пласта. Измерение скорости газовыделения с поверхности обнажения разрабатываемого угольного пласта рекомендуется осуществлять с помощью приставного щитка новой конструкции. Показано, что оценка давления метана в разрабатываемом угольном пласте может осуществляться в натурных условиях с использованием усовершенствованной конструкции герметизатора шпуров.

Ключевые слова: метан, угольный пласт, фильтрация, газоносность, пластовое давление, газовая проницаемость, скорость газовыделения, математическая модель .

Природная газоносность разрабатываемых угольных пластов и давление свободного газа. Газоносность разрабатываемых угольных пластов распределена неравномерно по глубине и площади их залегания. Это обусловлено историей геологической эволюции как угольных бассейнов в целом, так и их отдельных месторождений; тектоническим строением угленосных отложений и их угленосностью; гидрогеологическими и гидрохимическими условиями: литологическим составом вмещающих пород; мощностью покрывающей толщи и степенью естественной дегазации угля [1 – 2].

В настоящее время получен ряд закономерностей, позволяющих оценить влияние перечисленных факторов количественно. Одна из основных объективно существующих закономерностей – это нарастание метаноносности угольных пластов с увеличением глубины их: залегания. Однако отмеченная закономерность на некоторых участках месторождений может и не быть вскрытой отдельными скважинами при геологической разведке. То есть при определенных геологических условиях метаноносность пластов с глубиной может не только повышаться, но и понижаться.