DOI: 10.25558/VOSTNII.2025.38.67.004
УДК 622.272:516.02

К. С. ЛЕБЕДЕВ
старший научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово
e–mail: lebedevks1987@yandex.ru

ОДНОМЕРНОЕ ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОГО ГАЗА В ПОДЗЕМНОЙ ПОЛОСТИ, ОБРАЗОВАВШЕЙСЯ ПРИ ВНЕЗАПНОМ ВЫБРОСЕ

Особо опасными явлениями при разработке угольных месторождений подземным способом являются внезапные выбросы угля, породы и газа, сопровождающиеся образованием подземных полостей различной формы в породоугольном массиве и интенсивным выделением из них газоугольных смесей в горные выработки. В рамках принятых в статье допущений о вязких свойствах газоугольной смеси и об отсутствии теплообмена между подземной полостью и породоугольным массивом рассмотрена задача о течении вязкого газа в полости. На базе фундаментальных уравнений газовой динамики об одномерном течении вязкого газа получены формулы и построены графики, анализ которых позволил выявить ряд закономерностей между параметрами вязкого газа в процессе его течения в подземной полости цилиндрической формы.

Ключевые слова: ГОРНЫЕ ВЫРАБОТКИ, ПОРОДОУГОЛЬНЫЙ МАССИВ, ВНЕЗАПНЫЕ ВЫБРОСЫ, ГАЗОУГОЛЬНЫЕ СМЕСИ, УРАВНЕНИЯ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ, ЧИСЛО МАХА, ПРИВЕДЕННАЯ СКОРОСТЬ, КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ.

ВВЕДЕНИЕ

В процессе разработки угольных месторождений регулярно происходят внезапные выбросы угля, пород и газа [1–4]. К настоящему времени не только систематизированы многочисленные проявления внезапных выбросов, но и разработаны их различные физические и математические модели.

Так, в работе [5] рассматриваются физико-химические модели многофазных угольных пластов на базе уравнения Ленгмюра и кинематического уравнения для волн маятникового типа. В статье [6] обсуждается математическая модель фильтрации и диффузии свободного и сорбированного газа в угольных пластах и ее асимптотические варианты.

В работе [7] показано, что выброс угля и газа осуществляется за счет энергии покоящегося сжатого газа, находящегося между нераздробленными частицами угля. В статье [8] в качестве критерия выброса угля и газа принято условие, при котором нарушено равновесие части пласта под действием давления метана и сил трения между угольным пластом и «слабым» слоем. В работе [9] показано, что возникновение газодинамических явлений начинается с образования в пласте магистральной трещины со свободным метаном с последующим формированием в нем волны дробления и выбросом в выработку смеси раздробленного угля и газа.

Известно [1–4], что количество выброшенного угля составляет лишь часть от массы всего угля в зоне отжима, а количество выброшенного газа определяется его содержанием во всей зоне отжима, из которой он выйдет полностью за определенный промежуток времени. Поэтому объем газа значительно превышает объем крупных угольных частиц.

Кроме этого, следует учесть, что если частицы угля пылевидные, то, ввиду их малости, весом частиц можно пренебречь и полагать, что частицы будут двигаться со скоростью газового потока [10–12]. Если же угольные частицы достаточно крупные, то, кроме аэродинамических сил, на них действует сила тяжести, которая тормозит и останавливает их движение, в то время как процесс истечения газа и пылевидных угольных частиц может продолжаться существенно дольше.

В связи со сказанным, нам представляется уместным рассмотреть раздельно процесс выброса твердой фазы газоугольной смеси, состоящей из части объема газа в зоне выброса и крупногабаритных угольных частиц, и процесс течения в образовавшейся полости газовой фазы, состоящей из другой части газа и пылевидных угольных частиц.

Процесс выброса газа и твердой фазы рассматривался в статье [13], где выявлено, что с увеличением содержания угля в составе смеси «газ — уголь» скорость газа существенно уменьшается. В статье получено трансцендентное уравнение для определения критического значения начального давления, при котором скорость газа в волне выброса равна начальной скорости звука. Установлено, что с увеличением доли угля в единице объема смеси «газ — уголь» увеличивается критическое значение начального давления.

Процесс течения газовой фазы и пылевидных угольных частиц в подземных полостях уже частично обсуждался в работах [14–16]. В частности, в работе [14] отмечено, что при наличии в подземных полостях сужающихся и расширяющихся частей выброс газа может происходить со сверхзвуковой скоростью.

В статье [15] установлено, что наибольшее значение относительного давления газа в выработке имеет место при условии, что ее площадь поперечного сечения в 3,39 раза больше поперечного сечения подземной полости.

При течении газа в подземной полости конической формы выявлено, что с увеличением числа Маха давление, плотность и температура газа нелинейно уменьшаются, причем особенно сильно уменьшается давление. С увеличением же показателя адиабаты Пуассона k уменьшаются только давление и температура газа, а его плотность увеличивается [16].

Здесь мы рассмотрим задачу о течении газовой фазы и пылевидных угольных частиц в подземной полости произвольной формы в рамках следующих допущений:

1) совокупность газа и пылевидных угольных частиц будем считать однокомпонентным политропным вязким газом;

2) течение газа предполагается одномерным и стационарным;

3) отсутствует теплообмен между стенками подземной полости и окружающим породоугольным массивом.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ТЕЧЕНИИ ГАЗА В ПОДЗЕМНОЙ ПОЛОСТИ

В силу третьего допущения можно считать течение газоугольной смеси адиабатическим. Поэтому для его одномерного стационарного течения воспользуемся уравнением изменения количества движения [17, 18]

$$v\frac{dv}{dx} = -\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dx} - \zeta\frac{v^2}{2D}, \qquad (1)$$

уравнением Бернулли

$$\frac{v^2}{2} + \frac{k}{k-1}\frac{p}{\rho} = \frac{k}{k-1}\frac{p_0}{\rho_0} \qquad (2)$$

и уравнением неразрывности

$$Q = F\rho v = \text{const}, \qquad (3)$$

выражающим закон сохранения массы газа

В уравнениях (1) – (3) приняты следующие обозначения: v, ρ, p — скорость, плотность и давление газа в полости, которые в покоящемся газе равны ρ_0, p_0; x — декартовая координата, направленная вдоль полости; ζ — коэффициент вязкости газа; k — показатель адиабаты Пуассона; Q — масса газа, F и D — соответственно площадь поперечного сечения полости и его диаметр.

Учитывая, что скорость звука a_0 в покоящемся газе может быть определена по одной из ниже приведенных формул [17, 18]:

$$a_0 = \sqrt{k\frac{p_0}{\rho_0}},\quad a_0 = \sqrt{kRT_0}, \qquad (4)$$

где R = 287 Дж/(кг·K) — газовая постоянная; T_0 — температура в покоящемся газе и учитывая соотношение

$$\frac{a_{kp}}{a_0} = \sqrt{\frac{2}{k+1}}, \qquad (5)$$

перепишем уравнение (2) следующим образом:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{k}{k-1}\frac{p}{\rho} = \frac{a_{kp}^2(k+1)}{2(k-1)}, \qquad (6)$$

где a_{kp} — критическая скорость звука в газе, когда она становится равной скорости газа v_{kp}.

Из уравнения (3) выразим плотность газа

$$\rho = \frac{Q}{F\cdot v} = \frac{Q}{F}\cdot\frac{1}{a_{kp}\cdot\lambda}, \qquad (7)$$

а из уравнения (6) найдем давление газа

$$p = \rho\frac{k+1}{2k}a_{kp}^2\left(1-\lambda^2\cdot\frac{k-1}{k+1}\right), \qquad (8)$$

где величина

$$\lambda = \frac{v}{a_{\text{kp}}} \qquad (9)$$

представляет собой приведенную скорость газа.

Продифференцировав (3), приходим к равенству

$$\frac{dF}{F} + \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dv}{v} = 0,$$

из которого находим соотношение

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dF}{F} - \frac{dv}{v} \qquad (10)$$

и, подставив его в уравнение (1), после преобразований приходим к уравнению

$$vdv = \left(\frac{dF}{F} + \frac{dv}{v}\right)a^2 - \zeta\frac{v^2}{2}d\overline{x}, \qquad (11)$$

в котором безразмерная координата $\overline{x}$ определяется как $\overline{x} = x / D$, а скорость звука a равна

$$a = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}.$$

Разделив уравнение (11) на a^2, имеем

$$\frac{vdv}{a^2} = \frac{dF}{F} + \frac{dv}{v} - \zeta\frac{M^2}{2}d\overline{x}, \qquad (12)$$

где $M = v/a$ — число Маха. Выполнив в уравнении (12) дальнейшие преобразования, представим его следующим образом:

$$(M^2-1)\frac{dv}{v} = \frac{dF}{F} - \zeta\frac{M^2}{2}d\overline{x}. \qquad (13)$$

Далее, с учетом формулы (9), приведем уравнение (6) к виду

$$\frac{1}{2}\lambda^2 + \frac{1}{k-1}\frac{a^2}{a_*^2}\frac{v^2}{v^2} = \frac{k+1}{2(k-1)},$$

откуда найдем соотношение между числом Маха, приведенной скоростью и показателем адиабаты Пуассона

$$M^2 = \frac{2}{k+1}\cdot\frac{\lambda^2}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2}. \qquad (14)$$

Подставив формулу (14) в уравнение (13) и выполнив преобразования, приходим к следующему уравнению

$$(\lambda^2-1)\frac{d\lambda}{\lambda} = \left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)\frac{dF}{F} - \zeta\frac{\lambda^2}{k+1}d\overline{x}, \qquad (15)$$

связывающему приведенную скорость, площадь поперечного сечения полости и вязкость газа.

Вновь вернемся к равенству (1), умножив которое на $d\overline{x} / v^2$, перепишем его следующим образом:

$$\frac{dv}{v} = \left(-\frac{k}{k}\frac{p}{\rho}\frac{dp}{p} - \zeta\frac{v^2}{2}d\overline{x}\right)\frac{1}{v^2}. \qquad (16)$$

В результате последующих преобразований, приведем (16) к виду

$$\frac{dp}{p} = -\left(\frac{d\lambda}{\lambda} + \zeta\frac{1}{2}d\overline{x}\right)kM^2$$

и, подставив сюда формулу (14), получим соотношение между малым приращением давления dp газа, малым приращением площади поперечного сечения dF полости, приведенной скоростью газа λ и его вязкостью ζ:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{2k}{k+1}\cdot\frac{\lambda^2}{\lambda^2-1}\left(\frac{dF}{F} - \frac{\frac{k}{k+1}\lambda^2}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2}\zeta d\overline{x}\right). \quad (17)$$

Из анализа уравнения (15) и соотношения (17) вытекает ряд важных заключений.

Во-первых, изменение параметров газа в подземной полости происходит вследствие сил трения и изменения размеров сечения полости. Причем влияние трения всегда является односторонним. Так, при дозвуковых скоростях ($\lambda < 1$) в сужающейся полости ($dF < 0$) трение способствует увеличению скорости течения ($d\lambda > 0$) и, как следствие, падению давления ($dp < 0$). При сверхзвуковых скоростях в сужающейся полости ($dF < 0$) трение приводит к замедлению падения скорости и к более медленному росту давления по сравнению с идеальным газом.

Во-вторых, в полости постоянного сечения ($dF = 0$) при $\lambda < 1$ величина $d\lambda/\lambda > 0$ и, следовательно, поток ускоряется. Наоборот, при сверхзвуковой скорости ($\lambda > 1$) величина $d\lambda/\lambda < 0$ и поэтому, поток замедляется.

Для продолжения анализа течения газа в подземной полости выразим из уравнения (15) производную

$$\frac{dF}{F} = \frac{(\lambda^2-1)\frac{d\lambda}{\lambda} + \zeta\frac{k}{k+1}\lambda^2 d\overline{x}}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2},$$

откуда следует, что при $d\lambda = 0$ и $\lambda \neq 1$

$$\frac{dF}{F} = \frac{\zeta\frac{k}{k+1}\lambda^2 d\overline{x}}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2} > 0. \quad (18)$$

Из полученного выражения вытекает, что сечения, соответствующие максимальной скорости при дозвуковом течении ($\lambda < 1$) и минимальной скорости при сверхзвуковом течении ($\lambda > 1$), не совпадают с минимальным сечением полости, как это имеет место при течении идеального газа, а смещаются в расширяющуюся часть полости.

При наступлении в полости критического условия ($\lambda = 1$) выражение (18) преобразуется к следующему виду:

$$\frac{dF}{F} = \frac{\zeta\cdot k\cdot d\overline{x}}{2} > 0,$$

показывающему, что наименьшее сечение полости при наличии трения не совпадает с критическим сечением, в котором скорость газа равна скорости звука.

Если подземная полость имеет цилиндрическую форму, то приращение $dF = 0$, и тогда уравнение (15) существенно упрощается:

$$\left(\frac{1}{\lambda^2}-1\right)\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{k}{k+1}\zeta\cdot d\overline{x}. \quad (19)$$

Анализ полученного уравнения показывает, что при $\lambda < 1$ величина $d\lambda > 0$, и, следовательно, поток газа в полости ускоряется, а при $\lambda > 1$ величина $d\lambda < 0$, и поэтому поток замедляется. Если же $\lambda = 1$, то уравнение (19) преобразуется к виду:

$$\frac{k}{k+1}\zeta\cdot d\overline{x} = 0, \quad (20)$$

которое при $d\overline{x} = 0$ вырождается в тождество. Таким образом, в начальном сечении цилиндрической полости скорость течения газа не может быть критической, а достижение критического значения в промежуточном сечении полости противоречит уравнению (20). Следовательно, критическая скорость течения может быть достигнута только в выходном сечении полости.

Допустим, что коэффициент сопротивления ζ является величиной постоянной. Тогда, интегрируя уравнение (19) по переменному верхнему пределу, получаем следующее равенство:

$$\frac{1}{\lambda_1^2}-\frac{1}{\lambda^2}-\ln\frac{\lambda^2}{\lambda_1^2}=\chi\,, \qquad (21)$$

где λ_1 — приведенная скорость в начальном сечении полости; λ — приведенная скорость в произвольном сечении полости; χ — приведенная длина полости, определяемая как:

$$\chi=\frac{2k}{k+1}\zeta\cdot\bar{x}\,. \qquad (22)$$

На рис. 1 представлены графики функции $\chi(\lambda)$, построенные по формуле (21) для ряда значений λ_1.

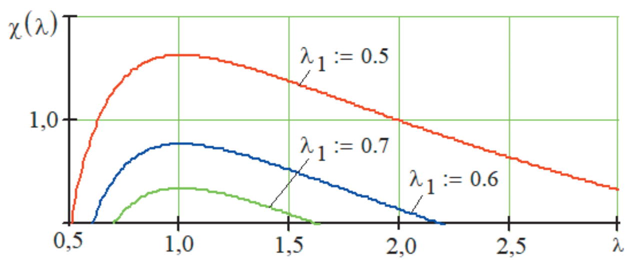

Рис. 1. Зависимость приведенной длины полости от приведенной скорости газа

Анализ графиков функции $\chi(\lambda)$ показывает, что каждый из них состоит из двух ветвей, отвечающих дозвуковому ($\lambda < 1$) и сверхзвуковому ($\lambda > 1$) течению газа в подземной полости. Дозвуковым потокам на входе в подземную полость ($\lambda < 1$) отвечают участки возрастания функции $\chi(\lambda)$ (рис. 1), а сверхзвуковым ($\lambda > 1$) — участки убывания $\chi(\lambda)$. Точка $\lambda = 1$ определяет максимальную величину приведенной длины полости χ_{max} для конкретного значения λ_1, которую мы можем определить по формуле

$$\chi_{max}=\frac{1}{\lambda_1^2}-1+\ln\lambda_1^2\,, \qquad (23)$$

вытекающей из (21) при $\lambda = 1$.

Из формулы (23) следует, что при $\lambda_1 = 1$ величина $\chi_{max} = 0$. Графически зависимость (23) представлена на рис. 2. График функции $\chi_{max}(\lambda_1)$ также имеет две ветви. Левая ветвь отвечает дозвуковым скоростям на входе в подземную полость, а правая ветвь — сверхзвуковым скоростям.

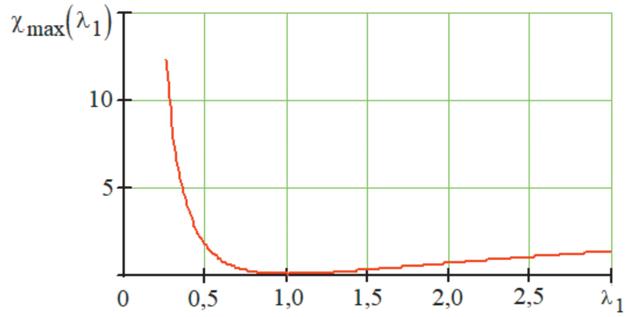

Рис. 2. График зависимости максимальной приведенной длины от приведенной скорости λ_1

Расход газа Q/F на единицу площади поперечного сечения полости, как следует из уравнения неразрывности (3),

$$\frac{Q}{F}=\rho v\,, \qquad (24)$$

представляет собой плотность потока газа ρv, а отношение расхода к условной критической плотности потока равно приведенному расходу газа q

$$q=\frac{\frac{Q}{F}}{\rho_{kp}a_{kp}}\,,$$

откуда расход газа может быть определен по формуле

$$\frac{Q}{F}=q\cdot\rho_{kp}a_{kp}\,.$$

Полученное выражение подставим сначала в формулу (7)

$$\rho=q\cdot\rho_{kp}\cdot\frac{1}{\lambda}\,, \qquad (25)$$

а затем в формулу (8)

$$p=q\cdot\rho_{kp}\cdot\frac{1}{\lambda}\cdot\frac{k+1}{2k}a_{kp}^2\left(1-\lambda^2\cdot\frac{k-1}{k+1}\right), \qquad (26)$$

Поскольку плотность газа равна [17, 18]

$$\rho=\rho_0\left(1-\frac{k-1}{k+1}\cdot\lambda^2\right)^{1/(k-1)}, \qquad (27)$$

то ее критическое значение определяем по формуле (27) при значении $\lambda = 1$

$$\rho_{kp} = \rho_0 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)}. \quad (28)$$

Подставив в выражение (26) формулы (5), (28) и выполнив преобразования, получим

$$\bar{p} = \frac{p}{p_0} = q \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)} \cdot \frac{1}{\lambda} \left(1 - \lambda^2 \cdot \frac{k-1}{k+1} \right). \quad (29)$$

Выражение (29) устанавливает связь между относительным давлением газа и его приведенным расходом. Для дальнейшего анализа этой связи сформируем функцию $Y(\lambda)$, представляющую собой отношение приведенного расхода к относительному давлению

$$Y(\lambda) = \frac{q}{\bar{p}} = \left(\frac{k+1}{2} \right)^{1/(k-1)} \cdot \frac{\lambda}{1 - \lambda^2 \cdot \frac{k-1}{k+1}}. \quad (30)$$

Обратим внимание, что функция $Y(\lambda)$ всюду регулярна за исключением точки

$$\lambda^* = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}, \quad (31)$$

в которой функция $Y(\lambda)$ не определена. Так, если $k = 1{,}2$, то $\lambda^* = 3{,}317$, если $k = 1{,}3$, то $\lambda^* = 2{,}769$. И, наконец, если $k = 1{,}4$, то $\lambda^* = 2{,}449$. Поскольку мы рассматриваем течения газа, приведенные скорости которых $\lambda \le 2$, то отрезок $\lambda \in [0; 2]$ не содержит особых точек λ^*.

Далее по формуле (30) построены графики функции $Y(\lambda)$ для ряда значений показателя адиабаты Пуассона (рис. 3).

Анализируя рис. 3, замечаем, что функция $Y(\lambda)$ на рассматриваемом участке монотонно возрастает, а ее графики представляют собой вогнутые линии, кривизна которых увеличивается с ростом показателя адиабаты Пуассона. Обратим внимание, что при дозвуковых скоростях течения газа ($\lambda \le 1$) значения функции $Y(\lambda)$ не зависят от показателя адиабаты Пуассона k. Однако при сверхзвуковых скоростях ($\lambda > 1$) большим значениям показателя k соответствуют большие значения функции $Y(\lambda)$.

Дальнейший анализ формулы (30) и графика функции $Y(\lambda)$ на рис. 3 показывает, что с

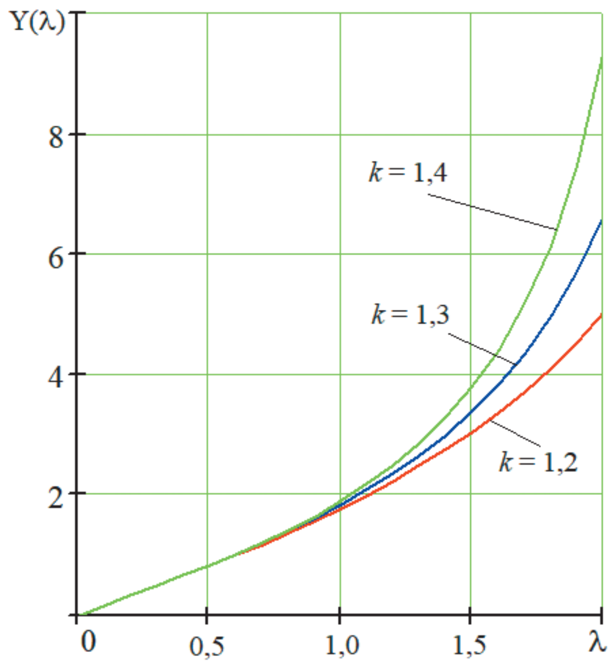

Рис. 3. Графики функции $Y(\lambda) = q / \bar{p}$ для ряда значений показателя адиабаты Пуассона k

ростом функции $Y(\lambda)$ увеличивается приведенный расход газа q, но снижается его давление p.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ полученных в статье формул, соотношений и графиков показал:

1) при дозвуковых скоростях в сужающейся полости вязкость газа способствует увеличению скорости течения газа и падению его давления. При сверхзвуковых скоростях в сужающейся полости вязкость газа приводит к замедлению падения скорости и к более медленному росту давления по сравнению с идеальным газом;

2) при наступлении в подземной полости критического условия наименьшее сечение полости при наличии трения не совпадает с критическим сечением, в котором скорость газа равна скорости звука, а смещается в расширяющуюся часть полости;

3) в подземной полости цилиндрической формы при дозвуковой скорости поток газа ускоряется, а при сверхзвуковой скорости поток замедляется;

4) критическая скорость течения газа в цилиндрической подземной полости может быть достигнута только в ее выходном сечении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ходот В. В. Внезапные выбросы угля и газа. М.: Госгортехиздат, 1961. 363 с.

2. Большинский М. И., Лысиков Б. А., Каплюхин А. А. Газодинамические явления в шахтах. Севастополь: Вебер, 2003. 284 с.

3. Христианович С. А. Распределение давления газа вблизи движущейся свободной поверхности угля // Известия АН СССР. 1953. № 12. С. 1673–1678.

4. Трофимов В. А. Внезапный выброс угля и газа. Вынос угля и газа в выработанное пространство // Горный информационно-аналитический бюллетень (научно-технический журнал). 2011. № S1. С. 391–405.

5. Oparin V. N. Theoretical fundamentals to describe interaction of geomechanical and physicochemical processes in coal seams // Journal of Mining Science. 2018. Vol. 53. No. 2. P. 201–215.

6. Fedorov A. V., Fedorchenko I. A. Mathematical Model of Methane Flow in Coal Beds // Journal of Mining Science. 2009. Vol. 45. No. 1. P. 9–21.

7. Fedorov A. V. Shock wave in a coal bed under nonuniform desorption // Journal of Mining Science. 2014. Vol. 50. No. 1. P. 38–42.

8. Черданцев Н. В. Результаты численного решения уравнений предельного состояния краевой зоны пласта и их аппроксимация полиномами // Безопасность труда в промышленности. 2019. № 6. С. 7–13.

9. Черданцев Н. В. Об одном подходе к построению решения задачи о выбросе угля и метана из краевой части пласта // Прикладная математика и механика. 2023. № 1. С. 81–111.

10. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука. 1984. 235 с.

11. Жоу Айтао, Ванг Кай, Киряева Т. А., Опарин В. Н. О закономерностях движения двухфазного газового потока при внезапных выбросах угля и газа в шахтах // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2017. № 3. С. 119–130.

12. Киселев С. П., Руев Г. А., Трутнев А. П. и др. Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах. Новосибирск: ВО Наука. 1992. 261 с.

13. Черданцев С. В., Шлапаков П. А., Потапов П. В., Голоскоков С. И., Лебедев К. С., Шлапаков Е. А. Математическое моделирование процесса формирования и выброса смеси «газ — уголь» в горные выработки // Вестник Научного центра ВостНИИ по промышленной и экологической безопасности. 2021. № 3. С. 40–52.

14. Черданцев С. В., Черданцев Н. В., Ли Хи Ун, Лебедев К. С., Ли К. Х., Хаймин С. А. Определение параметров суфлярных выделений газа из угольного пласта в горные выработки // Вестник Научного центра по безопасности работ в угольной промышленности. 2017. № 1. С. 26–33.

15. Черданцев С. В., Шлапаков П. А., Голоскоков С. И., Лебедев К. С., Сатонин В. В. Истечение газа в горную выработку из подземного резервуара с дозвуковой скоростью // Вестник Научного центра ВостНИИ по промышленной и экологической безопасности. 2020. № 4. С. 5–15.

16. Черданцев С. В., Шлапаков П. А., Лебедев К. С. Анализ внезапного выброса газоугольной смеси из полости конической формы, сформированной в процессе выброса // Горная промышленность. 2023. № 6. С. 109–115.

17. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. Изд. 2-е, переработ. М. — Л.: Госэнергоиздат, 1961. 671 с.

18. Пирумов У. Г., Росляков Г. С. Газовая динамика сопел. М.: Наука. 1990. 368 с..

DOI: 10.25558/VOSTNII.2025.38.67.004
UDC 622.272:516.02

K. S. LEBEDEV
Senior Research Associate
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e–mail: lebedevks1987@yandex.ru

ONE-DIMENSIONAL FLOW OF VISCOUS GAS IN AN UNDERGROUND CAVITY FORMED BY A SUDDEN EJECTION

Particularly dangerous phenomena in the development of coal deposits by the underground method are sudden emissions of coal, rock and gas, accompanied by the formation of underground cavities of various shapes in the coal massif and the intense release of coal gas mixtures from them into the mine workings. Within the framework of the assumptions made in the article about the viscous properties of the gas-coal mixture and the absence of heat exchange between the underground cavity and the coal mass, the problem of the flow of viscous gas in the cavity is considered. Based on the fundamental equations of gas dynamics for the one-dimensional flow of a viscous gas, formulas were obtained and graphs were constructed, the analysis of which made it possible to identify a number of patterns between the parameters of a viscous gas during its flow in an underground cylindrical cavity.

Keywords: MINING OPERATIONS, COAL MASS, SUDDEN EMISSIONS, COAL GAS MIXTURES, EQUATIONS OF GAS DYNAMICS, MACH NUMBER, REDUCED VELOCITY, CRITICAL PARAMETERS.

REFERENCES

1. Khodot V. V. Sudden emissions of coal and gas. Moscow: Gosgortehizdat, 1961. 363 p. [In Russ.].

2. Bolshinsky M. I., Lysikov B. A., Kaplyukhin A. A. Gas dynamic phenomena in mines. Sevastopol: Weber, 2003. 284 p. [In Russ.].

3. Khristianovich S. A. Distribution of gas pressure near a moving free surface of coal // Izvestiya AN SSSR. 1953. № 12. P. 1673–1678. [In Russ.].

4. Trofimov V. A. Sudden release of coal and gas. Removal of coal and gas into the depleted space // Mining Information and Analytical Bulletin (scientific and technical journal) [Gornyy informatsionno-analiticheskiy byulleten (nauchno-tekhnicheskiy zhurnal)]. 2011. No. S1. P. 391–405. [In Russ.].

5. Oparin V. N. Theoretical fundamentals to describe interaction of geomechanical and physicochemical processes in coal seams // Journal of Mining Science. 2018. Vol. 53. No. 2. P. 201–215.

6. Fedorov A. V., Fedorchenko I. A. Mathematical Model of Methane Flow in Coal Beds // Journal of Mining Science. 2009. Vol. 45. No. 1. P. 9–21.

7. Fedorov A. V. Shock wave in a coal bed under nonuniform desorption // Journal of Mining Science. 2014. Vol. 50. No. 1. P. 38–42.

8. Cherdantsev N. V. Results of numerical solution of the equations of the limiting state of the marginal zone of the formation and their approximation by polynomials // Occupational safety in industry [Bezopasnost truda v promyshlennosti]. 2019. No. 6. P. 7–13. [In Russ.].

9. Cherdantsev N. V. On one approach to constructing a solution to the problem of coal and methane emission from the marginal part of the reservoir // Applied Mathematics and Mechanics [Prikladnaya matematika i mekhanika]. 2023. No. 1. P. 81–111. [In Russ.].

10. Dulov V. G., Lukyanov G. A. Gas dynamics of outflow processes. Novosibirsk: Nauka Publ. 1984. 235 p. [In Russ.].

11. Aksuka, Wang Kai, Kireeva T. A., Oparin V. N. On the patterns of movement of a two-phase gas stream during sudden emissions of coal and gas in mines // Physico-technical problems of mining [Fiziko-tekhnicheskie problemy razrabotki poleznyh iskopaemyh]. 2017. No. 3. P. 119–130. [In Russ.].

12. Kiselev S. P., Ruev G. A., Trutnev A. P. and others. Shock wave processes in two-component and two-phase media. Novosibirsk: Nauka. 1992. 261 p. [In Russ.].

13. Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A., Potapov P. V., Goloskokov S. I., Lebedev K. S., Shlapakov E. A. Mathematical modeling of the formation and release of a gas–coal mixture into mine workings // Bulletin of the VostNII Scientific Center for Industrial and Environmental Safety [Vestnik Nauchnogo tsentra VostNII po promyshlennoy i ekologicheskoy bezopasnosti]. 2021. No. 3. P. 40–52. [In Russ.].

14. Cherdantsev S. V., Cherdantsev N. V., Li Hee Un, Lebedev K. S., Li K. Kh., Khaimin S. A. Determination of parameters of souffle gas emissions from a coal seam into mine workings // Bulletin of the Scientific Center for Safety of Work in the Coal Industry [Vestnik Nauchnogo tsentra po bezopasnosti rabot v ugol'noy promyshlennosti]. 2017. No. 1. P. 26–33. [In Russ.].

15. Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A., Goloskokov S. I., Lebedev K. S., Satonin V. V. Gas outflow into the mine from an underground reservoir with subsonic velocity // Bulletin of the VostNII Scientific Center for Industrial and Environmental Safety [Vestnik Nauchnogo tsentra VostNII po promyshlennoy i ekologicheskoy bezopasnosti]. 2020. No. 4. P. 5–15. [In Russ.].

16. Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A., Lebedev K. S. Analysis of the sudden release of a carbon-gas mixture from a conical cavity formed during the release process // Mining Industry [Gornaya promyshlennost]. 2023. No. 6. P. 109–115. [In Russ.].

17. Deich M. E. Technical gas dynamics. 2nd Ed., reprint. M. – L.: Gosenergoizdat, 1961. 671 p. [In Russ.].

18. Pirumov U. G., Roslyakov G. S. Gas dynamics of nozzles. Moscow: Nauka. 1990. 368 p. [In Russ.].