

DOI: 10.26730/1999-4125-2019-5-47-53

УДК 622.272: 516.02

**ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ  
В ГОРНЫХ ВЫРАБОТКАХ ВБЛИЗИ ОЧАГОВ САМОНАГРЕВАНИЯ**

**THE STUDY OF GAS FLOWS IN MINE WORKINGS IN THE VICINITY  
OF THE CENTERS OF SELFHEATING**

**Черданцев Сергей Васильевич<sup>1</sup>,**

доктор техн. наук, главный научный сотрудник,  
e-mail: svch01@yandex.ru

**Sergei V. Cherdantsev, Dr. Sc. in Engineering**

**Филатов Юрий Михайлович<sup>1</sup>,**

канд. техн. наук, генеральный директор,  
e-mail: belovo-f@mail.ru

**Yuri M. Filatov, C.Sc. in Engineering**

**Липина Галина Александровна<sup>2</sup>,**

старший преподаватель кафедры математики  
e-mail: a746025@yandex.ru

**Galina A. Lipina, senior lecturer of the Department of mathematics**

<sup>1</sup>АО «Научный центр ВостНИИ по промышленной и экологической безопасности в горной отрасли» (АО «НЦ ВостНИИ»), 650002, Россия, г. Кемерово, ул. Институтская, 3  
Join-stock company "Scientific centre VOSTNII on industrial and ecological safety in mining industry" (JC "NC VOSTNII"), str. Institutskaya, 3, Kemerovo, 650002, Russian Federation

<sup>2</sup>Кузбасский государственный технический университет имени Т.Ф. Горбачева, 650000, Россия, г. Кемерово, ул. Весенняя, 28  
T.F. Gorbachev Kuzbass State Technical University, 28 Vesennyaya street, Kemerovo, 650000, Russian Federation

**Аннотация:**

*С повышением интенсивности подземных горных работ, обусловленным применением высокопроизводительного шахтного оборудования и использованием новых технологических систем очистных работ, учащаются случаи проявления негативных факторов. Главными из них являются газодинамические и теплофизические процессы в атмосфере горных выработок, особенно в выработках, находящихся вблизи очагов самонагревания. В статье рассмотрен стационарный процесс течения газозвдушных смесей в очистных горных выработках при наличии зоны подвода теплоты, обусловленной находящимися вблизи выработок очагами самонагревания. На базе законов сохранения массы, импульсов и энергии получены формулы и построены графики, характеризующие изменения параметров газозвдушного потока, пересекающего зону подвода теплоты. Обнаружены некоторые закономерности стационарного течения газозвдушных потоков в горных выработках и выявлены условия наступления нестационарного режима течения смесей.*

**Ключевые слова:** горные выработки, газозвдушные смеси, очаги самонагревания, зона подвода теплоты, законы сохранения массы, импульсов и энергии, энтальпия, числа Маха и Дамкелера, ударные волны и волны разрежения.

**Abstract:**

*With the increase in the intensity of underground mining, due to the use of high-performance mining equipment, and the use of new technological systems of mining, cases of manifestations of negative factors are becoming more frequent. The main ones are gas-dynamic and thermophysical processes in the atmosphere of mine workings, especially those near the centers of self-heating. The article considers the stationary process of gas-air mixtures*

*flow in the treatment mine workings in the presence of heat supply zone caused by self-heating centers located near the workings. On the basis of the laws of conservation of mass, momentum and energy, formulas are obtained and graphs characterizing changes in the parameters of the gas-air flow crossing the heat supply zone are constructed. Some regularities of steady-state flow of gas-air flows in mine workings are found and the conditions for the onset of the unsteady flow regime of mixtures are revealed.*

**Key words:** mining, gas mixture, the lesions are self-heating, the zone of heat supply, the laws of conservation of mass, momentum and energy, enthalpy, Mach number and Damkaer, shock waves and rarefaction waves

### Введение

Развитие угольной отрасли в последние годы отмечено стабильным повышением технико-экономических показателей, что обусловлено использованием современного горно-шахтного оборудования и совершенствованием технологии очистных и подготовительных работ. Однако существует ряд факторов, сдерживающих увеличение добычи угля подземным способом. Одним из них является процесс самонагрева угля, обусловленный химическими реакциями окисления угля и физическими процессами теплопереноса, результатом чего являются очаги самонагрева [1-3]. Другим фактором являются внезапные выбросы метана, который, взаимодействуя с атмосферой горных выработок, образует газозвудушные и пылегазовоздушные смеси, способные к химическому реагированию [4, 5].

Очаги самонагрева, характеризующиеся повышенной температурой и являющиеся тепловыми источниками, приводят к изменению температурного поля в угольных целиках и породугольных скоплениях, в том числе и у пород, окружающих очистные выработки [6, 7]. Это значит, что внутри самой выработки может существовать некоторая область, в которой температура существенно выше, чем в других частях выработки. Далее эту область будем называть зоной подвода теплоты. Из сказанного следует, что в очистной выработке в окрестности очага самонагрева существуют области 1 и 2, разделяемые зоной подвода теплоты (рис. 1). В связи с повышенной температурой в зоне подвода теплоты существенно увеличивается предрасположенность смесей к химическому реагированию, в частности, к зажиганию и горению, о чем сказано в многочисленных работах. Здесь мы отметим лишь некоторые из них.

Так, в работе [8] рассмотрены условия зажигания микрогетерогенной пылегазовоздушной смеси, а в работах [9] обсуждаются процессы горения мелкодисперсных пылегазовоздушных смесей. Авторы работы [10] выявили склонность угольной пыли образовывать взрывчатую смесь в атмосфере горных выработок, в работе [11] исследовано детонационное горение угольной пыли в метановоздушной смеси при небольшом массовом содержании угольных частиц. Работа [12] посвящена проблеме управления горением и детонацией газов химическими методами. В частности, в ней указан переход горения смесей в детонацию, приводятся результаты испытаний и экспериментальные данные, иллюстрирующие разрушения детонационной волны малыми примесями низших углеводородов.

В данной работе мы не будем обсуждать особенности протекания химических реакций в зоне подвода теплоты, а будем учитывать только количество теплоты  $q$  в зоне ее подвода и рассмотрим состояние газозвудушных смесей в областях 1 и 2 очистной выработки (рис. 1).

Разумеется, такой подход существенно упрощает рассматриваемый теплофизический процесс, поскольку позволяет рассмотреть задачу о влиянии очагов самонагрева на состояние газозвудушных смесей в очистных горных выработках без учета химической кинетики окисления угля. Отметим также, что данное упрощение применимо далеко не всегда, поскольку во многих случаях нужно учитывать характерные особенности химического реагирования смесей в зоне подвода теплоты [4, 13]. Однако без упрощающих предположений сделать это сложно, а иногда и невозможно.

Нам представляется, что задача об изменении состояния газозвудушных смесей в очистных горных выработках вблизи очагов самонагрева является достаточно актуальной, а ее решение

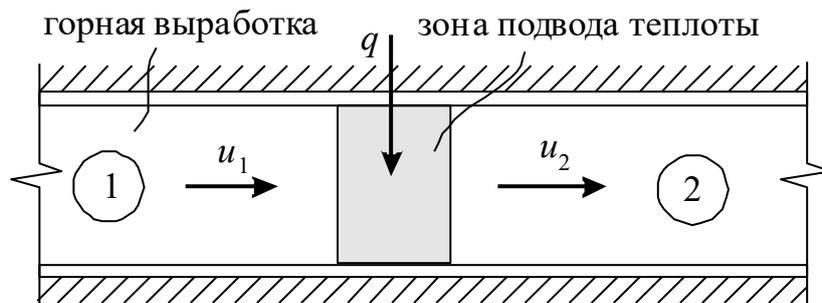


Рис. 1. Течение газозвудушной смеси в выработке с подводом теплоты  
 Fig. 1. The flow of the gas-air mixture in the development with the supply of heat

позволит выявить опасные и безопасные условия течения газозвушных смесей на выемочных участках угольных шахт.

**Постановка и решение задачи о течении пылегазовоздушных смесей в очистных выработках вблизи от очагов самонагревания**

Задачу сформулируем следующим образом. Пусть к некоторой области очистной горной выработки равномерно по всему периметру подводится тепло (рис. 1), источником которого является очаг самонагревания. Состояние газозвушной смеси, характеризуемое ее скоростью, плотностью, давлением и температурой, в первой области обозначим индексом 1, а во второй области – индексом 2. Требуется определить параметры газозвушной смеси в области 2, если параметры смеси в области 1 нам известны.

В процессе решения задачи зону подвода теплоты будем полагать достаточно узким фронтом, при переходе через который параметры газозвушной смеси могут изменяться скачкообразно, а течение смеси будем полагать одномерным.

Анализ состояния смеси в очистной выработке выполним на базе трех фундаментальных законов сохранения: массы, импульсов и энергии [14], выражающихся соответственно уравнением неразрывности, уравнением импульсов, уравнением энергии

$$\rho_2 u_2 = \rho_1 u_1, \quad p_2 + \rho_2 u_2^2 = p_1 + \rho_1 u_1^2, \quad \frac{u_2^2}{2} + i_2 = \frac{u_1^2}{2} + i_1 + q. \quad (1)$$

В уравнениях (1) приняты следующие обозначения:  $u_1, u_2, r_1, r_2, p_1, p_2, i_1, i_2$  – соответственно скорость, плотность, давление и энтальпия смеси в областях 1 и 2 (см. рис. 1);  $q$  – подведенное на единицу массы смеси количество теплоты от очага самонагревания, которое будем считать положительным. Поскольку энтальпии в зонах 1 и 2 мы можем определить по формулам [14]:  $i_1 = kp_1 / [(k-1)\rho_1]$ ,  $i_2 = kp_2 / [(k-1)\rho_2]$ , то после их подстановки в третье уравнение (1) и выполнения преобразований мы получим формулу

$$\bar{u}_2^2 = 1 + \frac{1}{u_1^2} \left[ 2q - \frac{2k}{k-1} \left( \frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) \right], \quad (2)$$

выражающую относительную скорость  $\bar{u}_2 = u_2/u_1$  смеси и содержащую показатель адиабаты Пуассона  $k$ , который в статье принят  $k = 1,4$ .

Далее из первого и второго уравнений (1) получим формулу

$$p_2 = p_1 + \rho_1 u_1^2 (1 - \bar{u}_2), \quad (3)$$

в силу которой формула (2) преобразуется к виду

$$\bar{u}_2^2 = 1 + \frac{2}{u_1^2} \left[ q - \frac{a_1^2}{k-1} (1 - \bar{u}_2) (M_1^2 \bar{u}_2 - 1) \right], \quad (4)$$

где  $a_1 = \sqrt{kp_1/\rho_1}$  – скорость звука в области 1.

Учтем, что энтальпию смеси можно выразить по формуле [14]:  $i = a^2/(k-1) = c_p T$ , содержащей температуру  $T$  смеси по Кельвину, и поэтому

формулу (4) приведем к уравнению

$$\bar{u}_2^2 - 2 \frac{kM_1^2 + 1}{M_1^2(k+1)} \bar{u}_2 + \frac{(k-1)M_1^2 + 2\bar{q}}{M_1^2(k+1)} = 0,$$

корни которого суть

$$\bar{u}_2 = 1 - \frac{1}{(k+1)M_1^2} \left[ (M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q}} \right], \quad (5)$$

где  $M_1 = u_1/a_1$  – число Маха в области 1,  $\bar{q} = q/(c_p T_1)$  – число Дамкелера, представляющее собой безразмерную величину подводимой теплоты.

Далее из первого уравнения (1) вытекает соотношение

$$\bar{\rho}_2 = \frac{(k+1)M_1^2}{(k+1)M_1^2 - \left[ (M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q}} \right]},$$

(6)

в котором  $\bar{\rho}_2 = \rho_2/\rho_1$  – безразмерная плотность. Преобразовав формулу (3) к виду

$$\bar{p}_2 = 1 + kM_1^2(1 - \bar{u}_2),$$

где  $\bar{p}_2 = p_2/p_1$  и учитывая (5), мы получим относительное давление

$$\bar{p}_2 = 1 + \frac{k}{k+1} \left[ (M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q}} \right]. \quad (7)$$

Для определения относительной температуры  $\bar{T}_2 = T_2/T_1$  смеси воспользуемся законом Менделеева – Клапейрона, из которого получим формулу

$$\bar{T}_2 = \bar{p}_2/\bar{\rho}_2, \quad (8)$$

позволяющую выполнить анализ состояния смеси в области 2 выработки.

**Анализ полученных результатов**

Формулы (5) – (8) представляют собой интенсивность движущегося фронта газозвушной смеси, определяемого по изменениям скорости, плотности, давления, температуры, пересекающей область подвода теплоты. Анализируя полученные формулы, замечаем, что они содержат перед радикалом два знака: плюс и минус, в силу чего каждая искомая функция имеет два значения, которые существенно различаются. Наиболее простой случай имеет место при отсутствии подвода тепла. Поэтому полагая в формулах (5) – (8) величину  $\bar{q} = 0$  и учитывая знак минус, замечаем, что изменений скорости, плотности и давления смеси при переходе из области 1 в область 2 не происходит, поскольку значения искоемых величин  $\bar{u}_2 = 1$ ,  $\bar{p}_2 = 1$ ,  $\bar{\rho}_2 = 1$ ,  $\bar{T}_2 = 1$ , и они не зависят от числа Маха.

Если же в формулах (5) – (8) учесть знак плюс, то они приводятся к виду

$$\bar{u}_2 = 1 - \frac{2(M_1^2 - 1)}{(k+1)M_1^2}, \quad \bar{\rho}_2 = \frac{(k+1)M_1^2}{(k-1)M_1^2 + 2}, \quad \bar{p}_2 = 1 + \frac{2k}{k+1} (M_1^2 - 1), \quad \bar{T}_2 = \bar{p}_2/\bar{\rho}_2, \quad (9)$$

и при  $M_1 = 1$  их значения вновь становятся единичными.

Если число Дамкелера  $\bar{q} \neq 0$ , то формулы (5) – (8) имеют смысл только в том случае, если выражение, стоящее под радикалом, неотрицательно. Предельное значение  $\bar{q}$ , при котором это условие

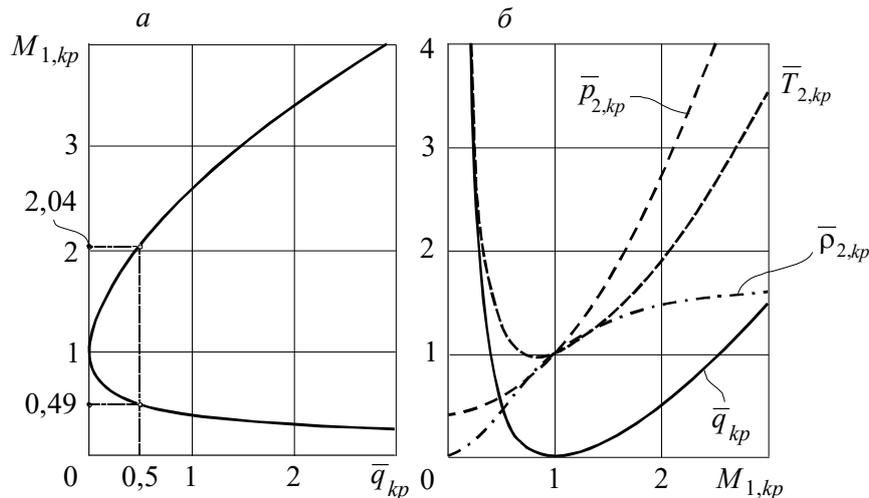


Рис. 2. Зависимости критических чисел Маха от критических чисел Дамкелера (а) и критических параметров смеси от критических чисел Маха (б)  
 Fig. 2. Dependencies of Critical Mach numbers on Damkaer critical numbers (a) and the critical parameters of the mixture on the critical Mach number (b)

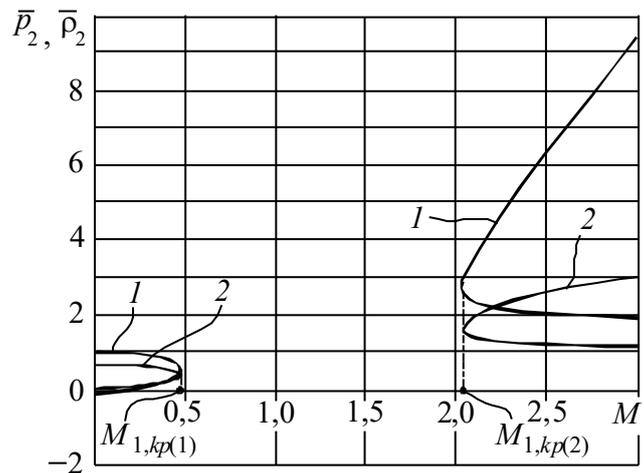


Рис. 3. Зависимости давления (линия 1) и плотности (линия 2) газоздушной смеси при ее течении через область подвода теплоты от  $M_1$  при  $\bar{q} = 0,5$   
 Fig. 3. The dependence of the pressure (line 1) and density (line 2) of the gas-air mixture during its flow through the heat supply region on  $M_1$  at  $\bar{q} = 0,5$

выполняется, назовем критическим  $\bar{q}_{кр}$  и определим его из уравнения

$$(M_1^2 - 1)^2 - 2(k + 1)M_1^2 \bar{q}_{кр} = 0, \quad (10)$$

левая часть которого является подкоренным выражением в формулах (5) – (8). Из уравнения (10) мы находим критическое значение числа Дамкелера

$$\bar{q}_{кр} = \frac{(M_1^2 - 1)^2}{2(k + 1)M_1^2}, \quad (11)$$

величина которого зависит от числа Маха и показателя адиабаты  $k$ .

Из сказанного вытекает, что значение  $\bar{q}_{кр}$  представляет собой максимальное количество теплоты, которое еще можно подвести к потоку газоздушной смеси с заданным числом Маха  $M_1$ , чтобы поток был стационарным. Из формулы (11) следует, что каждому критическому числу

Дамкелера соответствует строго определенное число Маха, являющееся в свою очередь также критическим  $M_{1,kr}$ , определить которое мы можем из уравнения (10), полагая в нем число Маха критическим значением. В результате мы найдем

$$M_{1,kr} = \sqrt{1 + \frac{(k+1)\bar{q}_{кр}}{2} \pm \sqrt{\frac{(k+1)\bar{q}_{кр}}{2}}}. \quad (12)$$

По формуле (12) построен график зависимости критических чисел Маха от критических чисел Дамкелера (рис. 2а). Приняв, например, в формуле (12) значение  $\bar{q}_{кр} = 0,5$ , найдем соответствующие ему значения числа Маха  $M_{1,kr(1)} = 0,49$ ;  $M_{1,kr(2)} = 2,04$ . Таким образом, каждому критическому значению числа Дамкелера соответствуют два критических числа Маха (рис. 2а).

Поскольку в критическом состоянии имеет место уравнение (10), то выражение под радикалом

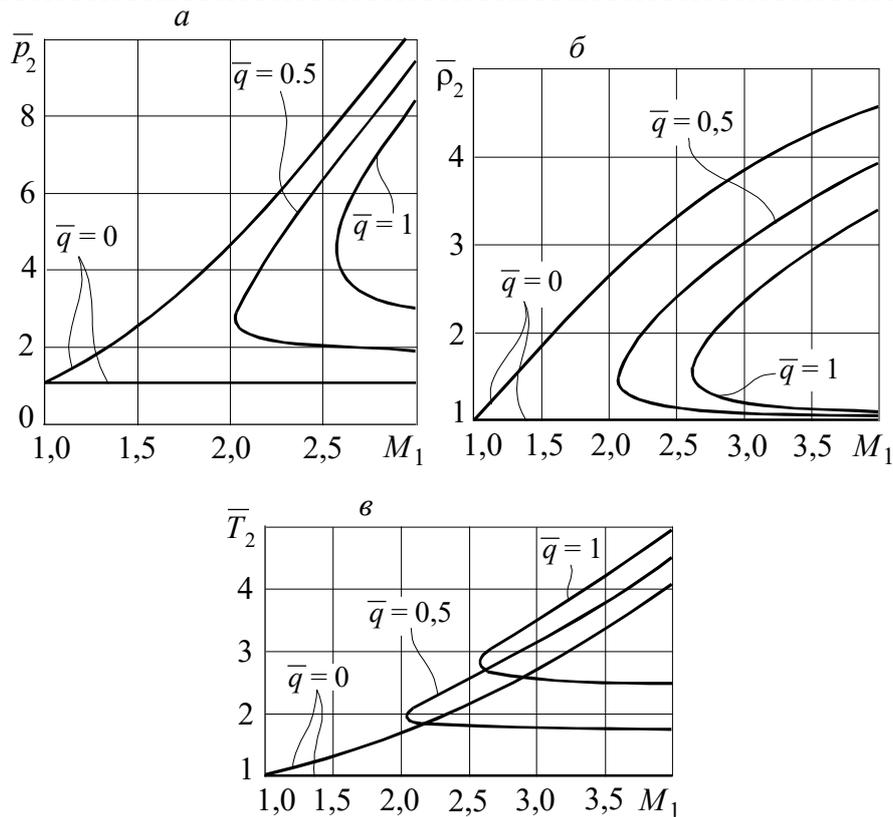


Рис. 4. Зависимости давления (а), плотности (б), температуры (в) газозвудушной смеси при ее тече-  
 нии через область подвода теплоты от числа Маха  $M_1$  для ряда чисел Дамкелера  
 Fig. 4. Dependences of pressure (a), density (b), temperature (c) of gas-air mixture during its flow through  
 the heat supply region on Mach number  $M_1$  for a number of Damkeler numbers

в формулах (5) – (8) равно нулю, в силу чего эти формулы существенно упрощаются, приобретая вид:

$$\begin{aligned} \bar{p}_{2,kr} &= \frac{(k+1)M_1^2}{(k-1)M_{1,kr}^2+2}, \quad \bar{p}_{2,kr} = 1 + \frac{k(M_{1,kr}^2-1)}{k+1}, \\ \bar{T}_{2,kr} &= \left[1 + \frac{k}{k+1}(M_{1,kr}^2 - 1)\right] \left[\frac{(k-1)M_{1,kr}^2+2}{(k+1)M_{1,kr}^2}\right]. \end{aligned} \quad (13)$$

На рис. 2б показаны графики зависимостей относительных параметров газозвудушной смеси в области 2 от критических чисел Маха  $M_{1,kr}$ .

Сейчас рассмотрим возможные варианты движения смеси при числах Дамкелера, меньших критического  $\bar{q} < \bar{q}_{kr}$ . Пусть нам задано число Дамкелера  $\bar{q} = 0,5$ , а показатель адиабаты по-прежнему,  $k = 1,4$ . На базе формул (6) и (7), в которых учли оба знака – как плюс, так и минус, – мы сформировали функции  $\bar{p}_2(M_1)$ ,  $\bar{\rho}_2(M_1)$  и построили их графики (рис. 3).

Из анализа графиков сразу обнаруживаем критические значения чисел Маха  $M_{1,kr(1)} = 0,49$  и  $M_{1,kr(2)} = 2,04$ , вычисленные нами ранее. Следовательно, на рассматриваемом отрезке  $M_1 \in [0; 3]$  существуют три интервала:  $M_1 \in [0; 0,49]$ ,  $M_1 \in [0,49; 2,04]$  и  $M_1 \in [2,04; 3]$ , причем на среднем интервале  $M_1 \in [0,49; 2,04]$  рассматриваемая задача, как следует из графиков, не имеет решения, поскольку течение смеси здесь, очевидно, нестационарное.

Таким образом, каждая из определяемых функций, характеризующих стационарное течение смесей по выработке, состоит из двух участков, границами которых являются критические числа Маха, а на среднем участке  $M_1 \in [M_{1,kr(1)}; M_{1,kr(2)}]$  течение смеси является нестационарным.

На первом же и третьем отрезках искомые функции описывают стационарный процесс перетекания смеси из области 1 в область 2 с заданной величиной подводимой теплоты. При этом на участке  $M_1 \in [0; 0,49]$  верхние ветви графиков соответствуют бесконечно слабой волне разрежения, в которой с ростом  $M_1$  значения плотности и давления уменьшаются.

Нижние же ветви графиков описывают, вообще говоря, физически не реализуемый процесс течения, при котором на участке  $M_1 \in [0; 0,38]$  относительное давление  $\bar{p}_2$  меняет знак, что соответствует разрыву сплошности потока, а относительная плотность  $\bar{\rho}_2$  в точке  $M_1 = 0$  равна нулю, что имеет место лишь в условиях абсолютного вакуума. На участке  $M_1 \in [2,04; 3]$  нижние ветви описывают слабую волну разрежения, а верхние ветви графиков соответствуют ударной волне. Это значит, что газозвудушный поток при перетекании из области 1 со сверхзвуковой скоростью «натывается» в области 2 на воздушный поток, скорость которого ниже, в результате чего давление  $\bar{p}_2$ ,

плотность  $\bar{\rho}_2$  и температура  $\bar{T}_2$  скачкообразно увеличиваются, причем тем сильнее это происходит, чем выше число Маха  $M_1$  (рис. 4). Из сказанного следует, что процессы течения газоздушных смесей при  $M_1 \leq M_{1,kr(1)}$  в реальных условиях, как правило, не реализуются, поэтому далее они не рассматриваются. Для ряда других значений чисел Дамкелера  $\bar{q}$  графики зависимостей искомых функций от чисел Маха, больших, чем единица (рис. 4), также имеют нижнюю и верхнюю части, соответствующие слабой волне разряжения и ударной волне.

Особо отметим, что чем больше число Дамкелера, тем большим является число Маха  $M_1$ , при котором течение газоздушной смеси происходит стационарно.

#### Выводы

Сформулирована задача о влиянии теплового поля, обусловленного очагами самонагрева, на течение газоздушных смесей в очистных выработках. Получены формулы, определяющие состояние смеси, пересекающей зону подвода теплоты, по изменениям скоростей, давлений, плотностей,

температур.

В ходе анализа полученных формул и построенных графиков искомых функций выявлено:

– при любом значении числа Дамкелера каждая из найденных функций, характеризующих стационарное течение смесей по выработке, состоит из двух отрезков, границами которых являются два критических числа Маха, на отрезке между которыми течение смесей является нестационарным;

– при критических значениях подвода теплоты относительные значения давления и плотности смеси монотонно возрастают с ростом критических чисел Маха. Напротив, при  $k = 1,4$  относительная температура имеет минимальное значение, если число Маха равно 0,845, а число Дамкелера принимает значение равное нулю, когда число Маха равно единице, что означает невозможность подвода теплоты к смеси при ее стационарном движении;

– чем больше число Дамкелера, тем длиннее отрезок между критическими числами Маха, следовательно, так в большей степени проявляется нестационарный характер течения смеси.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Захаров Е.И., Качурин Н.М., Малахова Д.Д. Механизм процесса самонагрева угля и перехода его в самовозгорание // Известия ТулГУ. Науки о Земле. – 2013. – Вып. 2. – С. 42-50.
2. Oparin V.N., Kiryaeva T.A., Gavrilov V.Yu., Tanashev Yu.Yu., Bolotov V.A. Initiation of underground fire sources // Journal of Mining Science, – May 2016. – Vol. 52, Issue 3, pp 576-592.
3. Kurlenya M.V., Skritsky V.A. Methane Explosions and Causes of Their Origin in Highly Productive Sections of Coal Mines // Journal of Mining Science, 2017. Vol. 53. № 5, pp 861-867.
4. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1987. – 502 с.
5. Канторович Б.В. Основы теории горения и газификации твердого топлива. – М.: Книга по требованию, 2013. – 600 с.
6. Chanyshev A.I. A method to determine a body's thermal state // Journal of Mining Science, – July 2012, – Vol. 48, Issue 4, pp 660-668.
7. Cherdantsev S.V., Shlapakov P.A., Erastov A.Yu., Khaymin S.A., Lebedev K.S., Kolykhalov V.V., Shlapakov E.A. Investigation of the temperature field in the areas of rock and coal concentration near the self-heating zon // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, Vol. 206, (2018) 012006.
8. Черданцев, С.В., Ли Хи Ун, Филатов Ю.М., Шлапаков П.А. Определение критической температуры зажигания микрогетерогенных пылегазовоздушных смесей в горных выработках // Горный информационно-аналитический бюллетень (научно-технический журнал). — 2018. — №1. — С. 117-125.
9. Cherdantsev S.V., Li Hi Un, Filatov Yu. M., Botvenko D.V., Shlapakov P.A., Kolykhalov V.V. Combustion of Fine Dispersed Dust-Gas-Air Mixtures in Underground Workings // Journal of Mining Science March 2018, Volume 54, Issue 2, pp 339-346.
10. Amelchugov S.P., Bykov V.I., Tsybenova S.B. Spontaneous Combustion of Brown-Coal Dust. Experiment, Determination of Kinetic Parameters, and Numerical Modeling / Combustion, Explosion and Shock Waves. — May 2002. — Volume 38, Issue 3, pp 295-300.
11. Левин В.А., Туник Ю.В. Иницирование детонационного горения угольной пыли в метановоздушной смеси // Физика горения и взрыва. — 1987. — № 1. — С. 3-8.
12. Азатян В.В., Ведешкин Г.К., Филатов Ю.М. Управление горением, взрывом и детонацией газов химическими методами // Вестник Российской академии наук. – 2019. – С. 291-296.

13. Bartlma A. Gasdynamik der verbrennung. Deutsche forschungs and versuchsanstalt «Institut fur Reaktionskinetik», Stuttgart. 1975, 280 p.

14. Овсянников Л.В. Лекции по основам газовой динамики. — Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. — 336 с.

## REFERENCES

1. Zakharov E.I., Kachurin N.M., Malakhov D.D. The mechanism of the process of coal self-heating and auto-ignition // *Izvestiya tulgu. Earth science*, 2013, Vol. 2. S. 42-50.

2. Oparin V.N., Kiryaeva T.A., Gavrilov V.Yu., Tanashev Yu.Yu., Bolotov V.A. Initiation of underground fire sources // *Journal of Mining Science*, May 2016, Volume 52, Issue 3, pp 576-592.

3. Kurlenya M.V., Skritsky V.A. Methane Explosions and Causes of Their Origin in Highly Productive Sections of Coal Mines // *Journal of Mining Science*, 2017. Volume 53. № 5, pp 861-867.

4. Frank-Kamenetsky D.A. Diffusion and heat transfer in chemical kinetics. M.: Nauka, 1987. 502 p.

5. Kantorovich B.V. Fundamentals of theory of combustion and gasification of solid fuels. – M.: Book at the request, 2013. 601 p.

6. Chanyshev A.I. A method to determine a body's thermal state // *Journal of Mining Science*, July 2012, Volume 48, Issue 4, pp 660-668.

7. Cherdantsev S.V., Shlapakov P.A., Erastov A.Yu., Khaymin S.A., Lebedev K.S., Kolykhalov V.V., Shlapakov E.A. Investigation of the temperature field in the areas of rock and coal concentration near the self-heating zon // *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*, Volume 206, (2018) 012006.

8. Cherdantsev S.V., Lee Khi Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A. Determination of critical ignition temperature of microheterogeneous dust/gas-air mixtures in mines // *Gornyy informatsionno-analiticheskiy byulleten'*, 2018. No. 1, pp. 117-125.

9. Cherdantsev S.V., Li Hi Un, Filatov Yu.M., Botvenko D.V., Shlapakov P.A., Kolykhalov V.V. Combustion of Fine Dispersed Dust-Gas-Air Mixtures in Underground Workings // *Journal of Mining Science* March 2018, Volume 54, Issue 2, pp 339-346.

10. Amelchugov S.P., Bykov V.I., Tsybenova S.B. Spontaneous Combustion of Brown-Coal Dust. Experiment, Determination of Kinetic Parameters, and Numerical Modeling / *Combustion, Explosion and Shock Waves*. — May 2002. — Volume 38, Issue 3, pp 295-300.

11. Levin V.A., Tunik Yu.V. Initiation of detonation combustion of coal dust in methane-air mixtures // *Physics of combustion and explosion*. 1987, No. 1, 3-8.

12. Azatyan V.V., Fedechkin G.K., Filatov Yu.M. Control of combustion, explosion and detonation of gases by chemical methods // *Herald of the Russian Academy of Sciences*. — 2019. — С. 291-296.

13. Bartlma A. Gasdynamik der verbrennung. Deutsche forschungs and versuchsanstalt «Institut fur Reaktionskinetik», Stuttgart. 1975, 280 p.

14. Ovsyannikov L.V. Lectures on the basics of gas dynamics. Moscow-Izhevsk: Institute of computer research, 2003. 336 p.

Поступило в редакцию 12.11.2019

Received 12 November 2019