

DOI: 10.25558/VOSTNII.2020.86.76.008

УДК 622.272:516.02

© С.В. Черданцев, П.А. Шлапаков, С.И. Голоскоков, А.Ю. Ерастов, С.А. Хаймин,  
В.В. Сатонин, 2020

**С.В. ЧЕРДАНЦЕВ**

д-р техн. наук,  
главный научный сотрудник  
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово  
e-mail: svch01@yandex.ru



**П.А. ШЛАПАКОВ**

канд. техн. наук,  
заведующий лабораторией  
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово  
e-mail: shlapak1978@mail.ru



**С.И. ГОЛОСКОКОВ**

канд. техн. наук,  
заведующий лабораторией  
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово  
e-mail: s.goloskokov@nc-vostnii.ru



**А.Ю. ЕРАСТОВ**

старший научный сотрудник  
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово  
e-mail: erastov\_a\_y@mail.ru



**С.А. ХАЙМИН**

старший научный сотрудник  
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово  
e-mail: hsa007@mail.ru



**В.В. САТОНИН**

заместитель заведующего лабораторией  
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово  
e-mail: v.satoinin@nc-vostnii.ru



## УРАВНЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ ГАЗОВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ В ВЫРАБОТКАХ В ОКРЕСТНОСТИ ОЧАГОВ САМОНАГРЕВАНИЯ

Разработка угольных месторождений подземным способом неизбежно сопровождается проявлением негативных факторов, основными из которых являются теплофизические и газодинамические процессы в угольных массивах и в атмосфере горных выработок. Первые из них обусловлены склонностью угля к химическим процессам окисления, результатом чего является образование в породугольных скоплениях очагов самонагревания, являющихся тепловыми источниками, приводящими к изменению температурных полей горных пород и газозвудушных потоков в выработках. Это существенно увеличивает склонность газо- и пылегазовоздушных смесей к возникновению в них дефлаграционных и детонационных процессов, что в условиях угольных шахт носит катастрофический характер. В статье обсуждается нестационарный процесс движения газозвудушных смесей в горных выработках, находящихся вблизи очагов самонагревания, представляющих собой зоны подвода теплоты. На базе законов сохранения массы, импульсов и энергии получены формулы, характеризующие изменения параметров газозвудушного потока, пересекающего зону подвода теплоты. Обнаружены некоторые закономерности нестационарного течения газозвудушных потоков в горных выработках.

Ключевые слова: ГОРНЫЕ ВЫРАБОТКИ, НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ГАЗОВОЗДУШНЫЕ ПОТОКИ, ОЧАГИ САМОНАГРЕВАНИЯ, ЗОНА ПОДВОДА ТЕПЛОТЫ, ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ МАССЫ, ИМПУЛЬСОВ И ЭНЕРГИИ, ЭНТАЛЬПИЯ, ЧИСЛА МАХА И ДАМКЕЛЕРА, СКАЧКИ УПЛОТНЕНИЯ.

### ВВЕДЕНИЕ

Отработка угольных пластов, как правило, сопровождается проявлением негативных факторов, в первую очередь, самонагреванием угольных скоплений [1–2]. Очаги самонагревания представляют собой тепловые источники, приводящие к изменению температурного поля в угольных целиках и массивах горных пород в окрестности горных выработок [3, 4].

Следовательно, внутри самой выработки может находиться некая область с повышенной температурой по сравнению температурой в смежных частях выработки. В указанную область, называемую зоной подвода теплоты, будет непрерывно подводиться тепло от очагов самонагревания [5]. Из сказанного следует, что в горной выработке существуют области 1 и 2, разделяемые зоной подвода теплоты (рис. 1).

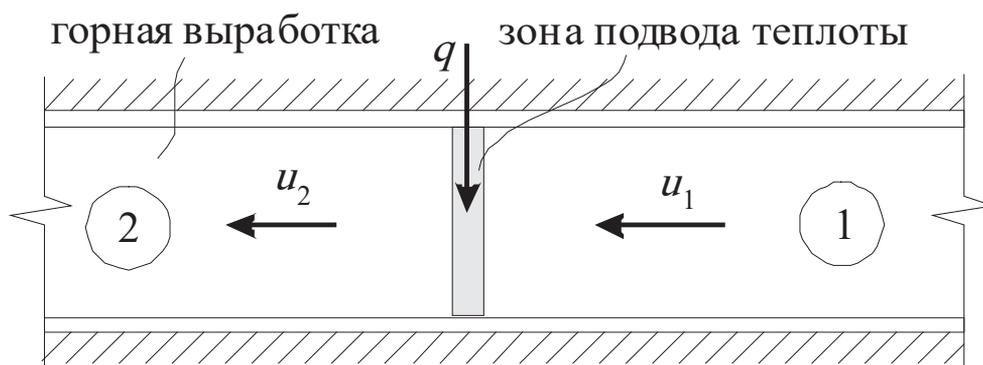


Рис. 1. Течение газозвудушной смеси по выработке с подводом теплоты при неподвижном фронте реакции

Легко заметить, что в зоне подвода теплоты значительно 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 [6–11].

Процессы горения в большинстве случаев нестационарные, поскольку скорость пламени, распространяющегося по выработке, как правило, не является постоянной [12]. Скорость либо увеличивается, и горение переходит в детонацию, либо затухает в пульсационном режиме [13]. Обычно свободные волны детонации приходят к стационарному состоянию Чепмена–Жуге через нестационарный переходный процесс. Сферически или цилиндрически-симметричное пламя или волны детонации также являются нестационарными.

Внутри волны детонации происходят нестационарные газодинамические процессы, проявляющиеся в форме взрывов большой мощности, в силу чего, детонационные процессы относятся к авариям с наиболее тяжкими последствиями. Из сказанного, очевидно, что исследование дефлаграционных и детонационных процессов вблизи очагов самонагревания представляется очень актуальной задачей, решение которой позволит выявить безопасные условия течения газозвушных смесей на выемочных участках угольных шахт особенно в нестационарных режимах.

### ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕЧЕНИИ ГАЗОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ В ГОРНЫХ ВЫРАБОТКАХ ВБЛИЗИ ОТ ОЧАГОВ САМОНАГРЕВАНИЯ

Вначале рассмотрим стационарное течение газозвушной смеси (рис. 1). Для этого воспользуемся системой уравнений одномерного течения [14]:

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

В уравнениях (1) приняты следующие обозначения:  $u_1, u_2, \rho_1, \rho_2, p_1, p_2, i_1, i_2$  — 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.

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:

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

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 системы (1) вытекает соотношение

$$\bar{p}_2 = \frac{(k+1)M_1^2}{(k+1)M_1^2 - \left[ (M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q}} \right]}, \quad (6)$$

в котором  $\bar{p}_2 = p_2 / p_1$  — 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.

Формулы (2) – (8) справедливы для системы, имеющей неподвижный фронт реакции, пересекаемый со скоростью  $u_1$ . При этом продукты реакции движутся за фронтом со скоростью  $u_2$  (рис. 1).

Основное отличие нестационарного струйного течения от стационарного заключается в том, что струйка тока в нестационарном течении в различные моменты времени не состоит из одних и тех же частиц, как в стационарном течении. Следовательно, газодинамические состояния газоздушных потоков зависят не только от координат, но и от времени  $t$ .

Чтобы получить основные формулы и соотношения для нестационарного фронта, перейдем к системе, в которой фронт реакции является подвижным и встречается с несгоревшей газовой смесью со скоростью

$$v = -u_1. \quad (9)$$

Скорость реакции сгорания при этом определим по формуле (рис. 2)

$$\Delta u_R = u_2 - u_1. \quad (10)$$

Подставляя формулы (9) и (10) в формулы (5) – (8), приходим к следующим соотношениям для прямого фронта реакции в нестационарном потоке:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta u_R}{a_1} &= \frac{1}{k+1} \frac{a_1}{v} \left[ \left( \frac{v}{a_1} \right)^2 - 1 \pm \right. \\ &\left. \pm \sqrt{\left[ \left( \frac{v}{a_1} \right)^2 - 1 \right]^2 - 2(k+1) \left( \frac{v}{a_1} \right)^2 \bar{q}} \right], \\ \frac{p_2}{p_1} &= 1 + \frac{k}{k+1} \left[ \left( \frac{v}{a_1} \right)^2 - 1 \pm \right. \\ &\left. \pm \sqrt{\left[ \left( \frac{v}{a_1} \right)^2 - 1 \right]^2 - 2(k+1) \left( \frac{v}{a_1} \right)^2 \bar{q}} \right], \quad (11) \\ \frac{\rho_1}{\rho_2} &= 1 - \frac{k}{k+1} \left( \frac{a_1}{v} \right)^2 \left[ \left( \frac{v}{a_1} \right)^2 - 1 \pm \right. \\ &\left. \pm \sqrt{\left[ \left( \frac{v}{a_1} \right)^2 - 1 \right]^2 - 2(k+1) \left( \frac{v}{a_1} \right)^2 \bar{q}} \right], \\ \frac{T_2}{T_1} &= \left( \frac{a_2}{a_1} \right)^2 = \frac{p_2 \rho_1}{p_1 \rho_2}. \end{aligned}$$

Система уравнений (11) является, вообще говоря, неопределенной, поскольку ее четыре уравнения содержат пять неизвестных:  $\Delta u_R$ ,  $p_2$ ,  $\rho_2$ ,  $T_2$  и  $v$ . Поэтому необходимо составить дополнительное уравнение, связывающее между собой скорость пламени  $v$  и состояние несгоревшей смеси. В самом общем случае эта связь может быть записана в виде

$$v = v(p_1, T_1, \omega_{B1}), \quad (12)$$

где  $\omega_{B1}$  — начальная концентрация горючего. В частном случае при определенных условиях уравнение (12) можно заменить соотношением  $v = \text{const}$ .

Если возникает фронт детонации, то вместо уравнения (12) в качестве дополнительного условия может быть условие возникно-

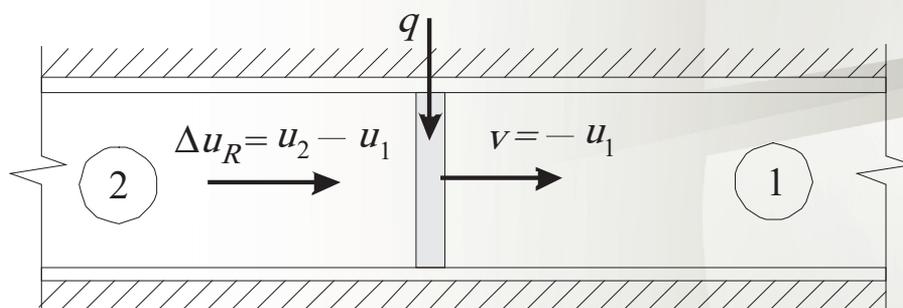


Рис. 2. К выводу уравнений нестационарного фронта реакции при подвижном фронте реакции

вения либо скачка уплотнения, либо условия Чепмена–Жуге. Последнее обстоятельство требует, чтобы скорость продуктов сгорания относительно фронта детонации равнялась местной скорости звука.

Из первых двух уравнений (11) получаем соотношение:

$$\frac{\Delta u_R}{a_1} = \frac{1}{k} \frac{a_1}{v} \left( \frac{p_2}{p_1} - 1 \right), \quad (13)$$

анализ которого позволяет сделать следующие заключения. Если фронт реакции набегает в покоящуюся свежую смесь с постоянной скоростью  $v$ , то в случае сверхзвукового фронта реакции за счет  $p_2 > p_1$  величина  $\Delta u_R$  имеет тот же знак, что и  $v$ . Следовательно,  $u_2 > 0$  и поэтому продукты реакции движутся вслед за фронтом реакции (рис. 2). При дозвуковом фронте реакции  $p_2 < p_1$ , поэтому  $\Delta u_R < 0$  и, следовательно,  $u_2 < 0$ . Это значит, что продукты реакции и реакционный фронт движутся в противоположных направлениях.

Из сказанного вытекает принципиальное различие между дозвуковым фронтом реакции (медленным горение) и сверхзвуковым фронтом реакции (детонацией) при нестационарном течении газозвдушного потока.

### ЛИНЕАРИЗОВАННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ФРОНТА РЕАКЦИИ

В общем случае скорость распространения фронта пламени  $v$  намного меньше скорости звука несгоревшей смеси  $a_1$ . Отсюда имеется возможность линеаризации уравнений фронта реакции (11), которая позволяет во многих случаях получить аналитическое решение.

Так, для медленного фронта пламени  $v/a_1 \ll 1$  и  $(v/a_1)^2 = 0$  после не сложных преобразований уравнений (11) мы получаем следующие формулы:

$$\frac{\Delta u_R}{a_1} = \frac{u_2}{a_1} - \frac{u_1}{a_1} \cong -\frac{v}{a_1} \bar{q} \left[ 1 + \frac{k+1}{2} \left( \frac{v}{a_1} \bar{q} \right) \frac{v}{a_1} \right] + \dots,$$

$$\frac{p_2}{p_1} \cong 1 - k \left( \frac{v}{a_1} \bar{q} \right) \frac{v}{a_1} + \dots$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} \cong 1 + \bar{q} + \frac{k+1}{2} \left( \frac{v}{a_1} \bar{q} \right)^2 +$$

$$+ \left( \frac{v}{a_1} \bar{q} \right) \left[ 1 + \frac{(k+1)^2}{2} \left( \frac{v}{a_1} \bar{q} \right)^2 \right] \frac{v}{a_1} + \dots$$

$$\frac{T_2}{T_1} \approx 1 + \bar{q} - \frac{k+1}{2} \left( \frac{v}{a_1} \bar{q} \right)^2 - (k-1) \left( \frac{v}{a_1} \bar{q} \right) \left[ 1 + \frac{k}{k+1} \bar{q} - \frac{1}{2} \frac{k+1}{k-1} \left( \frac{v}{a_1} \bar{q} \right)^2 \right] \frac{v}{a_1} + \dots$$

При линеаризации уравнений (11) необходимо иметь в виду, что условие  $v/a_1 \ll 1$  еще не означает, что к потоку подводится малое количество теплоты. Так, например, при горении высококалорийных углеводородов безразмерное количество теплоты составляет  $\bar{q} = 6 \div 10$ . В этом случае параметр  $\bar{q}v/a_1$  принимает значение, близкое к единице.

Параметр  $\bar{q}v/a_1$  можно трактовать следующим образом: если  $q$  — количество теплоты, подведенной к единице массы, то доля теплоты, подведенная к единице площади фронта пламени, составляет величину, равную

$$\gamma \cong \nu \rho_1 q,$$

или в безразмерном виде:

$$\Gamma = \frac{\gamma}{a_1 \rho_1 c_p T_1} = \frac{v}{a_1} \bar{q},$$

и, следовательно, параметр  $\bar{q}v/a_1$  представляет собой безразмерное количество теплоты на единицу поверхности фронта пламени.

Если доля теплоты на единицу поверхности  $\bar{q}v/a_1$  мала, то имеют место достаточно простые соотношения, особенно удобные для приближенных расчетов:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta u_R}{a_1} &= \frac{u_2}{a_1} - \frac{u_1}{a_1} \approx -\frac{v}{a_1} \bar{q} + \dots, \\ \frac{p_2}{p_1} &\approx 1 + \dots, \\ \frac{\rho_1}{\rho_2} &= \frac{T_2}{T_1} \approx 1 + \bar{q} + \dots, \\ \frac{a_2}{a_1} &\approx \sqrt{1 + \bar{q}} + \dots \end{aligned} \quad (14)$$

В частности, формулы (14) показывают, что изменением давления во фронте пламени можно пренебречь. Иначе говоря, горение происходит при постоянном давлении. Изме-

нение температуры и плотности во фронте реакции зависит только от безразмерного количества теплоты.

При сильных волнах детонации и при условии, что  $\bar{q} \gg 1$  и  $(v/a_1)^2 \gg 1$ , получим:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta u_R}{a_1} &= \frac{u_2}{a_1} - \frac{u_1}{a_1} \cong \frac{1}{k+1} \frac{v}{a_1} + \dots = \pm \sqrt{\frac{2}{k+1}} \bar{q} + \dots, \\ \frac{p_2}{p_1} &\cong \frac{k}{k+1} \left( \frac{v}{a_1} \right) + \dots = 2k\bar{q} + \dots, \\ \frac{\rho_1}{\rho_2} &\cong \frac{k}{k+1} + \dots, \\ \frac{T_2}{T_1} &= \left( \frac{a_2}{a_1} \right)^2 \approx \left( \frac{k}{k+1} \right)^2 \left( \frac{v}{a_1} \right)^2 + \dots = \frac{2k^2}{k+1} \bar{q} + \dots, \\ \frac{v}{a_1} &\approx \pm \sqrt{2(k+1)\bar{q}}. \end{aligned} \quad (15)$$

При выводе формул (15) было учтено, что состояние волн детонации находится вблизи точки Чепмена-Жуге. В противном случае уравнения (15) содержали бы еще один член. Верхний знак в первой и последней формуле (15) соответствует волнам детонации, идущим вправо, а нижний знак — перемещающимся влево.

В стационарном случае, равно как и в скачках уплотнения, плотность в сильных волнах детонации не может принимать любые значения. Она независимо от подводимого количества теплоты стремится к определенному значению, которое, однако, в пределе не совпадает со значением плотности при сильном скачке уплотнения.

### НЕСТАЦИОНАРНЫЙ СКАЧОК УПЛОТНЕНИЯ

При скорости фронта реакции  $v$ , большей скорости звука  $a_1$  и бесконечно малом подводе теплоты формулы (11) с нижним знаком превращаются в равенства  $p_2 = p_1$ ,  $\rho_2 = \rho_1$  и т. д., а с верхним знаком они переходят в соотношения нестационарного скачка уплотнения:

$$\frac{\Delta u_S}{a_1} = \frac{u_2}{a_1} - \frac{u_1}{a_1} = \frac{2}{k+1} \frac{a_1}{U} \left[ \left( \frac{U}{a_1} \right)^2 - 1 \right],$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2k}{k+1} \left[ \left( \frac{U}{a_1} \right)^2 - 1 \right], \quad (16)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left( \frac{a_1}{U} \right)^2 \left\{ 1 + \frac{k-1}{k+1} \left[ \left( \frac{U}{a_1} \right)^2 - 1 \right] \right\},$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{a_2}{a_1} \right)^2 = \frac{p_2}{p_1} \frac{\rho_1}{\rho_2},$$

где скорость фронта реакции  $v$  формально заменена на скорость фронта скачка уплотнения  $U$ .

Для слабых волн давления, для которых  $(p_2/p_1 - 1) \ll 1$ , или, что то же,  $(U/a_1 - 1) \ll 1$ , пренебрегая квадратичными членами, получаем:

$$\frac{\Delta u_S}{a_1} = \frac{u_2}{a_1} - \frac{u_1}{a_1} = \pm \frac{1}{k} \left( \frac{p_2}{p_1} - 1 \right) + \dots,$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = 1 - \frac{1}{k} \left( \frac{p_2}{p_1} - 1 \right) + \dots, \quad (17)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{a_2}{a_1} \right)^2 = 1 + \frac{k-1}{k} \left( \frac{p_2}{p_1} - 1 \right) + \dots,$$

$$\frac{U}{a_1} = \pm \left[ 1 + \frac{k+1}{4k} \left( \frac{p_2}{p_1} - 1 \right) \right] + \dots$$

Верхний знак в (17) соответствует волне давления, перемещающейся вправо, а нижний соответствует волне — перемещающейся влево.

Для сильных скачков уплотнения из формул (16) вытекают следующие соотношения:

$$\frac{\Delta u_S}{a_1} = \frac{u_2}{a_1} - \frac{u_1}{a_1} = \pm \sqrt{\frac{2}{k(k+1)}} \frac{p_2}{p_1} + \dots,$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{k-1}{k+1} + \dots, \quad (18)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{a_2}{a_1} \right)^2 = \frac{k-1}{k+1} \frac{p_2}{p_1} + \dots,$$

имеющие место при  $U/a_1 \gg 1$ .

Таким образом, мы получили формулы, определяющие параметры газоздушных потоков при нестационарном течении как для слабых скачков уплотнения  $((U/a_1 - 1) \ll 1)$ , так и для сильных  $(U/a_1 \gg 1)$ .

## ВЫВОДЫ

1. На базе законов сохранения массы, импульсов и энергии получены формулы для параметров газоздушных потоков, движущихся по выработкам нестационарно.

2. Выполненный анализ полученных формул позволил установить, что если фронт реакции набегаёт на покоящуюся свежую смесь с постоянной сверхзвуковой скоростью, то продукты реакции движутся вслед за фронтом реакции. При дозвуковом фронте реакции продукты реакции и реакционный фронт движутся в противоположных направлениях. В этом состоит принципиальное различие между дозвуковым и сверхзвуковым фронтами реакции при нестационарном течении газоздушных потоков.

3. Показано, что если скорость распространения фронта реакции намного меньше скорости звука в негоревшей смеси, то формулы, определяющие параметры газоздушных потоков, могут быть линеаризованы, что существенно упрощает их структуру.

4. Получены формулы для вычисления параметров слабых и сильных скачков уплотнения в газоздушных потоках при их нестационарном течении.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Веселовский В.С., Алексеева Н.Д., Виноградова Л.П. Самовозгорание промышленных материалов. М.: Наука, 1964. 247 с.
2. 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.
3. Chanyshev A.I. A method to determine a body's thermal state // Journal of Mining Science. July 2012. Vol. 48. Issue 4. P. 660–668.
4. 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.
5. Черданцев С.В., Шлапаков П.А. Анализ состояния пылегазовоздушных смесей в атмосфере горных выработок вблизи очагов самонагрева // Безопасность труда в промышленности. 2019. № 10. С. 15–21.
6. 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.
7. Черданцев С.В., Ли Хи Ун, Филатов Ю.М., Шлапаков П.А. Анализ процесса горения микрогетерогенных пылегазовоздушных смесей в горных выработках // Безопасность труда в промышленности. 2017. № 11. С. 10–15.
8. 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. P. 339–346.
9. Черданцев С.В., Ли Хи Ун, Филатов Ю.М., Шлапаков П.А. Анализ процесса выгорания грубодисперсных пылегазовоздушных смесей, движущихся в воздушных потоках горных выработок // Химическая физика и мезоскопия. 2017. № 4. С. 513–523.
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. P. 295–300.
11. Glushkov D.O., Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Initiation of Combustion of a Gel-Like Condensed Substance by a Local Source of Limited Power // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. January 2017. Volume 90. Issue 1. P. 206–216.
12. Bartlma A. Gasdynamik der verbrennung. Deutsche forschungs and versuchsanstalt «Institut fur Reaktionskinetik». Stuttgart, 1975. 280 p.
13. Черданцев С.В., Шлапаков П.А., Шлапаков Е.А., Лебедев К.С., Ерастов А.Ю. Теплофизические и газодинамические условия протекания процессов дефлаграции и детонации в пылегазовоздушных потоках горных выработок вблизи очагов самонагрева // Химическая физика и мезоскопия. 2019. № 2. С. 179–189.
14. Овсянников Л.В. Лекции по основам газовой динамики. Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. 336 с.

---

**DOI: 10.25558/VOSTNII.2020.86.76.008**

**UDC 622.272:516.02**

© S. V. Cherdantsev, P.A. Shlapakov, S.I. Goloskokov, A. Yu. Erastov, S.A. Khaymin, V.V. Satonin, 2020

**S.V. CHERDANTSEV**

Doctor of Engineering Sciences,  
Chief Researcher  
JSC «NC VostNII», Kemerovo  
e-mail: svch01@yandex.ru

**P.A. SHLAPAKOV**

Candidate of Engineering Sciences,  
Head Of Laboratory  
JSC «NC VostNII», Kemerovo  
e-mail: shlapak1978@mail.ru

**S.I. GOLOSKOKOV**

Candidate of Engineering Sciences,  
Head Of Laboratory  
JSC «NC VostNII», Kemerovo  
e-mail: s.goloskokov@nc-vostnii.ru

**A.Yu. ERASTOV**

Senior Research Associate  
JSC «NC VostNII», Kemerovo  
e-mail: eractov\_a\_y@mail.ru

**S.A. KHAYMIN**

Senior Research Associate  
JSC «NC VostNII», Kemerovo  
e-mail: hsa007@mail.ru

**V.V. SATONIN**

Deputy Head Of Laboratory  
JSC «NC VostNII», Kemerovo  
e-mail: v.satonin@nc-vostnii.ru

**EQUATIONS OF NON-STATIONARY FLOW OF GAS-AIR FLOWS IN WORKINGS IN VICINITY OF SELF-HEATING CENTERS**

*The development of coal deposits by the underground method is inevitably accompanied by the manifestation of negative factors, the main of which are thermophysical and gas-dynamic processes in coal massifs and in the atmosphere of mining. The first of them are due to the tendency of coal to chemical oxidation processes, the result of which is the formation of self-heating centers in rock-coal clusters, which are thermal sources that lead to changes in the temperature fields of rocks and gas-air flows in workings. This significantly increases the tendency of gas and dust and gas-air mixtures to create deflagration and detonation processes in them, which is catastrophic in coal mines. The article discusses the non-stationary process of movement of gas-air mixtures in mine workings located near self-heating centers, which are heat supply zones. Based on the laws of preservation of mass, pulses and energy, formulas are obtained that characterize changes in parameters of gas-air flow crossing the heat supply zone. Some regularities of non-stationary flow of gas-air flows in mine workings were discovered.*

Keywords: MINE WORKINGS, NON-STATIONARY GAS-AIR FLOWS, SELF-HEATING CENTERS, HEAT SUPPLY ZONE, LAWS OF PRESERVATION OF MASS, PULSES AND ENERGY, ENTHALPY, MACH AND DAMKELER NUMBER, SEAL JUMPS.

## REFERENCES

1. Veselovsky V.S., Alekseeva N.D., Vinogradova L.P. Spontaneous combustion of industrial materials. Moscow: Nauka, 1964. 247 p. [In Russ.].
2. Zakharov E.I., Kachurin N.M., Malakhova D.D. The mechanism of the process of self-heating of coal and its transition to spontaneous combustion // *Izvestiya TulGU. Earth Sciences*. 2013. Issue 2. P. 42–50. [In Russ.].
3. Chanyshv A.I. A method to determine a body's thermal state // *Journal of Mining Science*. July 2012. Vol. 48. Issue 4. P. 660–668.
4. 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.
5. Cherdantsev S.V., Shlapakov P.A. Analysis of the state of dust-gas-air mixtures in the atmosphere of mine workings near the centers of self-heating // *Labor Safety in Industry [Bezopasnost truda v promyshlennosti]*. 2019. No. 10. P. 15–21. [In Russ.].
6. Cherdantsev S.V., Lee Hee Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A. Determination of the critical ignition temperature of microheterogeneous dust-gas-air mixtures in mine workings // *Mining information and analytical bulletin (scientific and technical journal) [Gornyy informatsionno-analiticheskiy byulleten (nauchno-tekhnicheskii zhurnal)]*. 2018. No. 1. P. 117–125. [In Russ.].
7. Cherdantsev S.V., Lee Hee Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A. Analysis of the combustion process of microheterogeneous dust-gas-air mixtures in mine workings // *Labor Safety in Industry [Bezopasnost truda v promyshlennosti]*. 2017. No. 11. P. 10–15. [In Russ.].
8. 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. Vol. 54. Issue 2. P. 339–346.
9. Cherdantsev S.V., Lee Hee Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A. Analysis of the burnout process of coarsely dispersed dust-gas-air mixtures moving in the air streams of mine workings // *Chemical Physics and Mesoscopy [Khimicheskaya fizika i mezoskopiya]*. 2017. No. 4. P. 513–523. [In Russ.].
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. P. 295–300.
11. Glushkov D.O., Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Initiation of Combustion of a Gel-Like Condensed Substance by a Local Source of Limited Power // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. January 2017. Vol. 90. Issue 1. P. 206–216.
12. Bartlma A. *Gasdynamik der verbrennung*. Deutsche forschungs and versuchsanstalt «Institut fur Reaktionskinetik». Stuttgart, 1975. 280 p.
13. Cherdantsev S.V., Shlapakov P.A., Shlapakov E.A., Lebedev K.S., Erastov A.Yu. Thermophysical and gas-dynamic conditions of deflagration and detonation processes in the dust-gas-air flows of mine workings near self-heating centers // *Chemical Physics and Mesoscopy [Khimicheskaya fizika i mezoskopiya]*. 2019. No. 2. P. 179–189. [In Russ.].
14. Ovsyannikov L.V. *Lectures on the basics of gas dynamics*. Moscow-Izhevsk: Institute of Computer Research, 2003. 336 p. [In Russ.].