ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ПРОТЕКАНИЯ ПРОЦЕССОВ ДЕФЛАГРАЦИИ И ДЕТОНАЦИИ В ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ ГОРНЫХ ВЫРАБОТОК ВБЛИЗИ ОЧАГОВ САМОНАГРЕВАНИЯ

ЧЕРДАНЦЕВ С. В., ШЛАПАКОВ П. А., ШЛАПАКОВ Е. А., ЛЕБЕДЕВ К. С., ЕРАСТОВ А. Ю.

АО «Научный центр ВостНИИ по промышленной и экологической безопасности в горной отрасли», 650002, г. Кемерово, ул. Институтская, 3

АННОТАЦИЯ. В статье обсуждаются газодинамические и теплофизические условия протекания различных режимов горения мелкодисперсных пылегазовоздушных смесей в атмосфере очистных горных выработок, имеющих зоны подвода теплоты от находящихся поблизости очагов самонагревания. На базе фундаментальных законов сохранения получены формулы характеризующие изменения скоростей, давлений, плотностей, пылегазовоздушного потока, пересекающего зону подвода теплоты. Построены графики, на базе которых обнаружены некоторые условия и закономерности протекания процесса горения пылегазовоздушных смесей в режимах дефлаграции и детонации.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: горные выработки, пылегазовоздушные смеси, очаги самонагревания, зона подвода теплоты, законы сохранения массы, импульсов и энергии, энтальпия, числа Маха и Дамклера, скачок уплотнения, детонация, дефлаграция.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы угольная отрасль регулярно испытывает проявления негативных факторов, существенно сдерживающих добычу угля подземным способом. Одними из этих факторов являются внезапные выбросы угля, пород и газа, горные удары и суфлярные выделения газа [1, 2].

К другим факторам относятся угольная пыль, образующаяся при работе горношахтного оборудования и очаги самонагревания угля, обусловленные химической кинетикой протекания реакций окисления угля и процессами тепломассопереноса.

Угольная пыль, взаимодействуя с атмосферой горных выработок, образует пылегазовоздушные смеси (ПГВС), способные к химическому реагированию [3, 4]. При наличии источников зажигания, возникающих, например, при коротких замыканиях или от трения работающих частей машин и инструментов, может произойти зажигание и горение ПГВС в режиме дефлаграции или детонации.

Очаги самонагревания, являющиеся тепловыми источниками с повышенной температурой, приводят к изменению температурного поля горных пород, окружающих очистные выработки [5 – 8]. Горные породы, обладая повышенной температурой, в свою очередь, передают теплоту в атмосферу горной выработки в её локальной области, которую будем называть зоной подвода теплоты.

В связи с повышенной температурой в зоне подвода теплоты существенно увеличивается предрасположенность ПГВС к химическому реагированию, в частности, к зажиганию и горению, о чем отмечено в работах [9, 10]. Авторы работы [11] теоретически и экспериментально исследовали процессы не только горения, но и детонации газозвушных и пылегазовоздушных смесей при различной концентрации пыли и разном стехиометрическом соотношении. Авторы работы [12] выявили склонность угольной пыли образовывать взрывчатую смесь в атмосфере горных выработок, а авторы [13] исследовали детонационное горение угольной пыли в метановоздушной смеси при небольшом содержании угольных частиц.

Здесь же мы обсудим некоторые условия протекания процессов дефлаграционного и детонационного горения ПГВС в очистных горных выработках в зависимости от газодинамической обстановки в первой и второй областях очистной выработки (рис. 1) и количества теплоты q , поступающего в атмосферу выработки из зоны подвода теплоты, обусловленной очагами самонагрева.

Рис. 1. Области течения ПГВС в горной выработке с подводом теплоты

Нам представляется, что эта задача является достаточно актуальной, а ее решение позволит выявить опасные и безопасные условия течения пылегазовоздушных смесей на выемочных участках угольных шахт.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Пусть от очага самонагрева к некоторой области очистной горной выработки по всему сечению подводится теплота (рис. 1). Состояние пылегазовоздушной смеси будем описывать её скоростью u , плотностью ρ , давлением p и температурой T по Кельвину, которые в первой области будем снабжать индексом 1, а во второй области – индексом 2. Найдем параметры смеси в области 2, если ее параметры в области 1 нам известны.

Решение задачи построим в рамках следующих допущений:

- 1) рассматриваются только мелкодисперсные пылегазовоздушные смеси, размеры которых не превышают 10^{-5} м, в силу чего смеси будем полагать однородной гомогенной средой;
- 2) будем полагать зону подвода теплоты узким фронтом, при переходе через который параметры смеси могут изменяться скачкообразно;
- 3) трением ПГВС на стенках выработки пренебрегаем и полагаем смесь по своим свойствам, близкую идеальному газу с постоянной удельной теплоемкостью;
- 4) течение ПГВС в очистной выработке считаем стационарным и одномерным, зависящим только от координаты, направленной вдоль выработки.

Поскольку течение смеси является стационарным, то анализ ее состояния в очистной выработке удобно выполнить на базе фундаментальных законов сохранения: массы, импульсов и энергии [14 – 16], выражающихся соответственно уравнением неразрывности

$$\rho_2 u_2 = \rho_1 u_1, \quad (1)$$

уравнением импульсов

$$p_2 + \rho_2 u_2^2 = p_1 + \rho_1 u_1^2, \quad (2)$$

уравнением энергии

$$\frac{u_2^2}{2} + i_2 = \frac{u_1^2}{2} + i_1 + q, \quad (3)$$

где энтальпии i_1, i_2 мы можем определить по формулам [16]

$$i_1 = \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1}, \quad i_2 = \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2}, \quad (4)$$

в которых $k = c_p/c_v$ – показатель адиабаты Пуассона, а c_p и c_v – удельные теплоемкости ПГВС соответственно при постоянном давлении и при постоянном объеме. Далее везде показатель адиабаты принят $k = 1,4$.

В силу формул (4) уравнение энергии (3) перепишем следующим образом

$$\frac{u_2^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2} = \frac{u_1^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} + q,$$

откуда найдем соотношение между квадратами скоростей

$$\frac{u_2^2}{u_1^2} = 1 + \frac{1}{u_1^2} \left[2q - \frac{2k}{k-1} \left(\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) \right]. \quad (5)$$

Далее из уравнений неразрывности и импульсов получим формулу

$$p_2 = p_1 + \rho_1 u_1^2 \left(1 - \frac{u_2}{u_1} \right), \quad (6)$$

с помощью которой, формула (3) преобразуется к виду

$$\left(\frac{u_2}{u_1} \right)^2 = 1 + \frac{2}{u_1^2} \left[q - \frac{a_1^2}{k-1} \left(1 - \frac{u_2}{u_1} \right) \left(M_1^2 \frac{u_2}{u_1} - 1 \right) \right], \quad (7)$$

где a_1 – скорость звука в области 1, определяемая по формуле [15, 16]

$$a_1 = \sqrt{k \frac{p_1}{\rho_1}}. \quad (8)$$

Учтем, что энтальпию смеси мы можем выразить по формуле [16]

$$i_1 = \frac{a_1^2}{k-1} = c_p T_1 \quad (9)$$

и поэтому формулу (7) приведем к квадратному уравнению

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

корнями которого являются

$$\bar{u}_2 = 1 - \frac{1}{(k+1)M_1^2} \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q}} \right], \quad (10)$$

где $M_1 = u_1 / a_1$ – число Маха в области 1, $\bar{u}_2 = u_2 / u_1$, $\bar{q}$ – число Дамкелера, определяемое по формуле [14]

$$\bar{q} = \frac{q}{c_p T_1},$$

представляющее собой безразмерную величину подводимой теплоты.

Анализируя формулу (10), отметим, что при положительном подводе теплоты $\bar{q} > 0$ и числе Маха $M_1 = 1$ относительная скорость $\bar{u}_2$ не является вещественным числом, поскольку подкоренное выражение

$$(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q} < 0.$$

Следовательно, скорость $\bar{u}_2$ будет вещественным только в том случае, если число Дамкелера $\bar{q} < 0$, что означает не подвод тепла, а его отвод. Здесь возможны два варианта. Если принять в формуле (10) положительный знак, то при $k = 1,4$, $\bar{q} = -0,5$ относительная скорость $\bar{u}_2 = 0,355$. Если же в формуле (10) будет отрицательный знак, то $\bar{u}_2 = 1,645$ и, следовательно, в этом случае имеет место разгон смеси до сверхзвуковой скорости.

Далее из уравнения неразрывности (1) вытекает соотношение

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(k+1)M_1^2}{(k+1)M_1^2 - \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q}} \right]}. \quad (11)$$

Преобразовав формулу (6) к виду

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + kM_1^2 \left(1 - \frac{u_2}{u_1} \right),$$

и учитывая (10), получим соотношение между давлениями

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{k}{k+1} \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q}} \right]. \quad (12)$$

И, наконец, определим число Маха M_2 в области 2. Для этого преобразуем формулу $M_2 = u_2 / a_2$, определяющую число Маха к виду

$$M_2 = \frac{u_2}{a_2} = \frac{u_2}{a_2} \cdot \frac{u_1}{u_1} \cdot \frac{a_1}{a_1} = \frac{u_2}{u_1} \frac{a_1}{a_2} M_1$$

и учитывая формулу (8) получим соотношение

$$M_2 = \sqrt{\frac{u_2}{u_1} \frac{p_1}{p_2}} \cdot M_1,$$

которое, в силу формул (10) и (12) приводится к виду

$$M_2 = \sqrt{\frac{M_1^2 - \frac{1}{k+1} \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q}} \right]}{1 + \frac{k}{k+1} \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q}} \right]}}. \quad (13)$$

Формулы (10) – (13), выражают зависимости между скоростями, плотностями, давлениями и числами Маха, в которых число Маха M_1 является независимой переменной, а число Дамкелера – параметром.

Для дальнейших рассуждений нам необходимо установить связь между давлением и плотностью пылегазовоздушной смеси. Для этой цели приведем формулу (6) с помощью уравнения (1) к виду

$$p_2 - p_1 = \frac{\rho_1}{\rho_2} u_1^2 (\rho_2 - \rho_1), \quad (14)$$

откуда получим

$$u_1^2 = \frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1} \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad (15)$$

и вновь с помощью уравнения (1) найдем

$$u_2^2 = \frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2}. \quad (16)$$

Подставив формулы (15) и (16) в уравнение энергии (3), получим равенство

$$i_2 - i_1 = q + \frac{1}{2} \cdot \frac{(\rho_2 + \rho_1)}{\rho_1 \rho_2} (p_2 - p_1), \quad (17)$$

которое с помощью формул (4) и (9) приведем к виду

$$\frac{2k}{k-1} \left(\frac{p_2}{p_1} \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \right) = \frac{2qk}{c_p T_1 (k-1)} + \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right), \quad (18)$$

а после преобразования (18) получим формулу

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\frac{k+1}{k-1} \frac{\rho_1}{\rho_2} + \frac{2k}{k-1} \bar{q}}{\frac{k+1}{k-1} \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1}, \quad (19)$$

выражающую связь между давлениями и плотностями пылегазовоздушной смеси в различных областях выработки. Если $\bar{q} = 0$, то формула (19) превращается в формулу адиабаты Гюгонио [15, 16].

Учитывая, что плотности и удельные объемы связаны между собой соотношениями $\rho_1 = 1/V_1$, $\rho_2 = 1/V_2$, приведем равенство (19) к более удобному виду

$$\bar{p}_2 = \frac{\frac{k+1}{k-1} - \bar{V}_2 + \frac{2k}{k-1} \cdot \bar{q}}{\frac{k+1}{k-1} \cdot \bar{V}_2 - 1}, \quad (20)$$

где относительное давление $\bar{p}_2$ и относительный удельный объем $\bar{V}_2$ определяются по формулам

$$\bar{p}_2 = p_2 / p_1, \quad \bar{V}_2 = V_2 / V_1. \quad (21)$$

Формула (20) определяет возможные параметры $\bar{p}_2$ и $\bar{V}_2$ смеси, которые могут быть получены из некоторого исходного термодинамического состояния, давление p_1 и удельный объем V_1 которого известны.

Однако заметим, что искомые параметры $\bar{p}_2$ и $\bar{V}_2$ должны удовлетворять дополнительному условию, которые мы получим из равенства (14), преобразовав его к виду

$$\frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2} = \rho_1^2 u_1^2. \quad (22)$$

Так как величина $\rho_1^2 u_1^2 > 0$, то левая часть равенства (22) также положительна и, следовательно, мы пришли к неравенству

$$\frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2} > 0, \quad (23)$$

которое имеет место только тогда, когда

$$p_2 - p_1 > 0, \quad V_1 - V_2 > 0 \quad \text{или} \quad p_2 - p_1 < 0, \quad V_1 - V_2 < 0. \quad (24)$$

Первые два неравенства (24) означают наличие скачка уплотнения, поскольку давление за фронтом скачка уплотнения p_2 больше, чем перед фронтом p_1 , т.е. $p_2 > p_1$, а удельный объем V_2 , наоборот, меньше V_1 . Вторые два неравенства, показывают наличие волны разрежения, поскольку из неравенств следует, что $p_2 < p_1$, а $V_2 > V_1$. Следовательно, сочетания значений $\bar{p}_2$ и $\bar{V}_2$, полученных из формулы (20) и не удовлетворяющих неравенству (23) мы должны исключить из рассмотрения.

По формуле (20) построены графики функции $\bar{p}_2(\bar{V}_2)$, характеризующие возможные термодинамические состояния, которые могут быть достигнуты при определенном подводе теплоты $\bar{q}$ (рис. 2).

На графиках пунктирными линиями показаны интервалы значений $\bar{p}_2$ и $\bar{V}_2$, которые не удовлетворяют условию (23) и, следовательно, на этих интервалах имеет место нестационарное течение ПГВС.

АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализируя графики (рис. 2), отметим, во-первых, с возрастанием числа Дамкелера, характеризующего подвод теплоты, графики смещаются в сторону больших $\bar{q}$. Во-вторых, чем больше число Дамкелера, тем длиннее пунктирные участки $A_i B_i$ на графиках, значения $\bar{p}_2$, $\bar{V}_2$, на которых не удовлетворяют условию (23). Следовательно, все графики, для которых число Дамкелера $\bar{q} \neq 0$ состоят из двух ветвей, разделенных пунктирными линиями.

Чтобы выявить термодинамические и механические условия на каждой из ветвей, преобразуем формулу (22) сначала к равенству

$$\bar{p}_2 = 1 + k M_1^2 (1 - \bar{V}_2), \quad (25)$$

выражающему линейную связь давления и удельного объема, а затем к формуле

$$\frac{\bar{p}_2 - 1}{1 - \bar{V}_2} = kM_1^2. \quad (26)$$

Анализ формулы (26) позволяет сделать следующие заключения. На верхней ветви гиперболы $\bar{p}_2 > 1$, $\bar{V}_2 < 1$ и поэтому из (26) вытекает, что $M_1 > 1$. На нижней ветви $\bar{p}_2 < 1$, $\bar{V}_2 > 1$ и поэтому $M_1 < 1$.

Таким образом, мы пришли к выводу, что движение пылегазовоздушной смеси распадается на сверхзвуковое течение ($M_1 > 1$), и дозвуковое ($M_1 < 1$).

Рис. 2. Графики зависимостей давления $\bar{p}_2$ от удельного объема $\bar{V}_2$ пылегазовоздушной смеси для ряда чисел Дамкелера $\bar{q}$

Продолжая анализ графиков (рис. 2), замечаем, что при сверхзвуковом течении ($M_1 > 1$) пылегазовоздушной смеси ее давление $\bar{p}_2$ и $\bar{p}_2$ всегда возрастают, а удельный объем $\bar{V}_2$ уменьшается. Наоборот, при дозвуковом течении смеси ($M_1 < 1$), давление и плотность всегда уменьшаются, а удельный объем возрастает. В этом заключается принципиальное различие между сверхзвуковым и дозвуковым подводами теплоты.

В общем случае при заданном числе Маха M_1 для определения параметров смеси следует воспользоваться формулами (10) — (13), каждая из которых дает два значения параметра смеси. Исходя из сказанного, рассмотрим более подробно определение параметров смеси и выполним анализ ее состояния для числа Дамкелера $\bar{q} = 0,5$. Анализ начнем с анализа параметров смеси в точке B_3 (рис. 3).

Из графика видно, что в точке $\bar{V}_2 = 1$, а давление мы определим по формуле (20)

$$\bar{p}_{2(B_3)} = \frac{\frac{k+1}{k-1} - 1 + \frac{2k}{k-1} \cdot \bar{q}}{\frac{k+1}{k-1} \cdot 1 - 1} = 1 + k \cdot \bar{q}. \quad (27)$$

Далее мы определим число Маха M_1 из равенства (10), поскольку $u_2/u_1 = \rho_1/\rho_2 = V_2/V_1 = \bar{V}_2$. Так как $\bar{V}_2 = 1$, то (10) приводится к равенству

$$1 \pm \sqrt{1 - 2 \frac{(k+1)M_1^2 \cdot \bar{q}}{(M_1^2 - 1)^2}} = 0, \quad (28)$$

которое тождественно удовлетворяется либо при $M_1 \rightarrow \infty$ или $M_1 = 0$, причем только тогда, когда в равенстве (28) будет знак минус. Поскольку точка B_3 находится в сверхзвуковой области, то число Маха M_1 не может быть равным нулю, поэтому $M_1 \rightarrow \infty$, что означает бесконечно большую скорость u_1 . Следовательно, при параметрах смеси, соответствующих точке B_3 не может происходить процесс дефлаграции, т.е. медленного горения.

Рис. 3. К анализу газодинамических условий различных режимов горения пылегазовоздушной смеси в атмосфере горной выработки

Далее найдем параметры смеси в точке A_3 , в которой $\bar{p}_2 = 1$, а удельный объем найдем по формуле (20)

$$\bar{V}_2|_{\bar{p}_2=1} = 1 + \bar{q}. \quad (29)$$

Число M_1 находим по формуле (12), которое при $\bar{p}_2 = 1$ приводится к равенству

$$1 \pm \sqrt{1 - \frac{2(k+1)M_1^2 \cdot \bar{q}}{(M_1^2 - 1)^2}} = 0,$$

совпадающему с равенством (28), которое справедливо при $M_1 \rightarrow \infty$ или $M_1 = 0$ и при условии, что учитывается знак минус. Поскольку точка A_3 находится в дозвуковой области, то единственным значением числа Маха является $M_1 = 0$ и, следовательно, $u_1 \approx 0$. Это значит, что при параметрах смеси $\bar{p}_2 = 1$, $\bar{V}_2 = 1 + \bar{q}$ имеет место процесс дефлаграции, т.е. медленного горения, при котором скорость смеси $u_1 \approx 0$.

В описании состояния пылегазовоздушной смеси точки C и J (рис. 3), являющимися точками касания прямой (25) к графику функции (20), имеют особое значение. Координаты этих точек мы найдем из уравнения

$$\frac{k+1}{k-1} - \bar{V}_2 + \frac{2k}{k-1} \cdot \bar{q} = \left[1 + kM_1^2(1 - \bar{V}_2) \right] \left(\frac{k+1}{k-1} \cdot \bar{V}_2 - 1 \right), \quad (30)$$

образованного приравниванием правых частей формул (20) и (25).

Выполнив в (30) преобразования, получим квадратное уравнение

$$\bar{V}_2^2 - b \cdot \bar{V}_2 + c = 0, \quad (31)$$

в котором коэффициенты b и c равны

$$b = \frac{2(1 + kM_1^2)}{M_1^2(k+1)}, \quad c = \frac{2(\bar{q} + 1) + M_1^2(k-1)}{M_1^2(k+1)},$$

а корни определяются по формулам

$$\bar{V}_2 = \frac{(1 + kM_1^2)}{M_1^2(k+1)} \pm \sqrt{\frac{(1 + kM_1^2)^2}{[M_1^2(k+1)]^2} - \frac{2(\bar{q} + 1) + M_1^2(k-1)}{M_1^2(k+1)}}. \quad (32)$$

Поскольку точка касания определена единственным образом, то величина $\bar{V}_2$ имеет единственное значение, если выражение под знаком радикалом равно нулю:

$$\frac{(1 + kM_1^2)^2}{[M_1^2(k+1)]^2} - \frac{2(\bar{q} + 1) + M_1^2(k-1)}{M_1^2(k+1)} = 0, \quad (33)$$

в силу чего искомую величину найдем по формуле

$$\bar{V}_2 = \frac{(1 + kM_1^2)}{M_1^2(k+1)}, \quad (34)$$

а неизвестное число Маха M_1 определим из уравнения

$$(1 + kM_1^2)^2 - [2(\bar{q} + 1) + M_1^2(k-1)]M_1^2(k+1) = 0, \quad (35)$$

вытекающего из (33).

Корни уравнения (35) отыскиваем по формуле

$$M_1 = \sqrt{1 + \bar{q}(k+1)} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{2}{\bar{q}(k+1)}} \right), \quad (36)$$

которые при $\bar{q} = 0,5$ и $k = 1,4$ равны $M_{1(C)} = 2,04$; $M_{1(J)} = 0,49$. Далее по формуле (34) определяем $\bar{V}_{2(C)} = 0,684$, $\bar{V}_{2(J)} = 2,316$ и соответствующие им значения давления по формуле (20): $\bar{p}_{2(C)} = 2,843$, $\bar{p}_{2(J)} = 0,557$. Полученные значения показаны на рис. 3.

Подставляя поочередно найденные значения $M_{1(C)}$ и $M_{1(J)}$ в формулу (13) и учитывая в ней сначала знак «плюс», а затем «минус», получаем $M_2 = 1$. Таким образом, пылегазовоздушная смесь с параметрами $\bar{q} = 0,5$, $k = 1,4$, $M_{1(C)} = 2,04$ и $M_{1(J)} = 0,49$, соответствующими точкам C и J (рис. 3), движется за фронтом реакции со скоростью, равной местной скорости звука. Точки C и J называют соответственно верхней и нижней точками Чепмена – Жуге [14].

Найдем в точках C_1 и C_2 , находящихся в окрестности точки C (рис. 3), число Маха M_1 . Относительные давления в этих точках равны $\bar{p}_{2(C_1)} = 3,0$; $\bar{p}_{2(C_2)} = 2,5$. Подставляя в формулу (12) сначала $\bar{p}_{2(C_1)}$, а затем $\bar{p}_{2(C_2)}$, получаем два уравнения

$$\bar{p}_{2(C_1)} = 1 + \frac{k}{k+1} \left[(M_{1(C_1)}^2 - 1) + \sqrt{(M_{1(C_1)}^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_{1(C_1)}^2 \bar{q}} \right], \quad (37)$$

$$\bar{p}_{2(C_2)} = 1 + \frac{k}{k+1} \left[(M_{1(C_2)}^2 - 1) - \sqrt{(M_{1(C_2)}^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_{1(C_2)}^2 \bar{q}} \right], \quad (38)$$

каждое из которых имеет только один вещественный корень: $M_{1(C_1)} = 2,044$, $M_{1(C_2)} = 2,07$. При этом в уравнении (37) принят знак плюс, а в уравнении (38) – минус. В противном случае эти уравнения не имеют вещественных корней.

Сопоставляя полученные результаты, мы замечаем, что в точке C число Маха M_1 является минимальным, т.е. $M_{1(C)} = M_{1,\min} = 2,04$ на сверхзвуковой ветви графика (рис. 3), и это является еще одной особенностью параметров смеси в точке C .

Найдем число Маха M_2 за фронтом реакции в точке C_1 , используя формулу (13). Подставляя в нее значение $M_{1(C_1)} = 2,044$, получим $M_{2(C_1)} = 0,954$. Для точек, лежащих еще выше точки C_1 , число Маха M_2 уменьшается. Таким образом, движение смеси за фронтом реакции на сверхзвуковой ветви выше точки C является дозвуковым.

Из сказанного легко понять, что перед фронтом реакции в сверхзвуковой области возникает адиабатный скачок уплотнения, который способен вызвать быстропотекающую химическую реакцию в форме детонации. Процесс химического реагирования в точке C можно считать предельным случаем.

Подставляя в формулу (13) значение $M_{1(C_2)} = 2,07$, получим $M_{2(C_2)} = 1,133$. Для точек, лежащих ниже C_2 число Маха M_2 увеличивается. Таким образом, на отрезке B_3C графика за фронтом реакции существует сверхзвуковая скорость. И поэтому на этом отрезке имеет место либо безударный подвод теплоты в условиях сверхзвукового горения, либо может появиться скачок конденсации, в котором спонтанно выделяется теплота.

Выполняя аналогичные вычисления в точках J_1 и J_2 , находящихся в окрестности точки J , найдем $M_{1(J_1)} = 0,455$, $M_{1(J_2)} = 0,488$. Следовательно, в точке J число Маха M_1 является максимальным $M_{1(C)} = M_{1,\max} = 0,49$ на дозвуковой ветви ($M_1 < 1$) графика (рис. 3). А числа Маха за фронтом реакции, полученные по формуле (13) соответственно равны $M_{2(J_1)} = 0,718$, $M_{2(J_2)} = 1,092$ и поэтому течение смеси за фронтом реакции в точках J_1 дозвуковое, а в точке J_2 сверхзвуковое. Следовательно, на участке $J - A_3$ химическая реакция протекает в форме нормального горения (дефлаграции), что особенно характерно для точки A_3 , в которой $M_1 = 0$, $\bar{p}_2 = 1$. А на участке $J - J_2$ смесь за фронтом реакции ускоряется до сверхзвуковой скорости. Поскольку $M_1 < 1$, а $M_2 > 1$, то $u_2 > u_1$ и, следовательно, на этом участке графика должна иметь место волна разрежения. Однако этого не происходит, поскольку энтропия на участке $J - J_2$ уменьшается, что противоречит второму закону термодинамики и, следовательно, в этих условиях протекание химической реакции невозможно. Поэтому весь участок адиабаты Гюгонио ниже точки J должен быть исключен из рассмотрения.

Таким образом, мы обсудили возможные сценарии протекания химической реакции в пылегазовоздушной смеси, движущейся по горным выработкам вблизи от очагов самонагрева.

ВЫВОДЫ

Получены формулы и построены графики, определяющие состояние пылегазовоздушной смеси, пересекающей зону подвода теплоты, по изменениям чисел Маха, давлений, плотностей.

Анализ полученных формул и графиков показал:

- чем больше число Дамкелера, характеризующее подвод теплоты, тем длиннее участки на графиках изменения относительного давления смеси от ее удельного объема, на которых не удовлетворяются условия стационарного течения смесей;

- в зависимости от газодинамических условий стационарного течения пылегазовоздушных смесей существуют четыре возможных варианта протекания химической реакции горения:

- а) на фронте химической реакции число Маха $M_1 > 1$, а за фронтом оно $M_2 < 1$, что обуславливает появление сильного скачка уплотнения и переход реакции в режим детонации;

б) если на фронте и за фронтом реакции числа Маха $M_1 > 1$, $M_2 > 1$, то имеет место либо безударный подвод теплоты в условиях сверхзвукового горения смеси, либо появляется скачок конденсации, в котором спонтанно выделяется теплота;

в) на фронте и за фронтом реакции числа Маха $M_1 < 1$, $M_2 < 1$ и поэтому реакция протекает в форме дефлаграции, т.е. нормального горения;

г) если на фронте реакции число Маха $M_1 < 1$, а за фронтом $M_2 > 1$, то энтропия смеси уменьшается, что противоречит второму закону термодинамики и поэтому в этих условиях протекание любой химической реакции невозможно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Большинский М. И., Лысыков Б. А., Каплюхин А. А. Газодинамические явления в шахтах. Севастополь: Вебер, 2003. 284 с.
2. Черданцев Н. В., Черданцев С. В., Ли Хи Ун, Филатов Ю. М., Шлапак П. А., Лебедев К. С. Об одном подходе к описанию суффлярных выделений газа из резервуаров угольного массива в горные выработки // Безопасность труда в промышленности. 2017. № 3. С. 45-52.
3. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. 502 с.
4. Канторович Б. В. Основы теории горения и газификации твердого топлива. М.: Книга по Требованию, 2013. 600 с.
5. Чанышев А. И. Об одном методе определения теплового состояния среды // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2012. № 4. С. 83-93.
6. Опарин В. Н., Киряева Т. А., Гаврилов В. Ю., Танашев Ю. Ю., Болотов В. А. К проблеме возникновения очаговых зон подземных пожаров // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2016. № 3. С. 155-175.
7. Курленя М. В., Скрицкий В. А. Взрывы метана на высокопроизводительных участках угольных шахт и причины их возникновения // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2017. № 5. С. 71-78.
8. 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 zone // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, 2018, vol. 206, iss. 1, p. 012006.
9. Черданцев С. В., Ли Х. У., Филатов Ю. М., Ботвенко Д. В., Шлапак П. А., Колыхалов В. В. Горение мелкодисперсных пылегазовоздушных смесей в атмосфере горных выработок // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. 2018. Т. 54, № 2. С. 172-180.
10. Черданцев С. В., Ли Хи Ун, Филатов Ю. М., Шлапак П. А. Анализ процесса выгорания грубодисперсных пылегазовоздушных смесей, движущихся в воздушных потоках горных выработок // Химическая физика и мезоскопия. 2017. Т. 19, № 4. С. 513-523.
11. Васильев А. А., Васильев В. А. Расчетные и экспериментальные параметры горения и детонации смесей на основе метана и угольной пыли // Вестник Научного центра по безопасности работ в угольной промышленности. 2016. № 2. С. 8-39.
12. Амелчугов С. П., Быков В. И., Цыбенкова С. Б. Самовозгорание пыли бурого угля. Эксперимент, определение кинетических параметров и численное моделирование // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 3. С. 48-54.
13. Левин В. А., Туник Ю. В. Иницирование детонационного горения угольной пыли в метановоздушной смеси // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 1. С. 3-8.
14. Бартльме Ф. Газодинамика горения / пер. с нем. А.М. Куршакова, под ред. М.Е. Дейча. М.: Энергоиздат, 1981. 280 с.
15. Овсянников Л. В. Лекции по основам газовой динамики. М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. 336 с.
16. Рахматулин Х. А., Сагомоян А. Я., Бунимович А. И., Зверев И. Н. Газовая динамика. М.: Высшая школа, 1965. 723 с.

THERMOPHYSICAL AND GAS-DYNAMIC CONDITIONS OF DEFLAGRATION AND DETONATION PROCESSES IN DUST-GAS-AIR FLOWS OF MINE WORKINGS NEAR THE CENTERS OF SELF-HEATING

Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A., Shlapakov E. A., Lebedev K. S., Erastov A. Yu.

JSC «Scientific Centre VostNII for Industrial and Environmental Safety in Mining Industry», Kemerovo, Russia

SUMMARY. With increasing intensification of mining operations and their transition to new, deeper horizons, cases of manifestations of negative factors that significantly constrain coal mining by underground method have become more frequent. Some of these factors are different for gas - and geodynamic processes: sudden outbursts of coal, rock and gas, mining strikes and soufflerie gas is formed. Other negative factors are caused by the presence of dust-gas-air mixtures capable of chemical reaction, and self-heating centers, which are the thermal sources that lead not only to changes in the temperature field of rocks surrounding the treatment workings, but also the atmosphere of the mine workings, which significantly increases the predisposition of dust-gas-air mixtures to ignition and combustion. The article discusses the gas-dynamic and thermophysical conditions of various regimes of combustion of fine dust-gas-air mixtures in the atmosphere of mine workings with heat supply zones from the nearby centers of self-heating. On the basis of fundamental conservation laws, the formulas characterizing the changes in velocities, pressures, densities, dust and air flow crossing the heat supply zone are obtained. The graphs on the basis of which some conditions and regularities of the combustion process of dust-gas-air mixtures in the modes of deflagration and detonation are found are constructed.

KEYWORDS: mountain development, dust-Laden flue gas mixture, the centers of self-heating, the zone of heat supply, the laws of conservation of mass, momentum and energy, enthalpy, Mach number and Damkaer, shock wave, detonation, deflagration.

REFERENCES

1. Bol'shinskiy M. I., Lysikov B. A., Kaplyukhin A. A. *Gazodinamicheskie yavleniya v shakhtakh* [Gas Dynamic Phenomena in Mines. Sevastopol: Veber Publ., 2003. 284 p.
2. Cherdantsev N. V., Cherdantsev S. V., Li Khi Un, Filatov Yu. M., Shlapakov P. A., Lebedev K. S. Ob odnom podkhode k opisaniyu suflyarnykh vydeleniy gaza iz rezervuarov ugol'nogo massiva v gornye vyrabotki [About One Approach to the Description of Blow of Methane from the Coal Massif to the Mine Workings]. *Bezopasnost' truda v promyshlennosti* [Industrial Safety], 2017, no. 3, pp. 45-52. <https://doi.org/10.24000/0409-2961-2017-3-45-52>
3. Frank-Kamenetskiy D. A. *Diffuziya i teploperedacha v khimicheskoy kinetike* [Diffusion and heat transfer in chemical kinetics]. Moscow: Nauka Publ., 1987. 502 p.
4. Kantorovich B. V. *Osnovy teorii goreniya i gazifikatsii tverdogo topliva* [Fundamentals of theory of combustion and gasification of solid fuels]. Moscow: Kniga po Trebovaniyu Publ., 2013. 600 p.
5. Chanyshv A. I. A method to determine a body's thermal state. *Journal of Mining Science*, 2012, vol. 48, iss. 4, pp. 660-668. <https://doi.org/10.1134/S1062739148040107>
6. Oparin V. N., Kiryaeva T. A., Gavrilov V. Yu., Tanashev Yu. Yu., Bolotov V. A. Initiation of underground fire sources. *Journal of Mining Science*, 2016, vol. 52, iss. 3, pp. 576-592. <https://doi.org/10.1134/S1062739116030850>
7. 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, iss. 5, pp. 861-867. <https://doi.org/10.1134/S1062739117052886>
8. 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*, 2018, vol. 206, iss. 1, p. 012006. <https://doi.org/10.1088/1755-1315/206/1/012006>
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 Excavations. *Journal of Mining Science*, 2018, vol. 54, iss. 2, pp. 339-346. <https://doi.org/10.15372/FTPRPI20180219>
10. Cherdantsev S. V., Li Khi Un, Filatov Yu. M., Shlapakov P. A. Analiz protsessa vygoraniya grubodispersnykh pylegazovozdushnykh smesey, dvizhushchikhsya v vozdushnykh potokakh gornykh vyrabotok [Procedure analysis of burning out of the poor-dispersion dust-gas-air mixture moving in mine openings airflows]. *Khimicheskaya fizika i mezoskopiya* [Chemical Physics and Mesoscopy], 2017, vol. 19, no. 4, pp. 513-523.
11. Vasil'ev A. A., Vasil'ev V. A. Raschetnye i eksperimental'nye parametry goreniya i detonatsii smesey na osnove metana i ugol'noy pyli [Calculated and experimental parameters of combustion and detonation mixtures based on methane and coal dust]. *Vestnik Nauchnogo tsentra po bezopasnosti rabot v ugol'noy promyshlennosti* [Bulletin of Research Center for Safety in Coal Industry], 2016, № 2, pp. 8-39.
12. Amel'chugov 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*, 2002, vol. 38, no. 3, pp. 295-300. <https://doi.org/10.1023/A:1015649702447>
13. Levin V. A., Tunik Yu. V. Initiirovanie detonatsionnogo goreniya ugol'noy pyli v metanovozdushnoy smesi [Initiation of detonation combustion of coal dust in methane-air mixture]. *Fizika goreniya i vzryva* [Combustion, Explosion, and Shock Waves], 1987, vol. 23, no. 1, pp. 3-8.
14. Bartlma F. *Gasdynamik der Verbrennung*. Wien, New York. Springer-Verlag, 1975. 247 p.
15. Ovsyannikov L. V. *Leksii po osnovam gazovoy dinamiki* [Lectures on the basics of gas dynamics]. Moscow-Izhevsk: Institut komp'yuternykh issledovaniy Publ., 2003. 336 p.
16. Rakhmatulin Kh. A., Sagomonyan A. Ya., Bunimovich A. I., Zverev I. N. *Gazovaya dinamika* [The dynamics of gas]. Moscow: Vysshaya shkola Publ., 1965. 723 p.

Черданцев Сергей Васильевич, доктор технических наук, главный научный сотрудник, АО «НЦ ВостНИИ», тел. 89132965591, e-mail: svch01@yandex.ru

Шлапаков Павел Александрович, кандидат технических наук, заведующий лабораторией АО «НЦ ВостНИИ», тел. 89505795996, e-mail: shlapak1978@mail.ru

Шлапаков Евгений Александрович, научный сотрудник, АО «НЦ ВостНИИ», тел. 89235103721, e-mail: lairxx@ya.ru

Лебедев Кирилл Сергеевич, научный сотрудник, АО «НЦ ВостНИИ», тел. 89050774054, e-mail: lebedevks1987@yandex.ru

Ерастов Антон Юрьевич, старший научный сотрудник, АО «НЦ ВостНИИ», тел. 89505954008, e-mail: eractov_a_y@mail.ru