

Определение параметров и толщины фронта дефлаграционного процесса в газоздушных смесях горных выработок

DOI: <http://dx.doi.org/10.18796/0041-5790-2021-7-27-32>

В процессе работы очистных и проходческих комплексов на угольных шахтах образуется пыль, а из отбитого угля выделяется метан. Смешиваясь с воздушными потоками в атмосфере горных выработок метан и пыль образуют газо- и пылегазовоздушные смеси, которые предрасположены к химическому реагированию, проявляющемуся в форме дефлаграции или детонации, что в условиях угольных шахт может привести к очень серьезным авариям. В данной работе рассматривается некоторый гипотетический дефлаграционный процесс в газоздушной смеси горной выработки. Найдены параметры смеси за фронтом химической реакции и вычислена его толщина. Построены графики зависимости параметров смеси от безразмерной координаты в пределах толщины фронта и выявлены закономерности распределения параметров газоздушной смеси по толщине фронта.

Ключевые слова: горные выработки, газоздушные смеси, законы сохранения массы, импульсов и энергии, показатель адиабаты Пуассона, числа Маха и Дамкелера, законы Аррениуса и Менделеева – Клапейрона.

Для цитирования: Определение параметров и толщины фронта дефлаграционного процесса в газоздушных смесях горных выработок / С.В. Черданцев, П.А. Шлапаков, С.И. Голоскоков и др. // Уголь. 2021. № 7. С. 27-32. DOI: 10.18796/0041-5790-2021-7-27-32.

ВВЕДЕНИЕ

Процесс эксплуатации угольных шахт, как правило, сопровождается проявлением негативных факторов, существенно снижающих безопасность горных работ. К этим факторам относятся внезапные выбросы, суфлярные выделения газа [1, 2, 3, 4] и теплофизические процессы, обусловленные наличием газо- и пылегазовоздушных смесей, которые предрасположены к процессам дефлаграции [5, 6] и детонации [7, 8, 9].

Дефлаграция возникает при наличии горючей смеси и источника зажигания. Детонация же возникает, как правило, на фронте ударной волны, в котором параметры смеси скачкообразно увеличиваются и, тем самым, инициируют быстротекущую химическую реакцию, в результате которой выделяется огромная энергия, обеспечивающая стационарное протекание детонационного процес-



ЧЕРДАНЦЕВ С.В.

Доктор техн. наук,
главный научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ»,
650002, г. Кемерово, Россия,
e-mail: svch01@yandex.ru



ШЛАПАКОВ П.А.

Канд. техн. наук,
заведующий лабораторией
АО «НЦ ВостНИИ»,
650002, г. Кемерово, Россия,
e-mail: shlapak1978@mail.ru



ГОЛОСКОКОВ С.И.

Канд. техн. наук,
заведующий лабораторией
АО «НЦ ВостНИИ»,
650002, г. Кемерово, Россия,
e-mail: s.golosokov@nc-vostnii.ru



БАТРАКОВ Д.Н.

Заведующий лабораторией
АО «НЦ ВостНИИ»,
650002, г. Кемерово, Россия,
e-mail: vostnii-bvr@yandex.ru



КОЛЫХАЛОВ В.В.

Заместитель
заведующего лабораторией
АО «НЦ ВостНИИ»,
650002, г. Кемерово, Россия,
e-mail: x77kem@mail.ru

са. В рамках модели идеальной детонации толщина детонационной волны считается бесконечно малой величиной [10, 11], что имеет место в том случае, если толщина ударной волны, инициирующей детонацию, соответствует средней длине свободного пробега молекул. В результате протекания химической реакции теплота выделяется полностью и практически мгновенно за скачком уплотнения. Это, в свою очередь, приводит к бесконечно большой скорости реакции [10, 11].

Для разработки более корректной модели детонации следует учесть, что за скачком уплотнения ширина зоны реакции является конечной величиной, в которой скорость химической реакции также конечна. Поэтому здесь мы обсудим теплофизическую модель, в которой время и скорость протекания химической реакции являются конечными величинами. Это значит, что химическая реакция, начавшаяся на фронте реакции при относительной концентрации газовой смеси $\omega = 1$, будет продолжаться за фронтом до тех пор, пока концентрация ω не уменьшится до нуля.

Таким образом, концентрация смеси является переменной величиной и принадлежит отрезку $\omega \in [0, 1]$. Исходя из сказанного, нам необходимо учесть, что на линии фронта химической реакции ее теплота равна q , а за линией фронта в результате начавшейся реакции смесь уже частично прореагировала, и поэтому ее концентрация $\omega < 1$ и, следовательно, теплота составит величину $\omega \cdot q$. К сказанному добавим, что газоздушную смесь мы будем моделировать идеальным газом с постоянной удельной теплоемкостью, а теплофизический процесс в смеси будем полагать стационарным.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Теплофизические условия протекания химических реакций в газоздушных смесях могут быть выявлены с помощью:

- уравнения неразрывности [12]: $\rho u = \rho_1 u_1$; (1)
- уравнения импульсов: $p + \rho u^2 = p_1 + \rho_1 u_1^2$; (2)
- уравнения энергии: $\frac{u^2}{2} + i + \omega \cdot q = \frac{u_1^2}{2} + i_1 + q$, (3)

образующих систему фундаментальных уравнений, в которых плотность ρ , скорость u , давление p и энтальпия i являются параметрами газоздушной смеси перед фронтом реакции. Величины ρ, u, p, i представляют собой текущие параметры газоздушной смеси за фронтом реакции; q – выделяемая в процессе химической реакции теплота в единице массы смеси.

Энтальпию i_1, i в уравнении (3) удобно определить по формулам [13]:

$$i_1 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_1}{\rho_1}, i = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}, \tag{4}$$

в которых g – показатель адиабаты Пуассона.

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

$$\frac{u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \omega \cdot q = \frac{u_1^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_1}{\rho_1} + q. \tag{5}$$

Отсюда найдем следующее соотношение:

$$\frac{u^2}{u_1^2} = 1 + \frac{1}{u_1^2} \left[2q(1 - \omega) - \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p}{\rho} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) \right]. \tag{6}$$

Далее из уравнений неразрывности и импульсов получим формулу:

$$p = p_1 + \rho_1 u_1^2 \left(1 - \frac{u}{u_1} \right), \tag{7}$$

с помощью которой, равенство (6) преобразуется к виду:

$$\left(\frac{u}{u_1} \right)^2 = 1 + \frac{2}{u_1^2} \left[q(1 - \omega) - \frac{a_1^2}{\gamma - 1} \left(1 - \frac{u}{u_1} \right) \left(M_1^2 \frac{u}{u_1} - 1 \right) \right], \tag{8}$$

где скорость звука a_1 и число Маха в области 1, определяются по формуле [14]:

$$a_1 = \sqrt{\gamma \frac{p_1}{\rho_1}}, M_1 = \frac{u_1}{a_1}. \tag{9}$$

Энтальпию смеси, кроме формулы (4), мы можем определить также по формуле [12, 13]:

$$i_1 = \frac{a_1^2}{\gamma - 1} = c_p T_{1v}, \tag{10}$$

где c_p – теплоемкость смеси. Поэтому формулу (8) приведем к уравнению:

$$\left(\frac{u}{u_1} \right)^2 - 2 \frac{\gamma M_1^2 + 1}{M_1^2 (\gamma + 1)} \cdot \frac{u}{u_1} + \frac{(\gamma - 1) M_1^2 + 2\bar{q}(1 - \omega)}{M_1^2 (\gamma + 1)} = 0, \tag{11}$$

содержащему безразмерную величину подводимой к смеси теплоты $\bar{q} = q / (c_p T_1)$, которую часто называют числом Дамкелера [11].

Корнями уравнения (11) являются выражения:

$$\frac{u}{u_1} = 1 - \frac{1}{(\gamma + 1) M_1^2} \times \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(\gamma + 1) M_1^2 \bar{q}(1 - \omega)} \right], \tag{12}$$

которые с помощью формулы:

$$\frac{u}{u_1} = \frac{u}{u_1} \frac{a_1}{a_1} = \frac{u}{a_1} \frac{a_1}{u_1} = \frac{u}{a_1} \frac{1}{u_1 / a_1} = \frac{u}{a_1} \frac{1}{M_1}$$

мы можем представить в другой форме:

$$\frac{u}{a_1} = M_1 - \frac{1}{(\gamma + 1) M_1} \times \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(\gamma + 1) M_1^2 \bar{q}(1 - \omega)} \right]. \tag{13}$$

Подставляя формулу (12) в уравнение неразрывности (1), получим соотношение между плотностями смеси:

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1) M_1^2}{(\gamma + 1) M_1^2 - \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(\gamma + 1) M_1^2 \bar{q}(1 - \omega)} \right]}. \tag{14}$$

Далее формулу (7) преобразуем к виду:

$$\frac{p}{p_1} = 1 + \gamma M_1^2 \left(1 - \frac{u}{u_1} \right)$$

и, учитывая выражение (12), получим соотношение между давлениями:

$$\frac{p}{p_1} = 1 + \frac{k}{k+1} \times \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q}(1-\omega)} \right] \quad (15)$$

Для отыскания относительной температуры T/T_1 , воспользуемся формулами для определения скорости звука a_1 и a в газовой смеси. С одной стороны, эти скорости мы можем определить по формулам [12, 13]:

$$a^2 = \gamma \frac{p}{\rho}, a_1^2 = \gamma \frac{p_1}{\rho_1} \quad (16)$$

с другой стороны, по формулам:

$$a^2 = \gamma RT, a_1^2 = \gamma RT_1 \quad (17)$$

в которых R – универсальная газовая постоянная.

Из сопоставления формул (16) и (17) находим сначала температуры T и T_1 :

$$T = \frac{p}{\rho R}, T_1 = \frac{p_1}{\rho_1 R}$$

а затем их соотношение:

$$\frac{T}{T_1} = \frac{p}{p_1} \frac{\rho_1}{\rho} \quad (18)$$

Формулы (13), (14), (15) и (18) определяют скорости, плотности, давления и температуры при заданных условиях в любой точке внутри фронта реакции, толщина которого является конечной. Величина $(1 - \omega)q$ представляет собой подводимое к смеси количество теплоты на единицу ее массы. При данном начальном состоянии и известном значении q отдельные термодинамические параметры состояния и скорость реакции W , очевидно, являются функцией только концентрации смеси ω .

Известно, что скорость химической реакции определяется числом элементарных химических актов, которые происходят в единице объема за единицу времени [14]. Иначе говоря, скорость реакции связана со скоростью превращения веществ, участвующих в химической реакции через стехиометрические коэффициенты. Так, например, химическая реакция, описываемая стехиометрическим уравнением:



содержащим стехиометрические коэффициенты реагентов v_A, v_B и продуктов реакции v_Y, v_Z , выражает закон сохранения массы, заключающийся в сохранении числа атомов и электронов в процессе протекания химической реакции. В простых химических реакциях стехиометрические коэффициенты являются целыми числами, а в сложных реакциях они могут быть дробными. Значения определяются строением реагентов и продуктов реакции [14].

Для того чтобы частицы реагента вступили в реакцию, они должны встретиться, а вероятность встречи прямо пропорциональна произведению их концентраций. Поэтому скорость реакции должна быть прямо пропорциональна произведению концентрации реагирующих веществ. В общем случае скорость реакции зависит от концентраций реагентов в виде произведения степенных функций [10, 14]:

$$W = k \cdot c_A^{n_A} \cdot c_B^{n_B} \dots c_I^{n_I} + \dots = k \prod_i c_i^{n_i}, \quad (20)$$

где показатели степени n_A, n_B, \dots, n_I называют частными порядками реакции соответственно по реагенту A , по реагенту B и так далее, c_A, c_B, \dots, c_I – молярные концентрации реагентов, k – константа скорости реакции. Показатели n_A, n_B, \dots, n_I представляют собой число частиц реагентов A, B, \dots, I , участвующих в реакции. В простых реакциях величины n_A, n_B, \dots, n_I являются целыми числами, а в сложных реакциях они могут быть дробными и даже отрицательными [14]. Общий порядок реакции n равен сумме частных порядков по всем реагентам:

$$n = \sum n_i \quad (21)$$

Чаще всего общий порядок реакции равен $n = 1$ или $n = 2$, реже 3. Несколько иной смысл имеет понятие «порядок» для сложной реакции. Частный порядок по данному реагенту характеризует влияние концентрации этого реагента на суммарную скорость реакции. Это влияние может меняться в зависимости от концентрации этого или других реагентов.

Константа скорости k в формуле (20) является характеристикой химического процесса, которая не зависит от концентрации реагентов, но зависит от температуры. В подавляющем большинстве случаев реагенты перед тем, как вступить в реакцию, активируются, приобретая энергию. Обусловлено это тем, что на осуществление химического превращения реагентов необходимо затратить энергию, называемую энергией активации E . Доля частиц, энергия которых превышает E , согласно закону Больцмана равна $e^{-E/RT}$. Поэтому константа скорости согласно закону Аррениуса [10, 14] выражается посредством формулы:

$$k = k_0 e^{-E/RT}, \quad (22)$$

логарифмируя которую, имеем:

$$\ln k = \ln k_0 - \frac{E}{RT}, \quad (23)$$

где E – энергия активации, представляющая собой количество энергии, которое необходимо для спонтанного начала и протекания реакции; k_0 – предэкспоненциальный множитель, представляющий собой, как это следует из формулы (23), константу скорости при $T \rightarrow \infty$.

Кроме концентрации реагентов и температуры смеси на скорость реакции существенное влияние оказывает давление в зоне протекания химической реакции. Поскольку компоненты реагирующей газовой смеси являются идеальными газами, то для каждого из них имеет место уравнение Менделеева – Клапейрона:

$$p_A = c_A RT, p_B = c_B RT, \dots p_i = c_i RT, \quad (24)$$

где p_A, p_B, \dots, p_i – парциальные давления реагентов A, B, \dots .
Учитывая, что:

$$p_A + p_B + \dots + p_i + \dots = \sum_{i=1}^n p_i = p,$$

$$c_A + c_B + \dots + c_i + \dots = \sum_{i=1}^n c_i = c,$$

получим уравнение Менделеева – Клапейрона для газовой смеси:

$$p = cRT, \quad (25)$$

где p – общее давление смеси, а c – общее число молей в единице объема.

Умножим обе части формулы (25) на c_A/c :

$$p \frac{c_A}{c} = cRT \frac{c_A}{c},$$

откуда:

$$c_A = \frac{p}{RT} \omega_A \quad (26)$$

где $\omega_A = c_A/c$ – относительная молярная концентрация вещества A .

Аналогично можно получить соотношения:

$$c_B = \frac{p}{RT} \omega_B, \dots, c_i = \frac{p}{RT} \omega_i \quad (27)$$

где $\omega_B = c_B/c, \dots, \omega_i = c_i/c$ – относительные молярные концентрации других реагентов, составляющих рассматриваемую смесь.

Подставив выражения (26) и (27) в формулу (20) для скорости химической реакции, получим:

$$W = k \prod_i c_i^{n_i} \approx kc^n. \quad (28)$$

С помощью (28) мы можем выразить скорость реакции первого порядка формулой: $W = k \cdot C_A$, которую приведем с учетом формулы (26) к виду:

$$W = k \omega_A \frac{p}{RT}. \quad (29)$$

Аналогично для реакций второго порядка:

$$W = k \cdot c_A \cdot c_B = k \omega_A \frac{p}{RT} \omega_B \frac{p}{RT} = k \omega_A \omega_B \frac{p^2}{(RT)^2} \quad (30)$$

и третьего порядка:

$$W = k \cdot c_A \cdot c_B \cdot c_C =$$

$$= k \omega_A \frac{p}{RT} \omega_B \frac{p}{RT} \omega_C \frac{p}{RT} = k \omega_A \omega_B \omega_C \frac{p^3}{(RT)^3}. \quad (31)$$

Из (29), (30), (31) следует, что зависимость скорости реакции n -го порядка от давления выражается следующим образом:

$$W = k \omega_A \omega_B \dots \frac{p^n}{(RT)^n}, \quad (32)$$

и, следовательно, показатель степени давления соответствует порядку реакции.

С другой стороны, скорость химической реакции можно определить как изменение во времени относительной концентрации [10, 14]. Например, применительно к стехиометрическому уравнению (19) скорость протекания химической реакции можно представить как:

$$W = -\frac{1}{v_A} \frac{dc_A}{dt} = -\frac{1}{v_B} \frac{dc_B}{dt} = \frac{1}{v_Y} \frac{dc_Y}{dt} = \frac{1}{v_Z} \frac{dc_Z}{dt}. \quad (33)$$

Подставив в равенство (33) формулу (26):

$$W = -\frac{1}{v_A} \frac{p}{RT} \frac{d\omega_A}{dt}$$

и сопоставив полученное равенство с формулой (32), приходим к равенству:

$$\frac{1}{v_A} \frac{p}{RT} \frac{d\omega_A}{dt} = -k \omega_A^n \frac{p^n}{(RT)^n},$$

которое преобразуем к виду:

$$\frac{d\omega_A}{dt} = -k_0 e^{-E/RT} \omega_A^n \frac{p^{n-1}}{(RT)^{n-1}} v_A. \quad (34)$$

Умножив левую часть уравнения (34) на dx и учитывая, что $dx/dt = u$ является скоростью движения газовой смеси, приходим к дифференциальному уравнению:

$$\frac{d\omega_A}{dx} u = -k_0 e^{-E/RT} \omega_A^n \frac{p^{n-1}}{(RT)^{n-1}} v_A dx,$$

которое допускает разделение переменных:

$$\frac{-ud\omega_A}{k_0 e^{-E/RT} \omega_A^n \left(\frac{p}{RT}\right)^{n-1} \cdot v_A} = dx. \quad (35)$$

Интегрируя уравнение (35), получим:

$$\int_1^{\omega_A} \frac{-ud\omega_A (RT)^{n-1}}{k_0 e^{-E/RT} \omega_A^n \cdot p^{n-1} \cdot v_A} = \int_0^x dx,$$

или:

$$x = \frac{R^{n-1}}{k_0} \int_{\omega_A}^1 \frac{u \cdot T^{n-1} \cdot d\omega_A}{e^{-E/RT} \cdot \omega_A^n \cdot p^{n-1} \cdot v_A}. \quad (36)$$

Приняв второй порядок реакции ($n = 2$), приведем (36) к виду:

$$x = \frac{R}{k_0 v_A} \int_{\omega_A}^1 \frac{u \cdot T \cdot d\omega_A}{e^{-E/RT} \cdot \omega_A^2 \cdot p} = \frac{a_1 T_1 R}{k_0 v_A p_1} \int_{\omega_A}^1 \frac{\frac{u}{a_1} \cdot \frac{T}{T_1} \cdot d\omega_A}{e^{-E/RT} \cdot \frac{p}{p_1} \cdot \omega_A^2}. \quad (37)$$

Обозначим:

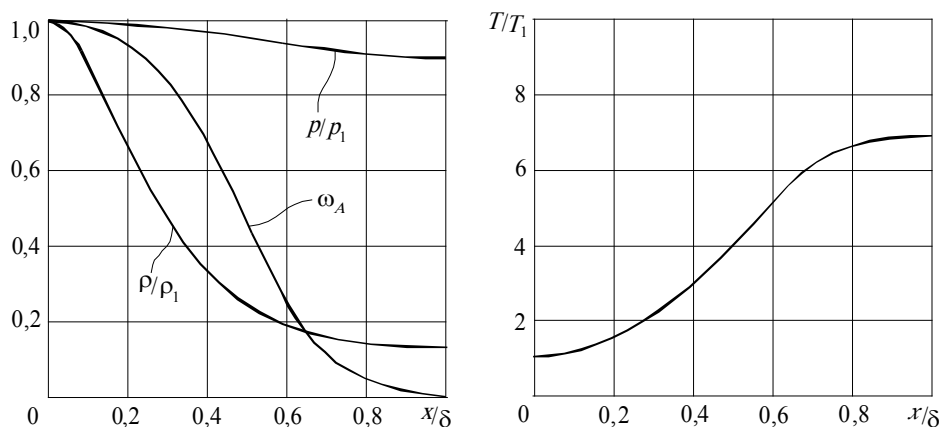
$$C = \frac{a_1 T_1 R}{k_0 \cdot v_A \cdot p_1}, f(\omega_A) = \frac{\frac{u}{a_1} \cdot \frac{T}{T_1}}{e^{-E/RT} \cdot \frac{p}{p_1} \cdot \omega_A^2}, \quad (38)$$

и перепишем формулу (37) следующим образом:

$$x = C \int_{\omega_A}^1 f(\omega_A) d\omega_A \quad (39)$$

где входящие в (38) величины $u/a_1, T/T_1, p/p_1$ определяются по формулам (13), (14), (15), (18).

Придавая нижнему пределу ω_A определенные значения из интервала $\omega_A \in (0; 1)$, мы можем определить текущую



Изменение концентрации, давления, плотности (а) и температуры (б) газозвушной смеси по толщине фронта реакции в дефлаграционном процессе

Fig. Changes in the concentration, pressure, density (a) and temperature (b) of the gas-air mixture along the thickness of the reaction front in the deflagration process

координату внутри зоны реакции. Очевидно, что полное выгорание горючей смеси соответствует окончанию химической реакции, и, следовательно, толщина зоны реакции соответствует нижнему пределу в интеграле (39), равном $\omega_A = \omega = 0$. Однако в этом случае толщина фронта реакции будет бесконечно большой, поскольку ω_A находится в знаменателе подынтегрального выражения (38). Поэтому в дальнейших расчетах мы будем полагать реакцию законченной при достижении относительной концентрации значения, равного, например, значению $\omega_A = 0,15$. При этом условии толщину фронта реакции δ определим по формуле:

$$\delta = C \int_{0,15}^1 f(\omega_A) d\omega_A \quad (40)$$

Вычислительные процедуры в статье выполнены при следующих исходных данных: $g = 1,4$; $M_1 = 0,05$; $\bar{q} = 2$; $k_0 = 3,5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$; $E = 133 \cdot 10^3 \text{ Дж/моль}$. В результате вычислительных процедур определены параметры горения, графики которых представлены на рисунке.

Из анализа графиков (см. рисунок) следует, что давление горючей смеси уменьшается, хотя и несущественно, поскольку при завершении реакции давление составляет $p/p_1 = 0,9$. График функции p/p_1 разделен точкой перегиба $x/\delta = 0,62$ на участки выпуклости и вогнутости.

Гораздо более существенно изменяется за линией фронта реакции плотность смеси, график которой r/r_1 также имеет участки выпуклости и вогнутости, а точка перегиба находится в непосредственной близости от фронта реакции. Наиболее существенно функция r/r_1 уменьшается на отрезке $x/\delta \in [0; 0,4]$, на отрезке $x/\delta \in (0,4; 0,8]$ график функции становится более пологим, а на отрезке $x/\delta \in (0,8; 1]$ функция r/r_1 практически не изменяется.

Если давление p/p_1 и плотность r/r_1 смеси за фронтом реакции уменьшаются, то температура смеси, наоборот, возрастает, причем особенно интенсивно на отрезке $x/\delta \in [0; 0,6]$, где график функции T/T_1 является вогнутым. На участке $x/\delta \in [0,6; 1]$ график функции T/T_1 становится выпуклым, а интенсивность роста температуры уменьшается.

Обратим внимание, что ни одна из функций не содержит разрывов первого рода, характерных для функций, описывающих ударные и детонационные волны.

ВЫВОДЫ

1. Представлены формулы, выражающие связь между давлением, плотностью и температурой с газодинамическими параметрами смеси: числом Маха, показателем адiabаты Пуассона и числом Дамкелера.

2. Получено дифференциальное уравнение, решение которого построено численно, что позволило найти толщину фронта дефлаграционного процесса.

3. Получена формула, определяющая толщину фронта реакции в дефлаграционном процессе.

4. Построены графики зависимостей параметров газозвушной смеси в пределах толщины фронта дефлаграции. Анализ графиков позволил установить:

– давление и, особенно, плотность смеси уменьшаются по мере удаления от линии фронта реакции, а температура смеси, наоборот, существенно возрастает.

– функции, описывающие давление, плотность и температуру смеси в дефлаграционном процессе не содержат разрывов и скачков, имеющих место в детонационных и ударно-волновых процессах.

Список литературы

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

2. Зыков В.С. О механизме формирования выбросоопасной ситуации в очистном забое угольной шахты // Маркшейдерский вестник. 2016. № 5. С. 44–48.

3. Черданцев Н.В. Об одном подходе к расчету выброса угля из газоносного пласта, вмещающего геологические нарушения // Безопасность труда в промышленности. 2019. № 8. С. 13–18.

4. Определение параметров суфлярных выделений газа из угольного пласта в горные выработки / С.В. Черданцев, Н.В. Черданцев, Ли Хи Ун и др. // Вестник Научного центра по безопасности работ в угольной промышленности. 2017. № 1. С. 26–33.

5. Анализ процесса выгорания грубодисперсных пылегазовоздушных смесей, движущихся в воздушных потоках горных выработок / С.В. Черданцев, Ли Хи Ун, Ю.М. Филатов и др. // Химическая физика и мезоскопия. 2017. № 4. С. 513–523.

6. Combustion of fine dispersed dust-gas-air mixtures in underground workings / S.V. Cherdantsev, L.H. Un, Y.M. Filatov et al. // Journal of Mining Science. 2018. Vol. 54. Is. 2. P. 339–346.

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. Is. 5. P. 861–867.

8. Bykovskii F.A., Zhdan S.A., Vedernikov E.F. Continuous detonation of methane/hydrogen-air mixtures in an annular cylindrical combustor // *Combustion, Explosion, and Shock Waves*. 2018. Vol. 54. Is. 4. P. 472–481.

9. Ershov A.P., Rubtsov I.A. Detonation of low-density explosives // *Combustion, Explosion, and Shock Waves*. 2019. Vol. 55. Is. 1. P. 114–120.

10. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. 502 с.

11. Бартльме Ф. Газодинамика горения. М.: Энергоиздат, 1981. 280 с.

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

13. Вукалович М.П., Новиков И.И. Термодинамика: учебное пособие для вузов. М.: Машиностроение, 1972. 672 с.

14. Денисов Е.Т., Саркисов О.М., Лихтенштейн Г.И. Химическая кинетика: учебник для вузов. М.: Химия, 2000. 568 с.

Original Paper

UDC 622.272:516.02 © S.V. Cherdantsev, P.A. Shlapakov, S.I. Goloskokov, D.N. Batrakov, V.V. Kolykhalov, 2021
ISSN 0041-5790 (Print) • ISSN 2412-8333 (Online) • Ugol' – Russian Coal Journal, 2021, № 7, pp. 27–32
DOI: <http://dx.doi.org/10.18796/0041-5790-2021-7-27-32>

Title

DETERMINATION OF PARAMETERS AND THICKNESS OF THE DEFLAGRATION PROCESS FRONT IN GAS-AIR MIXTURES OF MINE WORKINGS

Authors

Cherdantsev S.V.¹, Shlapakov P.A.¹, Goloskokov S.I.¹, Batrakov D.N.¹, Kolykhalov V.V.¹

¹“Scientific Centre “VostNIi” for Industrial and Environmental Safety in Mining Industry” JSC, Kemerovo, 650002, Russian Federation

Authors Information

Cherdantsev S.V., Doctor of Engineering Sciences, Chief Researcher, e-mail: svch01@yandex.ru

Shlapakov P.A., PhD (Engineering), Laboratory Head, e-mail: shlapak1978@mail.ru

Goloskokov S.I., PhD (Engineering), Laboratory Head, e-mail: s.goloskokov@nc-vostnii.ru

Batrakov D.N., Laboratory Head, e-mail: vostonii-bvr@yandex.ru

Kolykhalov V.V., Deputy Head of Laboratory, e-mail: x77kem@mail.ru

Abstract

During the operation of treatment and sinking complexes in coal mines, dust is formed, and methane is released from the chipped coal. Methane and dust mixed by air flows in the atmosphere of mining workings form gas-and dust-gas-air mixtures that are predisposed to chemical reactions that manifest themselves in the form of deflagration or detonation, which in coal mines can lead to very serious accidents. In this paper, we consider a hypothetical deflagration process in a gas-air mixture of a mining mine. The parameters of the mixture behind the chemical reaction front are found and its thickness is calculated. Graphs of the dependence of the mixture parameters on the dimensionless coordinate within the thickness of the front are constructed and the regularities of the distribution of the parameters of the gas-air mixture over the thickness of the front are revealed.

Keywords

Mining operations, Gas-air mixtures, Laws of conservation of mass, Momentum and energy, Poisson's adiabatic index, Mach and Damkeler numbers, Arrhenius and Mendeleeev – Clapeyron laws.

References

1. Bolshinskiy M.I., Lysikov B.A. & Kaplyhin A.A. Gas dynamic phenomena in mines. Sevastopol, Veber Publ., 2003, 284 p. (In Russ.).
2. Zykov V.S. On the mechanism of formation of an outburst situation in the treatment face of a coal mine. *Markshejderskiy vestnik*, 2016, (5), pp. 44–48. (In Russ.).
3. Cherdantsev N.V. On one approach to the calculation of coal emission from a gas-bearing formation containing geological disturbances. *Bezopasnost' Truda v Promyshlennosti*, 2019, (8), pp. 13–18. (In Russ.).

4. Cherdantsev S.V., Cherdantsev N.V., Li Hee Un et al. Determination of gas blowing emission parameters from coal massif into mine openings. *Bulleten Scientific Center for the Safety in the Coal Industry*, 2017, (1), pp. 26–33. (In Russ.).

5. Cherdantsev S.V., Li Hee Un, Filatov Yu.M. et al. Procedure analysis of burning out the poor dispersion dust-gas-air mixtures moving in mine opening airflows. *Chemical physics and mesoscopy*, 2017, (4), pp. 513–523. (In Russ.).

6. Cherdantsev S.V., Li Hee Un, Filatov Yu.M. et al. Combustion of fine dispersed dust-gas-air mixtures in underground workings. *Journal of Mining Science*, 2018, Vol. 54(2), pp. 339–346.

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(5), pp. 861–867.

8. Bykovskiy F.A., Zhdan S.A. & Vedernikov E.F. Continuous detonation of methane/hydrogen-air mixtures in an annular cylindrical combustor. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2018, Vol. 54(4), pp. 472–481.

9. Ershov A.P. & Rubtsov I.A. Detonation of low-density explosives. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2019, Vol. 55(1), pp. 114–120.

10. Frank-Kamenetsky D.A. Diffusion and heat transfer in chemical kinetics. Moscow, Nauka Publ., 1987, 502 p. (In Russ.).

11. Bartlyme F. Gorenje gasdynamics. Moscow, Energoizdat Publ., 280 p. (In Russ.).

12. Ovsyannikov L.V. Lectures on the basics of gas dynamics. Moscow–Izhevsk, Institute of computer research, 2003, 336 p. (In Russ.).

13. Vukalovich M.P. & Novikov I.I. Thermodynamics. Textbook for universities. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1972, 672 p. (In Russ.).

14. Denisov E.T., Sarkisov O.M. & Lichtenstein G.I. Chemical kinetics: Textbook for universities. Moscow, Chemistry Publ., 2000, 568 p. (In Russ.).

For citation

Cherdantsev S.V., Shlapakov P.A., Goloskokov S.I., Batrakov D.N. & Kolykhalov V.V. Determination of parameters and thickness of the deflagration process front in gas-air mixtures of mine workings. *Ugol'*, 2021, (7), pp. 27–32. (In Russ.). DOI: [10.18796/0041-5790-2021-7-27-32](http://dx.doi.org/10.18796/0041-5790-2021-7-27-32).

Paper info

Received March 30, 2021

Reviewed May 28, 2021

Accepted June 15, 2021

SAFETY