

DOI: 10.25558/VOSTNII.2026.18.52.006

УДК 622.272:516.02

© С.В. Черданцев, П.А. Шлапаков, Е.А. Шлапаков, В.В. Колыхалов, С.А. Хаймин, 2026

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



Е. А. ШЛАПАКОВ

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



В. В. КОЛЫХАЛОВ

старший научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово
e-mail: X77kem@mail.ru



С. А. ХАЙМИН

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



ПАРАМЕТРЫ ТЕЧЕНИЯ ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ «ТОЧЕЧНЫМ» ВЗРЫВОМ В АТМОСФЕРЕ ГОРНОЙ ВЫРАБОТКИ

В процессе добычи угля подземным способом в атмосфере горных выработок неизбежно образуется угольная пыль различной дисперсности. В совокупности с метаном, выделяющимся из разрушенного угля, и рудничным воздухом угольная пыль образует пылегазовоздушные смеси, которые представляют собой опасные взрывчатые смеси, поскольку при определенных условиях предрасположены к взрыву, мощность которого может быть весьма значительной, что обуславливает, как правило, возникновение ударных волн, обладающих огромной разрушительной силой. Задача о взрыве пылегазовоздушной смеси в реальных условиях с учетом всех факторов с

математической точки зрения является весьма сложной задачей. В статье принят ряд допущений, позволивший упростить задачу. Однако, несмотря на это, задача о взрыве всё еще остается сложной ввиду ее нестационарности. Поэтому для построения решения задачи в статье использована теория размерностей, разработанная академиком Л. И. Седовым, на базе которой выведены формулы для вычисления искомых параметров пылегазовоздушной смеси на фронте ударной волны и построены их графики, анализ которых позволил выявить некоторые закономерности течения смесей на фронте ударной волны.

Ключевые слова: ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНЫЕ СМЕСИ, ТОЧЕЧНЫЙ ВЗРЫВ, ПОВЕРХНОСТЬ РАЗРЫВА, УДАРНАЯ ВОЛНА, ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОРМЕ, ТЕОРЕМА ПЕРЕНОСА, ПОКАЗАТЕЛЬ АДИАБАТЫ ПУАССОНА, ЧИСЛО МАХА, ТЕОРИЯ РАЗМЕРНОСТЕЙ.

ВВЕДЕНИЕ

В процессе работы очистного и проходческого оборудования в рудничной атмосфере угольных шахт неизбежно образуются пылегазовоздушные смеси (ПГВС), состоящие из угольной пыли, метана и воздуха. При определенных условиях ПГВС предрасположены к взрыву, представляя, таким образом, опасные взрывчатые смеси, мощность которых может быть значительной и составлять более 10 МПа, что обуславливает, как правило, возникновение ударных волн, обладающих огромной разрушительной силой.

Как известно [1, 2], любой детонационный процесс представляет собой взрыв, сопровождающийся быстрым выделением энергии, причем плотность выделившейся энергии намного больше плотности энергии окружающей среды. В результате взрыва происходит практически мгновенное повышение давления и температуры среды в окрестности взрыва и возникает ударно-волновой процесс, представляющий собой ударную волну, распространяющуюся с огромной скоростью [3].

Особый интерес к изучению ударно-волновых процессов в газоздушных смесях обусловлен их особой опасностью, особенно в условиях угольных шахт [4].

Так, в статье [5] обсуждаются условия возникновения детонационных процессов в очистных горных выработках, находящихся в непосредственной близости очагов самонагрева.

В работе [6] авторы сопоставили вычисленные теоретически параметры горения

и детонации различных пылегазовоздушных смесей с экспериментальными данными при разных концентрациях и различных стехиометрических соотношениях смесей.

В статье [7] обсуждается задача о возможной детонации, обусловленной внезапным выбросом газа в горную выработку со сверхзвуковой скоростью. Получены формулы и построены графики, характеризующие изменения скоростей, давлений, плотностей пылегазовоздушного потока на фронте ударной волны, с помощью которых обнаружены некоторые условия возникновения детонационного процесса в пылегазовоздушных смесях.

В работе [8] найдена скорость вязкой теплопроводной пылегазовоздушной смеси за фронтом ударной волны и вычислена ширина фронта.

В монографии [9] получены уравнения и выявлена структура ударной волны в смеси газов, а также исследовано распространение ударной волны в пористом твердом теле.

В статье [10] рассмотрены проблемы инициирования, распространения и стабилизации детонационных волн в неподвижных и движущихся газовых смесях.

В работе [11] рассмотрена математическая модель волновых движений смеси газа и мелких твердых частиц с учетом различия скоростей. Показано, что при некоторых предположениях данная модель описывается системой уравнений гиперболического типа, для которой определены типы ударных волн, реализующихся в данной смеси.

В статье [12] обсуждается стационарный процесс течения пылегазовоздушных смесей в очистных горных выработках вблизи очагов самонагревания. На основе законов сохранения массы, импульсов и энергии получены формулы и построены графики, с помощью которых обнаружены некоторые закономерности стационарного течения пылегазовоздушных смесей, в том числе при критических числах Дамкелера и Маха. Выявлены условия наступления нестационарного течения смесей.

В статье [13] подробно обсуждается задача об истечении продуктов детонации с произвольной поверхности заряда твердого взрывчатого вещества, к которой детонационная волна подходит под некоторым углом. В процессе решения задачи получены формулы, позволяющие выявить зависимости скоростей и плотностей разлетающихся продуктов детонации от углов разлета. Отмечено, что в случае мгновенной детонации фронт волны разрежения будет распространяться параллельно боковой поверхности в глубь заряда с постоянной скоростью, равной местной скорости звука.

Задача о взрыве ПГВС с учетом всех факторов, влияющих на возникновение и распространение ударной волны в реальных условиях, является весьма сложной. Поэтому в данной статье принята некоторая идеализация на основе следующих допущений.

1) пылегазовоздушная смесь рассматривается как сплошная среда, для описания которой используются газодинамические модели.

2) взрыв рассматривается как мгновенное высвобождение некоторого количества энергии, сосредоточенной в точке, представляющее собой единственный размерный параметр, обусловленный взрывом;

3) объем и массу взрывающейся смеси будем считать близкими к нулю;

4) результирующее возмущение будем полагать настолько сильным, что внутри рассматриваемой области образуется некоторая поверхность, на которой искомые функции, характеризующие течение ПГВС, имеют

точки разрыва 1-го рода. При этом начальное давление пренебрежимо мало по сравнению с давлением в возмущенном течении.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О ТЕЧЕНИИ ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ «ТОЧЕЧНЫМ» ВЗРЫВОМ

Задачу о воздействии взрыва на пылегазовоздушную смесь сформулируем следующим образом. В начальный момент времени ($t = 0$) в некоторой точке покоящейся пылегазовоздушной смеси мгновенно выделяется энергия E , что на основании 2-го допущения представляет собой взрыв, происходящий в точке, что, в силу третьего допущения, позволяет нам пренебречь массой и размерами ПГВС в точке взрыва.

В результате происходящего взрыва в параметрах пылегазовоздушной смеси могут возникнуть разрывы и, поэтому искомые функции будут представлять собой кусочно-непрерывные и кусочно-гладкие функции, в силу чего они не могут всюду в рассматриваемой области удовлетворять системе дифференциальных уравнений газовой динамики. Поэтому для описания движения пылегазовоздушной смеси воспользуемся законами сохранения массы, количества движения и энергии в интегральной форме, имеющие вид [2, 3, 14]:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho d\Omega = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho \vec{v} d\Omega = - \int_{S(t)} p \vec{n} dS, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) d\Omega = - \int_{S(t)} p \vec{v} \cdot \vec{n} dS. \quad (3)$$

В уравнениях (1) — (3) приняты следующие обозначения: ρ , p , v , ε — соответственно плотность, давление, скорость и внутренняя энергия смеси; $\Omega(t)$ — произвольный объем пылегазовоздушной смеси, ограниченный

поверхностью $S(t)$; \vec{n} — внешняя нормаль к поверхности $S(t)$.

Далее мы рассмотрим два состояния смеси, в одном из которых подвижной объем $\Omega^*(t)$ содержит поверхность разрыва S_0 , которая движется со скоростью U . При этом поверхностью разрыва будем называть некоторую поверхность, на которой газодинамические параметры ρ , p , v , ε смеси терпят разрыв.

Во втором состоянии подвижной объем $\Omega(t)$ движется со скоростью vn , не равной U . Пусть в момент времени t объемы совпадают, т.е. $\Omega(t) = \Omega^*(t)$. Для каждого из этих состояний справедлив закон сохранения массы в форме (1), применительно к которому воспользуемся теоремой о переносе [14]:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho d\Omega = \int_{\Omega(t)} \frac{d\rho}{dt} d\Omega + \int_{\Omega(t)} \rho \cdot \text{div } \vec{v} d\Omega, \quad (4)$$

где к последнему слагаемому применим теорему Остроградского — Гаусса [15]:

$$\int_{\Omega(t)} \rho \text{div } \vec{v} d\Omega = \int_{S(t)} \rho v_n dS$$

и тогда равенство (4) будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho d\Omega = \int_{\Omega(t)} \frac{d\rho}{dt} d\Omega + \int_{S(t)} \rho v_n dS. \quad (5)$$

Путем аналогичных рассуждений мы можем написать еще одно равенство применительно ко второму состоянию:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega^*(t)} \rho d\Omega = \int_{\Omega^*(t)} \frac{d\rho}{dt} d\Omega + \int_{S^*(t)} \rho D dS. \quad (6)$$

Далее вычтем из равенства (6) равенство (5):

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\Omega^*(t)} \rho d\Omega - \frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho d\Omega &= \int_{\Omega^*(t)} \frac{d\rho}{dt} d\Omega - \\ &- \int_{\Omega(t)} \frac{d\rho}{dt} d\Omega + \int_{S^*(t)} \rho U dS - \int_{S(t)} \rho v_n dS. \quad (7) \end{aligned}$$

Поскольку в момент времени t объемы $\Omega(t) = \Omega^*(t)$, то справедливо соотношение:

$$\int_{\Omega^*(t)} \frac{d\rho}{dt} d\Omega = \int_{\Omega(t)} \frac{d\rho}{dt} d\Omega,$$

в силу которого равенство (7) приобретает вид:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega^*(t)} \rho d\Omega = \frac{d}{dt} \int_{\Omega(t)} \rho d\Omega + \int_{S^*(t)} \rho(U - v_n) dS. \quad (8)$$

Учитывая в (8) закон сохранения массы (1), получим следующее равенство:

$$\int_{S^*(t)} \rho(U - v_n) dS = 0 \quad (9)$$

Путем аналогичных рассуждений преобразуем уравнения (2) и (3) к следующему виду:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\Omega^*(t)} \rho \vec{v} d\Omega &= \int_{\Omega^*(t)} \vec{F} \rho d\Omega - \\ &- \int_{S^*(t)} p \vec{n} dS + \int_{S^*(t)} \rho \vec{v} (U - v_n) dS, \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\Omega^*(t)} \rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) d\Omega &= - \int_{S^*(t)} p \vec{v} \cdot \vec{n} dS + \\ &+ \int_{S^*(t)} \rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) (U - v_n) dS. \quad (11) \end{aligned}$$

Предположим теперь, что существует изолированная поверхность разрыва S_0 , которая делит объем $\Omega^*(t)$ на два объема: $\Omega_1^*(t)$ и $\Omega_2^*(t)$, а поверхность $S^*(t)$ — на поверхности $S_1^*(t)$ и $S_2^*(t)$ соответственно. Пусть объем $\Omega_1^*(t)$ ограничен поверхностью $s_1 = S_{01} + S_1^*(t)$, а объем $\Omega_2^*(t)$ ограничен поверхностью $s_2 = S_{02} + S_2^*(t)$, где S_{01} и S_{02} — внешние к объемам $\Omega_1^*(t)$ и $\Omega_2^*(t)$ стороны поверхности разрыва S_0 .

Обозначим индексами 1 и 2 предельные значения газодинамических функций при стремлении пространственной точки

к поверхности S_0 со стороны объемов $\Omega_1^*(t)$ и $\Omega_2^*(t)$ соответственно. Тогда уравнение (9), записанное для объемов $\Omega_1^*(t)$ и $\Omega_2^*(t)$, ограниченных соответственно поверхностями s_1 и s_2 , представляется в виде:

$$\int_{s_1} \rho(U - v_n) dS - \int_{s_2} \rho(U - v_n) dS = 0.$$

Отсюда, учитывая обратные направления нормалей на сторонах S_{01} , S_{02} , имеем:

$$\int_{S_0} [\rho_1(U - v_{n1}) - \rho_2(U - v_{n2})] dS = 0.$$

В силу произвольного выбора части поверхности разрыва S_0 получаем закон сохранения массы при переходе через поверхность разрыва:

$$\rho_2(U - v_{n2}) = \rho_1(U - v_{n1}). \quad (12)$$

Если применить изложенные рассуждения при получении закона сохранения масс к уравнению количества движения (10) и уравнению энергии (11), то получим остальные условия на поверхности разрыва:

$$\rho_2 \vec{v}_2 (U - v_{n2}) - \rho_1 \vec{v}_1 (U - v_{n1}) = (p_2 - p_1) \vec{n}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & \rho_2 (U - v_{n2}) \left(\frac{v_2^2}{2} + \varepsilon_2 \right) - p_2 v_2 = \\ & = \rho_1 (U - v_{n1}) \left(\frac{v_1^2}{2} + \varepsilon_1 \right) - p_1 v_1. \end{aligned} \quad (14)$$

Таким образом, из приведенных выше рассуждений видно, что поверхность разрыва S_0 имеет две стороны: переднюю, на которую газ «натекает», имея параметры ρ_1 , p_1 , v_1 , и заднюю, из которой газ с параметрами ρ_2 , p_2 , v_2 «вытекает». Обратим внимание, что толщина поверхности разрыва S_0 стремится к нулю, в связи с чем её называют фронтом ударной волны, нормаль к которой направлена в сторону переднего фронта волны.

В качестве важного дополнения особо отметим, что условия на фронте ударной волны вида (12) — (14) записаны в предположении

отсутствия передачи тепла в потоке посредством теплопроводности.

Таким образом, используя законы сохранения в интегральной форме, мы получили условия на поверхности разрыва как в случае трехмерного, так и для одномерного течения газа.

Однако в большей части области, занимаемой смесью, искомые газодинамические параметры представляют собой гладкие и непрерывно дифференцируемые функции. Поэтому можно перейти к пределу, когда рассматриваемый объем стягивается в точку, что позволяет получить дифференциальные уравнения, связывающие искомые функции.

Для этой цели воспользуемся равенством (4), в котором учтем уравнение (1), в результате мы получим следующие дифференциальные уравнение:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \cdot \operatorname{div} \vec{v} = 0. \quad (15)$$

Аналогично, используя теорему переноса и теорему Остроградского — Гаусса, преобразуем равенства (2), (3) к следующему виду:

$$\frac{d(\rho \vec{v})}{dt} + \rho \vec{v} \operatorname{div}(\vec{v}) + \operatorname{div}(p \vec{n}) = 0, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \\ & + \operatorname{div}(\vec{v}) \rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) + \operatorname{div}(p \vec{v}) = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Учитывая, что в уравнениях (15) — (17) производная d/dt является глобальной производной, связанной с частными производными по времени и координатам соотношением [2, 14]

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla,$$

преобразуем уравнения (15) — (17) к следующему виду:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v} \cdot \vec{v} + p \vec{n}) = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \operatorname{div} \left\{ \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) + p \right] \vec{v} \right\} = 0.$$

Поскольку течение газа в горных выработках является одномерным, то скорость v всегда направлена по нормали к фронту ударной волны и поэтому $v = vn$. При точечном взрыве в протяженных горных выработках возможны лишь плоские и цилиндрические ударные волны, для которых условия (12) — (14) на поверхности разрыва приводятся к виду:

$$\rho_1(U - v_1) = \rho_2(U - v_2),$$

$$\rho_1 v_1(U - v_1) - p_1 = \rho_2 v_2(U - v_2) - p_2, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & \rho_1(U - v_1) \left(\frac{v_1^2}{2} + \varepsilon_1 \right) - p_1 v_1 = \\ & = \rho_2(U - v_2) \left(\frac{v_2^2}{2} + \varepsilon_2 \right) - p_2 v_2 \end{aligned}$$

где, как и прежде, индексом 1 отмечены параметры газа перед фронтом ударной волны, а индексом 2 — за фронтом. А в точках, не принадлежащих поверхности разрыва, одномерное течение газа описывается системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial x} - a^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = 0,$$

вытекающих из системы (18). При этом внутренняя энергия ε и скорость звука в смеси

a выражены через давление и плотность смеси [2]:

$$\varepsilon = \frac{1}{k-1} \frac{p}{\rho}, \quad a = \sqrt{k \frac{p}{\rho}}. \quad (21)$$

Если перед фронтом ударной волны смесь покоится ($v_1 = 0$), то условия (19) упрощаются

$$\rho_1 U = \rho_2 (U - v_2),$$

$$p_2 = p_1 + \rho_2 v_2 (U - v_2), \quad (22)$$

$$\rho_1 U \varepsilon_1 = \rho_2 (U - v_2) \left(\frac{v_2^2}{2} + \varepsilon_2 \right) - p_2 v_2.$$

Подставив формулы (21) в равенства (22) и выполнив преобразования, имеем:

$$\begin{aligned} v_2 &= \frac{2}{k+1} (1-q)U, \quad \rho_2 = \frac{k+1}{k-1} \rho_1 \left(1 + \frac{2q}{k-1} \right)^{-1}, \\ p_2 &= \frac{2}{k+1} \rho_1 U^2 \left(1 - \frac{k-1}{2k} q \right), \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$q = \frac{a_1^2}{U^2}. \quad (24)$$

Заменяя в равенствах (23) скорость ударной волны U через величину q , получим

$$\begin{aligned} v_2 &= \frac{2}{k+1} \frac{1-q}{\sqrt{q}} a_1, \quad \rho_2 = \frac{k+1}{k-1+2q} \rho_1, \\ p_2 &= \frac{2k - (k-1)q}{(k+1)q} p_1. \end{aligned} \quad (25)$$

Из последнего соотношения (25) находим величину:

$$q = \frac{2k}{(k+1) \frac{p_2}{p_1} + k - 1},$$

откуда следует, что для очень интенсивных ударных волн, когда отношение $p_2/p_1 \gg 1$, величина q мала. Но тогда из формулы (24) вытекает, что скорость фронта ударной волны существенно больше скорости звука в покоящемся газе, т.е. $U \gg a_1$.

Из формул (23) видно, что при малых значениях q выражения в скобках мало отличаются от единицы. Так, для $k = 1,4$ уже при $q = 0,01$ эти величины отличаются от единицы менее чем на 0,05. Следовательно, при значениях $q < 0,01$ будет допущена ошибка в значениях u_2, ρ_2, p_2 менее 5%. Из сказанного следует, что в формулах (23) выражениями в скобках можно пренебречь по сравнению с единицей, т.е.

$$1 - q \approx 1, 1 + \frac{2q}{k-1} \approx 1, 1 - \frac{k-1}{2k} q \approx 1.$$

В силу этого соотношения (23) существенно упрощаются и принимают следующий вид:

$$v_2 = \frac{2}{k+1} U, \rho_2 = \frac{k+1}{k-1} \rho_1, p_2 = \frac{2}{k+1} \rho_1 U^2. \quad (26)$$

Анализируя соотношения на фронте ударной волны и систему уравнений (20), замечаем, что основными искомыми функциями являются скорость v , плотность ρ и давление p , а определяющими параметрами — линейная координата x , время t . Тогда за основные размерные постоянные удобно принять плотность ρ_1 и энергию, выделяющуюся при взрыве E , имеющие размерности [16]

$$[\rho] = ML^{-3}, [E] = MT^{-2}, \quad (27)$$

а их отношение имеет размерность:

$$\left[\frac{E}{\rho} \right] = L^3 T^{-2}, \quad (28)$$

где M, L, T — размерности соответственно массы, длины и времени.

Рассмотрим теперь различные величины, встречающиеся в процессе решения. Так, движение ударной волной определяется уравнением $x = x(t)$. Поскольку функция $x(t)$ имеет размерность длины $[x] = L$, то, учитывая формулу (28), найдем

$$[L] = (L^3 T^{-2})^{1/3} \cdot T^{2/3},$$

откуда единственно возможное уравнение для функции $x(t)$ представляется в виде:

$$x(t) = \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/3} \cdot \sqrt[3]{t^2}. \quad (29)$$

Поскольку скорость ударной волны U является производной функции $x(t)$ по времени, то, дифференцируя формулу (29), получим:

$$U = \frac{dx(t)}{dt} = \frac{2}{3} \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/3} \cdot \frac{1}{\sqrt[3]{t}}. \quad (30)$$

Найденную скорость ударной волны U подставляем в формулы (26) и определяем скорость и давление непосредственно за ударной волной

$$v_2 = \frac{4}{3(k+1)} \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/3} \cdot \frac{1}{\sqrt[3]{t}},$$

$$p_2 = \frac{8\rho_1}{9(k+1)} \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{2/3} \cdot \frac{1}{\sqrt[3]{t^2}}. \quad (31)$$

Представленные формулы позволяют вычислить значения скорости, давления и плотность за фронтом ударной волны в любой произвольный момент времени.

Анализ формул (30), (31) показывает, что скорость ударной волны, скорость течения смеси и ее давление пропорциональны величине $\sqrt[3]{E/\rho_1}$. С течением же времени скорость ударной волны и скорость смеси уменьшаются в $\sqrt[3]{t}$ раз, а давление уменьшается в $\sqrt[3]{t^2}$ раз.

Обратим внимание, что плотность смеси ρ_2 за фронтом ударной волны не зависит ни от величины $\sqrt[3]{E/\rho_1}$, ни от времени, а зависит только от первоначальной плотности ρ_1 и от показателя адиабаты Пуассона k .

На рис. 1 и 2 показаны графики безразмерных параметров: плотности $\bar{\rho}_2$, давления \bar{p}_2 и числа Маха M_2 в зависимости от показателя адиабаты Пуассона.

При этом параметры смеси приведены к безразмерному виду по формулам:

$$\bar{\rho}_2 = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \bar{p}_2 = \frac{p_2}{\rho_2 U^2}, M_2 = \frac{v_2}{a_2},$$

подставив в которые формулы (26), (30), (31) и выполнив преобразования, получим

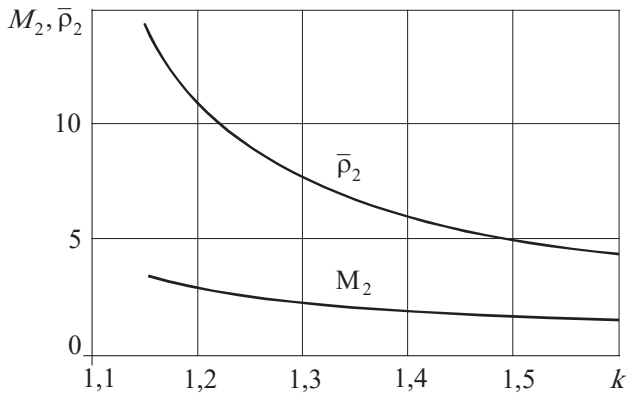


Рис. 1. Графики зависимостей числа Маха и плотности пылегазовоздушной смеси за фронтом ударной волны от показателя адиабаты Пуассона

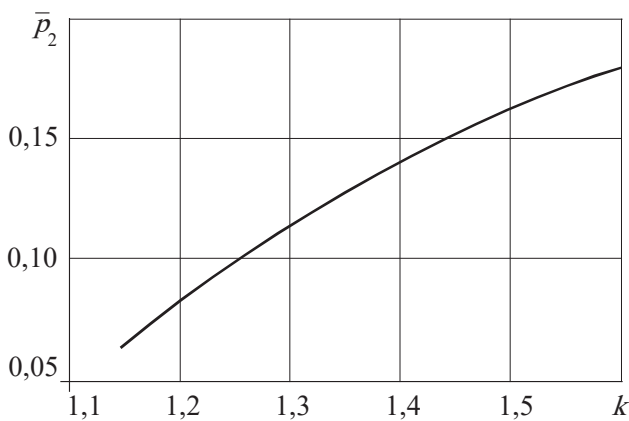


Рис. 2. Графики зависимостей числа давления пылегазовоздушной смеси за фронтом ударной волны от показателя адиабаты Пуассона

следующие выражения для безразмерных параметров:

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

$$M_2 = \frac{2}{\sqrt{2k(k-1)}}. \quad (32)$$

Из анализа графиков на рис. 1 вытекает, что число Маха M_2 и, особенно, плотность пылегазовоздушной смеси $\bar{\rho}_2$ существенно уменьшаются с ростом показателя адиабаты Пуассона (рис. 1), а давление \bar{p}_2 , наоборот, увеличивается (рис. 2). При этом графики функций $M_2(k)$, $\bar{\rho}_2(k)$ являются вогнутыми кривыми, а функция \bar{p}_2 — слабо выпуклой кривой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ:

— рассмотрена нестационарная одномерная задача о возникновении ударной волны в результате взрыва в атмосфере горной выработки;

— в силу одномерности рассматриваемой задачи для построения ее решения использована теория размерностей, на базе которой выведены формулы для вычисления значений искомых функций на фронте ударной волны;

— построены графики искомых параметров смеси на фронте ударной волны, анализ которых показал:

а) с течением времени t скорость ударной волны и скорость смеси уменьшаются в $\sqrt[3]{t}$ раз, а давление уменьшается в $\sqrt[3]{t^2}$ раз;

б) плотность смеси за фронтом ударной волны зависит только от первоначальной плотности смеси и от показателя адиабаты Пуассона;

в) число Маха и, особенно, плотность пылегазовоздушной смеси за фронтом ударной волны существенно уменьшаются с ростом показателя адиабаты Пуассона, а давление смеси, наоборот, увеличивается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. М., 1980. 478 с.
2. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва в газах. М., 1973. 277 с.
3. Уизем Дж. Б. Линейные и нелинейные волны. Перевод с англ. М., 1977. 622 с.
4. Адушкин В. В., Спивак А. А. Геомеханика крупномасштабных взрывов. М., 1993. 319 с.
5. 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. Том 21. № 2. С. 179–189.

6. 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.

7. Черданцев С. В., Шлапаков П. А., Лебедев К. С., Колыхалов В. В. Формирование детонационного процесса при внезапном выбросе газа в горную выработку со сверхзвуковой скоростью // Горный информационно аналитический бюллетень (научно-технический журнал). 2019. № 7. С. 62–73.

8. Черданцев С. В., Филатов Ю. М., Шлапаков П. А. Структура и параметры ударного фронта в вязком теплопроводном газозвушном потоке горной выработки // Горный информационно аналитический бюллетень (научно-технический журнал). 2019. № 10. С. 183–194.

9. Киселев С. П., Руев Г. А., Трутнев А. П., Фомин В. М., Шавалиев М. Ш. Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах. Новосибирск, 1992. 261 с.

10. Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В. Возбуждение и срыв детонации в газах // Инженерно-физический журнал. 2010. № 6. С. 1174–1201.

11. Федоров А. В. Структура ударных волн в гетерогенной среде с двумя давлениями // Физика горения и взрыва. 2015. № 6. С. 62–71.

12. 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.

13. Черданцев С. В., Шлапаков П. А., Колыхалов В. В., Лебедев К. С., Хаймин С. А., Ерастов А. Ю., Шлапаков Е. А., Разлет продуктов детонации с косо́й поверхности заряда // Вестник Научного центра ВостНИИ по промышленной и экологической безопасности. 2020. № 2. С. 48–58.

14. Серрин Дж. Математические основы классической механики жидкости. Ижевск, 2001. 256 с.

15. Никольский С. М. Курс математического анализа. М., 2001. 592 с.

16. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., 1977. 440 с.

DOI: 10.25558/VOSTNII.2026.18.52.006

UDC 622.272:516.02

© S. V. Cherdantsev, P. A. Shlapakov, E. A. Shlapakov, V. V. Kolykhalov, 2026

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

E. A. SHLAPAKOV

Researcher
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: lairxx@yandex.ru

V. V. KOLYKHALOV

Senior Research Associate
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: X77kem@mail.ru

S. A. KHAYMIN

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

PARAMETERS OF THE FLOW OF DUST-GAS-AIR MIXTURES BEHIND THE IMPACT WALL CAUSED BY A «POINT» EXPLOSION IN THE ATMOSPHERE OF A MINING WORKING

In the process of underground coal mining, coal dust of various dispersities is inevitably formed in the atmosphere of mine workings. In combination with methane released from the broken coal and mine air, coal dust forms dust-gas-air mixtures, which are dangerous explosive mixtures, as they are prone to explosion under certain conditions, which can be quite powerful, resulting in the formation of shock waves with great destructive force. The problem of an explosion of a dust-gas-air mixture in real conditions, taking into account all factors, is a very complex problem from a mathematical point of view. The article makes a number of assumptions that simplify the problem. However, despite this, the problem of an explosion remains complex due to its non-stationarity. Therefore, to solve the problem, the article uses the theory of dimensions developed by Academician L. I. Sedov, which is used to derive formulas for calculating the desired parameters of the dust-gas-air mixture at the shock wave front and to construct their graphs. The analysis of these graphs has revealed some patterns of the flow of mixtures at the shock wave front.

Keywords: GAS-AIR MIXTURES, POINT EXPLOSION, SURFACE OF EXPLOSION, IMPACT WAVE, CONSERVATION LAWS IN INTEGRAL FORM, TRANSFER THEOREM, POISSON ADIABATIC FACTOR, MACH NUMBER, DIMENSION THEORY.

REFERENCES

1. Zeldovich Ya. B., Barenblatt G. I., Librovich V. B., and Makhiladze G. M. Mathematical Theory of Combustion and Explosion. Moscow, 1980. 478 p. [In Russ.].
2. Korobeynikov, V. P. Problems of the Theory of Point Explosions in Gases. Moscow, 1973. 277 p. [In Russ.].
3. Wiesem J. B. Linear and Nonlinear Waves. Translated from English. Moscow, 1977. 622 p. [In Russ.].
4. Adushkin, V. V., and Spivak, A. A. Geomechanics of Large-Scale Explosions. Moscow, 1993. 319 p. [In Russ.].
5. Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A., Shlapakov E. A., Lebedev K. S., Erastov A. Yu. Thermophysical and Gas-Dynamic Conditions of the Processes of Deflagration and Detonation in Dust-Gas-Air Flows of Mine Workings Near Self-Heating Foci // Chemical Physics and Mesoscopy. 2019. Vol. 21. No. 2. P. 179–189. [In Russ.].

6. Vasilyev A. A., Vasilyev V. A. Calculation and Experimental Parameters of Combustion and Detonation of Methane and Coal Dust Mixtures // Bulletin of the Scientific Center for Safety in the Coal Industry. 2016. No. 2. P. 8–39. [In Russ.].

7. Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A., Lebedev K. S., Kolykhalov V. V. Formation of a Detonation Process during a Sudden Release of Gas into a Mine Workout at Supersonic Speed // Mining Informational and Analytical Bulletin (Scientific and Technical Journal). 2019. No. 7. P. 62–73. [In Russ.].

8. Cherdantsev S. V., Filatov Yu. M., Shlapakov P. A. Structure and Parameters of the Shock Front in a Viscous Heat-Conducting Gas-Air Flow in a Mine Workout // Mining Informational and Analytical Bulletin (Scientific and Technical Journal). 2019. No. 10. P. 183–194. [In Russ.].

9. Kiselev S. P., Ruev G. A., Trutnev A. P., Fomin V. M., Shavaliyev M. Sh. Shock-Wave Processes in Two-Component and Two-Phase Media. Novosibirsk, 1992. 261 p. [In Russ.].

10. Levin V. A., Manuilovich I. S., Markov V. V. Excitation and Failure of Detonation in Gases // Engineering Physics Journal. 2010. No. 6. P. 1174–1201. [In Russ.].

11. Fedorov A.V. Structure of Shock Waves in a Heterogeneous Medium with Two Pressures // Combustion and Explosion Physics. 2015. No. 6. P. 62–71. [In Russ.].

12. Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A. Analysis of the state of dust-gas-air mixtures in the atmosphere of mine workings near self-heating sources. // Occupational Safety in Industry. 2019. No. 10. P. 15–21. [In Russ.].

13. Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A., Kolykhalov V. V., Lebedev K. S., Khaymin S. A., Erastov A. Yu., Shlapakov E. A., Detonation Products Spreading from a Slanting Charge Surface // Bulletin of the Scientific Center for Industrial and Environmental Safety. 2020. No. 2. P. 48–58. [In Russ.].

14. Serrin J. Mathematical Foundations of Classical Fluid Mechanics. Izhevsk, 2001. 256 p. [In Russ.].

15. Nikolsky, S. M. Course of Mathematical Analysis. Moscow, 2001. 592 p. [In Russ.].

16. Sedov, L. I. Methods of Similarity and Dimensionality in Mechanics. Moscow, 1977. 440 p. [In Russ.].