

ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, ГОРЕНИЕ И ВЗРЫВ, ФИЗИКА ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ВЕЩЕСТВА

УДК 534.222.2

АНОМАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ГОРЮЧИХ ГАЗОВЗВЕСЯХ

М.Ф. Иванов¹, А.Д. Киверин¹, С.Г. Пиневиц^{1,2}

¹Объединенный институт высоких температур РАН,
Москва, Российская Федерация
e-mail: ivanov_mf@mail.ru; alexeykiverin@gmail.com

²МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация
e-mail: radical29@yandex.ru

Исследованы специфические особенности распространения пламени в газобразных химически активных смесях, содержащих химически нейтральные микрочастицы. Для определения роли теплового излучения продуктов горения на распространение пламени в дисперсной среде проведено сравнение результатов, полученных без учета переноса теплового излучения и с его учетом, когда, поглощая излучение, частицы передают тепловую энергию окружающему горючему газу. В случае равномерного распределения частиц в смеси поглощаемое вблизи фронта пламени излучение, повышая температуру перед фронтом, увеличивает скорость пламени, не изменяя режим горения. При неравномерном распределении частиц поглощение излучения в области высокой концентрации частиц может приводить к дистанционному воспламенению смеси и при определенных условиях — к возникновению детонации. В этом случае место возникновения очага детонации зависит только от пространственного распределения концентрации микрочастиц и может находиться на значительном расстоянии от фронта изначального пламени. При этом скорость распространения фронта горения в среде от существующего положения до ближайшей области высокой концентрации частиц (области интенсивного поглощения излучения) определяется только временем нагрева и поджига смеси в данной области и может быть сколь угодно высокой.

Ключевые слова: горение, детонация, газовзвесь, тепловое излучение, прямое численное моделирование.

ABNORMAL PROPAGATION OF FLAME IN COMBUSTIBLE GAS SUSPENSIONS

M.F. Ivanov¹, A.D. Kiverin¹, S.G. Pinevich^{1,2}

¹Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russian Federation
e-mail: ivanov_mf@mail.ru; alexeykiverin@gmail.com

²Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation
e-mail: radical29@yandex.ru

The paper discusses peculiarities of flame propagation in chemically active gas mixtures containing chemically inactive microparticles. In order to determine the influence of thermal radiation of combustion products on flame propagation in the dispersive medium, the authors compare the results obtained both with and without

considering thermal radiation transmission. In the first case, the particles transfer heat energy to the neighboring combustible gas while absorbing the radiation. In case of uniform distributions of particles in a mixture, the radiation absorbed near the flame propagation front increases the flame speed by raising the temperature at the front, yet not changing the combustion regime. However, non-uniform distributions of particles create the condition when the radiation absorption can result in either remote gas ignition or detonation in the area of high particle concentration. In case of denotation, its location entirely depends on spatial distributions of microparticles and can occur far away from the original flame front. Only the heat time and positional mixture ignition determine the speed of flame propagation in the mixture from the current position to the nearest area of high particle concentration (the area of intensive radiation absorption). The speed can be arbitrarily high.

Keywords: combustion, detonation, gas suspension, thermal radiation, direct numerical simulation.

Введение. Газообразные химически активные смеси, включающие в себя микрочастицы (горючие газовзвеси), с одной стороны, служат рабочим телом во многих химических технологиях, с другой — образуются во всех выбросах, возникающих при крупных техногенных авариях. Очевидно, что исследование горения таких сред является актуальным при решении задач прогнозирования возможных последствий тяжелых аварий и предупреждения взрывов на химических промышленных предприятиях и в угольных шахтах. В общем случае развитие процесса горения газообразных горючих смесей определяется энерговыделением за счет экзотермических химических реакций во фронте распространяющегося пламени и взаимодействием фронта пламени с течениями, формирующимися в результате энерговыделения в среде. Физика процесса усложняется, когда горение происходит в горючей газовой смеси, содержащей микрочастицы. Если частицы являются химически активными, то за счет энерговыделения при горении газового компонента происходит возгорание самих частиц и резко увеличивается удельная энергия горючей смеси, что может привести к тепловому взрыву или к прямому инициированию детонации. В настоящей работе рассмотрена газовзвесь только с химически нейтральными микрочастицами. Таким образом, газовзвесь не получает дополнительной энергии. Передача части импульса и энергии газового потока частицам приводит к уменьшению его скорости и снижению температуры продуктов горения, что, в свою очередь, влияет на скорость распространения пламени и структуру течений. Следовательно, динамическое взаимодействие химически нейтральных частиц снижает интенсивность развития всех стадий горения от воспламенения до перехода в детонацию, вплоть до полного гашения пламени. В то же время тепловое излучение из области нагретых продуктов горения, свободно проходящее через газовый компонент (длина пробега излучения в горючих газах составляет сотни метров), при наличии микрочастиц в смеси поглощается и рассеивается их поверхностью.

Нагретые излучением частицы передают свою энергию окружающему горючему газу, увеличивая его температуру, т.е. в газозвеси имеет место механизм дистанционной передачи энергии высокотемпературной области за фронтом пламени областям перед фронтом пламени с повышенной концентрацией частиц. Это отличает перенос энергии при горении в газозвесах от аналогичного процесса в газовых средах, что естественно должно повлиять на режимы распространения пламени.

Цель настоящей работы — компьютерное моделирование и анализ влияния на динамику горения разнонаправленных воздействий, вызванных наличием микрочастиц в газовом потоке. Сопоставление полученных результатов без учета и с учетом переноса теплового излучения в газозвесах позволяет не только выявить фундаментальные различия процессов горения и перехода к детонации в прозрачных горючих газовых средах и средах с поглощением излучения на масштабах, характерных для соответствующих режимов горения, но и обосновать требования к корректному рассмотрению задач взрывобезопасности запыленных горючих газов.

Математическая модель и постановка вычислительных экспериментов. Газообразная горючая среда с нейтральным компонентом представляет собой высокоактивный газ с взвешенными в нем твердыми частицами (например, сажи или пыли). Проблема численного моделирования движения газозвеси заключается в корректном описании перемещения газовой среды и увлекаемых ею твердых частиц. Процесс движения газозвеси определяется взаимным влиянием газовой и дисперсной фаз друг на друга, и в настоящее время достаточно подробно проанализирован [1–5]. Учет в решаемых задачах поглощения излучения требует включения в математическую модель динамики газового и дисперсного компонентов уравнения переноса энергии излучения. При этом в первом приближении для получения качественного понимания исследуемого процесса ограничимся приближением черного тела для микрочастиц.

Для описания горения гетерогенной среды использовалась двухскоростная двухтемпературная одномерная математическая модель сплошной среды. В принятом приближении поток частиц так же, как и поток несущего газа, были представлены в континуальном приближении, в котором динамика частиц описывается уравнениями переноса, подобными уравнениям газовой динамики. Континуальное описание динамики частиц оправдано в том случае, когда геометрический масштаб объема, содержащего достаточное число частиц для корректного усреднения их характеристик, пренебрежимо мал по сравнению с характерным масштабом изменения параметров течения [1]. В настоящей работе исследованы процессы с объемной долей частиц твердой

фазы $\alpha_p = V_p / (V_g + V_p)$, принадлежащей к интервалу $5 \cdot 10^{-6} \dots 5 \cdot 10^{-5}$, и диаметром частиц $d_p = 1 \dots 10$ мкм. Нетрудно заметить, что при характерном газодинамическом масштабе порядка 1 мм и принятых характеристиках ансамбля частиц выбор континуального описания динамики частиц вполне оправдан.

При выбранных концентрациях и размерах частиц можно пренебречь взаимодействием частиц друг с другом и из всех сил, действующих на движущиеся в газе частицы, ограничиться только stokсовой силой трения. В этом случае уравнения, описывающие динамику континуума частиц, имеют вид [5]

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} + \nabla (N_p \vec{u}_p) = 0;$$

$$\frac{\partial u_p}{\partial t} + (\vec{u}_p \nabla) \vec{u}_p = \vec{F}_{St}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} + (\vec{u}_p \nabla) T_p = Q_{gp} - \frac{2\pi r_p^2 N_p}{c_{p,p} \rho_{p0}} (4\sigma T_p^4 - q_r), \quad (2)$$

где g, p — индексы, обозначающие газовую и дисперсную фазы взвешенных частиц; N_p — число частиц в единице объема; u_p — массовая скорость частицы; T_p — температура частицы; r_p — радиус частицы; $c_{p,p}$ — теплоемкость материала частицы; ρ_{p0} — плотность материала частицы; q_r — поток излучения; σ — постоянная Стефана–Больцмана. Взаимодействие газового компонента с дисперсной фазой реализуется через источник член в уравнении для импульса, который описывает силу сопротивления частиц, движущихся в потоке несущей газовой фазы. При этом сила сопротивления выбирается как stokсовая сила, и, следовательно, величина F_{St} в (1) рассчитывается как

$$\vec{F}_{St} = \frac{1}{\tau_{St}} (\vec{u}_g - \vec{u}_p); \quad \tau_{St} = \frac{m_p}{6\pi r_p \mu_g}, \quad (3)$$

где m_p — масса частицы; μ_g — молекулярная динамическая вязкость газа. Межфазный теплообмен учитывается в форме источник члена в правой части уравнения (2):

$$Q_{gp} = \frac{1}{\tau_Q} (T_g - T_p); \quad \tau_Q = \frac{2r_p^2 c_{p,p} \rho_{p0}}{3\kappa_g Nu}. \quad (4)$$

Здесь κ_g — коэффициент молекулярной теплопроводности газа; Nu — число Нуссельта, $Nu = 2,0 + 0,6Re^{1/2} Pr^{1/3}$, Re — число Рейнольдса для потока газа относительно частицы; Pr — число Прандтля для газовой фазы. Ввиду относительно малого времени скоростной релаксации микронных частиц ($\sim 1 \dots 10$ мкс) вторым слагаемым в выражении для

числа Nu можно пренебречь, так как скорость частиц достаточно быстро приближается к скорости потока и $Re > 0$. В связи с этим в ряде расчетов число Nu выбиралось равным 2, что с высокой степенью точности согласуется с воспроизводимыми режимами течений. В уравнении энергии частиц (2) последнее слагаемое в правой части учитывает энергообмен между частицами и потоком энергии излучения.

Расчет переноса теплового излучения для газозвеси проводился в диффузионном приближении. Соответствующее уравнение для расчета интенсивности излучения можно записать в виде [6]

$$\frac{1}{3} \operatorname{div}(L_r \operatorname{grad} q_r) = -\frac{1}{L_r} (4\sigma T_p^4 - q_r),$$

где $L_r = \frac{1}{\pi r_p^2 N_p} = \frac{2d_p}{3\alpha_p}$ — длина пробега теплового излучения (длина поглощения излучения); α_p — объемная концентрация частиц.

В основу математической модели динамики горючего газового компонента были положены уравнения газодинамики вязкой сжимаемой среды с учетом теплопроводности, многокомпонентной диффузии [5], а также выделения энергии в зоне реакции за счет химических превращений. Как и в модели динамики частиц, обмен импульсом между дисперсной и газовой фазами описывался на основе стоксовой силы (3), а межфазный теплообмен соотношением (4). Согласно сделанным предположениям, система уравнений динамики газового компонента имеет вид

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla (\rho_g \vec{u}_g) = 0;$$

$$\rho_g \left[\frac{\partial \vec{u}_g}{\partial t} + (\vec{u}_g \nabla) \vec{u}_g \right] = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} - \nabla p_g - \rho_p \vec{F}_{St};$$

$$\rho_g \left[\frac{\partial E_g}{\partial t} + (\vec{u}_g \nabla) E_g \right] = \frac{\partial (\sigma_{jk} u_{gk})}{\partial x_j} - \nabla (p_g \vec{u}_g) - \rho_p \vec{F}_{St} \vec{u}_p +$$

$$+ \nabla (\kappa_g \nabla T) - \rho_p c_{p,p} Q_{gp} + \sum_k h_k \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_g D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x} \right) + \rho_g \sum_k h_k \left(\frac{\partial Y_i}{\partial t} \right)_{ch};$$

$$\rho_g \left[\frac{\partial Y_k}{\partial t} + (\vec{u}_g \nabla) Y_k \right] = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_g D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x} \right) + \rho_g \left(\frac{\partial Y_i}{\partial t} \right)_{ch};$$

$$E_g = e_g + 0,5 \sum_{j=1}^3 u_{gj}^2; e_g = c_V^g T; c_V^g = \sum_j c_{V,j}^g Y_j;$$

$$\sigma_{ij} = \mu_g \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right).$$

Здесь E_g , e_g — полная удельная и внутренняя энергия газовой фазы; c_V^g , Y_j , h_j — теплоемкость, концентрация и энтальпия образования j -го химического компонента газовой смеси; ρ_g — массовая плотность газовой фазы; σ_{ij} — тензор вязких напряжений в газе; $\kappa_g(T_g)$ — коэффициент теплопроводности газовой среды; $D_k(T_g)$ — коэффициент молекулярной диффузии k -го компонента газовой смеси. Коэффициенты вязкости, теплопроводности и диффузии газовой смеси определялись исходя из соотношений кинетической теории газов для многокомпонентных сред и являлись функциями температуры и состава газовой смеси. Уравнения состояния свежей смеси и продуктов горения (в случае химически активного газа) задавались таблично на основе экспериментальных данных для отдельных компонентов смеси. Для описания кинетики горения водорода использовалась хорошо зарекомендовавшая себя редуцированная схема Варнатца [7]. Система уравнений двухскоростной двухтемпературной газодинамики решалась в одно- и двумерной постановках численно методом Лагранжа – Эйлера [8], т.е. так называемым методом крупных частиц. В процессе расчета все величины задаются в центрах ячеек эйлеровой сетки, а шаг по времени выполняется в три этапа. На первом, эйлеровом, этапе перенос между соседними ячейками полагается “замороженным”, и решение системы уравнений газовой динамики проводится без учета конвективных членов методом центральных разностей второго порядка точности по пространству. На втором, лагранжевом этапе определяется перенос массы, импульса и энергии через границы ячеек. Проведенная в настоящей работе модификация второго этапа повысила его точность по пространству также до второго порядка. На третьем этапе объединяются вклады в решение, полученные на первом и втором этапах. Метод многократно использовался для численного моделирования процессов горения и дал результаты, хорошо согласующиеся как с тестовыми решениями, так и с экспериментальными данными [9–12]. Настоящую статью можно рассматривать как продолжение серии работ авторов, в том числе опубликованных ранее и посвященных исследованию процессов воспламенения и развития горения водородно-воздушных и водородно-кислородных смесей в каналах [13–15]. В указанных работах рассматривается один и тот же физический процесс — горение газообразной горючей смеси, в основу исследований положена одна и та же математическая модель, решаемая с применением численного алгоритма на расчетных сетках, обеспечивающего сходимость решения (0,025 мм для воспроизведения ламинарного горения в условиях, близких к нормальным, и 0,005 мм при моделировании процессов с формированием детонационных волн).

При проведении вычислительных экспериментов рассматривались плоские одно- или двухмерные течения, формируемые в ходе распространения фронта пламени в канале от закрытого его торца (левого конца расчетной области). В начальный момент времени канал при нормальных условиях ($p_0 = 1,0$ атм., $T_0 = 300$ К) был заполнен стехиометрической водородно-кислородной смесью, содержащей микро-частицы с заданным пространственным распределением. Плотность материала частиц и их теплоемкость выбирались близкими к характеристикам сажи ($\rho_{p0} \approx 1000$ кг/м³; $c_{p,p} \approx 1000$ Дж/(кг · К)). Значения размеров частиц и их объемных долей выбирались из приведенных выше интервалов. Наиболее химически активная водородно-кислородная смесь выбрана в целях более яркого выделения влияния частиц на эволюцию горения в газозвеси. Основное внимание уделено влиянию частиц на скорость распространения пламени в горючем газе с микрочастицами.

Обсуждение результатов. Ламинарное горение “чистой” (без частиц) водородно-кислородной смеси в каналах даже в отсутствии турбулентности является неустойчивым процессом, при котором пламя ускоряется и переходит от дозвукового горения к детонации. Это подтверждается многочисленными экспериментами, представленными, например, в работе [16]. Используя результаты математического моделирования, авторы работ [10, 17] объяснили механизмы такого развития горения высокоактивных газовых горючих смесей, подожженных у закрытого конца канала:

— экспоненциальный рост скорости фронта пламени за счет растяжения его фронта вследствие различия скоростей у стенок и в центре канала и в результате развития гидродинамических неустойчивостей;

— снижение ускорения фронта пламени (с экспоненциальной к степенной зависимости) за счет нелинейных факторов и ослабления воздействия на фронт переотраженных волн сжатия, приводящее к генерации слабых ударных волн фронтом пламени не вдали (как на предыдущей стадии), а непосредственно вблизи поверхности фронта, при этом в зону горения проникает уже предварительно сжатый и нагретый газ, что при его сгорании резко повышает давление на фронте пламени;

— достижение пламенем скорости звука в невозмущенной среде перед фронтом;

— локализация возмущений, генерируемых фронтом пламени, в сужающейся зоне между фронтом и звуковой линией, приводящая к сверхэкспоненциальному росту давления в зоне реакции на этой стадии;

— преодоление пламенем локальной скорости звука и переход от дозвукового горения к детонации.

Когда пламя распространяется по горючей газовой смеси, содержащей микрочастицы, такие дополнительные факторы, как переход части импульса и энергии от газового потока к частицам и нагрев частиц перед фронтом пламени энергией излучения из области высокотемпературных продуктов горения могут существенно изменить ход распространения пламени по каналу и развитие переходного процесса к детонации. Рассмотрим только влияние на процесс присутствия в смеси химически нейтральных микрочастиц без учета влияния излучения.

Для характерного времени релаксации скорости частиц к скорости газа следует из соотношения (4), что это время тем меньше, чем меньше радиус частиц и для частиц микронного радиуса оно составляет сотые доли микросекунды, что мало по сравнению с временем прохождения газового потока через фронт пламени ($\sim 2 \cdot 10^{-5}$ с). Характерное время энергообмена между частицами и газовой фазой для микронных частиц, определяемое по формуле (5), составляет примерно $5 \cdot 10^{-6}$ с, что также меньше времени пребывания частиц в зоне горения. Таким образом, микронные частицы на масштабах ширины фронта пламени уже успевают релаксировать к скорости и температуре газового компонента в зоне горения, в результате чего снижается скорость фронта пламени (а также интенсивность генерируемых им волн сжатия) и температура продуктов горения непосредственно за фронтом. При этом, как показано в работе [18], такое снижение температуры может быть весьма значительным.

Результаты расчетов скорости фронта пламени, распространяющегося по двухмерному каналу шириной 5 мм от закрытого конца в горючей газозвеси с задаваемой разной объемной концентрацией частиц, представлены на рис. 1. Достаточно большая доля микронных частиц в газозвеси может полностью стабилизировать распространение пламени и предотвратить переход дозвукового горения в детонацию. С уменьшением доли частиц скорость фронта пламени растет, но если размер частиц достаточно мал, подхватываясь потоком, они концентрируются в области сжатия перед фронтом пламени, размывая эту область и препятствуя увеличению давления на фронте. Диссипация энергии и импульса частиц в зоне фронта пламени производит энергию, выделяемую за счет химической реакции, которая недостаточна для достижения фронтом пламени звуковой скорости, что не позволяет сформироваться детонационной волне по механизму, описанному в работах [10, 17].

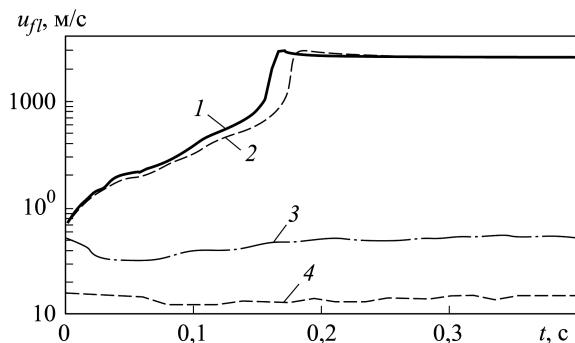


Рис. 1. Результаты расчетов скорости фронта пламени, распространяющегося по двумерному каналу шириной 5 мм от закрытого конца в горючей газозвеси с задаваемой разной объемной концентрацией частиц:

1 – без частиц; 2 – $r_p = 10 \text{ мкм}$, $\alpha_p = 5 \cdot 10^{-5}$; 3 – $r_p = 1,0 \text{ мкм}$, $\alpha_p = 5 \cdot 10^{-5}$; 4 – $r_p = 1 \text{ мкм}$, $\alpha_p = 10^{-4}$ (кривые 1 и 2 соответствуют режимам, приводящим к возникновению детонации)

Протекание процесса качественно меняется с ростом размеров частиц. Для достаточно крупных частиц размером 10 мкм и более характерное время обмена энергией и импульсом между газовым компонентом и частицами возрастают в 100–10 000 раз, ввиду чего они не успевают изменить энергетический баланс в зоне горения и вследствие отставания от скорости потока не концентрируются перед фронтом пламени. Результаты численного моделирования показывают, что в ходе распространения волны горения крупные частицы распределяются в области продуктов горения и практически не влияют на ускорение пламени и развитие процесса перехода к детонации (см. рис. 1).

Рассмотрим влияние переноса излучения из области нагретых продуктов горения и его поглощения частицами на процесс распространения пламени в канале. Для качественного анализа проблемы достаточно использовать задачу в одномерной постановке, так как основополагающим здесь является процесс поглощения излучения частицами в объеме вдоль направления распространения потока излучения, когда факторы расхождения потока и поглощения излучения на границах области можно полагать второстепенными. Точно так же многомерные процессы, которые могут быть вызваны неоднородным нагревом газа поглощающими излучение частицами, являются следующим развитием рассматриваемого процесса и на первом этапе поглощения и перераспределения энергии в среде не принципиальны.

При равномерном распределении частиц в газовой смеси излучение, выходящее из фронта пламени, поглощается в области непосредственно перед фронтом на расстоянии порядка длины пробега излучения. Увеличение температуры перед фронтом пламени пропорционально интервалу времени поглощения излучения частицами в соответствующем элементе газа, а сам интервал определяется временем

подхода к этому элементу пламени, поглощающему нагреваемую излучением среду. Время поглощения излучения частицами должно быть больше, чем больше длина пробега излучения. Однако, чем выше температура газа перед фронтом пламени, тем быстрее скорость фронта. Этот саморегулирующийся процесс в результате приводит лишь к незначительному приросту скорости горения 10...15 %, независимо от длины пробега излучения [19]. Таким образом, в газозвеси с равномерно распределенными частицами поглощение частицами теплового излучения является второстепенным фактором, незначительно влияющим на стабилизацию пламени микрочастицами.

Излучение начинает играть важную роль в условиях существенно неоднородного распределения частиц. Пусть в области протяженностью X_1 в газовой смеси концентрация частиц настолько мала, что длина пробега излучения составляет несколько метров. На расстоянии X_1 от пламени доля частиц в газозвеси начинает возрастать настолько, что длина поглощения сокращается до нескольких сантиметров, или долей сантиметров. Можно предположить, что в относительно "чистом" газообразном горючем есть облака частиц значительной концентрации. Тогда излучение будет непосредственно поглощаться на границе ближайшего к фронту горения облака. Схема описанного случая представлена на рис. 2. Распространяясь в потоке движущегося газа, пламя поглощает свежую горючую смесь со скоростью горения u_f . Следовательно, пламя достигнет границы облака, изначально расположенной на расстоянии X_1 от закрытого торца и движущейся в сформированном потоке газа, за время $\Delta t = X_1/u_f$. Если время нагрева смеси до температуры воспламенения меньше указанного, то воспламенение на границе облака частиц произойдет раньше прихода фронта пламени. Время индукции стехиометрической водородно-кислородной смеси при атмосферном давлении становится меньше времени рекомбинации формирующихся в зоне реакции промежуточ-

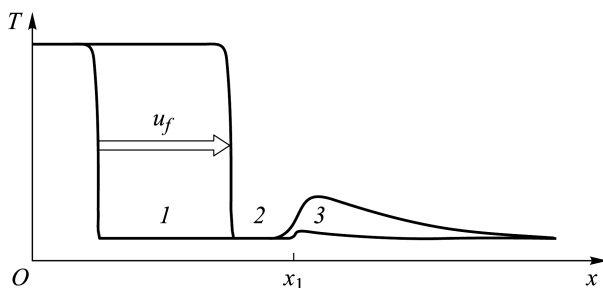


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая постановку задачи в координатах, связанных с границей облака частиц:

1 — объем сгоревшего за рассматриваемое время вещества; 2 — зазор между фронтом пламени и облаком частиц; 3 — область прогрета

ных радикалов при достижении температуры около 1050 ± 50 К. Указанное пороговое значение температуры определяет предел воспламенения, не зависящий от интенсивности диссипативных эффектов в зоне реакции, так называемый продленный второй предел воспламенения. Предположим, что эта характерная температура и есть температура воспламенения, тогда время нагрева τ_{ign} смеси на границе облака ($x = X_1$) до момента ее воспламенения нетрудно оценить с помощью совместного рассмотрения энергетических соотношений для нагрева частиц поглощаемым излучением и нагрева газового компонента нагретыми частицами. Для водородно-кислородной смеси это время составляет примерно миллисекунду. Соответственно минимальное расстояние между фронтом движущегося пламени и точкой воспламенения для водородно-кислородного пламени (нормальная скорость горения стехиометрической водородно-кислородной смеси $u_f \approx 12$ м/с) составляет несколько сантиметров. Если область воспламенения отстоит от фронта уже распространяющегося пламени на расстоянии L , то скорость эффективного продвижения фронта пламени по каналу можно оценить как $u_f^* = L/\tau_{ign}$. Данная величина может быть весьма значительна. При этом между фронтами изначального пламени и вновь образовавшегося могут сохраняться схлопывающиеся объемы еще несгоревшей смеси.

Особый интерес представляет вопрос, какой режим горения формируется при поджиге смеси на границе облака частиц. Как и при воспламенении газообразных горючих смесей, воспламенение на фронте облака частиц может непосредственно приводить к двум возможным режимам распространения пламени: дозвуковому ламинарному или сверхзвуковому детонационному. Однако, если в случае газообразного горючего реализация каждого режима определяется вложенной энергией, то в случае облака частиц при одной и той же вложенной энергии реализация режимов зависит согласно теории спонтанной волны горения Зельдовича [20] от формирующегося в области поглощения энергии градиента температуры. Подходящий для реализации того или иного режима градиент температуры может быть сформирован при подборе соответствующей длины пробега излучения. Наиболее просто это можно достичь, задавая градиент концентрации частиц на границе облака, что к тому же лучше соответствует реальным распределениям частиц в пространстве.

Рассмотрим формирование очага воспламенения на границе облака частиц, когда начальное распределение концентрации частиц, и, следовательно, определяемая им длина пробега излучения, имеют форму ступеньки с резким спадом на передней границе неограниченно

протяженного облака. Нагретые потоком излучения частицы повышают температуру окружающего газа непосредственно вблизи границы облака частиц, что вызывает его расширение и перераспределение концентрации частиц в зоне поглощения. Это способствует образованию неравномерного распределения температуры в области поглощения. Поскольку время нагрева частиц и передачи теплоты частиц газу много больше характерного газодинамического времени, давление в области нагрева выравнивается и воспламенение происходит при повышенной температуре, спадающей от фронта (где температура достигает температуры воспламенения $T \approx 1050$ К) вглубь облака, и постоянном начальном давлении. В результате такого распределения термодинамических характеристик является образование волны медленного горения, распространяющейся от границы облака частиц. Формирующийся при этом градиент температуры характеризуется относительно малой степенью пологости (достаточно резкая граница облака), что обеспечивает формирование волны медленного горения [20]. В реальной ситуации в присутствии конвективных потоков границы скопления частиц размываются, и можно утверждать о наличии градиента концентрации частиц вблизи границы облака. Проведенные расчеты с заданием различных начальных неоднородностей распределения частиц на границе облака показали, что нарастание “размазки” распределения частиц на фронте вблизи эпицентра поглощения потока излучения приводит от возникновения стандартного ламинарного пламени к формированию быстрых волн горения и ударных волн (рис. 3), которые при еще большей “размазке” переходят в волны детонации. В реальных условиях реализация подобных сценариев указывает на высокую взрывоопасность развития горения в гетерогенных горючих средах. Скорость распространения переднего фронта пламени в таком случае определяется скоростью возникающих быстрых волн горения или волн детонации и является сверхзвуковой.

В более реалистичных случаях, относящихся к аварийным выбросам, либо к работе химических реакторов или энергетических установок, горючие газовзвеси характеризуются неоднородным пространственным распределением микрочастиц, когда относительно мелкомасштабные сгущения частиц чередуются с областями достаточно “чистого” горючего газа. Для выявления наиболее принципиальных особенностей горения таких смесей упростим пространственную структуру газовзвеси. Рассмотрим водородно-кислородную смесь, в которой распределены слои (одномерная постановка) с повышенной концентрацией частиц $\alpha_p = 10^{-5}$, толщина слоев $\Delta = 1$ мм, расстояние между слоями $h = 0,01$ м, диаметр частицы $r_p = 1,5$ мкм.

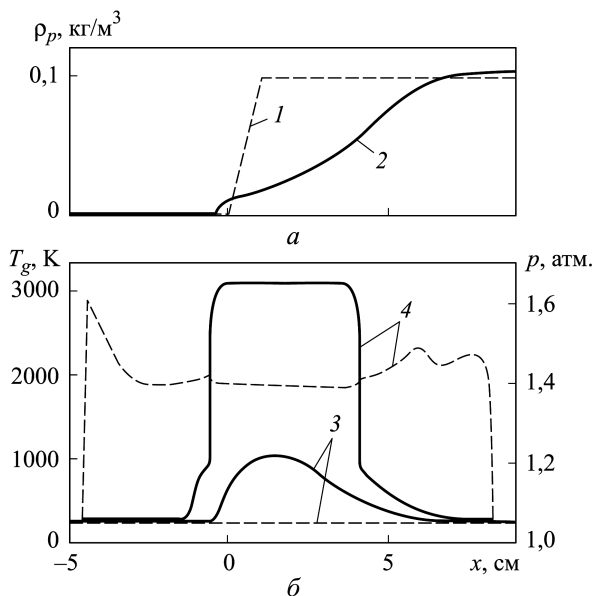


Рис. 3. Режим инициирования быстрой волны горения с образованием ударной волны на границе облака толщиной 1 см:

a — в момент начального распределения микрочастиц (1) и их распределения на момент воспламенения (2); *б* — профили температуры (штриховая линия) и давления (сплошная) для различных моментов времени перед воспламенением $t_0 = 1,65$ мс (3) и после воспламенения $t_1 = 1,75$ мс (4)

Пространственное распределение плотности дисперсной фазы ($\rho_p = \alpha_p \rho_{p0} = m_p N_p$) в среде с периодическим распределением микрочастиц на момент, предшествующий возгоранию ближайших к фронту исходного пламени засеянных частицами слоев среды, приведено на рис. 4, *a*. Фронт исходного пламени располагается слева на таком расстоянии от первого слоя частиц, что время его прихода больше времени развития рассматриваемых процессов. Длина поглощения излучения в этих расчетах равна 10 см. Пространственные профили температуры и давления для последовательных моментов возникновения новых очагов воспламенения представлены на рис. 4, *б* и *в*. Хронограмма процесса, представленная на рис. 5, позволяет восстановить следующую последовательность событий. Вначале, нагреваясь от поглощаемого частицами излучения, воспламеняются первые ближайшие к начальному пламени слои, содержащие частицы. Далее эти уже горячие слои становятся источником дополнительного нагрева более удаленных слоев, поглощающих поток излучения от образующихся продуктов горения и энергию генерируемых при воспламенении ударных волн. По мере распространения волны воспламенения от слоя к слою давление в области воспламенения нарастает, и, начиная с четвертого слоя (четвертого очага возгорания), формируются условия воспламенения с генерацией достаточно сильной ударной волны,

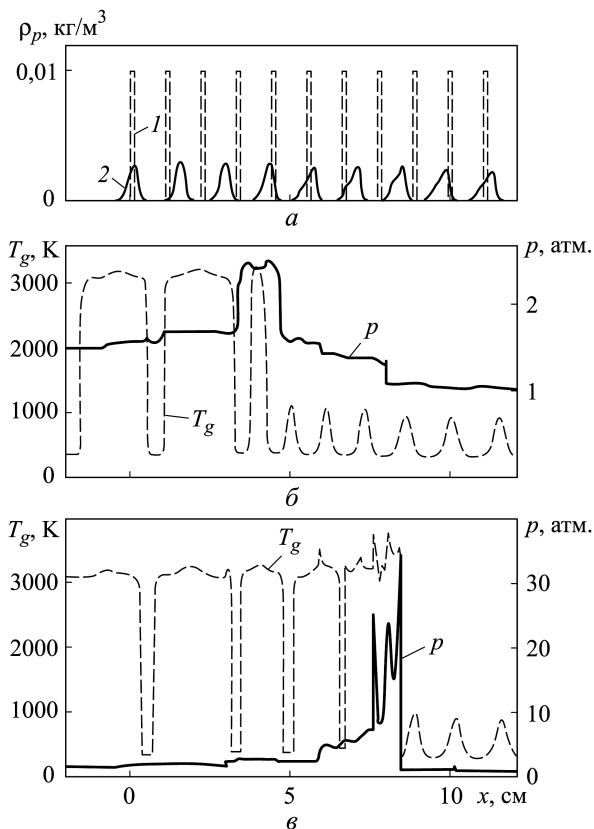


Рис. 4. Начальное распределение микрочастиц (1) и их распределение на момент воспламенения (2) (а), профили температуры и давления на момент времени возгорания третьего слоя частиц (третий очаг возгорания) (б) и то же на момент времени возгорания шестого слоя частиц (шестой очаг возгорания) и возникновения детонации (в)

переводящей процесс горения на детонационный режим. Скорость возникновения последовательности новых очагов возгорания теперь становится меньше скорости детонационной волны и эффект неоднородного распределения частиц становится несущественным. Процесс переходит в стадию квазистационарного распространения детонационной волны (в выбранном приближении) за время около 0,1 мс, что на порядок меньше времени перехода к детонации за счет самоускорения пламени в канале [10, 17].

Заключение. Проведенное исследование показало, что при горении газообразного горючего с неравномерным распределением взвешенных в нем микрочастиц роль теплового излучения области горения является принципиальной. Учет излучения качественно меняет воспроизводимую картину горения, переводя фактор наличия частиц в смеси из стабилизирующего в усиливающий нестабильность. При этом с учетом излучения при горении запыленного газообразного горючего возможны как режимы дозвукового горения, так и режимы

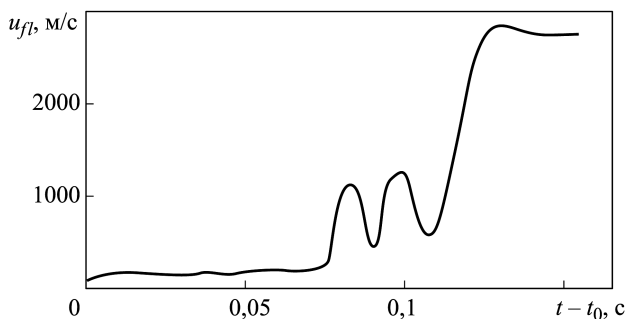


Рис. 5. Временное изменение скорости фронта горения, распространяющегося в среде с локальными скоплениями микрочастиц (t_0 – время воспламенения первого слоя частиц)

быстрого перехода к детонации. Принципиальным является то, что условия реализации режимов с дозвуковым горением (равномерное распределение частиц, резкие границы облаков микрочастиц) более сложно реализуемы на практике, и, следовательно, более редко воспроизводятся в реальных ситуациях, чем условия, приводящие к детонации. Это повышает степень взрывоопасности горючих газов в условиях запыленных объемов и должно учитываться при анализе последствий техногенных аварий. Так, часто при оценке интенсивности воздействия аварийного выброса с возгоранием химически активного газа исходят из предположения об отсутствии условий формирования детонации в чистом газе, тогда как приведенные здесь результаты расчетов указывают на возможность перехода к детонации в запыленной среде с неравномерным распределением инертных микрочастиц. Это представляет собой качественную оценку сверху и требует экспериментального подтверждения.

Исследование выполнено ОИВТ РАН за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-50-00124).

В работе принимал участие студент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана С.Г. Пиневиц, проходящий практику в ОИВТ РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вараксин А.Ю. Турбулентное течение газов с твердыми частицам. М.: Физматлит, 2003. 192 с.
2. Волков Э.П., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука, 1994. 320 с.
3. Зайчик Л.И., Алипченков В.М. Статистические модели движения частиц в турбулентной жидкости. М.: Физматлит, 2007. 312 с.
4. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Течение газа с частицами. М.: Физматлит, 2008. 598 с.
5. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
6. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.

7. Варнацц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. М.: Физматлит, 2003. 351 с.
8. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
9. Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A. Hydrogen-oxygen flame acceleration antransition to detonation in channels with no-slip walls for a detailed chemical reaction model // Phys. Rev. E. 2011. Vol. 83. P. 056313-1–056313-16.
10. Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A. Flame acceleration and DDT of hydrogen-oxygen gaseous mixtures in channels with no-slip walls // Intl. Journ. Hydrogen Energy. 2011. Vol. 36. P. 7714–7727.
11. Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A., Yakovenko I.S. Hydrogen-Oxygen Flame Acceleration and Deflagration-to-Detonation Transition in Three-dimensional Rectangular Channels with no-slip Walls // Intl. Journ. Hydrogen Energy. 2013. Vol. 38. No. 36. P. 16427–16440.
12. Иванов М.Ф., Киверин А.Д. Влияние состава горючей смеси на развитие неустойчивости фронта пламени // Химическая Физика. 2010. Т. 29. № 2. С. 48–54.
13. Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Гальбурт В.А. Об одном способе ускорения перехода от дефлаграции к детонации в газообразных горючих смесях // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2008. № 4 (31). С. 38–45.
14. Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Рыков Ю.В. Особенности распространения пламени в замкнутых объемах // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2010. № 1. С. 21–38.
15. Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Смыгалина А.Е. Воспламенение водородно-воздушной смеси вблизи нижнего концентрационного предела // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2013. № 1. С. 89–108.
16. Kuznetsov M., Alekseev V., Matsukov I., Dorofeev S. DDT in a smooth tube filled with a hydrogen-oxygen mixture // Shock Waves. 2005. Vol. 14. P. 205–215.
17. Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Либерман М.А., Фортвов В.Е. Механизм ускорения пламени и переход в детонацию водородно-кислородной смеси в канале // ДАН. 2010. Т. 434. № 6. С. 756–759.
18. Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Смыгалина А.Е., Яковенко И.С. Роль химически нейтральных микрочастиц в развитии горения газозвесей: от подавления детонации до имплантации примеси в подложку // Сб. трудов Всероссийской конференции “Механика и наномеханика структурно-сложных и гетерогенных сред. Успехи, проблемы, перспективы”. М., 23 декабря 2014 г. – 31 января 2015 г. М.: ИПРИМ РАН, 2015. С. 161–171.
19. Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A. The role of heat radiation in combustion of chemically active gas suspensions // Advances in Nonequilibrium processes, Plasma, Combustion, and Atmosphere. Ed. by A.M. Starik, S.M. Frolov. 2014. P. 162–170.
20. Zeldovich Ya.B. Regime Classification of an Exothermic Reaction with Nonuniform Initial Conditions // Combust. Flame. 1980. Vol. 39. P. 211–226.

REFERENCES

- [1] Varaksin A.Yu. Turbulentnoe techenie gazov s tverdyimi chastitsam [Turbulent Flow of Gases with Solid Particles]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2003. 192 p.
- [2] Volkov E.P., Zaychik L.I., Pershukov V.A. Modelirovanie gorenija tverdogo topliva [Modeling of Solid Fuel Combustion]. Moscow, Nauka Publ., 1994. 320 p.
- [3] Zaychik L.I., Alipchenkov V.M. Statisticheskie modeli dvizheniya chastits v turbulentnoy zhidkosti [Statistical Models of the Particle Motion in a Turbulent Fluid]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2007. 312 p.
- [4] Volkov K.N., Emel'yanov V.N. Techenie gaza s chastitsami [The Flow of Gas with Particles]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2008. 598 p.

- [5] Nigmatulin R.I. *Dinamika mnogofaznykh sred.* Ch. 1 [The Dynamics of Multiphase Media. Part 1]. Moscow, Nauka Publ., 1987. 464 p.
- [6] Zel'dovich Ya.B., Rayzer Yu.P. *Fizika udarnykh voln i vysokotemperaturnykh gidrodinamicheskikh yavleniy* [Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena]. Moscow, Nauka Publ., 1966. 688 p.
- [7] Warnatz J., Maas U., Dibble R.W. *Combustion.* Berlin, Springer-Verlag, 2006. 351 p.
- [8] Belotserkovskiy O.M., Davydov Yu.M. *Metod krupnykh chastits v gazovoy dinamike* [Method of Large Particles in Gas Dynamics]. Moscow, Nauka Publ., 1982.
- [9] Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A. Hydrogen-Oxygen Flame Acceleration Antransition to Detonation in Channels with No-Slip Walls for a Detailed Chemical Reaction Model. *Phys. Rev. E.*, 2011, vol. 83, pp. 056313-1–056313-16.
- [10] Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A. Flame Acceleration and DDT of Hydrogeneoxygen Gaseous Mixtures in Channels with No-Slip Walls. *Intl. Journ. Hydrogen Energy*, 2011, vol. 36, pp. 7714–7727.
- [11] Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A., Yakovenko I.S. Hydrogen-Oxygen Flame Acceleration and Deflagration-to-Detonation Transition in Three-Dimensional Rectangular Channels with No-Slip Walls. *Intl. Journ. Hydrogen Energy*, 2013, vol. 38. 36, pp. 16427–16440.
- [12] Ivanov M.F., Kiverin A.D. Influence of Air-Fuel Ratio on the Development of the Flame Front Instability. *Khim. Fiz* [Russ. J. Phys. Chem. B.], 2010, vol. 29, no. 2, pp. 48–54 (in Russ.).
- [13] Ivanov M.F., Kiverin A.D., Gal'burt V.A. About One Method of Acceleration of Transition from Deflagration to Detonation in Gaseous Inflammable Mixtures. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2011, no. 2, pp. 16–24 (in Russ.).
- [14] Ivanov M.F., Kiverin A.D., Rykov Yu.V. Peculiarities of Flame Propagation in Closed Volumes. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2010, no. 1, pp. 21–38 (in Russ.).
- [15] Ivanov M.F., Kiverin A.D., Smygalina A.Ye. Ignition of hydrogen-air mixture near lower flammability limit. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2013, no. 1, pp. 89–108 (in Russ.).
- [16] Kuznetsov M., Alekseev V., Matsukov I., Dorofeev S. DDT in a Smooth Tube Filled with a Hydrogen-Oxygen Mixture. *Shock Waves*, 2005, vol. 14, pp. 205–215.
- [17] *Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Либерман М.А., Фортвов В.Е.* The Mechanism of Flame Acceleration and the Transition to Hydrogen-Oxygen Mixture Detonation in the Channel. *Dokl. Akad. Nauk* [Proc. of the Academy of Sciences], 2010, vol. 434, no. 6. pp. 756–759 (in Russ.).
- [18] Ivanov M.F., Kiverin A.D., Smygalina A.E., Yakovenko I.S. The Role of Chemically Neutral Micro-Particles in the Development of Gas Suspension Combustion: from Detonation Suppressing to Implanting Impurities in the Substrate. *Sb. Tr. Vseros. Konf. "Mekhanika i nanomekhanika strukturno-slozhnykh i geterogennykh sred. Uspekhi, problemy, perspektivy"* [Proc. All Russ. Conf. Mechanics and Nanomechanics of Structurally Complex and Heterogeneous Media. Achievements, Problems, Prospects.]. Moscow, 23 Dec. 2014 – 31 Jan. 2015. Moscow, IPRIM RAN Publ., 2015, pp. 161–171 (in Russ.).
- [19] Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A. Ed. by Starik A.M., Frolov S.M. The Role of Heat Radiation in Combustion of Chemically Active Gas Suspensions. *Advances in Nonequilibrium Processes, Plasma, Combustion, and Atmosphere*, 2014, pp. 162–170.
- [20] Zeldovich Ya.B. Regime Classification of an Exothermic Reaction with Nonuniform Initial Conditions. *Combust. Flame*, 1980, vol. 39, pp. 211–226.

Статья поступила в редакцию 10.02.2015

Иванов Михаил Федорович — д-р физ.-мат. наук, профессор, заведующий лабораторией Объединенного института высоких температур РАН.

Объединенный институт высоких температур РАН, Российская Федерация, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2.

Ivanov M.F. — D.Sc. (Phys.-Math.), Professor of Mathematics, Head of the Laboratory, Joint Institute for High Temperatures of the, Russian Academy of Sciences.

Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Izhorskaya ul. 13, building 2, Moscow, 125412 Russian Federation.

Киверин Алексей Дмитриевич — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник Объединенного института высоких температур РАН.

Объединенный институт высоких температур РАН, Российская Федерация, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2.

Kiverin A.D. — Ph. D. (Phys.-Math.), Senior Research Fellow, Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences.

Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Izhorskaya ul. 13, building 2, Moscow, 125412 Russian Federation.

Пиневиц Сергей Геннадьевич — студент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана, стажер-исследователь Объединенного института высоких температур РАН.

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

Объединенный институт высоких температур РАН, Российская Федерация, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2.

Pinevich S.G. — student, Bauman Moscow State Technical University, Research Assistant, Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences.

Bauman Moscow State Technical University, 2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation.

Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Izhorskaya ul. 13, building 2, Moscow, 125412 Russian Federation.

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Пиневиц С.Г. Аномальное распространение пламени в горючих газовзвесьях // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2015. № 5. С. 51–68.

Please cite this article in English as:

Ivanov M.F., Kiverin A.D., Pinevich S.G. Abnormal propagation of flame in combustible gas suspensions. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Bauman, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2015, no. 5, pp. 51–68.