

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ ПОТОКА ГАЗОВЗВЕСИ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ ОЧАГОВОГО ТЕПЛОВОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

А. Г. Егоров¹, С. В. Иванин², В. И. Малинин³

¹Тольяттинский государственный университет, 445667 Тольятти, eag@tlttsu.ru

²Тольяттинский военный технический институт, 445025 Тольятти

³Пермский государственный технический университет, 614000 Пермь

На основе модели очагового теплового воспламенения экспериментально исследован процесс электроискрового зажигания потока аэрозвеси частиц алюминия в канале с внезапным расширением. Определен критический радиус начального очага воспламенения, изучена динамика процесса и установлено влияние интенсивности турбулентности на развитие очага.

Ключевые слова: аэрозвесь, алюминий, воспламенение, очаг воспламенения.

Для описания процесса зажигания облака газозвеси искровым разрядом используется модель очагового теплового воспламенения [1–3]. Проблеме очагового теплового воспламенения посвящены работы [4–7].

В тепловой теории воспламенения задача об очаговом взрыве сводится к анализу эволюции профиля начальных температур в реакционно-способной среде, а также к определению критического значения параметра Франк-Каменецкого $\delta_{cr} = R_0^2/at_a$, где R_0 — радиус очага разогрева, a — температуропроводность вещества, t_a — период адиабатической индукции [7].

Одиночная сферическая частица металла в нагретом газе — очень удобный объект для описания теплового взрыва, благодаря двум особенностям: отсутствию распределения температуры в частице и очень простому и физически четкому выражению для коэффициента теплоотдачи α . Для мелких частиц, несмотря на возможные высокие температуры теплового взрыва, роль лучистой составляющей α_r обычно невелика. Следовательно, критерий Био можно записать в виде $Bi = \alpha_c r_0/\lambda_p = \lambda_g/\lambda_p$, где α_c — кондуктивная составляющая коэффициента теплоотдачи, r_0 — радиус частицы металла, λ_g , λ_p — коэффициенты теплопроводности газа и частицы соответственно. Таким образом, задача сводится к постановке Семенова — Тодеса [8].

Закономерности теплового взрыва для одиночных частиц металлов и их совокупностей (облаков) отличаются, поскольку в облаках имеется тепловое взаимодействие между частицами. В [9] выполнен анализ тепло-

вого взрыва при различных законах окисления металлов. Для линейного закона реализуется нулевой порядок тепловыделения и справедливо, как и для случая частиц взрывчатых веществ, критическое значение критерия Семенова $Se_{cr} = 1/e$.

Для параболического и экспоненциального законов имеет место сильное кинетическое (точнее, диффузионное) торможение реакции вследствие нарастания оксидной пленки. В реальных условиях теплового взрыва оно вызывает конкуренцию аррениусовскому тепловому самоускорению. В результате предвзрывная картина заметно отличается от классической [8].

В силу своеобразия кинетического закона безразмерный анализ имеет свои особенности. Вместо привычных критериев Se и Td процесс определяется параметрами $\Omega = \frac{3Se_{get}}{Td}$, $\gamma = \frac{r_0}{3\delta_0}Td$, где $Se_{get} = \frac{Q\rho E}{\lambda_g RT_0^2} k_{get}(T_0)$, r_0 — начальный радиус частицы, ρ — плотность частицы, δ_0 — начальная толщина оксидной пленки, T_0 — температура окружающей среды, Q — тепловой эффект реакции, k_{get} — предэкспоненциальный множитель [8].

Известно [10], что процесс зажигания длится с момента начала искрового разряда до установления режима устойчивого распространения пламени. Здесь существуют по крайней мере две проблемы. Одна из них — формирование начального очага пламени при искровом разряде, другая — неустойчивое распространение пламени этого очага. Возникновение начального очага зависит от двух конкурирую-

щих процессов — разогрева очага за счет химической реакции и теплоотвода. Поэтому в критических условиях должно выполняться равенство [2]

$$t_{ch} = t_h + t_{ind} = t_{cool},$$

где t_{ch} — время химической реакции, t_{cool} — время охлаждения очага, t_h — время прогрева частиц в очаге, t_{ind} — период индукции теплового взрыва.

Зажигание горючей газовой смеси искровым разрядом сводится к нагреванию некоторого сферического объема этой смеси, радиус которого R_{cr} должен превышать характерную ширину фронта ламинарного пламени b_n . Формулу $R_{cr} \geq 3.7b_n$, предложенную Я. Б. Зельдовичем, можно рассматривать только как качественную связь между мощностью источника воспламенения и параметрами горючей смеси. Полученное значение коэффициента пропорциональности указывает лишь на порядок этой величины ввиду допущений, принятых при выводе формулы. Поэтому окончательная оценка справедливости формулы может быть сделана только на основании экспериментальных данных [11].

Для описанных в [12] экспериментов, как и для большинства других аналогичных работ, характерно, что факт зажигания фиксировался по появлению вспышки, без наблюдения за формированием устойчивого фронта горения.

В настоящей работе при экспериментальном исследовании процесса электроискрового зажигания в потоке аэрозвеси частиц алюминия определялся критический радиус начального очага воспламенения и отслеживалась динамика его развития до формирования устойчивого фронта пламени в зоне рециркуляции.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Экспериментальная установка, на которой проводились испытания, схема модели прямой камеры сгорания и структура течений в ней подробно описаны в [13]. Модели камер сгорания с внезапным расширением представляли собой осесимметричные каналы диаметром $D_{КС} = 0.04 \div 0.09$ м с входным отверстием диаметром $d_0 = 0.02$ м. Относительная длина $L_{КС}/d_0$ изменялась в диапазоне $8.0 \div 15.4$, а степень расширения $r^* = D_{КС}/d_0$ — в диапазоне $2.0 \div 4.5$. В качестве характерного размера использовался параметр $H = R_{КС} - r_0$, который изменялся от 0.01 до 0.035 м.

Испытания без горения проводились на моделях, изготовленных из органического стекла, с горением — из тугоплавкого стекла «Пирекс».

В опытах по исследованию влияния интенсивности турбулентности воздушного потока на развитие начального очага зажигания при отдельной подаче компонентов аэрозвеси в камеру сгорания воздух в камеру поступал через входное отверстие, а навеска порошка алюминия подавалась через специальный штуцер непосредственно в зону рециркуляции.

С помощью турбулизирующей решетки, которая устанавливалась на различных расстояниях l_p от плоскости внезапного расширения, изменялась пульсационная скорость $\sqrt{u'^2}$. С изменением параметра l_p соответственно менялось расстояние между решеткой и свечой зажигания. В этих условиях начальная интенсивность турбулентности на входе в камеру сгорания варьировала от 5 до 12 %. Среднюю скорость и турбулентные характеристики чистого воздушного потока (без частиц Al) измеряли с помощью комплекта термоанемометрической аппаратуры DISA-55M.

Для визуализации процесса развития начального очага воспламенения в зоне рециркуляции при искровом зажигании турбулентного потока аэрозвеси частиц алюминия применялся оптический метод с использованием кинокамеры СКС-1М, которая позволяла проводить съемку со скоростью до 5 000 кадр/с.

В качестве горючего служил порошок алюминия марки АСД-1, несущий газ — воздух с температурой 293 К.

Для зажигания турбулентного потока алюминиево-воздушной смеси использовалась свеча поверхностного разряда СПН-4-3Т с энергией разряда $W = 0.05$ Дж.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Некоторые результаты визуализации процесса развития начального очага воспламенения в зоне рециркуляции представлены на рис. 1, 2.

На рис. 1 показаны различные варианты развития начального очага затухающего пламени. В случае срыва процесса зажигания воспламенение и погасание начального очага происходят в течение экспозиции одного кадра, т. е. за время $\approx 1.6 \cdot 10^{-3}$ с, либо в течение экспозиции трех или пяти кадров, т. е. за $\approx 4.8 \cdot 10^{-3}$

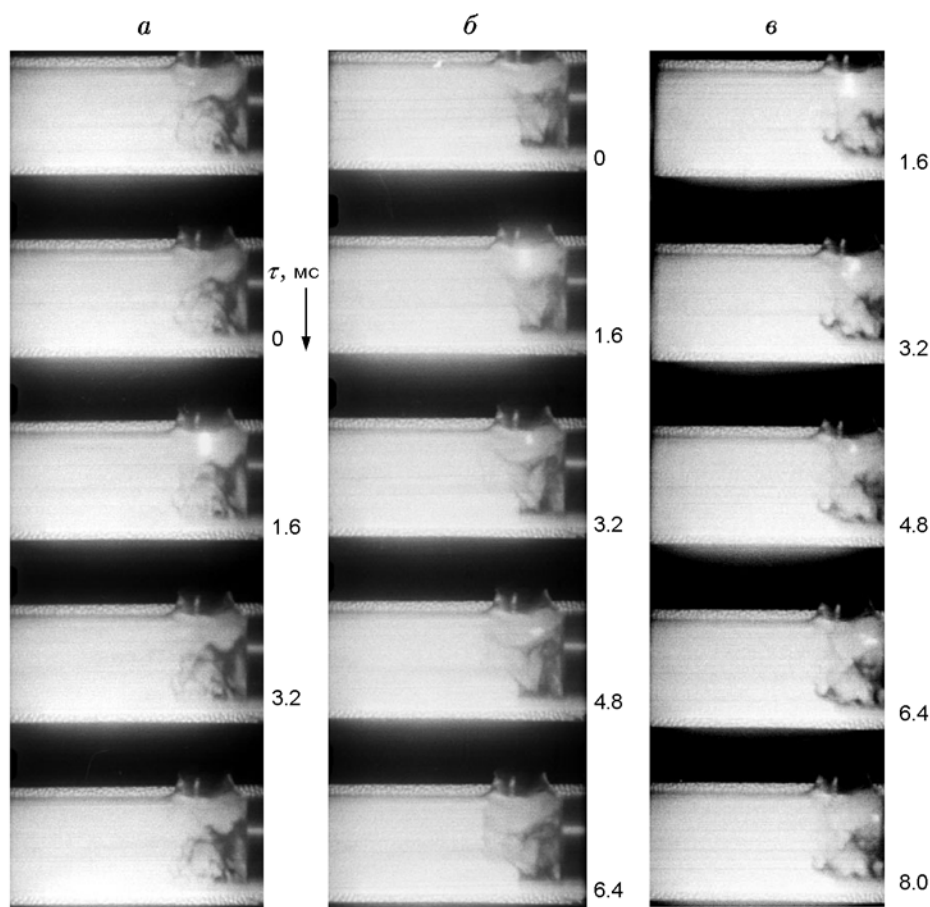


Рис. 1. Развитие начального очага при срыве зажигания в потоке аэрозвеси порошка алюминия марки АСД-1:

время существования очага: $a — 1.6 \cdot 10^{-3}$ с, $b — 4.8 \cdot 10^{-3}$ с, $v — 8 \cdot 10^{-3}$ с; скорость съемки — 600 кадр/с, направление потока справа налево, $D_{КС} = 0.04$ м, $u_0 = 50$ м/с, $T_0 = 293$ К, коэффициент избытка воздуха $\alpha = 1.1$

или $\approx 8 \cdot 10^{-3}$ с. На рис. 1, b изображен наиболее продолжительный по времени вариант срыва зажигания. В начальный период процесса зажигания первоначальное увеличение размеров очага (первый кадр сверху) сменяется его уменьшением и последующим погасанием (пятый кадр сверху). Аналогичная картина срыва зажигания наблюдалась в «бедных» газоздушных смесях, когда при интенсивной турбулентности в течение значительного интервала времени $\approx 10^{-2}$ с после искры происходило прекращение развития очага пламени, а иногда и его затухание [14].

В случае успешного процесса воспламенения (рис. 2) начальный очаг разогрева уменьшается ($\tau = 3.2 \cdot 10^{-3}$ с), чему предшествовало резкое его увеличение после инициирова-

ния, что зафиксировано на третьем кадре сверху ($\tau = 1.6 \cdot 10^{-3}$ с). Видно, что очаг имеет сферическую форму, затем под действием турбулентных пульсаций вытягивается и раздваивается.

В дальнейшем процесс развития начального очага приобретает характер, свойственный установившемуся распространению пламени. В донной области зоны рециркуляции появляется пламя, которое затем распространяется по всей зоне рециркуляции. Время распространения пламени в зоне рециркуляции после иницирования процесса составляет $25 \cdot 10^{-3}$ с.

На рис. 3 показано изменение радиуса начального очага во времени для угасающего и распространяющегося пламени при тех же условиях, что и на рис. 1, 2.

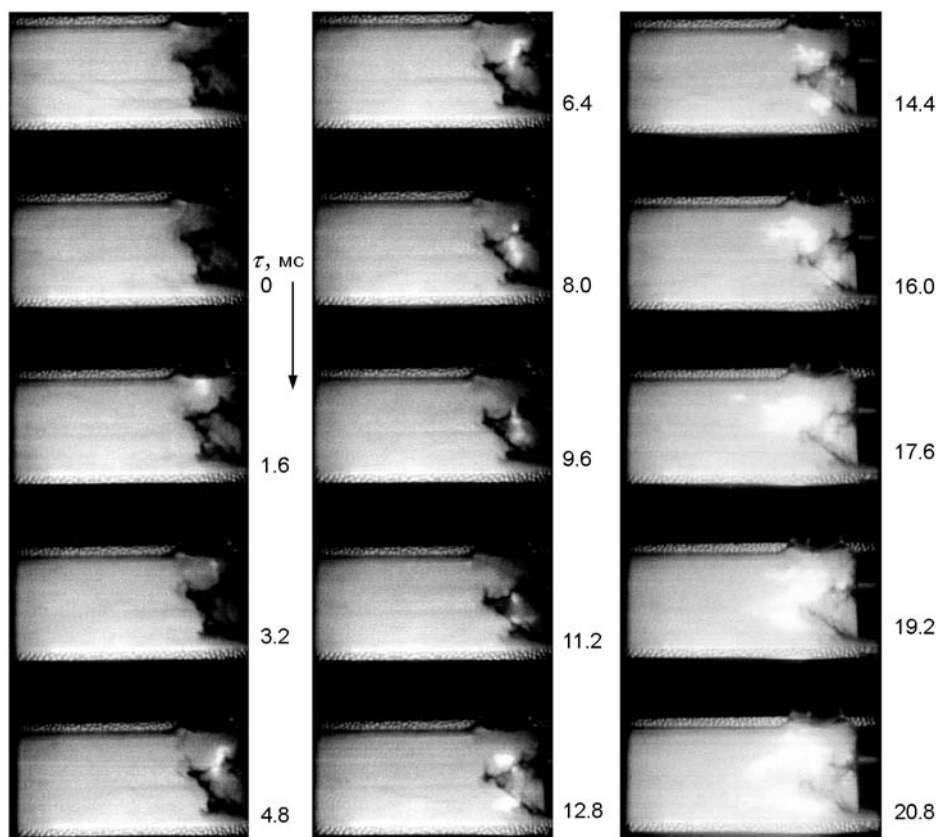


Рис. 2. Развитие начального очага распространяющегося пламени:

порошок марки АСД-1, $D_{КС} = 0.04$ м, $u_0 = 50$ м/с, $\alpha = 1.1$, $T_0 = 293$ К, скорость съемки — 600 кадр/с, направление потока справа налево

В обоих случаях на начальном этапе в течение $\approx 1.6 \cdot 10^{-3}$ с начальный радиус очага увеличивается от $0.25 \cdot 10^{-3}$ до $4 \cdot 10^{-3}$ м. Затем в интервале времени $(1.6 \div 3.3) \cdot 10^{-3}$ с размеры очага уменьшаются до $\approx 2 \cdot 10^{-3}$ м.

При $\tau = 3.3 \cdot 10^{-3}$ с в случае срыва зажигания (кривая 2) первоначальное увеличение размеров очага сменяется его уменьшением, и при $R_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ м происходит погасание.

При успешном развитии процесса (кривая 1) радиус начального очага увеличивается до $5 \cdot 10^{-3}$ м ($\tau \approx 4.9 \cdot 10^{-3}$ с) и затем вплоть до момента $\tau = 11 \cdot 10^{-3}$ с его размеры не меняются. Этот момент соответствует критическому состоянию очага. Такая особенность характерна для области вырожденного очагового взрыва.

Период индукции теплового взрыва аэрозвеси частиц АСД-1 на рис. 3 удовлетворительно согласуется с периодом задержки воспламенения мелкодисперсного алюминия в пла-

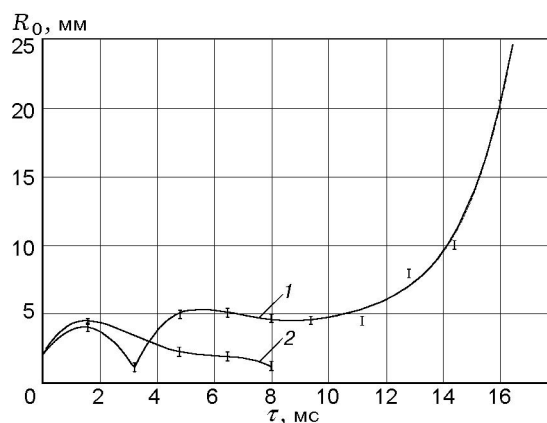


Рис. 3. Изменение радиуса начального очага:

1 — распространяющееся пламя, 2 — затухающее пламя

мени газовой горелки, полученным в [15].

Таким образом, на основе полученных экспериментальных данных можно сделать вывод о том, что воспламенение алюминиево-

воздушной смеси в зоне рециркуляции может произойти в том случае, если критический радиус начального очага $R_{cr} \geq 5 \cdot 10^{-3}$ м. При этом условии можно предположить, что ближайшие к очагу частицы алюминия успеют воспламениться прежде, чем начальный очаг разогрева остынет. Для обеспечения воспламенения аэровзвеси частиц алюминия в зоне рециркуляции необходим интервал времени $\approx 10^{-2}$ с.

Исходя из тепловой теории Я. Б. Зельдовича зажигание алюминиево-воздушной смеси искровым разрядом сводится к нагреванию сферического объема, радиус которого должен превышать характерную ширину пламени b_n (для аэровзвесей частиц алюминия $b_n = 2 \cdot 10^{-3}$ м [16]). Тогда, если принять R_{cr} равным полученному в эксперименте значению $5 \cdot 10^{-3}$ м, условие воспламенения аэровзвеси частиц алюминия марки АСД-1 в зоне рециркуляции будет определяться выражением $R_{cr} \geq 2.5b_n$.

Полученный в настоящей работе характер зависимости $R_0(\tau)$ (см. рис. 3) качественно соответствует теоретической зависимости температурного напора в очаге от времени $\Theta_0(\tau)$ [7]. При низких значениях Θ_0 (в нашем случае $\Theta_0 = 0.2$) вдали от критических условий очаг до момента воспламенения сужается. В окрестности параметра Франк-Каменецкого δ_{cr} очаг после некоторого сужения вновь расширяется еще до момента теплового взрыва аэросмеси, что связано с возникновением реакции в окружающей очаг среде по мере ее прогрева. Такая картина развития процесса и связана с понятием вырождения критических условий при малых значениях Θ_0 [7].

По результатам скоростной киносъемки по изменению объема начального очага зажигания V и его поверхности S была определена видимая скорость пламени $u_f = \frac{1}{S} \frac{dV}{dt}$ в потоке алюминиево-воздушной смеси с АСД-1 при $\alpha = 1.1$ (рис. 4).

В отличие от однородной смеси [17] в гетерогенной алюминиево-воздушной смеси воздействие интенсивности турбулентности на развитие пламени начального очага имеет свои особенности (рис. 5). В течение первой фазы ($\tau \approx 9 \cdot 10^{-3}$ с) темпы роста очага при установке решетки выше, чем при трубной турбулентности. Это связано с увеличением интенсивности теплообменных процессов на поверхности частиц, что приводит к увеличению ско-

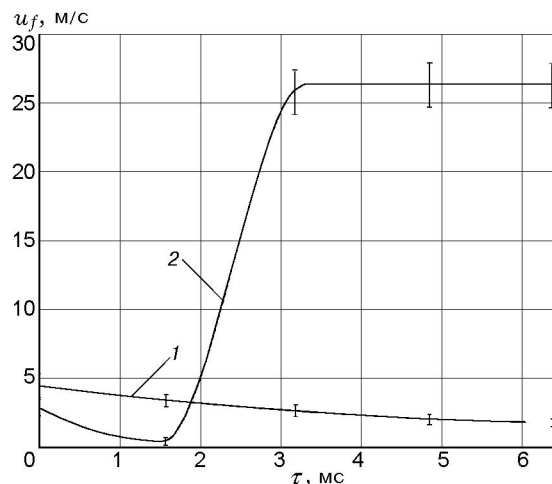


Рис. 4. Изменение во времени видимой скорости горения начального очага при $\alpha = 1.1$: 1 — отказ зажигания, 2 — успешное зажигание

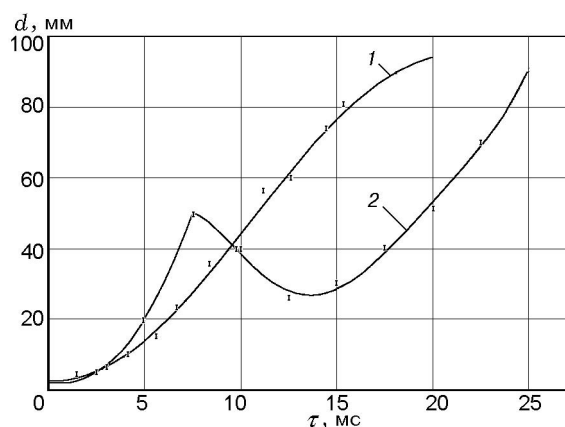


Рис. 5. Влияние интенсивности турбулентности на динамику роста начального очага: 1 — без решетки ($\epsilon_0 = 5\%$), 2 — с решеткой ($l_p = 0.02$ м, $\epsilon_0 = 12\%$); $D_{KC} = 0.09$ м, порошок АСД-1

рости химических реакций. Длительность первой фазы, когда скорость выделения тепла в процессе химической реакции превосходит скорость теплоотвода в окружающую среду, составляет $\approx 1/3$ от общего времени развития очага. Во второй фазе ($(9 \div 27) \cdot 10^{-3}$ с) темпы роста очага в условиях увеличения турбулентности становятся ниже, чем при трубной турбулентности, что обусловлено усилением теплоотдачи от начального очага разогрева.

Используя полученное в настоящей работе значение диаметра очага разогрева, можно вычислить начальную скорость распространения

ния пламени. Известно [8], что зависимость начальной скорости распространения от диаметра очага, по-видимому, связана с нестационарным характером возбуждения процесса. В первом приближении вблизи предела $(d\xi/dt)_0 = b/\delta$, где $\xi = x/r$ — координата, величина b слабо зависит от Θ_0 и δ , так что $(dx/dt)_0 = (2 \div 3) \cdot 10^3 a/d$, где a — температуропроводность, $\text{м}^2/\text{с}$, d — начальный диаметр очага, м. По этой формуле можно оценить начальную скорость распространения процесса в основной массе аэрозвеси частиц алюминия в зоне рециркуляции. Так, в нашем случае для АСД-1 при значениях $d = 10^{-2}$ м и $a = 8 \cdot 10^{-5}$ $\text{м}^2/\text{с}$ получим $(dx/dt)_0 = 16 \div 24$ м/с. Расчетные данные удовлетворительно согласуются с экспериментальными значениями начальной скорости пламени для аэрозвеси частиц АСД-1 в трубе диаметром 0.05 м при зажигании искровым разрядом у закрытого конца [18].

Итак, в результате проведенных исследований определен критический радиус начального очага воспламенения при электроискровом зажигании потока аэрозвеси частиц алюминия марки АСД-1, изучена динамика процесса и установлено влияние интенсивности турбулентности на развитие очага в зоне рециркуляции. Полученные результаты можно использовать для уточнения существующих математических моделей воспламенения аэрозвеси частиц алюминия в воздушном потоке, определения условий возникновения пожаров в трубопроводах, а также при организации процесса зажигания порошкообразного алюминия, в камерах сгорания перспективных двигательных установок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Губин Е. И., Дик И. Г. О зажигании пылевого облака искрой // Физика горения и взрыва. — 1986. — Т. 22, № 2. — С. 10–17.
2. Сеплярский Б. С., Ивлева Т. П. Изучение искрового зажигания газозвеси твердых частиц с помощью очаговой модели воспламенения // Химическая физика процессов горения и взрыва: XII Симпоз. по горению и взрыву. — Черногоровка, 2000. — Ч. II. — С. 28–30.
3. Крайнов А. Ю., Баймлер В. А. Критические условия воспламенения искрой смеси газообразных окислителя и горючего с реагирующими частицами // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38, № 3. — С. 30–36.
4. Князева А. Г., Буркина Р. С., Виллюнов В. Н. Особенности очагового теплового воспламенения при различных начальных распределениях температуры // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 3. — С. 45–47.
5. Сеплярский Б. С., Афанасьев С. Ю. Анализ нестационарной картины воспламенения очага разогрева // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 6. — С. 9–13.
6. Буркина Р. С., Виллюнов В. Н. О возбуждении химической реакции в «горячей точке» // Физика горения и взрыва. — 1980. — Т. 16, № 4. — С. 75–79.
7. Буркина Р. С., Князева А. Г. Исследование очагового теплового воспламенения и режима его вырождения // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 3. — С. 3–8.
8. Барзыкин В. В. Тепловые режимы экзотермических реакций. — Черногоровка: ИСМАН, 2004.
9. Хайкин Б. И., Блошенко В. Н., Мержанов А. Г. О воспламенении частиц металлов // Физика горения и взрыва. — 1970. — Т. 6, № 4. — С. 474–488.
10. Кумагаи С. Горение. — М.: Химия, 1980.
11. Щетинков Е. С. Физика горения газов. — М.: Наука, 1965.
12. Таубкин И. С., Таубкин С. И. Пожаро- и взрывобезопасность пылевидных материалов и технологических процессов их переработки. — М.: Химия, 1976.
13. Егоров А. Г., Кальней Е. Д., Шайкин А. П. Стабилизация пламени порошкообразного металлического горючего в турбулентном потоке воздуха // Физика горения и взрыва. — 2001. — Т. 37, № 5. — С. 28–35.
14. Загрязкин Н. Н. Исследование скорости распространения пламени в турбулентном газовом потоке: дис. ... канд. техн. наук. / Ин-т хим. физики АН СССР. — М., 1951.
15. Friedman R., Macek A. Ignition and combustion of aluminum particles in hot ambient gases // Combust. Flame. — 1962. — V. 6. — P. 9–19.
16. Виленский Т. В., Хзмалян Д. М. Динамика горения пылевидного топлива. — М.: Энергия, 1978.
17. Соколик А. С. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. — М.: Изд-во АН СССР, 1960.
18. Шевчук В. Г., Кондратьев Е. Н., Бойчук Л. В. и др. Нестационарное распространение пламени в газозвеси частиц твердых горючих // Физика аэродисперсных систем: Респ. межвед. науч. сб. Вып. 27. — Киев; Одесса: Вища шк., 1985. — С. 70–73.

Поступила в редакцию 8/VIII 2008 г.,
в окончательном варианте — 22/IX 2009 г.