

Д. А. Ягодников, А. В. Воронцовский

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТНОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ НА ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ В АЭРОДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ

Предложена двухконтинуальная нестационарная модель распространения и стабилизации ламинарного пламени в аэрозвеси металлических частиц с использованием эйлера подхода для описания состояния газа и лагранжева — для дисперсной фазы. В уравнении теплового баланса частиц учитывается конвективный и радиационный теплообмен, а также тепловыделение на кинетическом и диффузионном режимах горения. Представлены результаты численного расчета характеристик установившегося сферически симметричного фронта пламени в аэрозвеси частиц алюминия. Исследовано влияние скоростной неравновесности фаз на основные характеристики пламени. Определены зависимости нормальной скорости пламени от начальных значений массовой концентрации частиц, их размера и давления.

Исследованию ламинарных пламен посвящено достаточно большое количество научных публикаций. Неослабевающий интерес к данной области теории горения обусловлен фундаментальным характером основных закономерностей процесса распространения ламинарного пламени, детальное изучение которых служит основой для определения физико-химических констант реагирующих смесей, а кроме того, необходимо для качественного и количественного описания определенных режимов турбулентного горения. Отметим также, что в работах по стабилизации пламени [1] нормальная скорость пламени рассматривается в качестве одного из базовых критериев, например, при анализе границ устойчивого горения с помощью теории подобия и критерия Михельсона.

Моделирование ламинарного пламени в аэродисперсной среде первоначально основывалось на тепловой теории распространения пламени [2], позволяющей аналитически определить значение нормальной скорости. Этот подход, удовлетворительно описывающий процессы горения в гомогенных средах, не позволяет детально проанализировать структуру двухфазных пламен, выявить внутреннюю связь исследуемых процессов. В более адекватных реальности математических моделях [3, 4] используются фундаментальные законы переноса энергии и массы реагентов, причем в постановке, учитывающей наличие в системе объемных источников тепловыделения. Однако авторы этих работ принимают допущения о равенстве скоростей фаз и постоянной температуре среды в момент воспламенения частиц T_v (температура воспламенения частиц), что не всегда оправдано и требует специального обоснования. Кроме того, обычно задача рассматривается в стационарной постановке, поэтому данные о нестационарных режимах достаточно ограничены.

Цель данной работы — математическое моделирование и исследование закономерностей распространения ламинарного пламени по монодисперсной аэрозвеси частиц алюминия. Для реализации максимальной степени приближения при описании процессов, имеющих место в классическом ламинарном пламени, в работе учтены скоростная неравновесность потока, кондуктивно-радиационный теплообмен, а также особенности тепловыделения как на кинетическом, так и на диффузионном режимах горения.

Не останавливаясь подробно на общепринятых допущениях, заимствованных из [4, 5], отметим, что в задачу настоящего исследования входит анализ влияния на конечные результаты особенностей записи и решения исходной системы уравнений. В работе [5] для описания процесса используется функция плотности распространения вероятности (ПРВ). Однако присущая этому методу числовая диффузия приводит к постепенной трансформации монодисперсной аэрозвеси в полидисперсную, а потока — в квазиламинарный со слабой турбулизацией, что оказывает определенное влияние на получаемые расчетные значения харак-

теристик ламинарного пламени. Поэтому с целью исключения числовой диффузии подсистема уравнений для дисперсной фазы в данной работе записывается в полных (субстанциональных) производных, которые характеризуют изменение температуры, массы и скорости частиц вдоль траектории их движения (т. е. используются переменные Лагранжа).

Система уравнений для газовой фазы решается с использованием эйлеровой расчетной сетки. На необходимость сочетания эйлерова и лагранжева подходов при моделировании процессов горения в потоках указывалось в работах [6, 7], однако применительно к аэрозвеси частиц алюминия такая постановка задачи рассматривается впервые.

В данной работе используется одномерная сферическая система координат, поскольку в этом случае непосредственно определяется значение нормальной скорости u_n . Кроме того, реализуемая гидродинамика с торможением потока соответствует достаточно распространенному на практике течению в диффузорных каналах. Благодаря этому удастся моделировать процесс стабилизации ламинарного пламени, так как он устанавливается в том сечении, где значение u_n равняется скорости несущего газа в холодной аэрозвеси. С другой стороны, данный подход приемлем и при анализе плоских пламен, поскольку при значительном удалении от центра симметрии кривизна пламени становится пренебрежимо малой. Тогда исходная система уравнений для газовой фазы (в переменных Эйлера), записанная с целью упрощения в векторной форме, имеет вид

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \text{grad } T &= \text{div } \lambda \text{ grad } T + Q_r, \\ \rho \frac{\partial m}{\partial t} + \rho u \text{ grad } m &= \text{div } \rho D \text{ grad } m - G, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } (\rho u) &= -G, \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \text{div } (n u_k) = 0, \\ Q_r &= q 4\pi r_k^2 \rho_k n \frac{dr_k}{dt} - 4\pi r_k^2 \rho_k c_k n \frac{dT_k}{3dt}, \\ G &= K_m^0 m 4\pi r_k^2 \rho_k n \frac{dr_k}{dt}, \quad p = (1 - g) \rho R T, \end{aligned} \quad (1)$$

где n — счетная концентрация частиц; u_k , c_k , r_k , ρ_k — скорость движения, теплоемкость, радиус и плотность частицы; p , c_p , ρ , T , u — давление, теплоемкость, плотность, температура и скорость газа; R — газовая постоянная; m , g — относительные массовые концентрации окислителя и частиц; q — тепловой эффект, отнесенный к единице массы горючего; K_m^0 — стехиометрическое соотношение; λ , η , D — коэффициенты молекулярной теплопроводности, динамической вязкости и диффузии газа.

Уравнения баланса энтальпии H_k , массы m_k и количества движения частиц, используя субстанциональные производные, запишем следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dH_k}{dt} &= 4/3 \pi r_k^2 \rho_k c_k \frac{dT_k}{dt}, \\ \frac{dm_k}{dt} &= 4\pi r_k^2 \rho_k \frac{dr_k}{dt}, \quad \frac{d(m_k u_k)}{dt} = -F. \end{aligned} \quad (2)$$

На основе анализа опубликованных данных по воспламенению частиц алюминия в воздухе [8] принято, что кинетический режим горения переходит к парофазному при достижении частицей температуры $T_k^B = 2100$ К. Входящие в систему (2) выражения, описывающие скорости изменения температуры и радиуса частицы на стадиях воспламенения и горения, заимствованы из работы [9]:

$$\frac{dr_k}{dt} = \begin{cases} 10^4 m \exp(-8500/T_k), & T_k < T_k^B, \\ \frac{1}{A(80000 r_k + 1)}, & T_k = T_k^B, \end{cases}$$

$$\frac{dT_K}{dt} = \begin{cases} \frac{3}{\rho_K r_K c_K} \left[\rho_K q \frac{dr_r}{dt} + \text{Nu} \lambda (T - T_K) / 2r_K + \varepsilon \sigma (T_\infty^4 - T_K^4) \exp(-R/l) \right], & T_K < T_K^B, \\ 0, & T_K = T_K^B, \end{cases}$$

где $A = 0,32 (B_K^2 + 0,4) [(p \cdot 10^{-5} - 70)^2 + 6600]$; ε , σ — степень черноты поверхности частицы и постоянная Стефана — Больцмана; l — длина пробега излучения; T_∞ — температура газа на внешней границе.

В отличие от работ [2—4], в указанных зависимостях учитывается влияние давления, температуры и массовой концентрации частиц на скорость нагрева и горение частиц.

Сила аэродинамического воздействия на частицу определяется с учетом зависимостей коэффициентов сопротивления от геометрических и теплофизических параметров [10]:

$$F = B \gamma (u_K - u) \rho_r / \tau_p, \\ \gamma = 1 + 0,179 \text{Re}^{0,5} + 0,013 \text{Re}, \\ B = 1 + 0,03 \frac{|T - T_K|}{T} \left(\frac{T_K}{T} \right)^{2,38} \frac{\text{Nu}}{\text{Pr Re}}, \quad \text{Pr} = \frac{\eta c_p}{\lambda}, \\ \text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Pr}^{0,33} \text{Re}^{0,5}, \quad \text{Re} = \frac{|u - u_K| 2r_K \rho}{\eta}, \quad \tau_p = \frac{r_K^2 \rho_K}{4,5 \eta}.$$

Принимаем, что в начальный момент времени во всем объеме ($R_0 < R < R_\infty$) $m = m^0$, $T = T^0$. Граничные условия задаются в виде

$$R = R_0: \quad T_K = T_K^0, \quad T = T^0, \quad u = u_K = u_K^0, \quad n^0 = B_K / m_K^0, \\ R = R_\infty: \quad \frac{\partial T}{\partial R} = \frac{\partial n}{\partial R} = \frac{\partial m}{\partial R} = 0.$$

Здесь R_0 — радиус источника аэровзвеси; R_∞ — условный радиус внешней границы; B_K — массовая концентрация частиц.

Решение систем (1), (2) проводилось конечно-разностным методом, а сходимость полученного решения контролировалась по устойчивости рассчитанных значений массовой скорости горения. Значения теплофизических параметров газовой фазы, приведенные в работе [11], аппроксимированы полиномами, аргументом которых является температура газа. Совместное использование переменных Эйлера — Лагранжа предполагает вполне определенную интерполяцию между расчетными сетками. Поскольку принята одномерная модель, то траектория движения частиц всегда проходит через узловые точки расчетной сетки и параметры газовой и дисперсной фаз в них вычисляются однозначно.

Остановимся вначале на результатах расчетов характеристик ламинарного пламени (рис. 1) в зависимости от безразмерной координаты $x = (R - R_0) / (R_\infty - R_0)$. В соответствии с принятой в данной работе сферической постановкой задачи исходная топливная смесь поступает из центрального источника и воспламеняется горячим газом ($T_B^0 = 2000$ К). Поскольку в этом случае скорость газа (в зоне перед пламенем) уменьшается обратно пропорционально расстоянию от центра, то пламя, положение которого отождествляется с зоной максимального объемного тепловыделения Q , стабилизируется в том сечении x_f , где выполняется условие $u_n = u_f$. Из рис. 1 видно, что по мере продвижения в глубь пламени температура частиц увеличивается $\Theta = (T_K - T_K^0) / (T_K^B - T_K^0)$ и степени их выгорания $\varphi = m_K / m_K^0$. Изменение интенсивности объемного тепловыделения $Q = Q / Q_{\max}$ носит экстремальный характер, причем нисходящая ветвь зависимости $Q(x)$ имеет достаточно пологий вид, что объясняется сравнительно большим временем горения частиц алюминия (~5 мс). Место инициирования воспламенения не оказывало влияния на основные расчетные характеристики, а определяло только время, необходимое для стабилизации пламени.

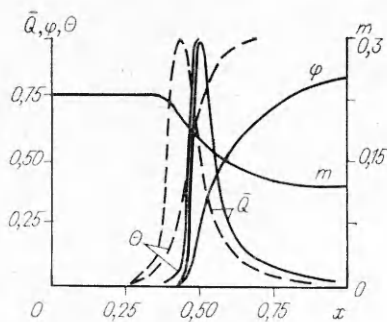


Рис. 1. Структура ламинарного пламени; $p = 0,1$ МПа, $B_k = 0,2$ кг/м³, $r_k = 11$ мкм. — — — расчет по модели [5].

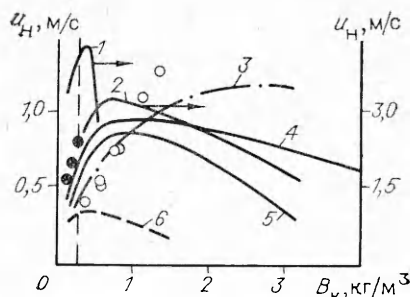


Рис. 2. Зависимость $u_n(B_k)$; $p = 0,1$ МПа.

Расчет по (1), (2), r_k , мкм: 1 — 1, 2 — 5, 4 — 11, 5 — 11 (при условии $u_k = u$); расчет по другим моделям для $r_k = 11$ мкм: 3 — [5], 6 — [2]; эксперимент (АСД-1): ○ — [3], ● — [12]

Сравнение полученных данных, соответствующих классическим представлениям о ламинарном пламени, с результатами расчетов по другим методикам позволяет оценить корректность принятых допущений. Как видно из рис. 1, числовая диффузия, присущая методикам, в которых используются функции ПРВ [5, 9], заметно влияет на структуру пламени. Как следствие этого, в зоне предпламенных реакций оказываются уже воспламенившиеся частицы, а в зоне диффузионного горения появляются частицы, реагирующие с окислителем в кинетическом режиме. В результате наблюдается увеличение протяженности зоны прогрева и толщины ламинарного пламени (штриховые линии на рис. 1).

Поскольку наибольший практический интерес представляют данные по влиянию на нормальную скорость пламени массовой концентрации частиц горючего B_k , размера частиц r_k и давления, рассмотрим более подробно именно эти зависимости.

Влияние массовой концентрации частиц. Проведенный анализ теоретических и экспериментальных работ указывает на противоречивость имеющейся информации по данному вопросу [2, 3, 12—14]. В значительной степени это объясняется различиями в условиях проведения экспериментов, а также особенностями используемых физико-математических моделей. Для ряда исследований характерно, что измеряется не нормальная, а видимая скорость пламени. Кроме того, существенное влияние здесь могут оказывать автотурбулизация потока в рабочем участке и искривление поверхности пламени [3, 12].

Проанализируем сначала полученную расчетную зависимость $u_n(B_k)$ для аэровзвеси с размером частиц $r_k = 11$ мкм, соответствующим среднему массовому размеру порошкообразного алюминия марки АСД-1, использовавшегося в экспериментах [3, 12]. На рис. 2 результаты по предложенной модели и на основе тепловой теории [2] согласуются лишь качественно. Эти зависимости, присущие и гомогенным топливным композициям, имеют экстремальный характер. Однако учет скоростной неравновесности потока, зависимостей температуры воспламенения и времени горения частиц от B_k приводит к смещению максимума u_n в сторону переобогащенной аэровзвеси. В частности, в случае $r_k = 11$ мкм максимум по предложенной модели реализуется в области $B_k = 0,9 \div 1,1$ кг/м³, а по методике [2] при $B_k = 0,4 \div 0,5$ кг/м³.

Сравним далее полученные данные с результатами расчетов по методике, в которой используются функции ПРВ [5]. Как видно из рис. 2, условная турбулизация потока за счет числовой диффузии приводит к увеличению максимальных значений u_n (на ~20%) и смещению максимума зависимости $u_n(B_k)$ в область $B_k = 3$ кг/м³.

С целью определения влияния скоростной неравновесности потока на характеристики пламени проведен расчет для предельного случая,

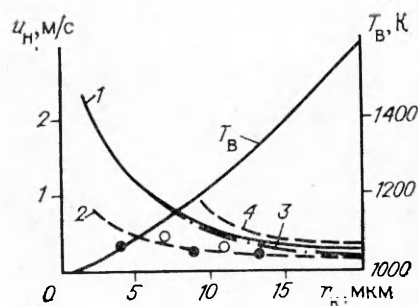


Рис. 3. Зависимости u_n и T_b от r_k ; $B_k = 0,2 \text{ кг/м}^3$, $p = 0,1 \text{ МПа}$.

Расчет по (1), (2): 1 — скоростная неравновесность потока, 3 — $u_k = u$; расчет по модели [14]: 2 — $T_b = \text{const} = 2300 \text{ К}$, 4 — $T_b = f(r_k)$; эксперимент: \circ — [2], \bullet — [14].

когда скорости газа и частиц равны. Установлено, что нормальная скорость ламинарного пламени уменьшается, причем значение u_n снижается на $\sim 10\%$ в области максимума кривой и на $50\text{--}60\%$ в области переобогащенной аэрозвеси. Вероятно, это объясняется увеличением температуры воспламенения частиц (например, для $B_k = 0,2 \text{ кг/м}^3$ от 1260 до 1500 К) за счет уменьшения коэффициента теплоотдачи ($Re = 0$, $Nu = 2$). При этом максимум u_n смещается в сторону стехиометрической аэрозвеси ($B_k = 0,7 \div 0,8 \text{ кг/м}^3$).

Влияние начального размера частиц. При проведении расчетов установлено, что уменьшение размера частиц приводит к увеличению скорости распространения фронта пламени (рис. 3). Это объясняется не только уменьшением времени индукции воспламенения и горения частицы, увеличением их объемной концентрации, но также и снижением T_b от 1240 до 900 К ($r_k = 11$ и 1 мкм соответственно). Приведенные данные качественно согласуются с расчетами, выполненными в работе [14] по кондуктивно-радиационной модели. Видно, что полученная зависимость лучше согласуется с вариантом расчета [14], в котором учитывается зависимость $T_b(r_k)$. При этом, согласно экспериментальным данным [15], при $3 < r_k < 20 \text{ мкм}$ $T_b = 980 \div 1800 \text{ К}$.

Расчитанные по уравнениям (1), (2) величины T_b близки к экспериментальным. Определенные по методике [14] значения u_n в предположении о независимости T_b от r_k и ее равенстве температуре плавления оксида алюминия ($T_b = 2300 \text{ К}$), оказались несколько меньшими за счет увеличения периода индукции воспламенения частиц. Данное допущение, хотя и достаточно приближенное [15], позволяет получить зависимость $u_n(r_k)$ (см. рис. 3, 2), которая удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [2, 14].

Установлено также, что максимум зависимости $u_n(B_k)$ смещается в сторону стехиометрии (вертикальная штриховая линия на рис. 2) и достигается для начального радиуса частиц 5 и 1 мкм при $B_k \approx 0,6$ и $0,4 \text{ кг/м}^3$ соответственно. Полученный результат позволяет заключить, что для аэрозвеси частиц бесконечно малого размера нормальная скорость пламени в аэродисперсных системах, так же как и в гомогенных смесях, должна иметь максимальную величину при близких к стехиометрическим значениям B_k .

Кроме того, с уменьшением r_k снижается влияние скоростной неравновесности (см. рис. 3), что связано со снижением времени релаксации частиц ($\tau_p \sim r_k^{-2}$). Ускорение процесса релаксации приводит к тому, что рассчитанная в предположении $u_k = u$ величина u_n равняется полученной для скоростной неравновесности. Таким образом, можно считать, что для аэрозвесей при $r_k < 5 \text{ мкм}$ предположение о равенстве скоростей газа и частиц не приводит к большим погрешностям в определении u_n .

Обратим внимание на то, что имеющееся количественное отличие экспериментальных данных и теоретических зависимостей, рассчитанных по различным методикам, объясняется, по-видимому, недостаточным уровнем надежности данных по скоростям гетерогенного и парофазного взаимодействия алюминия с воздухом, особенно для частиц с $r_k < 5 \text{ мкм}$.

Влияние давления. В экспериментально-теоретических исследованиях го-могенных смесей установлено, что увели-чение давления может приводить как к снижению u_n , например, в метановоз-душной смеси [1], так и к увеличению, например, в водородовоздушной [16]. Применительно же к аэровзвесям дан-ные по влиянию давления весьма огра-ничены. В работе [12] определены ско-рости распространения ламинарного пла-мени по аэровзвеси алюминия марки АСД-1 при $p = 0,1 \div 1$ МПа, однако экс-перименты проводились в трубе без ви-зуализации, поэтому полученные значе-ния соответствуют не нормальной, а ви-димой скорости, которая (если форма пламени отлична от плоской) всегда больше u_n .

Результаты расчетного исследования влияния давления на харак-теристики ламинарного пламени представлены в таблице. Следует под-черкнуть, что при определении скорости изменения массы частицы учтена зависимость времени горения отдельной частицы от давления [17]. Установлено, что с увеличением p до 1,2 МПа u_n возрастает на $8 \div 17$ %. Подобный характер зависимости объясняется следующим об-разом. С одной стороны, при изменении p от 0,1 до 1,2 МПа уменьшает-ся время горения частиц [17] и, следовательно, увеличиваются градиен-ты параметров во фронте пламени. С другой стороны, как показали рас-четы, наблюдается снижение температуры воспламенения частиц за счет роста коэффициента теплопередачи, что ведет к уменьшению перио-да индукции воспламенения. Так, критерий Nu в исследуемом диапазоне давления увеличивается от 2,24 до 2,91, причем по мере повышения дав-ления ускоряются процессы скоростной релаксации частиц, что отража-ет тенденцию уменьшения Nu. Данный факт подтверждается результа-тами расчета для случая скоростной равновесности аэровзвеси, когда скорость снижается на ~ 7 % за счет роста температуры (см. таблицу).

В таблице также приведены экспериментальные данные работы [12]. Имеющееся расхождение расчетных и экспериментальных величин объясняется тем, что последние не приведены к значениям u_n . Кроме того, отличия, вероятно, обусловлены полидисперсным составом исполь-зовавшегося в экспериментах порошка АСД-1.

Таким образом, в результате расчетов по предложенной модели оп-ределены основные характеристики ламинарного пламени в зависимости от начальных значений массовой концентрации частиц, их размера, дав-ления. Исследовано влияние на эти характеристики скоростной неравно-весности, что позволило оценить границы применимости допущения о равенстве скоростей фаз в задачах, связанных с распространением пламени в аэровзвеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей/Б. В. Раушенбах, С. А. Белый, И. В. Беспалов и др.— М.: Машино-строение, 1964.
2. Cassel H. M., Das Gupta A. K., Guruswamy S. Factors affecting flame propagation through dust clouds // Third Symp. on Combust. Flame and Explosion Phenomena.— Baltimore, 1949.— P. 185.
3. Шевчук В. Г., Кондратьев Е. Н., Золотко А. И. и др. О режимах распространения пламени в аэровзвесах металлических частиц // ФГВ.— 1982.— 18, № 5.— С. 70.
4. Иванищева Л. И., Степанов А. М. Нестационарное распространение пламени в газозвеси частиц твердого горючего // Там же.— 1977.— 13, № 5.— С. 699.
5. Ягодников Д. А., Воронецкий А. В., Сухов А. В. Распространение ламинарного

p , МПа	T_B , К	u_n , м/с	w_f , м/с	Φ
0,1	1260 (1500)	0,47 (0,43)	0,4	0,82 (0,78)
0,3	1210	0,51	0,5	0,87
0,6	1190 (1400)	0,55 (0,51)	0,7	0,91 (0,88)
1,2	1180 (1460)	0,55 (0,55)	0,7	0,89 (0,86)

Примечание. Цифры в скобках — расчет при условии $u_K = u$; w_f — экспериментальное значение видимой скорости пламени ($B_K = 0,21$ кг/м³, АСД-1 [12]); $B_K = 0,2$ кг/м³, $r_K = 11$ мкм.

- пламени в моно- и полидисперсной аэрозвеси // Хим. физика.— 1990.— 9, № 12.—1611.
6. Споддинг Д. Б. Общая теория турбулентного горения // РТК.— 1979.— № 2.— С. 185.
 7. Спригнано В. А. Построение моделей горения в факеле: разрешение линейных масштабов меньше расстояния между каплями // Теплопередача— 1986.— № 3.— 123.
 8. Беспрованых В. А., Раздобреев А. А., Скоряк А. И. Горение частиц алюминия в поле лазерного излучения // Физика аэродисперсных систем.— 1986.— Вып. 30.— С. 17.
 9. Воронцовский А. В., Сухов А. В., Павлов Д. Г. и др. Статистическая модель двухфазного реагирующего турбулентного потока // ФГВ.— 1989.— 25.— № 3.— С. 53.
 10. Гавин А. Б., Медведев В. А., Наумов Н. А. Модель двухфазной турбулентной струи с учетом гетерогенного горения частиц // Там же.— 1988.— 24, № 3.— С. 12.
 11. Варгафтик Н. Б. Теплофизические свойства газов и жидкостей.— М.: Наука, 1971.
 12. Кудрявцев В. М., Сухов А. В., Вяткин А. И. Распространение фронта химической реакции в двухфазном потоке // Высокотемпературные газовые потоки, их получение и диагностика.— Харьков: ХАИ, 1987.— Вып. 4.— С. 66.
 13. Агеев Н. Д., Горошин С. В., Золотко А. Н. и др. Скорость стационарного пламени в газовзвешах алюминия // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем.— Черноголовка, 1989.— С. 83.
 14. Шевчук В. Г., Безродных А. К., Бойчук Л. В. и др. О механизме ламинарного пламени в аэрозвешах металлических частиц // ФГВ.— 1988.— 24, № 2.— С. 85.
 15. Гуревич М. А., Лапкина К. И., Озеров Е. С. Предельные условия воспламенения частиц алюминия // Там же.— 1970.— 6, № 2.— С. 172.
 16. Басевич В. Я., Беляев А. А., Новожилов Б. В. и др. Численное исследование ламинарного распространения пламени для определения физико-химических характеристик горючей смеси // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем.— Черноголовка, 1986.— С. 8.
 17. Кудрявцев В. М., Сухов А. В., Шпара А. П. и др. Горение металлов при высоких давлениях // ФГВ.— 1979.— 15, № 6.— С. 50.

г. Москва

Поступила в редакцию 16/V 1991,
после доработки — 23/III 1992

УДК 536.46

А. Г. Струнина, Л. К. Демидова, А. Н. Фирсов,
К. Г. Шкадинский, С. В. Костин

УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА ГОРЕНИЯ МАЛОГАЗОВЫХ СОСТАВОВ ПРИ ТЕПЛО- И МАССОБМЕНЕ ЧЕРЕЗ БОКОВУЮ ПОВЕРХНОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА

Численными методами с использованием одномерной модели горения пористых малогазовых составов исследован процесс горения на пределе устойчивости. Определено влияние степени газификации, местоположения зоны газовыделения во фронте горения, степени герметизации горящего состава и активированности процесса газовыделения на устойчивость стационарного режима.

Вопрос об устойчивости горения того или иного класса систем возникает сразу, как только появляется к ним практический и научный интерес. Основы теории устойчивости горения летучих конденсированных систем заложены Я. Б. Зельдовичем еще в 40-х годах [1]. Дальнейшее развитие эта теория получила в работах [2, 3]. При исследовании устойчивости стационарных режимов горения безгазового состава авторами [4—6] показана возможность распространения стационарного, пульсирующего и спинового режимов горения в зависимости от определяющих параметров реагирующей смеси.

Переход от стационарного к периодическим режимам горения при распространении фронта реакции в пористой конденсированной среде в условиях фильтрационного подвода газообразного окислителя также показан ранее (см., например, [7]). Результаты исследования горения малогазовых составов (МГС), характеризующихся наличием конвектив-