

10. Медведев Н.А., Виллермоус М.Л., Робертс Дж.П. Излучение звука моделированным электрическим разрядом в пламени // Физика горения и методы ее исследования. — Чебоксары: ЧувГУ, 1981. — С. 101—110.
11. Медведев Н.А., Кидин Н.И., Виллермоус М.Л., Робертс Дж.П. Радиочастотный модулированный разряд в пламени как средство контроля неустойчивости горелочных систем // Структура газозаженных пламен. Часть III. — Новосибирск, 1988. — С. 236—241.
12. Kidin N., Librovich V., Medvedev N. et al. An anti-sound technique for controlling combustion system instabilizing // Там же. — С. 229—235.
13. Белый В.В., Рябцев А.П., Соловьев В.В. и др. Некоторые статистические алгоритмы диагностики узкополосных колебаний в проточных камерах сгорания. I. Теория // ФГВ. — 1985. — 21, № 1. — С. 64—71; II. Примеры реализации // ФГВ. — 1985. — 21, № 2. — С. 32—39.
14. Кармалита В.А., Фурлетов В.И. Авторегрессионный метод определения декремента и частоты собственных колебаний газа в камерах сгорания // ФГВ. — 1987. — 23, № 6. — С. 33—40.

428015, г. Чебоксары,
ЧувГУ им. И.Н. Ульянова

Поступила в редакцию
19/IV 1994

УДК 536.46:662.612

*В.В. Калинин, С.Г. Орловская, А.В. Евдокимов,
А.В. Мандель*

ГОРЕНИЕ И САМОПРОИЗВОЛЬНОЕ ПОТУХАНИЕ УГЛЕРОДНОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Выявлен механизм самопроизвольного и вынужденного потухания углеродной частицы в поле лазерного излучения. Показано, что потухание частицы определяется достижением коэффициентами тепло- и массообмена критических значений. Найдены аналитические выражения для диаметров, при которых происходит самопроизвольный переход на квазистационарный режим лазерного горения углеродной частицы. Установлено, что переход на квазистационарный высокотемпературный режим возможен только в определенном интервале размеров углеродных частиц. Показана возможность и раскрыт механизм управления процессом за счет изменения начальной температуры частицы.

Управление высоко- и низкотемпературными процессами тепло- и массообмена при протекании на поверхности углеродной частицы химических превращений путем помещения ее в поле лазерного излучения — актуальная задача для многих областей современной технологии [1, 2]. Экспериментальные исследования [3] показывают, что режим квазистационарного горения углеродной частицы в поле лазерного излучения завершается резким спадом ее температуры, чему соответствует излом на кривых зависимости диаметра частицы от времени. В [4] доказано, что квазистационарный режим гетерогенного горения самопроизвольно переходит в низкотемпературное состояние при достижении диаметром частицы критического значения.

В настоящей работе рассматриваются механизмы самопроизвольного и вынужденного потухания, а также высокотемпературный режим тепло- и массообмена углеродной частицы, находящейся в поле лазерного излучения.

В [5, 6] показано, что учет двух параллельных реакций $C + O_2 = CO_2$, $2C + O_2 = 2CO$ приводит к качественно новым результатам для характеристик гетерогенного горения частицы.

Проанализируем нестационарный тепло- и массообмен частицы. С учетом протекания двух параллельных реакций при $Bio \ll 1$ уравнение теплового баланса частицы имеет вид

$$\frac{1}{6}c_1\rho_1d\frac{dT_1}{dt} = q_x - q_{мк} + q_{лп} - q_n, T_1(t=0) = T_n, \quad (1)$$

© В.В. Калинин, С.Г. Орловская, А.В. Евдокимов, А.В. Мандель, 1995.

$$\begin{aligned}
q_x &= \left(\sum_{i=1}^2 q_i k_i \right) n_{\text{ок}} \rho_2 \left(\frac{\sum_{i=1}^2 k_i}{\beta} + 1 \right)^{-1}, \\
k_i &= k_{i0} \exp(-E_i / (RT_1)), \quad i = 1, 2, \\
\beta &= D \text{Nu} / d, \quad D = \lambda_2 / c_2 \rho_2, \\
q_{\text{мк}} &= \alpha (T_1 - T_2), \quad \alpha = \lambda_2 \text{Nu} / d, \\
\lambda_2 &= \lambda_{20} (T_* / T_0)^{0,75}; \quad \rho_2 = \rho_{20} (T_0 / T_*), \\
q_{\text{лп}} &= \frac{1}{4} K_{\text{л}} I, \\
q_{\text{н}} &= \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_{\text{ст}}^4).
\end{aligned} \tag{2}$$

Коэффициенты тепло- и массообмена не зависят в явном виде от времени. Со временем они изменяются в результате уменьшения диаметра и изменения температуры частицы со временем.

Диаметр частицы d уменьшается из-за химических превращений, скорость которых зависит от массопереноса окислителя к поверхности частицы:

$$\frac{d(d)}{dt} = - \frac{2\rho_2}{\rho_1} \left(\sum_{i=1}^2 k_i \Omega_i \right) \left(\frac{\sum_{i=1}^2 k_i}{\beta} + 1 \right)^{-1} n_{\text{ок}}, \quad d(t=0) = d_{\text{н}}. \tag{3}$$

В уравнениях (1)–(3) использованы следующие обозначения: c_1, c_2 — удельные теплоемкости частицы и воздуха; ρ_1, ρ_2 — плотности частицы и воздуха; d — диаметр частицы; t — время; $T_1, T_2, T_{\text{ст}}$ — соответственно, температуры частицы, воздуха и стенок камеры реакционной установки; T_* — характерная температура; $n_{\text{ок}}$ — относительная массовая концентрация окислителя в среде; Ω_i — массовый стехиометрический коэффициент для первой и второй реакций; k_{01}, k_{02} — предэкспоненциальные множители; E_1, E_2 — энергия активации для первой и второй реакций; D — коэффициент диффузии окислителя; β — коэффициент массообмена; λ_2, λ_{20} — коэффициенты теплопроводности воздуха при T_* и $T_0 = 1273 \text{ K}$; q_1, q_2 — тепловые эффекты реакции, рассчитанные на единицу массы кислорода для первой и второй реакций; Nu — критерий Нуссельта; $\text{Bi}_0 = \alpha d / 2\lambda_1$ — критерий Био; ε — коэффициент черноты частицы; $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K}^4)$ — постоянная Стефана—Больцмана. Индексы: x — химическая реакция, i — i -я реакция, мк — молекулярный и химический механизм, н — тепловой поток излучением, л — лазерное излучение, п — поглощение.

Расчеты проводились при следующих значениях констант: $E_1 = 140030 \text{ Дж}/\text{моль}$, $E_2 = 154000 \text{ Дж}/\text{моль}$, $k_{01} = 45000 \text{ м}/\text{с}$, $k_{02} = 1,3 \cdot 10^5 \text{ м}/\text{с}$, $q_1 = 10,125 \cdot 10^6 \text{ Дж}/\text{кг}$, $q_2 = 685 \cdot 10^4 \text{ Дж}/\text{кг}$, $\rho_1 = 1440 \text{ кг}/\text{м}^3$, $\rho_{20} = 0,277 \text{ кг}/\text{м}^3$, $c_2 = 1110 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$, $\lambda_{20} = 8,19 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{K})$ [7, 8]. Коэффициенты теплопроводности и плотность воздуха определялись при $T_* = 0,5(T_1 + T_2)$.

Исследования зависимостей $T_1(t)$, dT_1/dt , dt , $d(d)/dt$, $k(t)$, $\beta(t)$, $q_x(t)$, $q_{\text{мк}}(t)$, $q_{\text{н}}(t)$ при $T_2 = 1200 \text{ K}$ и $q_{\text{лп}} = 10^5 \text{ Вт}/\text{м}^2$ показывают, что можно выделить четыре характерных стадии процесса тепло- и массообмена (рис. 1).

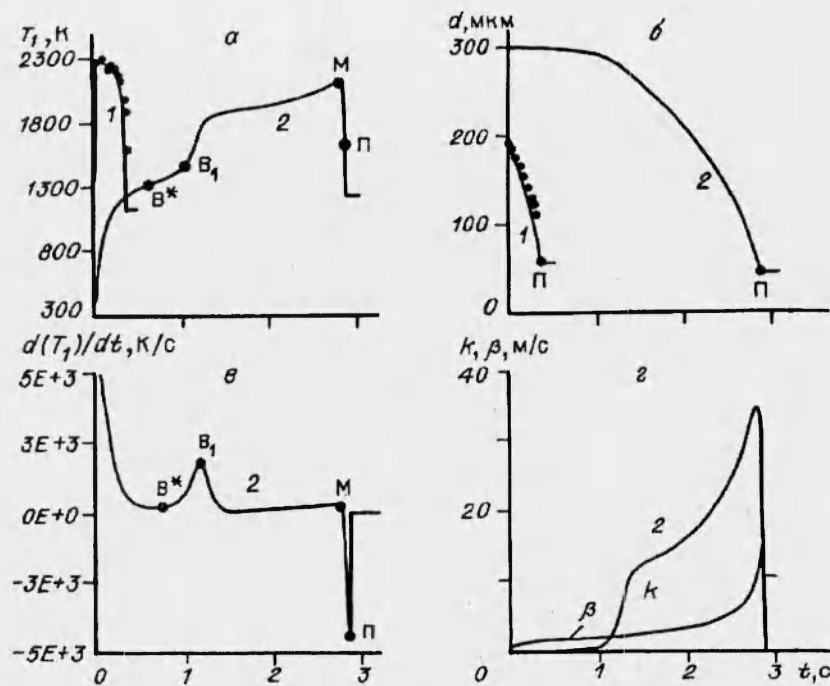


Рис. 1. Зависимости температуры, диаметра, суммарной константы скорости реакции, коэффициента массообмена и производной температуры углеродной частицы от времени при $n_{ок} = 0,23$ (кривые — расчет по уравнениям (1)–(3), точки — эксперимент [3]).
 $1 - q_{лп} = 10^5 \text{ Вт/м}^2$, $T_2 = 1200 \text{ К}$, $T_{ст} = 293 \text{ К}$, $d_H = 190 \text{ мкм}$; $2 - q_{лп} = 3,2 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$, $T_2 = T_{ст} = 293 \text{ К}$, $d_H = 300 \text{ мкм}$, $T_H = 293 \text{ К}$.

На стадии I до стадии B^* $dT_1/dt > 0$, $d^2T_1/dt^2 = 0$, $d^3T_1/dt^3 < 0$. Здесь частица разогревается практически инертно ($\beta > \sum_{i=1}^2 k_i$, рис. 1, г), в основном, за счет $q_{лп}$. На стадии II от точки B^* до B ($dT_1/dt > 0$, $d^2T_1/dt^2 = 0$, $d^3T_1/dt^3 > 0$) завершается выход на высокотемпературный нестационарный режим, в котором $\beta \approx \sum_{i=1}^2 k_i$. Затем наступает квазистационарный высокотемпературный режим тепло- и массообмена, в котором температура слабо меняется ($dT_1/dt \sim 0$). Диаметр на стадии III уменьшается с большой скоростью (рис. 1, б). При этом $q_{лп}$ увеличивается за счет роста β с большей скоростью, чем $q_{мк}$ за счет повышения α . В точке M (см. рис. 1) $\partial q_x/\partial d = \partial q_r/\partial d$ ($q_r = q_H + q_{мк} - q_{лп}$). Когда диаметр, коэффициенты тепло- и массообмена и температура частицы достигают критических значений, частица самопроизвольно потухает, $dT_1/dt < 0$, $d^2T_1/dt^2 = 0$, $d^3T_1/dt^3 > 0$ (см. рис. 1, точка П). Стадия IV характеризуется скачкообразным переходом на низкотемпературный режим, в котором $\sum_{i=1}^2 k_i < \beta$ (см. рис. 1, г), и медленным остыванием частицы.

Качественно другой ход зависимости $T_1(t)$ на высокотемпературной стадии наблюдается для комнатной температуры воздуха ($T_2 = 293 \text{ К}$) и мощности лазерного излучения $q_{лп} = 1,56 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$ (см. рис. 1, а, б). Переход на высокотемпературный режим осуществляется в основном за счет $q_{лп}$. При расчетах плотность частицы бралась равной $\rho_1 = 750 \text{ кг/м}^3$.

Характеристики квазистационарного режима горения и критических параметров, определяющие самопроизвольное потухание и воспламенение

углеродной частицы в поле лазерного излучения, находятся из условия стационарности $dT_1/dt = 0$ и неустойчивости стационарного режима $d^2T_1/dt^2 = 0$. Выразим диаметр частицы и коэффициент массообмена через ее температуру, используя условие стационарности в явном виде:

$$\frac{d}{\lambda_2 \text{Nu}} = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\beta c_2 \rho_2} = \frac{(T_1 - T_2)}{(A \pm \sqrt{A^2 - B}) \left(\sum_{i=1}^2 q_i k_i \right) n_{\text{ок}} \rho_2}, \quad (4)$$

$$A = \frac{1}{2}(1 - A_1 - A_2), \quad B = A_1 A_2,$$

$$A_1 = \frac{c_2(T_1 - T_2) \left(\sum_{i=1}^2 k_i \right)}{\left(\sum_{i=1}^2 k_i q_i \right) n_{\text{ок}}},$$

$$A_2 = \frac{\epsilon \sigma (T_1^4 - T_{\text{ст}}^4) - q_{\text{лп}}}{\left(\sum_{i=1}^2 k_i q_i \right) n_{\text{ок}} \rho_2}.$$

При помощи (4) исследуем зависимость стационарной температуры от диаметра частицы для высоко- и низкотемпературных состояний. В области больших значений температур газа экстремальные значения диаметров частицы ($\partial(d)/\partial T_1 = 0$) определяют критические параметры воспламенения, самопроизвольного и вынужденного потухания.

В низкотемпературном режиме увеличение $d_{\text{н}}$ приводит к росту T_1 . При достижении диаметра воспламенения $d_{\text{в}}$ теплоотвод становится критическим, происходит переход на высокотемпературный режим. Для частиц с $d_{\text{н}} > d_{\text{в}}$ переход на высокотемпературный режим осуществляется при любом малом значении начальной температуры частицы (вертикальные стрелки на рис. 2, направленные вверх). В результате горения диаметр частицы уменьшается, а коэффициенты тепло- и массообмена соответственно растут. Появление максимума на зависимости $T_1(d)$ (точка М, рис. 2, а) обусловлено

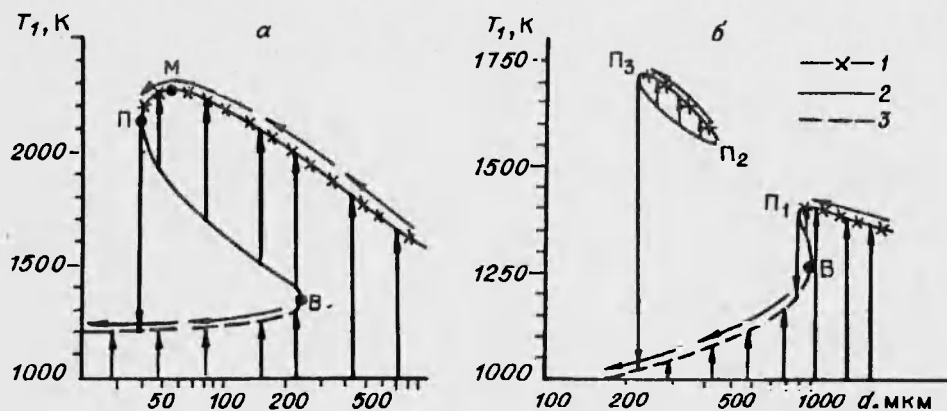


Рис. 2. Гистерезисные зависимости $T_1(d)$; $q_{\text{лп}} = 10^5 \text{ Вт/м}^2$, $T_{\text{ст}} = 300 \text{ К}$, $\epsilon = 0,78$, $n_{\text{ок}} = 0,23$, $T_* = 0,5(T_1 + T_2)$.
а - $T_2 = 1200 \text{ К}$; б - $T_2 = 930 \text{ К}$; 1 - зависимость температуры горения частицы от диаметра; 2 - $T_1(d)$ для низкотемпературного режима; 3 - $T_{\text{кр}}(d)$; в - воспламенение; п - потухание.

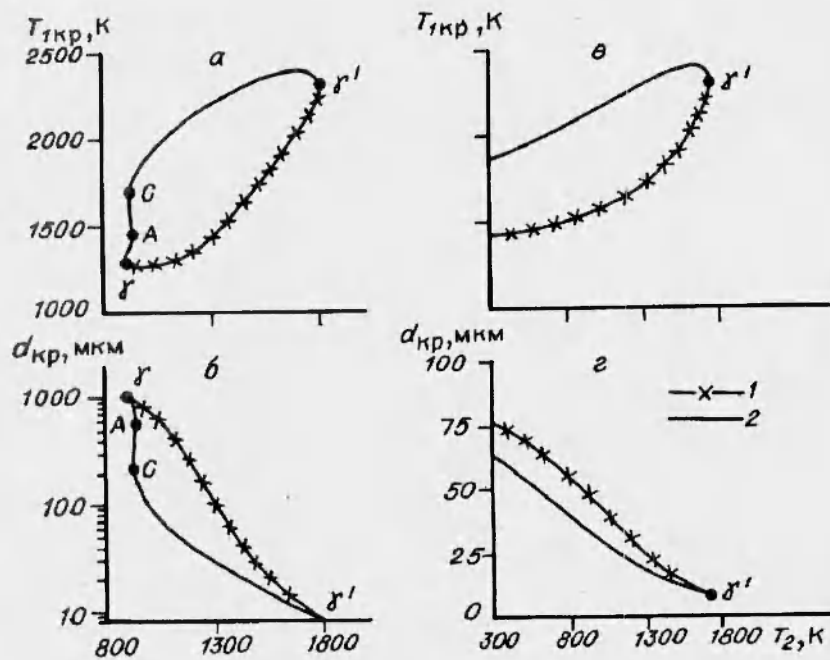


Рис. 3. Зависимости критических диаметров и температур частицы, определяющих потухание (T_n, d_{1n}) и воспламенение (d_b, T_{1b}) от температуры газа при $n_{ок} = 0,23$, $T_{ст} = 293$ К, $q_{лп} = 10^5$ (а, б) и $1,56 \cdot 10^6$ Вт/м² (в, г).
1 – воспламенение, 2 – потухание.

тем же механизмом, что и на рис. 1, а. При достижении значения d_n частица самопроизвольно потухает, происходит переход на низкотемпературные состояния (вертикальные стрелки на рис. 2, направленные вниз). Ветвь, соединяющая точки В и П, характеризует зависимость критической начальной температуры частицы, определяющей переход на высокотемпературную ветвь, от ее диаметра. Таким образом, зависимость $T_1(d)$ имеет гистерезисный характер.

При понижении температуры газа наблюдается разрыв ветви в высокотемпературной области (рис. 2, б). Появляется локализованная область, ограниченная диаметрами $d_{n3} < d < d_{n2}$. Переход на высокотемпературный режим при данной мощности лазерного излучения возможен, если частицу подогреть до $T_{н.кр}$ ($T_{1n2} < T_{н.кр} < T_{1n3}$). При горении ее диаметр будет уменьшаться, и, достигнув d_{n3} , частица потухнет, произойдет скачкообразный переход на низкотемпературный режим.

Для значений диаметров, находящихся в интервале $d_{n2} < d_n < d_{n1}$, никакой подогрев не приведет к переходу на высокотемпературный режим. При дальнейшем повышении температуры газа локализованная область исчезает, и при $T_2 = T_{2γ}$ точки В и П сливаются и переходят в точку перегиба на кривой $d(T_1)$, т.е. $\partial^2 d / \partial T_1^2 = 0$. Это называется вырождением критических условий потухания и воспламенения. Сближаются величины d_b и d_n и при увеличении T_2 , а при $T_2 = T_{2γ}$ происходит вырождение; $d_b = d_n = d_γ$, $T_{1b} = T_{1n} = T_{1γ}$.

Критические параметры находятся из условия экстремума $\partial(d) / \partial T_1 = 0$, что эквивалентно касанию кривых $q_x(T_1)$ и $q_{т.эф}(T_1)$:

$$\frac{\partial q_x}{\partial T_1} = \frac{\partial q_{т.эф}}{\partial T_1} \quad (5)$$

$$q_{\text{кр}} = q_{\text{кр}} + q_{\text{н}} - q_{\text{пл}}$$

Параметры вырождения определяются переходом экстремумов на кривых $d(T_1)$ в точку перегиба, т.е. $\partial^2(d)/\partial T_1^2 = 0$, что эквивалентно

$$\frac{\partial^2 q_x}{\partial T_1^2} = \frac{\partial^2 q_{\text{т.эф}}}{\partial T_1^2} \quad (6)$$

Воспользовавшись (4) и условием (5), получим уравнение, связывающее критические значения температуры частицы и газа. С учетом температурной зависимости свойств газа имеем

$$n_{\text{ок}} \rho_2 \frac{\beta \sum_{i=1}^2 k_i q_i}{\left(\beta + \sum_{i=1}^2 k_i\right)} \left(\left(1 + \frac{\sum_{i=1}^2 k_i}{\beta}\right)^{-1} \frac{\sum_{i=1}^2 k_i}{\beta} \left(\frac{n+1}{T_1 + T_2} \frac{\sum_{i=1}^2 k_i E_i}{RT_1^2 \sum_{i=1}^2 k_i} \right) - \right. \\ \left. - \frac{1}{T_1 + T_2} + \frac{\sum_{i=1}^2 k_i q_i E_i}{\left(\sum_{i=1}^2 k_i\right) RT_1^2} \right) = \beta c_2 \rho_2 \left(1 + n \frac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2}\right) + 4\epsilon \sigma T_1^3 \quad (7)$$

Подставив полученные значения критических параметров в (4), получим критические диаметры, определяющие воспламенение и самопроизвольное потухание частицы. Зависимости $d_b(T_2)$, $d_n(T_2)$, $T_{1n}(T_2)$ и $T_{1b}(T_2)$ (рис. 3) качественно отличаются при $q_{\text{пл}} = 0$ и 10^5 Вт/м² в области больших размеров частиц и низких температур газа. При $q_{\text{пл}} = 10^5$ Вт/м² в интервале $d_c < d_{\text{кр}} < d_y$ с ростом температуры газа критические диаметры d_b и d_n уменьшаются. Для $d_b(T_2)$ и $d_n(T_2)$ это приводит к росту теплопотерь теплопроводностью, так как $q_{\text{кр}} \sim 1/\alpha$, и для компенсации нужно увеличить T_2 . В этом интервале размеров $\sum_{i=1}^2 k_i < \beta$ и $q_x \sim \sum_{i=1}^2 k_i$, т.е. величина d слабо влияет на q_x .

В диапазоне $d_c < d_n < d_y$ с ростом температуры газа критический диаметр d_n увеличивается, а температура частицы снижается. В этом интервале $\beta \sim \sum_{i=1}^2 k_i$, поэтому с увеличением d_n значение q_x уменьшается и для снижения теплоотвода необходимо повысить температуру газа. В случае $q_y < d < d_c$ с ростом температуры газа d_b и d_n уменьшаются, а $T_{1\text{кр}}$ растут и $\beta < \sum_{i=1}^2 k_i$ при потухании и $\beta > \sum_{i=1}^2 k_i$ при воспламенении частицы, т.е. потухание проходит в диффузионной области. Уменьшение d_n приводит к большему росту $q_{\text{мк}}$, чем увеличение q_x , поэтому T_2 повышается. Диаметр d_b в интервале $d_y < d_{\text{кр}} < d_c$ с ростом температуры газа падает, так как в кинетической области ($\sum_{i=1}^2 k_i < \beta$) растет $q_{\text{мк}}$. Если $T_2 > T_1$ и $d_n > d_b$ частица воспламенится при сколь угодно малой начальной температуре.

Точки С и А на рис. 3 определяются из условий $\partial T_{2\text{кр}}/\partial d = 0$, использование которого совместно с формулой (7) позволяет получить критерий

$$\frac{\varepsilon\sigma(T_{\text{лкр}}^4 - T_{\text{ст}}^4) - q_{\text{лп}}}{\left(\sum_{i=1}^2 q_i k_i \rho_2 n_{oi}\right)} = \left(\frac{\sum_{i=1}^2 k_i}{\beta} + 1\right)^{-1}, \quad (8)$$

который эквивалентен соотношению между тепловыми потоками:

$$\frac{q_{\text{МК}}}{q_{\text{н}} - q_{\text{лп}}} = \frac{\sum_{i=1}^2 \bar{k}_i}{\beta}.$$

В точках *С* и *А* отношение $k/\beta > 1$ ($(k/\beta)_c = 1,7$, $(k/\beta)_a = 1,21$), т.е. здесь реакция идет в переходном режиме при сравнимом действии тепловых потоков $q_{\text{МК}}$ и $q_{\text{нэф}} = (q_{\text{н}} - q_{\text{лп}})$.

В области, лежащей между кривыми $d_{\text{н}}(T_1)$ и $d_{\text{п}}(T_2)$ (см. рис. 3, б), воспламенение частиц возможно, если их начальная температура лежит в интервале $T_{1в}(T_2) < T_{\text{н}} < T_{2п}(T_2)$ (см. рис. 3, а). Слева от кривой $d_{\text{п}}(T_2)$ переход на высокотемпературный режим за счет изменения начальной температуры частицы не возможен. Увеличение $q_{\text{лп}}$ позволяет осуществить переходы на высокотемпературный режим и при комнатной температуре (см. рис. 3, в, г).

Таким образом, влияние лазерного излучения на критические параметры воспламенения и самопроизвольного потухания не ограничивается только расширением диапазона диаметров и начальных температур частиц. Интересен факт появления зависимостей гистерезисного характера. Его можно использовать для получения мелкодисперсной пыли, широко применяющейся в печатном производстве. Топки с лазерным разогревом могут дать существенное повышение эффективности сжигания твердых топлив.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карлов Б.С., Кириченко Н.А., Лукьянчук Н.В. Лазерная термохимия. — М.: Наука, 1992. — 296 с.
2. Оптический разряд в аэрозолях / Ю.Д. Копытин, Ю.М. Ссрокин, А.М. Скрипник. — Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1990. — 159 с.
3. Букатый В.И., Суторихин И.А. Высокотемпературное горение углеродных частиц в поле интенсивного лазерного излучения // ФГВ. — 1988. — № 3. — С. 9—11.
4. Калинин В.В., Орловская С.Г., Калинин А.И. Гетерогенное воспламенение и потухание частицы с учетом теплотерьер излучением // ИФЖ. — 1992. — Т. 62, № 3. — С. 436—442.
5. Орловская С.Г., Калинин В.В. Критические режимы тепло- и массообмена при параллельных реакциях на поверхности частицы // ФГВ. — 1990. — 26. № 1. — С. 115—118.
6. Калинин В.В., Орловская С.Г., Калинин А.И. Влияние излучения на пределы гетерогенного горения частицы // Материалы международного форума "Тепломассообмен в химически реагирующих средах". — Минск: АНБ, 1992. — С. 11—14.
7. Основы практической теории горения / Под ред. В.В. Померанцева. — Л.: Энергоатомиздат, 1986. — 312 с.
8. Теплопередача / В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сукомел. — М.: Энергоатомиздат, 1981. — 416 с.

270100, г. Одесса,
ОГУ им. И.И. Мечникова

Поступила в редакцию
11/1 1994,
после доработки — 15/VII 1994