

КРИТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА ПРИ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ РЕАКЦИЯХ НА ПОВЕРХНОСТИ ЧАСТИЦЫ

Анализ тепло- и массообмена частицы горючего вещества в нагретом окислителе показывает, что при поверхностных реакциях потухание закономерно. Причина самопроизвольного перехода от горения к окислению состоит в уменьшении размера частицы, приводящее к росту коэффициентов тепло- и массообмена, следовательно, к большему увеличению теплоотода по сравнению с тепловыделением [1, 2]. Так как при потухании скорость окисления значительно меньше скорости горения, то для нахождения критического условия потухания используются условия Семенова [2].

При рассмотрении воспламенения и потухания аррениусовскую экспоненту упрощают методом Франк-Каменецкого, что дает некорректные результаты для критического условия потухания и параметров вырождения условий Семенова $Q_x = Q_\tau$ и $dQ_x/dT = dQ_\tau/dT$ для односторонних [3] и параллельных реакций [4]. Это связано с резким понижением температур частицы от максимальной до температуры газа.

В данной работе получены формулы, позволяющие рассчитать критические диаметры, температуры и коэффициенты тепло- и массообмена для воспламенения и потухания частицы в нагретом окислителе без разложения в ряд аррениусовской экспоненты. Для случая одной реакции получены критические значения диаметров и температур воспламенения и потухания, выявлена область вырождения критических условий. Проведено сравнение для параллельных реакций, реализующегося, например, для находящейся в нагретом воздухе угольной частицы, на поверхности которой могут одновременно протекать две реакции с образованием газообразных продуктов: углекислоты по уравнению $C + O_2 = CO_2$ и окиси углерода по уравнению $2C + O_2 = 2CO$ [3].

Используя, как и в [4], для двух параллельных реакций условия Семенова, получим равенство $Q_x = Q_\tau$ в виде

$$\frac{\beta_{кр} \sum_{i=1}^2 k_i q_i}{\beta_{кр} + \sum_{i=1}^2 k_i} C_{ок\infty} \rho_2 = \alpha_{кр} (T_1 - T_2). \quad (1)$$

Второе условие Семенова $dQ_x/dT = dQ_\tau/dT$ запишется так:

$$\beta_{кр} \left[\left(\beta_{кр} + \sum_{i=1}^2 k_i \right) \sum_{i=1}^2 (q_i k_i E_i) - \left(\sum_{i=1}^2 k_i q_i \right) \left(\sum_{i=1}^2 k_i E_i \right) \right] C_{ок\infty} \rho_2 = \\ = \alpha_{кр} R T_1^2 \left(\beta_{кр} + \sum_{i=1}^2 k_i \right)^2. \quad (2)$$

Здесь Q_x — поверхностная мощность тепловыделения за счет химических реакций, Вт/м²; Q_τ — плотность конвективного теплового потока, Вт/м²; $\alpha_{кр}$, $\beta_{кр}$ — критические коэффициенты тепло- и массообмена, Вт/(м² · К), м/с; T_1 , T_2 — температура частицы и газа соответственно, К; k_1 , k_2 — константы скоростей химических реакций, м/с; q_1 , q_2 — тепловые эффекты химических реакций на единицу массы окислителя, Дж/кг; $C_{ок\infty}$ — относительная концентрация окислителя в среде; ρ_2 — плотность газа, кг/м³; E_1 , E_2 — энергии активации реакций, Дж/моль; R — универсальная газовая постоянная, Дж/(моль · К).

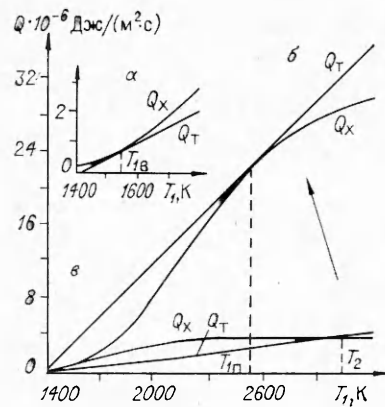


Рис. 1. Тепловые потоки Q_x и Q_T при воспламенении (а), потухании (б) и горении (в) частицы угля в случае двух параллельных реакций при $T_2 = 1400$ К.

а) $d_{кр.в} = 34,6$ мкм; б) $d_{кр.п} = 8,8$ мкм; в) $d = 80$ мкм.

Формулы (1) и (2) определяют зависимость $\alpha_{кр}$ и $\beta_{кр}$ от температуры окислителя и термокинетических характеристик системы. Учитывая, что тепловой критерий Нуссельта равен диффузионному $Nu_r = Nu_D = Nu$, коэффициент диффузии $D = \lambda_2 / c_2 \rho_2$, исключая из (1) и (2) $\alpha_{кр}$ и $\beta_{кр}$, получим уравнение, связывающее температуру частицы с температурой газовой среды:

$$(T_1 - T_2)^2 - (T_1 - T_2) \frac{C_{ок\infty} \sum_{i=1}^2 (q_i k_i E_i)}{c_2 \sum_{i=1}^2 k_i E_i} + \frac{RT_1^2 C_{ок\infty} \sum_{i=1}^2 q_i k_i}{c_2 \sum_{i=1}^2 k_i E_i} = 0, \quad (3)$$

где λ_2 — коэффициенты теплопроводности газа, Вт/(м · К); c_2 — удельная теплоемкость газа, Дж/(кг · К).

Из уравнения (1) найдем $\beta_{кр}$, $\alpha_{кр}$ и критический диаметр частицы $d_{кр}$ в виде

$$\beta_{кр} = \frac{\alpha_{кр}}{c_2 \rho_2} = \frac{Nu \lambda_2}{d_{кр} c_2 \rho_2} = \frac{C_{ок\infty} \sum_{i=1}^2 q_i k_i - c_2 (T_1 - T_2) \sum_{i=1}^2 k_i}{c_2 (T_1 - T_2)}, \quad (4)$$

$Nu = 2 + 0,54 Re^{0.5}$ [5, 6]; $Re = ud/\nu_2$; u — скорость потока газа, м/с; ν_2 — коэффициент кинематической вязкости. В частном случае для неподвижного относительно частицы газа $Nu = 2$.

При фиксированной температуре T_2 из (3) и (4) можно рассчитать $\alpha_{кр}$, $\beta_{кр}$ и $d_{кр}$, соответствующие воспламенению ($\alpha_{кр.в}$, $\beta_{кр.в}$, $d_{кр.в}$) и потуханию горячей частицы в результате уменьшения размера частицы до $d_{кр.п}$ и коэффициентов теплообмена до $\alpha_{кр.п}$ и $\beta_{кр.п}$. В этих двух случаях кривые теплоприхода к частице $Q_x(T_1) = \beta_{кр} C_{ок\infty} \rho_2 \sum_{i=1}^2 q_i k_i (T_1) /$

$\left(\beta_{кр} + \sum_{i=1}^2 k_i (T_1) \right)$ и теплоотвода $Q_T(T_1) = \alpha_{кр} (T_1 - T_2)$ касаются (рис. 1, а, б). Если $\alpha < \alpha_{кр.в}$ или $d > d_{кр.в}$, то тепловые потоки $Q_x(T_1)$ и $Q_T(T_1)$, пересекаясь, дают одну устойчивую точку, которая для данного диаметра и температуры среды T_2 определяет температуру горения частицы T_2 (рис. 1, в). В результате уменьшения при горении диаметра частицы ($d_0 = 80$ мкм) до диаметра потухания ($d_{кр.п} = 8,8$ мкм) происходит трансформация кривых Q_x и Q_T , завершающаяся самопроизвольным переходом из состояния в к критическому условию потухания б.

Для одной реакции из (3) и (4) можно в явном виде найти критические температуры, диаметры и коэффициенты тепло- и массообмена. Полагая $q_1 = q_2 = q$ и $k_1 = k_2 = k = k_0 \exp(-E/RT_1)$, из (3) и (4) получаем выражения для температур частицы при воспламенении и потухании

$$T_{1в} = \frac{qC_{ок\infty}}{2c_2} \left(1 - \sqrt{\gamma} - \frac{2RT_2}{E} \right) \left(1 + \frac{qC_{ок\infty}}{c_2 E} \right)^{-1} + T_2, \quad (5)$$

$$T_{1п} = \frac{qC_{ок\infty}}{2c_2} \left(1 + \sqrt{\gamma} - \frac{2RT_2}{E} \right) \left(1 + \frac{qC_{ок\infty} R}{c_2 E} \right)^{-1} + T_2, \quad (6)$$

и выражения для критических коэффициентов тепло- и массообмена и связанных с ними диаметров воспламенения и потухания:

$$d_{кр.в} = \frac{D Nu [(1 - \sqrt{\gamma}) - (2RT_2/E)]}{k_0 \{(1 + \sqrt{\gamma}) + 2R [T_2 + (qC_{ок\infty}/c_2)]/E\}} \exp \frac{E [1 + qC_{ок\infty} R/(c_2 R)]}{[T_2 + qC_{ок\infty}/2c_2(1 - \sqrt{\gamma})] R}, \quad (7)$$

$$d_{кр.п} = \frac{D Nu [(1 + \sqrt{\gamma}) - (2RT_2/E)]}{k_0 \{(1 - \sqrt{\gamma}) + 2R [T_2 + (qC_{ок\infty}/c_2)]/E\}} \exp \frac{E [1 + qC_{ок\infty} R/(c_2 E)]}{[T_2 + qC_{ок\infty}/2c_2(1 + \sqrt{\gamma})] R},$$

где $\gamma = 1 - \frac{4RT_2}{E} - \frac{4RT_2^2 c_2}{EqC_{ок\infty}}$; k_0 — предэкспоненциальный множитель.

Формулы (7) позволяют рассчитать $d_{кр.в}$, выше которого все частицы при данных условиях загораются (рис. 2). В результате горения частица, уменьшая свой размер, затухает при $d_{кр.п}$. Сравнение с зависимостью $\dot{a}_{кр} = j(\bar{T}_2)$ для двух параллельных реакций показывает некоторое уменьшение диаметра, слабое при потухании и более существенное при воспламенении. Критические же температуры частицы $T_{1п}$, рассчитанные по (6) для одной реакции, больше, чем в случае двух реакций. При воспламенении различий в температурах практически нет.

В работе проведен расчет критических параметров при протекании на поверхности частицы одной химической реакции, когда кроме конвективного теплообмена со средой частица участвует в теплообмене излучением. Получены большие значения критических диаметров, чем в аналогичном случае в пренебрежении излучением (см. рис. 2). Все описанные выше расчеты проделаны для частицы угля, находящейся в неподвижном нагретом воздухе.

При некоторой температуре газовой среды T_2^* происходит вырождение критических условий. Для одной химической реакции температура вырождения легко находится из условия $\gamma = 0$ в аналитическом виде:

$$T_2^* = \frac{qC_{ок\infty}}{2c_2} (\sqrt{1 + Ec_2/qC_{ок\infty}R} - 1). \quad \text{Для двух параллельных реакций}$$

температура вырождения меньше на ~ 100 К. Учет теплообмена излучением также приводит к уменьшению температуры вырождения. Существование вырождения связано с пренебрежением выгорания частицы при окислении, которое становится заметным при высоких температурах газа.

Анализ полученных в работе выражений показывает, что при $4RT_2/E \ll 1$ и $4RT_2^2 c_2/EqC_{ок\infty} \ll 1$ воспламенение происходит при $T_{1в} = T_2 + RT_2^2/E$. Потухание характеризуется уменьшением температуры частицы с максимального значения $T_{max} = T_2 + qC_{ок\infty}/c_2$ на величину RT_{max}^2/E .

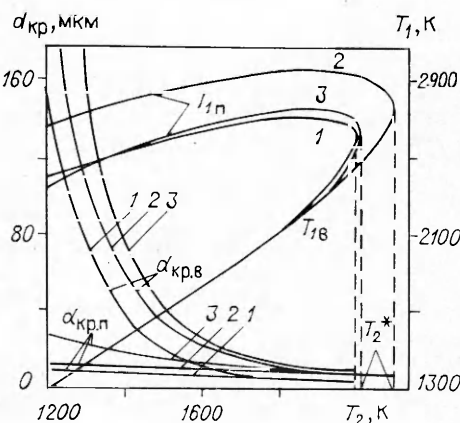


Рис. 2. Зависимости $d_{кр.в}$, $d_{кр.п}$ и $T_{1в}$, $T_{1п}$ от температуры газа.

1 — две реакции, без учета теплообмена излучением; 2 — одна реакция, без учета теплообмена излучением; 3 — одна реакция с учетом теплообмена излучением (коэффициент излучательной способности $\epsilon = 0,78$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин В. В., Орловская С. Г., Лаврова А. А. // Повышение эффективности и надежности работы энергоблоков. — М., 1987.
2. Калинин В. В., Орловская С. Г. ИФЖ, 1988, 55, 2, 232.
3. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1987.

4. Золотко А. Н., Клячко Л. А. ФГВ, 1979, 15, 3, 3.
5. Фуке Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде.— М.: Изд-во АН СССР, 1958.
6. Вильямс Ф. Теория горения.— М.: Наука, 1971.

г. Одесса

Поступила в редакцию 30/V 1988,
после доработки — 31/X 1988

УДК 518.12 : 539.3

В. А. Быченков, В. А. Свидинский

НЕКОРРЕКТНОСТЬ МОДЕЛИ УНРУГОПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В МЕТОДЕ УИЛКИНСА

Для расчета нестационарных упругопластических течений широкое распространение получили разностные методы типа метода Уилкинса [1]. Модель течения в них основана на уравнениях Прандтля — Рейса, ассоциированных с условием пластичности Мизеса.

Исследование уравнений пластического течения показало, что в двумерном случае для некоторой области напряженного состояния не выполняются условия корректности постановки задачи Коши. Поскольку в общем случае пластический режим может переходить в упругий (корректный для реальных значений предела текучести), то для доказательства некорректности полной системы упругопластического течения достаточно подобрать такие начальные условия, которые не позволяют напряженному состоянию уйти с поверхности текучести и заставить малые возмущения исходного начального состояния развиваться в чисто пластическом режиме (по крайней мере, до определенной амплитуды). Некорректность полной системы уравнений для таких состояний подтвердилась в расчетах и проявилась как локальная неустойчивость разностной схемы.

Полная система уравнений упругопластического течения

В настоящее время построены достаточно совершенные модели упругопластического деформирования. Тем не менее большой класс практически важных задач динамики решается с помощью разностных методов на основе простой модели пластического течения Прандтля — Рейса с условием пластичности Мизеса [1—4]. Выпишем эти уравнения для системы прямоугольных декартовых координат x_i ($i = 1, 2, 3$).

Используя определение скорости изменения тензора напряжений в форме Яумаи, уравнение для девиатора S_{ij} симметричного тензора напряжений σ_{ij} представим в виде

$$\dot{S}_{ij} + \lambda S_{ij} = 2\mu \dot{e}_{ij} + \omega_{ik} S_{kj} + \omega_{jk} S_{ki},$$

$$\lambda = \begin{cases} \frac{3\mu}{Y^2} S_{ij} \dot{e}_{ij}, & \text{если } S_{ij} S_{ij} = \frac{2}{3} Y^2 \text{ и } S_{ij} \dot{e}_{ij} > 0, \\ 0, & \text{если } S_{ij} S_{ij} < \frac{2}{3} Y^2 \text{ или } S_{ij} \dot{e}_{ij} \leq 0, \end{cases} \quad (1)$$

где Y — предполагаемый постоянным предел текучести; μ — модуль сдвига; \dot{e}_{ij} — девиатор тензора скоростей деформаций $\dot{e}_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i})$; $\omega_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} - u_{j,i})$ — тензор вращения; $f_i = \frac{\partial j}{\partial x_i}$; $S = S_{,t} + u_k S_{,k}$; u_i — вектор массовой скорости; t — время; по одинаковым индексам производится суммирование.