

## ЛИТЕРАТУРА

1. П. Ф. Похил, А. Ф. Беляев. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М.: Наука, 1972.
2. А. А. Шидловский. Основы пиротехники. М.: Машиностроение, 1973.
3. Вспомогательные системы ракетно-космической техники. Перевод с англ./Под ред. И. В. Тупинина. М.: Мир, 1970.
4. Н. Н. Бахман, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М.: Наука, 1967.
5. А. Н. Зелкман, Л. С. Никитина. Вольфрам. М.: Metallургия, 1978.
6. В. В. Александров, В. Н. Смирнов, В. В. Болдырев. ФГВ, 1979, 15, 3.

УДК 662.62 : 662.611

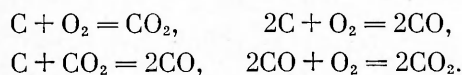
### ГОРЕНИЕ УГОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СРЕДЕ

*А. М. Головин, В. Р. Песочин, И. Я. Толмачев*  
(Москва)

Применение угля в качестве топлива для проектируемых МГД-электростанций, в которых он будет сжигаться в пылевидном состоянии в прямоточных или циклонных камерах под давлением порядка 10 ата, с предварительным подогревом воздуха до 2000 К или с обогащением кислородом при умеренном подогреве [1], требует исследования горения угольных частиц в высокотемпературной среде. Предполагаемая температура в камере сгорания должна быть порядка 3000 К, а потому условия горения угольных частиц могут значительно отличаться от условий горения в топках обычных тепловых электростанций.

Время горения угольной частицы, как известно [2—4], в основном определяется выгоранием коксового остатка (углерода), причем это время для угольной пыли в силу песмачиваемости жидкой золой поверхности частицы для малозольных углей не зависит от содержания золы в порах. Поэтому экспериментальные исследования и расчеты горения углеродных частиц приобретают практическое значение.

Согласно современным воззрениям, при горении углерода в воздухе с малой концентрацией водяных паров происходят следующие итоговые реакции:



При высоких температурах кислород не доходит до поверхности частицы. В этом случае исследованные в работах [5—9] и др. реакции догорания окиси углерода в газовом пространстве и восстановления углекислоты на поверхности или в объеме пористой углеродной частицы наряду с процессами диффузии и теплопроводности определяют скорость ее горения.

Горению частицы угля в высокотемпературной среде посвящено большое количество исследований, изложенных, например, в [2—4] и др. В [2] рассматривается сферически симметричная задача о распределении концентраций реагирующих компонентов и продуктов реакции в газовой фазе и поровом пространстве угольной частицы при допущении об изотермичности газовой среды, окружающей частицу. Конвективные члены в уравнениях диффузии не учитываются.

В работах [3, 4], использующих понятие приведенной пленки, считается, что в ядре потока, обтекающего частицу, реализуются однородные распределения концентраций, а в некотором слое вблизи поверхности

сти частицы осуществляется только молекулярный перенос. В случае, когда кислород не доходит до поверхности частицы, рассматривается схема двойного горящего пограничного слоя. При больших скоростях горения окиси углерода толщина зоны горения пренебрежимо мала по сравнению с расстоянием от центра сферической частицы до положения зоны горения, рассматриваемой в приближении поверхности пламени. На поверхности пламени концентрации кислорода и окиси углерода полагаются равными нулю. Считается, что скорость горения угольной частицы определяется диффузионным переносом реагирующих компонентов и продуктов реакции. Постановка задачи о горении угольной частицы в этом случае аналогична известной схеме диффузионного горения единичной капли [10, 11]. Такой подход в сравнительно простых случаях позволяет получить правильное выражение для скорости горения угольной частицы, однако он оказывается несостоятельным при рассмотрении конвективного переноса, неизотермической диффузии, переноса тепла диффузией, учета переменности свойств газовой среды, окружающей частицу.

В настоящей работе, следуя методу Шваба — Зельдовича [12], получено выражение для скорости горения угольной частицы, позволяющее учитывать эти эффекты. Частица считается сферической и неподвижной относительно газа вдали от частицы. Кроме того, приняты обычные допущения в теории горения частиц: о несущественном влиянии на процессы тепло- и массообмена массовых сил, эффектов Соре и Дюфура, диффузионных градиентов давления и объемной вязкости. Все коэффициенты бинарной диффузии считаются одинаковыми. Число Льюиса принимается равным единице.

Распределения концентраций и температур вне пористой частицы, за исключением тонкой зоны догорания окиси углерода, описываются уравнениями [12]

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \left( \rho v c_i - \rho D \frac{dc_i}{dr} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \left( \rho v \sum_i c_i \int_T^{T_b} c_{pi} dT - \frac{\kappa}{c_p} \frac{d}{dr} \sum_i c_i \int_T^{T_b} c_{pi} dT \right) = 0,$$

где  $\rho$ ,  $v$  — плотность и радиальная среднемассовая скорость газовой среды, удовлетворяющие в силу уравнения непрерывности условию

$$4\pi\rho v r^2 = \dot{m} = \text{const}, \quad (2)$$

$c_i$ ,  $c_{pi}$  — безразмерная массовая концентрация и удельная теплоемкость  $i$ -го компонента. Здесь и далее обозначим компонент  $O_2$  индексом 1,  $CO_2$  — 2,  $CO$  — 3,  $N_2$  — 4;  $T$ ,  $T_b$  — температура и ее значение на поверхности пламени;  $c_p$ ,  $D$  и  $\kappa$  — удельная теплоемкость, коэффициент диффузии и теплопроводности газовой смеси.

Полагая, что температура частиц не превышает существенно 2500 К, можно не рассматривать явления сублимации и самодиффузии углерода [13, 14]. Из-за высокой теплопроводности частицы по сравнению с теплопроводностью газовой смеси будем считать однородным распределение температуры в пористой частице.

Систему уравнений (1), (2) следует дополнить граничными условиями

$$c_{2a} + c_{3a} + c_{4a} = 1, \quad c_{1b} = c_{3b} = 0,$$

$$T \rightarrow T_\infty, \quad c_1 \rightarrow c_{1\infty}, \quad c_2 \rightarrow c_{2\infty} \quad \text{при } r \rightarrow \infty, \quad (3)$$

$$c_{1\infty} + c_{2\infty} + c_{4\infty} = 1.$$

Индексы  $a$ ,  $b$ ,  $\infty$  относятся к значениям величин соответственно на по-

верхности частицы, на поверхности пламени и вдали от частицы. Плотность потока  $i$ -го компонента определяется как  $I_i = \rho v c_i - \rho D dc_i/dr$ .

Граничные условия (3) должны быть дополнены условием отсутствия потока азота на поверхности угольной частицы и соотношением баланса тепла, поступающего и уходящего с поверхности частицы, а также соотношением между потоками тепла на поверхности фронта пламени и в силу уравнений реакций восстановления углекислого газа и догорания окиси углерода стехиометрическими соотношениями между плотностями потоков соответствующих компонентов

$$\begin{aligned} I_{4a} = 0, \quad \kappa_a \left( \frac{dT}{dr} \right)_a - Q_a' \frac{I_{2a}}{M_2} + \varepsilon \sigma (T_a^4 - T_w^4), \\ \kappa_b^+ \left( \frac{dT}{dr} \right)_b^+ - \kappa_b^- \left( \frac{dT}{dr} \right)_b^- = Q_b \frac{I_{1b}^+}{M_1}, \\ \frac{I_{2a}}{M_2} = -\frac{I_{3a}}{2M_3}, \quad \frac{I_{1b}^+}{M_1} = -\frac{I_{2b}^+}{M_2} = \frac{I_{2b}^-}{M_2} = -\frac{I_{3b}^-}{2M_3}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $Q_a'$  — тепло, поглощаемое в результате восстановления  $\gamma$ -моля углекислого газа до окиси углерода при температуре частицы;  $Q_b$  — тепло, выделяемое в реакции догорания окиси углерода при температуре фронта пламени;  $M_i$  — молекулярные массы соответствующих компонентов;  $\varepsilon$  — эффективная степень черноты поверхности частицы;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $T_w$  — температура тех поверхностей, откуда излучение попадает на частицу (при малой концентрации частиц в системе и размерах системы, малых по сравнению с длиной пробега излучения,  $T_w$  можно считать равным температуре стенок камеры сгорания, при высокой концентрации частиц в системе  $T_w$  следует полагать равной  $T_a$ ); индексы  $+$  и  $-$  введены для величин, относящихся соответственно к внешней и внутренней поверхности пламени.

Общий вид решения уравнений (1) с учетом (2):

$$\begin{aligned} c_i = A_i + B_i e^{-\xi}, \quad i = 1, 3, 4, \\ c_2 = \begin{cases} A_2^- + B_2 e^{-\xi} & \text{при } a < r < b, \\ A_2^+ + B_2^+ e^{-\xi} & \text{при } r > b, \end{cases} \\ \sum_i c_i \int_T^{T_b} c_{pi} dT = \begin{cases} A^- + B^- e^{-\xi} & \text{при } a < r < b, \\ A^+ + B^+ e^{-\xi} & \text{при } r > b, \end{cases} \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\xi = P \int_r^\infty \frac{\rho_\sigma D_\sigma a dr}{\rho D r^2}; \quad P = \frac{v_\sigma a}{D_a}.$$

Плотности потоков углекислого газа и окиси углерода на поверхности частицы, а также поток кислорода на внешней поверхности фронта пламени в силу стехиометрических соотношений могут быть выражены через поток массы следующим образом:

$$\begin{aligned} I_{2a} = -(M_2/M) \rho_a v_a, \quad I_{3a} = 2(M_3/M) \rho_a v_a, \\ I_{1b}^+ = -(M_1 a^2 / M b^2) \rho_a v_a, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $M$  — атомная масса углерода. Плотность потока кислорода в соответствии с (5) и (4):

$$I_{1b}^+ = -\frac{\rho_a D_a P a c_{1\infty}}{b^2 [\exp(\xi_b) - 1]}.$$

Подставляя это выражение в последнюю из формул (6), можно прийти (при данной скорости горения) к определению положения фронта пламени, если известны зависимости  $\rho$  и  $D$  от расстояния до центра

частицы

$$\exp(\xi_b) - 1 = (M/M_1)c_{1\infty}. \quad (8)$$

Плотность потока окиси углерода в соответствии с (5) и (4) связана со значением концентрации CO вблизи поверхности частицы соотношением

$$I_{3b}^- = \frac{\rho_a D_a P a c_{3a}}{b^2 [1 - \exp(\xi_b - \xi_a)]}. \quad (9)$$

Из (4), (7)–(9) следует, что

$$c_{3a} = \frac{2M_3}{M} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{M}{M_1} c_{1\infty} \right) \exp(-\xi_a) \right]. \quad (10)$$

Из условия отсутствия потока азота через поверхность частицы следует, что

$$c_{4a} = c_{4\infty} \exp(-\xi_a). \quad (11)$$

Формулы (10), (11) и граничные условия (3) позволяют при известном значении концентрации углекислого газа вблизи поверхности частицы и заданных функциях  $\rho(r)$  и  $D(r)$  рассчитать скорость горения угольной частицы

$$\exp(\xi_a) = \left( 1 + 2 \frac{M}{M_1} c_{1\infty} + \frac{M}{M_2} c_{2\infty} \right) \left( 1 + \frac{M}{M_2} c_{2a} \right). \quad (12)$$

Концентрация углекислого газа вблизи поверхности частицы зависит от скорости реакции восстановления в объеме угольной частицы. Потому для ее определения требуется знать температуру частицы.

Из формул (5) и граничных условий (4) следует, что

$$\sum_i c_i \int_T^{T_b} c_{pi} dT = F(\xi) \quad \text{при } a < r < b, \quad (13)$$

$$\sum_i c_i \int_T^{T_b} c_{pi} dT = \frac{c_b}{M} [\exp(\xi_b - \xi) - 1] + F(\xi) \quad \text{при } r > b,$$

где

$$F(\xi) = [\exp(\xi_a - \xi_b) - \exp(\xi_a - \xi)] \times$$

$$\times \left[ \frac{1}{M} \left( Q_a - M_2 \int_{T_a}^{T_b} c_{p2} dT + 2M_3 \int_{T_a}^{T_b} c_{p3} dT \right) - \right.$$

$$\left. - \sum_i c_{ia} \int_{T_a}^{T_b} c_{pi} dT + \frac{\varepsilon \sigma a c_p}{\kappa_i} (T_a^4 - T_w^4) \right].$$

Перепады температур между областью вдали от частицы, поверхностью частицы и поверхностью пламени с учетом формул (8), (10)–(12) при известном значении концентрации углекислого газа на поверхности частицы определяются соотношениями

$$\sum_i c_{ia} \int_{T_a}^{T_b} c_{pi} dT = F(\xi_a), \quad (14)$$

$$\sum_i c_{i\infty} \int_{T_\infty}^{T_b} c_{pi} dT = \frac{O_b}{M_1} c_{1\infty} + F(0).$$

Если пренебречь в первом приближении изменением  $\rho D$  и  $c_p$  с расстоянием, а также членами, содержащими интегралы от теплоемкостей

отдельных компонентов по сравнению с  $Q_a'/M$ , то в соответствии с формулами (8), (12) и (14) скорость горения частицы, положение фронта пламени и перепады температур будут описываться формулами

$$P = \ln \left[ \left( 1 + \frac{2M}{M_1} c_{1\infty} + \frac{M}{M_2} c_{2\infty} \right) / \left( 1 + \frac{M}{M_2} c_{2a} \right) \right],$$

$$P \cdot a/b = \ln (1 + M/M_1 \cdot c_{1\infty}),$$

$$T_b - T_a = G[\exp(P - P \cdot a/b) - 1], \quad (15)$$

$$T_b - T_\infty = Q_b/M_1 c_p \cdot c_{1\infty} - Ge^P [1 - \exp(-P \cdot a/b)],$$

где  $G = \frac{Q_a'}{M c_p} + \frac{\varepsilon \sigma a}{\kappa P} (T_a^4 - T_w^4)$ . Эти формулы должны быть дополнены соотношением, определяющим зависимость  $c_{2a}$  от  $P$  и  $T_a$ .

Для расчета скорости внутрипористого реагирования, следуя [15, 16], введем  $D'$  — эффективный коэффициент диффузии и  $k'$  — константу скорости гетерогенной химической реакции в поровом пространстве. Уравнение диффузии углекислого газа в пористой частице принимает вид [15, 16]

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \rho D' \frac{dc_2'}{dr} = \rho k' S c_2',$$

где  $S$  — внутренняя поверхность порового пространства на единицу объема частицы;  $c_2'$  — безразмерная массовая концентрация углекислого газа, определяемая в поровом пространстве частицы. Граничные условия:

$$c_{2a}' = c_{2a}, \quad I_{2a} = -\rho_a D' \left( \frac{dc_2'}{dr} \right)_a, \quad c_2'(0) \neq \infty.$$

Пренебрегая зависимостью  $\rho D'$  и  $\rho S$  от  $r$ , можно получить

$$c_2' = c_{2a} \frac{a \operatorname{sh} \alpha r}{r \operatorname{sh} \alpha a}, \quad \alpha = \sqrt{\frac{k' S}{D'}}, \quad c_{2a} = \frac{M_2 D_a}{M D'} \frac{P}{\alpha a \operatorname{cth} \alpha a - 1}. \quad (16)$$

Несколько иной подход к расчету скорости внутрипористого реагирования, позволяющий учитывать изменение пористой структуры при горении, предложен в работах [17, 18]. Диффузия углекислого газа и изменение радиуса поры  $\delta$  описываются уравнениями [18]

$$\frac{\partial}{\partial r} \delta^2 \rho D \frac{\partial c_2'}{\partial r} = 2\delta k' \rho c_2', \quad \rho' \frac{\partial \delta}{\partial t} = \frac{M}{M_2} k' \rho c_2',$$

где  $\rho'$  — плотность непористой угольной частицы. Радиус поры считается величиной, большей по сравнению с длиной свободного пробега молекул углекислого газа.

На стадии слияния пор на поверхности угольной частицы будем искать установившийся режим, при котором  $c(r, t)$  и  $\delta(r, t)$  являются функциями одной переменной  $x = r + wt$ , где  $w$  — скорость уменьшения радиуса частицы. В этом случае изменение радиуса поры оказывается связанным с изменением концентрации углекислого газа уравнением [18]

$$\frac{\delta^2 \rho D}{\rho' w} \frac{dc_2'}{d\delta} = \left( \frac{M_2}{M} \right)^2 \frac{\rho' w}{k' \rho} \frac{\delta^2 - \delta_\infty^2}{c_2'}, \quad (17)$$

где  $\delta_\infty$  — радиус поры до начала реакции.

Считая спектр пор монодисперсным, можно связать число пор на единицу поверхности частицы  $N$ , их радиус с начальной степенью пористости  $\theta$  соотношением  $\theta = \pi \delta_\infty^2 N$ . В процессе горения частицы радиус

пор на поверхности частицы возрастает до значения  $\delta_a = \delta_\infty / \sqrt{\theta}$ . Это соотношение позволяет из решения уравнения (17) определить скорость горения угольной частицы

$$P = \frac{c'_1(1-\theta)wa}{\rho_a D_a} = (1-\theta) \frac{M c_{2a} a}{M_2 (\delta_a - \delta_\infty)} \sqrt{\frac{k' \delta_a}{2D_a}}. \quad (18)$$

Полученное выражение формально совпадает с (16), если выбрать эффективный коэффициент диффузии из условия

$$\frac{D'}{D_a} (\alpha a \operatorname{cth} \alpha a - 1) = a \frac{1-\theta}{\delta_a - \delta_\infty} \sqrt{\frac{k' \delta_a}{2D_a}}.$$

В соответствии с экспериментальными данными, представленными в работе [3],  $\alpha D' \approx 10$  м/с при  $T_a = 2500$  К. Для частицы радиуса 100 мк при  $\theta = 0,05$  и  $S = 10^8$  м<sup>-1</sup> эффективный коэффициент диффузии оказывается равным  $0,7D_a$ . Таким образом, на стадии слияния пор эффективный коэффициент диффузии в пористой частице оказывается величиной того же порядка, что и коэффициент диффузии в газовой смеси.

При малых значениях концентрации кислорода и углекислого газа вдали от частицы и достаточно высоких температурах поверхности частицы, таких чтобы  $c_{2a} \ll 1$ , формулы (15) принимают вид

$$\begin{aligned} P &= 2 \cdot M/M_1 c_{1\infty} + M/M_2 \cdot (c_{2\infty} - c_{2a}), \quad b/a = M_1 P / M c_{1\infty}, \\ T_\infty - T_a &= PG - Q_b / M_1 c_p \cdot c_{1\infty}, \\ T_b - T_\infty &= Q_b / M_1 c_p \cdot c_{1\infty} - G \cdot M / M_1 \cdot c_{1\infty}. \end{aligned} \quad (19)$$

Первая из этих формул при  $c_{2a} = 0$  согласуется с аналогичным результатом, полученным ранее [2—4]. При высоких концентрациях кислорода, характерных для сжигания угля в МГД-установках, различие между скоростью горения при  $c_{2a} = 0$  по формулам (15) и (19) может достигать 34%. Из выражений (16) и (19) следует, что

$$c_{2a} = \frac{D_a}{M_1} \frac{2M_2 c_{1\infty} + M_1 c_{2\infty}}{D_a + D' (\alpha a \operatorname{cth} \alpha a - 1)}.$$

Таким образом, скорость горения и температура частицы определяются из решения системы уравнений

$$\begin{aligned} P &= \left( \frac{2c_{1\infty}}{M_1} + \frac{c_{2\infty}}{M_2} \right) \frac{MD' (\alpha a \operatorname{cth} \alpha a - 1)}{D_a + D' (\alpha a \operatorname{cth} \alpha a - 1)}, \\ T_\infty - T_a &= \frac{Q_a \bar{P}}{M c_p} - \frac{Q_b c_{1\infty}}{M_1 c_p} + \frac{\varepsilon \sigma a}{\kappa} (T_a^4 - T_w^4). \end{aligned} \quad (20)$$

При  $D' = 0,7D_a$  и  $\alpha a = 10$  различие между формулами (20) и (19) для скорости горения угольной частицы не превышает 10%. Приближенная оценка перепадов температур при сгорании угольной частицы в воздухе ( $c_{2\infty} \approx 0,2$ ) при  $T_\infty = 2000$  К и давлении 10 ата приводит к следующим результатам. Если  $T_w = T_a$ , то  $T_a \approx 2700$  К,  $T_b \approx 3000$  К. При  $T_w^4 \ll T_a^4$  температура поверхности частицы снижается до 2200 К, а поверхности пламени — до 2900 К. Теплофизические свойства газовой смеси считались равновесными в соответствии с работой [19] и взяты по средней температуре из справочника [20]. Эффективная степень черноты, согласно [21], принята равной 0,8.

Решение системы (20) однозначно, что обусловлено предположением о бесконечно высокой константе скорости реакции догорания. Толщина зоны горения в газовой фазе при давлении 10 ата и температуре фронта пламени 2800—3000 К в соответствии с данными по скорости реакции [3] и коэффициенту диффузии [22] составляет 30—25 мкм. Полученные оценки перепадов температур не учитывают реакции диссоциации.

В соответствии с известными значениями констант скорости диссоциации углекислого газа при 2800—3000 К и 10 ата характерное время диссоциации имеет порядок от  $2 \cdot 10^{-3}$  до  $10^{-4}$  с. Однако, как известно [19, 24], присутствие даже малых количеств воды приводит к значительному сокращению характерного времени диссоциации до величин порядка  $10^{-6}$  с. Фактически характерное время диссоциации углекислого газа будет определяться временем образования атомарного водорода при диссоциации паров воды и будет величиной порядка  $10^{-5}$  с. Характерные времена диффузии компонентов на расстоянии порядка толщины зоны горения составляют  $6 \cdot 10^{-5}$ — $10^{-5}$  с, т. е. являются величинами того же порядка. Таким образом, концентрация продуктов диссоциации в зоне горения приближенно может считаться равновесной. В соответствии с [20] для рассмотренных выше условий концентрация кислорода в зоне горения при  $T = 2900$  К составляет приблизительно 2%, что приводит к снижению температуры в зоне пламени приблизительно на 100 К. Число Рейнольдса по скорости впитания для частицы радиуса 100 мк оказывается равным 0,34.

Таким образом, принятые допущения представляются непротиворечивыми, если давление в камере сгорания  $p \geq 10$  ата, а температура на фронте пламени около 3000 К.

*Поступила в редакцию 30/IV 1980*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Генераторы прямого преобразования тепловой и химической энергии в электрическую. Т. 4. В. В. Бреев, А. В. Губарев, В. П. Панченко. Магнитогидродинамические генераторы. (Итоги науки и техники). М.: ВИНТИЦ, 1978.
2. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. М.: Изд-во МГУ, 1957.
3. Основы практической теории горения/Под ред. В. В. Померанцева. Л.: Энергия, 1973.
4. Г. Ф. Киорре и др. Теория точечных процессов. М.—Л.: Энергия, 1966.
5. Г. А. Барский, Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1951, 25, 523.
6. Е. С. Головина, Г. П. Хаустович. Теплофизика высоких температур, 1964, 2.
7. Ф. Уокер, Ф. Русинко, Л. Остин.— В сб.: Реакция углерода с газами. М.: ИЛ, 1963.
8. Е. С. Головина, Л. С. Соловьева, В. Г. Самсонов. Химия твердого топлива, 1974, 2, 147.
9. Е. С. Головина, Г. П. Хаустович. Инж.-физ. ж., 1960, 3, 3.
10. Г. А. Варшавский. Горение капли жидкого топлива (диффузионная теория). М., 1945.
11. Т. Бржустовский, П. Гласмен.— В сб.: Гетерогенное горение. М.: Мпр, 1967.
12. Ф. Вильямс. Теория горения. М.: Наука, 1971.
13. Е. С. Головина, В. С. Чаплыгина, Л. Л. Котова. Докл. АН СССР, 1969, 187, 558.
14. Е. С. Головина, Л. Л. Котова. Теплофизика высоких температур, 1972, 2.
15. Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1939, 13, 163.
16. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
17. М. С. Оренбах. Реакционная поверхность при гетерогенном горении. Новосибирск: Наука, 1973.
18. А. М. Головин, В. Р. Песочин. ФГВ, 1978, 14, 1.
19. Е. В. Самуйлов, И. Б. Рождественский, Н. П. Цителаури.— В сб.: Тр. ЭНИИ, вып. 55. М., 1976.
20. А. В. Недоспасов, Л. П. Побережский, Ю. Г. Чернов. Состав и свойства рабочих тел МГД-генераторов открытого цикла. М.: Наука, 1977.
21. В. А. Петров. Излучательная способность высокотемпературных материалов. М.: Наука, 1969.
22. П. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
23. В. И. Кондратьев. Константы скорости газофазных реакций. М.: Наука, 1970.
24. В. П. Агафонов, В. К. Вертушкин и др. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972.