УДК 535.536

В.В. Шумриков

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГОРЕНИЯ ДИСПЕРГИРОВАННОГО УГЛЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ

Приведена математична модель і результати розрахунку горіння вугілля під дією концентрованих потоків енергії. Бібліогр.: 4 найм.

В целях упрощения в задаче горения частицы под действием концентрированных потоков энергии обычно принимают следующие допущения: частица имеет сферическую форму, влиянием конвекции пренебрегают, пламя рассматривают как сферическую поверхность, концентрическую с поверхностью частицы, пламя считают разновидностью диффузионного пламени, которое образуется в результате реакции между парами горючего (в нашем случае углерода и его окислов) и кислородом воздуха (горючее и кислород реагируют в стехиометрическом соотношении), рассматривают такое состояние частицы, при котором выполняется закон Срезневского, температуру принимают одинаковой по всему объему частицы, для физических параметров, входящих в задачу, используют средние значения, массовыми силами пренебрегают, эффектами Соре и Дюфура (влияние термодиффузии) пренебрегают, давление в течение всего процесса считается постоянным, и в этой связи пренебрегают диффузионными градиентами давлений, объемной вязкостью пренебрегают.

В ряде задач пренебрегают радиационным переносом энергии. Однако при гетерогенном горении частицы под действием излучения радиационный вклад в уравнение энергии значителен и его необходимо учитывать [1]. Кроме того, необходимо учитывать энергетический вклад (в общий баланс энергии) энергии излучения, которая является аддитивной функцией $\Phi(I)=[K(I)+\chi(I)]$ [1], где $K(I)$ - доля энергии, идущая на нагревание частицы, а $\chi(I)$ - доля энергии, идущая на нагревание газа, окружающего частицу.

Горение частицы угля в газовом объеме в общем случае может быть описано системой уравнений Шваба-Зельдовича [2]

Для области внутри пламени можно записать:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}r^2\left(\rho_1 \cdot V \cdot Y_{\text{г}} - D \cdot \rho_1 \cdot \frac{dY_{\text{г}}}{dr}\right)=0,$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}r^2\left(\rho_1 V \cdot \sum Y_{\text{г}} \int_{T_r}^{T_n} C_p dT - \frac{\lambda_1}{C_p}\frac{d}{dr}\sum Y_{\text{г}} \int_{T_r}^{T_n} C_p dT\right)=0. \qquad (1)$$

Для области вне пламени уравнения останутся прежними с соответствующими индексами, а $Y_{\text{г}}$ заменится на $Y_{\text{в}}$.

Обычно при горении частиц в высокотемпературной среде ограничиваются следующими итоговыми реакциями [3]:

$$2C+O_2=2CO,\ 2C+2O_2=2CO_2,\ C+CO_2=2CO,\ C+O_2=CO_2.$$

В [3] показано, что кислород при горении частицы не доходит до ее поверхности, и окись углерода восстанавливается до углекислоты в газовом пространстве с выделением тепла (реакция образования CO экзотермическая). Обозначим индексами элементы, участвующие в реакциях: O_2 - 1, CO_2 - 2, CO - 3, N_2 - 4, O - 5.

Тогда граничные условия запишутся в виде:

$$Y_{22}+Y_{32}+Y_{42}=1;\quad Y_{1\text{п}}=Y_{3\text{п}}=0;\quad T_{\text{п}}\to T_{\infty};\quad Y_1\to Y_{1\infty};$$
$$Y_2\to Y_{2\infty}\ \text{при}\ r\to\infty;\quad Y_{1\infty}+Y_{2\infty}+Y_{4\infty}+Y_{5\infty}=1.$$

Плотность потока может быть найдена из известного выражения [1]:

$$j=\rho V Y_i - \rho D\frac{dY_i}{dr}.$$

Граничные условия должны быть дополнены условиями отсутствия потока азота на поверхности частицы $j_{4r}=0$ и соотношением баланса тепла, поступающего и уходящего с поверхности частицы, а также соотношением между потоком тепла на поверхности фронта пламени.

$$\lambda_r\left(\frac{dT}{dr}\right)_r=-Q_r\frac{Y_{2r}}{\mu_r}\Phi(I)-\varepsilon\sigma\left(T_4^4-T_\infty^4\right)+\frac{1}{4\pi r^2}\frac{dm}{dt}L(\beta);$$

$$\lambda_1\left(\frac{dT}{dr}\right)_1-\lambda_2\left(\frac{dT}{dr}\right)_2=Q_{\text{п}}\frac{j'_{1\text{п}}}{\mu_1}; \qquad (2)$$

$$\frac{j_{2r}}{\mu_r}=-\frac{j_{32}}{2\mu_3},\quad \frac{j^2_{1\text{п}}}{\mu_1}=\frac{j^2_{2\text{п}}}{\mu_r}=\frac{j'_{2\text{п}}}{\mu_r}=-\frac{j'_{3\text{п}}}{2\mu_3}.$$

Исходя из теории Шваба-Зельдовича следует [2], что если оператор $L(\beta i)=w$, (где w - скорость реакции), то для соответствующих парных функций оператор $L(\beta)=0$, то есть $\beta=\alpha_2-\alpha_1=\beta_r$, где $\alpha_i = Y_i / \mu_i(\nu_i - \nu_j)$, а νi и νj - стехиометрические коэффициенты.

При выполнении закона Срезневского (условия сферическо-симметричного случая горения) общее уравнение непрерывности (изменения массы) может быть записано в следующем виде:

$$\dot{m}=\frac{dm}{dt}=4\,\pi\, r^2\,\rho V\,. \tag{3}$$

И при введении безразмерной независимой переменной $\xi=\dot{m}\int\limits_r^\infty (4\,\pi\rho\, r^2 D)^{-1}\,dr$ это выражение можно переписать:

$$\xi=P\int\limits_r^\infty \frac{\rho_r\, D_r dr}{\rho\, D_r r^2}\,. \tag{4}$$

где $P=V_r a / D_r$ - безразмерная скорость испарения; a - начальный радиус частицы при $t=0$, $a=r$.

Тогда уравнение (1) можно переписать в виде:

$$\frac{d}{dr}(r^2\,\rho\,\beta_i)=\frac{d}{dr}\left(r^2\,\rho\, D\,\frac{d\beta_i}{dr}\right). \tag{5}$$

Или с учетом (3) выражение (5) представим в виде:

$$\frac{d\beta_i}{dr}=\frac{d}{dr}\left[\left(\frac{4\,\pi V r^2\,\rho D}{\dot{m}}\right)\cdot\left(\frac{d\beta_i}{dr}\right)\right]. \tag{6}$$

Изменение независимой переменной ξ по радиусу частицы можно представить в виде:

$$\frac{d\xi}{dr}=\frac{\dot{m}}{4\,\pi\, r^2\,\rho D}\,. \tag{7}$$

И тогда выражение (6) перепишется в виде:

$$\frac{d\beta_i}{d\xi}\frac{d\xi}{dr}=\frac{d}{dr}\left[\left(1\Big/\frac{d\xi}{dr}\right)\cdot\left(\frac{d\beta_i}{dr}\right)\right] \tag{8}$$

Или получим дифференциальное уравнение:

$$\frac{d\beta_i}{d\xi}+\frac{d^2\beta_i}{d\xi^2}=0. \qquad (9)$$

Характеристические уравнения к которому будут:

$$\eta^2+\eta=0,\ \eta_1=0,\ \eta_2=-1. \qquad (10)$$

С учетом этих соотношений решение уравнения (6) будет иметь вид:

$$\beta_i=A_i+B_i e^{-\xi}. \qquad (11)$$

Таким образом, распределение горючего на поверхности частицы $\beta_r=A_r+B_r e^{-\xi}$, а $\beta_\infty=A_r+B_r$, исключая из этих уравнений A_r, получим:

$$\beta_r=\beta_{r\infty}-\beta_{rr}+\beta_r e^{-\xi}. \qquad (12)$$

Связь между распределением температуры и концентрацией окислителя задается функцией:

$$\beta_r=\alpha_r-\alpha_0=\int_{T_0}^{T_r}\frac{C_p}{q_0}dT+\frac{Y_0}{\mu_0\nu_0}. \qquad (13)$$

где q_0 - стандартная теплота реакции при температуре T_0 [2].

И с учетом граничных условий, разность концентраций в бесконечности и на поверхности частицы будет (с учетом явного выражения для интеграла $\int_{T_0}^{T_r}C_p dT$ [2]):

$$\beta_{r\infty}-\beta_{rr}=\frac{1}{q_0}\left[\sum_{i=1}^{N}Y_{i,\infty}\int_{T_r}^{T_\infty}C_{pi}dT+\frac{Y_{0,\infty}-Y_{0,r}}{\mu_0\nu_0}+\Phi(I)-\varepsilon\sigma\left(T_r^4-T_0^4\right)\right]. \qquad (14)$$

Так как

$$\frac{d\beta_r}{d\xi}=\frac{L}{q_0}-\frac{Y_{0,r}}{\mu_0\nu_0}$$

и, продифференцировав по ξ выражение (11), получим:

$$\frac{L}{q_0}+\frac{Y_{0,r}}{\mu_0\nu_0}=B_r e^{-\xi}.$$

И с учетом (12), (13) и (14) запишем окончательно:

$$\xi=\ln\left\{1+\frac{\frac{1}{q_0}\left[\sum_{i=1}^{N}Y_{i,\infty}\int_{T_r}^{T_\infty}C_p dT+\frac{Y_{0,\infty}-Y_{0,r}}{\mu_0\nu_0}+\frac{1}{q_0}\Phi(I)-\frac{1}{q_0}\varepsilon\sigma\left(T_r^4-T_0^4\right)\right]}{\frac{L}{q_0}+\frac{Y_{0,r}}{\mu_0\nu_0}}\right\}. \quad (15)$$

В размерных переменных формула (15) перепишется следующим образом:

$$\frac{dm}{dt}=\frac{1}{\int_r^{\infty}(4\pi\rho r^2 D)^{-1}dr}\ln\left[1+\frac{1}{q_0}\frac{\sum_{i=1}^{N}Y_{i,\infty}\int_{T_r}^{T_\infty}C_p dT+\Phi(I)-\varepsilon\sigma T_r^4+\frac{Y_{0,\infty}-Y_{0,r}}{\mu_0\nu_0}}{\frac{L}{q_0}+\frac{Y_{0,r}}{\mu_0\nu_0}}\right]. \quad (16)$$

Формула (16) является более общей, чем аналитическая зависимость скорости горения и испарения частицы под действием излучения, приведенная в работе [1], так как величины ρD и C_p могут произвольным образом зависеть от температуры. Кроме того, в формуле (16) учтены химические реакции, излучение и нагрев частицы и окружающего ее газа. Анализ формулы горения (без учета нагрева частиц излучением), проведенный в работе [4], показал, что в грубом приближении температуру частицы T_r можно заменить на температуру кипения горючего, при условии равенства парциального давления горючего на поверхности частицы и равновесного давления паров горючего. Но в общем случае эти давления могут быть не равны.

Как следует из формулы (16), при умеренных плотностях мощности (10^5 Вт/см^2) излучения процесс сублимации может протекать по двум каналам: диффузионного горения и испарения под действием излучения. С увеличением плотности мощности вплоть до 10^8 Вт/см^2 вклад в сублимационный процесс испарительного режима будет увеличиваться и приобретать характер детонационного испарения.

Для оценок скорости уменьшения массы частицы в результате горения под действием излучения величину ρD можно заменить на λ/C_p в случае, если число Семенова не велико (≈ 1).

И формулу (16) можно записать в виде [4]:

$$\frac{dm}{dt}=\frac{4\,\pi\,\lambda r}{C_p}\ln\left\{1+\frac{1}{q_0}\left[C_p(T_\infty-T_a)+\frac{q_0 Y_{0,\infty}}{\mu_0\,\nu_0}+\Phi(I)-\sigma\,T^4\right]\right\}.$$

Как видно из данной формулы скорость горения зависит от характеристик излучателя $\Phi(I)$ коэффициентов поглощения среды и размеров частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Букатый В.И., Соголаков А.М. Горение углеродных частиц в мощном оптическом поле.-Физика горения и взрыва, 1979, т.15, №6.-С.46-50.

2. Вильямс Ф.А. Теория горения.-М.: Наука, 1971.-615с.

3. Лавров Н.В., Розенфельд Э.И., Хаустович Г.П. Процессы горения топлива и защита окружающей среды.-М.: Металлургия, 1981.-240с.

4. Шумриков В.В. Межфазный перенос при сублимации угля под действием лазерного излучения. Автореферат.- канд. физ.-мат. наук. ОГУ, 1988г.

УДК 625.1+622.6

В.В.Говоруха

НАУЧНЫЕ ОСНОВЫ МЕТОДА РАСЧЕТА ЖЕЛЕЗОБЕТОННЫХ ШПАЛ И СТРЕЛОЧНЫХ БРУСЬЕВ С ПЕРЕМЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ МОМЕНТОВ ИНЕРЦИИ, ШИРИНЫ ПЛОЩАДИ ОПИРАНИЯ И УПРУГОСТИ ОСНОВАНИЯ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К РЕЛЬСОВОМУ ТАНСПОРТУ.

Викладені наукові основи напруження і згинання залізобетонних шпал і стрілочних брусів під дією залізночного, промислового і підземного рейкового транспорту з врахуванням перемінних властивостей по їх довжині, таких як: пружність балласту і земляного полотна, змінні характеристики ширини площі опору і поперечного перерізу, а також діючі нагрузки. Іл. 1. Бібліогр. : - 5 найм.

Применение железобетонной продукции на железнодорожном, промышленном и подземном рельсовом транспорте вызвано их повышенными технико-экономическими показателями по сравнению с