

5. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.
6. В. Н. Маршаков, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1967, 3, 2, 231.
7. В. И. Земских, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 14.
8. А. А. Зенин, О. И. Лейпунский, В. М. Пучков. ФГВ, 1978, 14, 3, 75.
9. А. А. Зенин.— В кн.: Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980.
10. З. В. Истратова, О. И. Лейпунский. ПМТФ, 1966, 2, 89.

УДК 536.46+542.51

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ ПО ТОНКОМУ СЛОЮ МАТЕРИАЛА ПРИ ГАЗОФАЗНОЙ РЕАКЦИИ МЕЖДУ ГОРЮЧИМ И ОКИСЛИТЕЛЕМ

С. С. Рыбанин, С. Л. Соболев

(Черноголовка)

Вопрос о распространении волны горения по тонкому слою материала рассматривался в [1—4]. Особенностью настоящей работы является изучение факела пламени и влияния его размера на скорость  $v$  и пределы распространения волны горения.

Предполагается, что под действием тепла, идущего из тонкой зоны химической реакции диффузионного пламени, слой горючего материала нагревается и газифицируется без остатка. Окислитель и продукты газификации материала подводятся в зону реакции диффузией и конвекцией. Скорость газа  $U$  направлена вдоль поверхности материала. Теплофизические свойства веществ постоянные. При таких приближениях задача о распространении волны горения может быть решена методами, изложенными в [4, 5]. Ниже приводятся основные результаты такого решения.

Положение зоны интенсивной химической реакции (горения), которое определяется малыми значениями концентраций окислителя и горючего и характеризуется расстоянием  $R_*$  (или в безразмерной форме  $r = R_* u/D$ ) от начала координат и углом  $\alpha$  (рис. 1), находится из уравнения

$$\exp(r \cos \alpha/2) K_0(r/2) = \pi/\theta. \quad (1)$$

Обозначения:  $u$  — скорость газа относительно волны горения ( $u = U - v$  для попутного потока (рис. 1, а) и  $u = U + v$  для встречного потока (рис. 1, б) окислителя);  $D$  — коэффициент диффузии в газе;  $K_0(r/2)$  — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка;  $\hat{v} = \frac{\rho_s V H \nu_0 \kappa}{\rho U \nu_F C_{0\infty}}$  —

безразмерная скорость волны горения, где  $\rho_s$  и  $\rho$  — плотность горючего материала и газа;  $H$  — половина толщины слоя горючего материала;  $\nu_0$  и  $\nu_F$  — стехиометрические коэффициенты;  $\kappa$  — доля реакционноспособных продуктов газификации материала;  $C_{0\infty}$  — концентрация окислителя в потоке [4]. Как следует из (1), размеры факела пламени  $r$  увеличиваются по мере роста скорости волны горения  $\hat{v}$  (см. рис. 1).

Величину потока продуктов газификации в зону реакции  $j_F$  приведем в безразмерном виде

$$j_F = \frac{D}{u} \frac{\partial C_F}{\partial N} = \frac{C_{0\infty} \nu_F}{2\nu_0} \left( \frac{K_1^2(r/2)}{K_0^2(r/2)} - \frac{2 \cos \alpha K_1(r/2)}{K_0(r/2)} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\frac{\partial C_F}{\partial N}$  — производная от концентрации продуктов газификации  $C_F$  по нормали  $N$  к зоне химической реакции;  $K_1(r/2)$  — модифицированная функция Бесселя первого порядка. Зависимость  $j_F$  от угла  $\alpha$  является монотонной функцией, наибольшее значение которой достигается при  $\alpha = \pi$  (см. рис. 1).

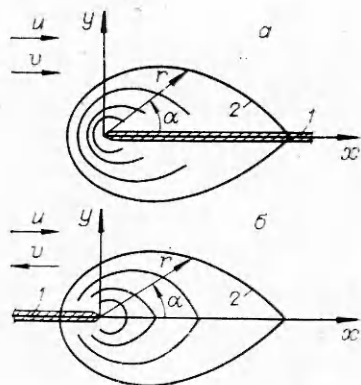


Рис. 1. Факел пламени при попутном (а) и встречном (б) потоке окислителя относительно распространения волны горения. 1 — горючий материал; 2 — зона химической реакции.

ному значению скорости химической реакции. Это условие можно записать в следующем виде [4]:

$$j_r \leq \frac{v_F C_{0\infty} Da}{v_0} \exp \frac{E(T_* - T_{ад})}{2RT_* T_{ад}}, \quad (3)$$

где  $T_*$  — температура в зоне реакции;  $T_{ад}$  — адиабатическая температура горения;  $E$  — энергия активации;  $R$  — газовая постоянная;

$$Da = \frac{v_0}{C_{,\infty}} \left( \frac{2\pi RT_{ад}^2 c DW_{ад}}{E q \rho u^2} \right)^{1/2} \approx F \rho \frac{n-2}{2} u^{-1} \exp \left( -\frac{E}{2RT_{ад}} \right)$$

— число Дамкеллера, отвечающее адиабатической температуре горения  $T_{ад}$ ;  $c$  — теплоемкость газа;  $W_{ад}$  — максимальное значение скорости химической реакции при  $T_{ад}$ ;  $q$  — тепловой эффект химической реакции;  $F$  — слабая по сравнению с экспоненциальной функция  $C_{0\infty}$  и  $T_{ад}$ ;  $n$  — порядок химической реакции.

Важной особенностью процесса распространения волны горения по поверхности материала является отсутствие подобия полей концентраций и температуры, которое вызвано охлаждением зоны реакции горючим материалом [4]. Вследствие этого температура в зоне падает по мере приближения ее к поверхности материала.

При распространении волны горения навстречу потоку окислителя, именно этот случай подробно рассматривается ниже, имеем следующую приближенную зависимость температуры в зоне реакции  $T_*$  от угла  $\alpha$ :

$$(T_* - T_w)/(T_{ад} - T_{wm}) \approx \cos(\alpha/2), \quad (4)$$

где  $T_w$  — температура горючего материала;  $T_{wm}$  — максимальное значение  $T_w$  ( $T_{wm} = T_w|_{x=0}$ ). Для вычисления температуры  $T_{wm}$  служит приближенное соотношение

$$\frac{\dot{M}L}{\rho u} \approx \frac{c \left[ T_* \left( \frac{\pi}{2} \right) - T_{wm} \right]}{Le r (\pi/2)}, \quad (5)$$

где  $\dot{M} = K_s \exp(-E_s/RT_{wm})$  — скорость газификации горючего материала с параметрами  $K_s$  и  $E_s$ ;  $L$  — теплота газификации материала;  $Le$  — число Льюиса; значения  $T_*(\pi/2)$  и  $r(\pi/2)$  соответствуют  $\alpha = \pi/2$ .

Из анализа соотношений (1)–(5) следует, что величина числа  $Da$  определяет структуру факела пламени. Если число  $Da$  достаточно велико и условие (3) выполняется даже при  $T_* = T_w$ , то факел пламени замк-

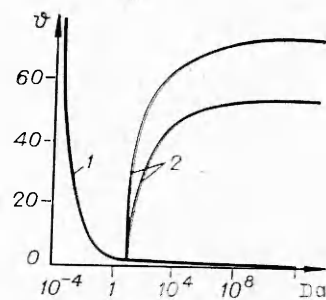


Рис. 2. Зависимость безразмерной скорости волны горения  $\phi$  от числа  $Da$  (кривые 2).

1 — зависимость между предельными значениями  $\phi$  и  $Da$ .

Известно [6], что интенсивная химическая реакция при диффузионном горении может иметь место лишь в том случае, если поток реагентов в зону реакции не превышает величины, отвечающей максималь-

нутый. Если число  $Da$  настолько мало, что условие (3) не выполняется даже при максимальном значении температуры  $T_* = T_{ад}$  и минимальном значении потока  $j_F$ , которое отвечает углу  $\alpha = 0$ , то существование факела пламени и распространение волны горения вообще невозможно. Зависимость между предельными значениями  $\vartheta$  и  $Da$  изображена на рис. 2, 1. Для описания этой зависимости при  $\vartheta \gg 1$  имеем  $Da = \pi/2\vartheta^2$ , при  $\vartheta \ll 1$   $Da = \gamma\vartheta/4\lambda \exp(\pi/\vartheta)$ , где  $\gamma \approx 1,78$ .

При промежуточных значениях числа  $Da$ , когда условие (3) выполняется только для части факела пламени при  $\alpha < \alpha_e$ , существует кромка зоны химической реакции [4], угловое положение которой  $\alpha_e$  находится из соотношений (1)–(5) при знаке равенства в (3). Факел пламени при этом разомкнутый (см. рис. 1, б).

Поток тепла из газовой фазы в горючий материал зависит от угла  $\alpha$  и находится из следующего приближенного соотношения при  $\vartheta \gg 1$  (при этом  $r \gg 1$ ):

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = \begin{cases} \frac{\lambda u (T_{*e} - T_w) \exp\left(\frac{xu}{D} - r_e \cos \alpha_e\right)}{Dr_e \sin \alpha_e} & \text{при } \pi \geq \alpha_e \geq \alpha_e, x < x_e < 0, \\ \frac{\lambda u (T_{*e} - T_w)}{Dr \sin \alpha} & \text{при } \alpha_e \geq \alpha_e \geq \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad (6)$$

где индексом  $e$  — помечены величины в кромке зоны химической реакции;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности в газе. Поток тепла из газовой фазы имеет максимальное значение в точке  $\alpha = \alpha_e$ , т. е. под кромкой зоны реакции. Выражение (6) справедливо при  $\alpha_e \geq \pi/2$ . При  $\alpha_e < \pi/2$ , когда кромка зоны реакции «отрывается» от места интенсивной газификации материала  $x = 0$ , поток тепла из газовой фазы экспоненциально падает с увеличением расстояния от кромки зоны реакции до точки  $x = 0$ .

В рассматриваемом случае при  $\vartheta \gg 1$  и  $\pi/2 \leq \alpha_e \leq \pi$  величина безразмерной скорости волны горения следующим образом зависит от углового положения кромки зоны реакции  $\alpha_e$ :

$$\vartheta \approx \frac{v_0 c (T_{ад} - T_{wm}) \left(\frac{1}{r_e} - \cos \alpha_e\right)}{2 [c_s (T_{wm} - T_\infty) + L] Le v_F C_{0\infty} \sin \frac{\alpha_e}{2}}, \quad (7)$$

где  $c_s$  — теплоемкость горючего материала;  $T_\infty$  — температура потока газа.

Соотношения (1)–(7) дают зависимость скорости волны горения  $\vartheta$  от числа  $Da$ , графики которой изображены на рис. 2, 2. Когда число  $Da$  велико и факел пламени замкнутый, скорость  $\vartheta$  не зависит от  $Da$ . При уменьшении числа  $Da$  появляется кромка зоны химической реакции (факел размыкается, см. рис. 1, б). По мере дальнейшего уменьшения числа  $Da$  величина угла  $\alpha_e$  падает, что вызывает снижение скорости волны горения  $\vartheta$  и размера факела пламени  $r$  в соответствии с соотношением (1). Когда угол  $\alpha_e$  становится меньше  $\pi/2$ , происходит очень резкое падение  $\vartheta$ , что следует трактовать как достижение предельного значения числа  $Da$ , величина которого находится из соотношений (1)–(5) при  $\alpha_e = \pi/2$  и знаке равенства в (3).

Таким образом, распространение волны горения навстречу потоку окислителя возможно тогда, когда кромка зоны химической реакции находится перед точкой максимума скорости газификации материала, а пределу распространения отвечает совпадение координат этой кромки и максимума скорости газификации.

Аналогичным образом рассмотрено распространение волны горения в попутном потоке окислителя. В этом случае большая часть факела пламени находится над поверхностью горючего материала (ср. рис. 1, а и б), что вызывает увеличение скорости волны горения и значительное удлинение факела, при этом возможно появление нестационарных режимов. Уменьшение числа  $Da$  приводит к появлению предела распространения

волны горения и в попутном потоке окислителя, однако предельное значение концентрации окислителя  $C_{\infty}$  при этом ниже, чем при распространении волны навстречу потоку окислителя.

Обратим внимание на то обстоятельство, что вследствие существования кромки зоны химической реакции значительная часть продуктов газификации материала может проникать под ней, не сгорая. Теория предсказывает увеличение доли несгоревших продуктов газификации по мере приближения к пределам распространения волны горения. Если слой материала находится на теплопоглощающей подложке или в результате горения образуется коксовый остаток, то вследствие их охлаждающего действия в факеле пламени может возникнуть вторая кромка зоны химической реакции, что приведет к еще большему увеличению доли несгоревших продуктов газификации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. de Ris. 12-th Symposium on Combustion. Pittsburgh: Combustion Inst., 1969.
2. С. С. Рыбанин. Докл. АН СССР, 1977, 235, 5, 1110.
3. A. E. Frey, J. S. T'ien. Comb. Flame, 1979, 36, 263.
4. С. С. Рыбанин, С. Л. Соболев, Л. Н. Стесик.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черногоровка: ОИХФ АН СССР, 1980.
5. Б. Нобл. Метод Винера — Хопфа. М.: ИЛ, 1962.
6. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 10, 1199.

УДК 662.611 : 662.66.001.5

### ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГОРЕНИЯ УГОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

*Г. Н. Делягин*

*(Москва)*

Уголь — это многокомпонентная природная горная порода, составляющие которой по свойствам существенно отличаются как друг от друга, так и от осредненной ее массы.

Горение частиц натурального угля является многофазным, многостадийным процессом, в котором наряду с высокотемпературными реакциями горения протекают процессы экзо- и эндотермического разложения угольного вещества, сопровождающиеся выделением летучих, изменением объема частицы и ее структуры, а также процессами тепло- и массообмена, интенсивность которых существенно зависит от температуры среды и частицы.

В начальный период горения происходит разрыв связей в макромолекуле органической массы топлива, которая идет по радикально-цепному механизму в результате ряда последовательно-параллельных реакций с разными кинетическими характеристиками; скорость этих реакций имеет неодинаковую зависимость от температуры, что предопределяет известную неопределенность влияния отдельных реакций на суммарный процесс. В то же время в этот период происходят столь существенные процессы перестройки угольного вещества, что независимо от относительной его продолжительности, они оказывают, как правило, решающее влияние на характеристики всего процесса горения в целом.

Для инженерных расчетов принято условно делить суммарный процесс горения угольной частицы на 4 стадии: 1) прогрев частицы до воспламенения летучих, 2) горение летучих в газовом объеме, 3) прогрев коксового остатка до его воспламенения, 4) выгорание коксового остатка [1]. Такое деление процесса горения на стадии и полученные для расчета эмпирические формулы, полезные в практической работе, не позволяют вскрыть действительные закономерности развития процесса горения