

ной фазы в жидком титане. В зависимости от состава исходной смеси и соотношения между конечной температурой во фронте и температурой в точке ликвидуса (см. рис. 1) для данного состава каждая из стадий может быть ведущей. Судя по данным [4] и зависимости $u(T_0)$, для смеси состава I (см. рис. 3) смены стадий не происходит, и процесс горения в интервале $20 < T_0 < 900^\circ\text{C}$ определяется стадией карбидизации. Определяющее действие стадий растворения реализуется при горении подогретых нестехиометрических смесей, когда максимальная температура во фронте такова, что конечное состояние вещества в волне горения представляет собой раствор углерода в жидком титане. В последнем случае образование нестехиометрического карбида титана как целевого продукта реакции происходит после прохождения волны горения путем кристаллизации из остывающего жидкого раствора.

Заметим также, что факт перехода от режима твердофазной к режиму жидкофазной диффузии ранее обнаружен на системе Ni—Al [13]. Авторами [13] показано, что при различных T_r ведущими стадиями горения смеси никеля с алюминием может быть как процесс реакционной диффузии Ni через слой NiAl ($E = 33,4$ ккал/моль), так и процесс растворения никеля в жидком алюминии ($E = 18,1$ ккал/моль).

Поступила в редакцию
28/VIII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Хайкин.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.
2. В. М. Шкиро, И. П. Боровинская. ФГВ, 1976, 12, 6.
3. Е. А. Некрасов, Ю. М. Максимов и др. ФГВ, 1978, 14, 5.
4. В. М. Шкиро, И. П. Боровинская.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.
5. Т. С. Азатян. Канд. дис. Черноголовка, 1978.
6. В. С. Дергунова, Ю. В. Левинский и др. Взаимодействие углерода с тугоплавкими металлами. М.: Металлургия, 1975.
7. Е. А. Некрасов, В. К. Смоляков, Ю. М. Максимов. ФГВ, 1981, 17, 4.
8. В. М. Маслов, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1978, 14, 5.
9. С. К. Долуханян, И. П. Боровинская. ФГВ, 1978, 14, 3.
10. Э. Стормс. Тугоплавкие карбиды. М.: Мир, 1970.
11. А. Н. Зайдель. Ошибки измерений физических величин. Л.: Наука, 1974.
12. А. Г. Мержанов. Горение пиротехнических составов титана и бора. Препринт. Черноголовка, 1978.
13. Ю. С. Наибороденко, В. И. Итин. ФГВ, 1975, 11, 3.

ОПТИМАЛЬНАЯ СХЕМА ДВУХСТАДИЙНОГО СЖИГАНИЯ ГОМОГЕННЫХ СМЕСЕЙ

Т. И. Алексеева, Л. В. Каченова, Л. М. Новиков

(Москва)

В топочной технике двух- и многоступенчатая подача воздуха используется как гибкий способ регулирования теплового режима в камерах сгорания. Применяемые способы ступенчатого ввода воздуха [1, 2] отработаны опытным путем и носят частный характер (например, для выравнивания полей температур перед турбиной газотурбинных установок), не решая проблемы минимизации длины камеры сгорания.

В данной работе на упрощенной модели камеры сгорания (адиабатический реактор идеального вытеснения с байпасом, работающий в ре-

жиме «отрыва» зоны пламени [3]) определена оптимальная зона ввода вторичного воздуха, обеспечивающая минимальную длину камеры.

В режиме «отрыва» уравнение теплового баланса в одномерном потоке можно записать [4]

$$g/F_0 \cdot dT/dx = \varphi(T, n), \quad (1)$$

где $\varphi = qk/c_p$; k — скорость реакции; q — тепловой эффект реакции; g — массовый расход смеси; c_p — теплоемкость смеси; F_0 — площадь сечения; n — массовая концентрация стехиометрической смеси.

Рассмотрим простейший случай, когда вторичный воздух с температурой T_v и относительным расходом r вводится в одно произвольное сечение с температурой T_1 . После идеального и мгновенного смешения

$$T_2 = (T_1 + rT_v)/(1 + r). \quad (2)$$

Относительный расход вторичного воздуха удобно выразить через коэффициенты избытка на первой и второй ступенях процесса α_1 и α_2 :

$$r = (\alpha_2 - \alpha_1) \cdot \kappa_0 / (1 + \alpha_1 \kappa_0), \quad (3)$$

где κ_0 — стехиометрический коэффициент для данной горючей смеси.

С вводом вторичного воздуха изменяется удельная энтальпия в потоке: для первичной смеси до места ввода $c_p T + qn = c_p T_{r1}$, а после ввода воздуха $c_p T + qn = c_p T_{r2}$. Здесь T_{r1} , T_{r2} — адиабатические температуры горения первичной и вторичной смеси соответственно, определяемые соотношением

$$T_r = T_n + Q, \quad (4)$$

где

$$Q = \frac{q}{c_p} \frac{1 + \kappa_n}{1 + \alpha \kappa_0}, \quad \alpha < 1;$$

$$Q = \frac{q}{c_p} \frac{1 + \kappa_0}{1 + \alpha \kappa_0}, \quad \alpha > 1;$$

T_n — температура исходной первичной смеси.

В силу подобия полей концентрации и температуры в каждом из участков до и после ввода вторичного воздуха скорость реакции φ зависит только от локальной температуры и параметра — адиабатической температуры горения. В соответствии с (1) длина камеры от начального сечения с температурой T_0 до некоторого сечения с заданной температурой T_1 находится из выражения

$$L = \frac{F_0 l}{g_1} = \int_{T_0}^{T_1} \frac{dT}{\varphi_1} + (1 + r) \int_{T_2}^{T_1} \frac{dT}{\varphi_2} \quad (5)$$

(g_1 — массовый расход смеси).

Для определения сечения ввода вторичного воздуха, соответствующего минимальной длине камеры, исследуем производную $\partial L / \partial T_1$, которая с учетом (2) определяется из соотношения

$$\frac{\partial L}{\partial T_1} = \frac{1}{\varphi_1(T_1, T_{r1})} - \frac{1}{\varphi_2(T_2, T_{r2})}. \quad (6)$$

Экстремум достигается при условии

$$\varphi_1(T_1, T_{r1}) = \varphi_2(T_2, T_{r2}). \quad (7)$$

Условие (7) совместно с (2) определяет T_1 и T_2 , соответствующие экстремуму длины камеры. Следует напомнить, что T_{r2} зависит от расхода вторичного воздуха в соответствии с равенствами (3) и (4).

Рассмотрим условия, при которых выполняется равенство (7). В анализе используем общие свойства скорости реакции аррениусовского типа с учетом выгорания: скорость реакции имеет максимум при температуре

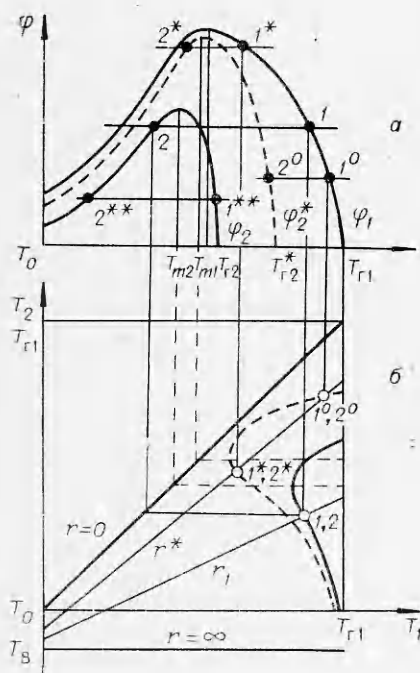


Рис. 1.

прямые линии соответствуют уравнению (2), кривые — решению уравнения (7). Условию (7) на рис. 1, а соответствуют точки пересечения горизонталей с кривыми тепловыделения. Так как всегда $T_2 < T_1$, то сечения ввода вторичного воздуха на рис. 1 соответствуют точки 1, I^0 , I^* , I^{**} , а условия после смешения воздуха с первичной смесью — соответственно точки 2, 2^0 , 2^* , 2^{**} . При $T_{r1} = T_{r2}$, что соответствует $\varphi_1(T) = \varphi_2(T)$, экстремум длины при вводе вторичного воздуха достигается при переходе процесса горения из точки I^{**} в точку 2^{**} .

В зависимости от r система (2) и (7) может иметь одно или два решения (см. рис. 1, б). Этим решениям соответствуют на рис. 1, а либо точки 1, 2, либо I^0 , 2^0 и I^* , 2^* . Исследование знака второй производной $\frac{\partial^2 L}{\partial T_1^2} = -\frac{\varphi_1'(T_1)}{\varphi_1^2(T_1)} + \frac{1}{1+r} \frac{\varphi_2'(T_2)}{\varphi_2^2(T_2)}$ показывает, что при переходе процесса

горения из точек 1 и I^* соответственно в 2 и 2^* вторая производная положительна.

Таким образом, подача вторичного воздуха в сечение первичной смеси с температурой $T_1 > T_{m1}$ и начало процесса горения на второй стадии с $T_2 < T_{m2}$ при выполнении условия (7) обеспечивают минимум длины общей зоны горения. В тех случаях, когда помимо исследованного решения имеется второе, дающее T_1 и T_2 , лежащие на одинаковых ветвях φ_1 и φ_2 (точки I^0 , 2^0 на рис. 1, а), это решение соответствует максимуму (так как функция $L(T_1)$ непрерывная, с чередованием минимумов и максимумов). Подобные результаты получаются и при $T_{r1} < T_{r2}$.

На рис. 2 в координатах $\bar{l} = k_0 l / u_0$; $\Theta = RT/E$ представлены результаты расчета длины камеры в зависимости от места ввода вторичного воздуха. Расчет выполнен для реакции первого порядка: $k = c_p / q \cdot k_0 \rho_n T_n (T_r / T - 1) \exp(-E/RT)$ при $E = 20000$ кал/моль, $q/c_p = 1900$ К, $T_n = 300$ К, $T_1 = 0,99 T_{r2}$, $\alpha_1 = 0,7$, $\alpha_2 = 1,0$ (а) и 1,2 (б), $T_n = 300$ К, $\kappa_0 = 1,0$ (а — $T_{r1} < T_{r2}$, б — $T_{r1} > T_{r2}$). Начальное сечение ввода вторичного воздуха выбиралось из условия $T_2 = T_0 = T_0'$, где T_0' — температура

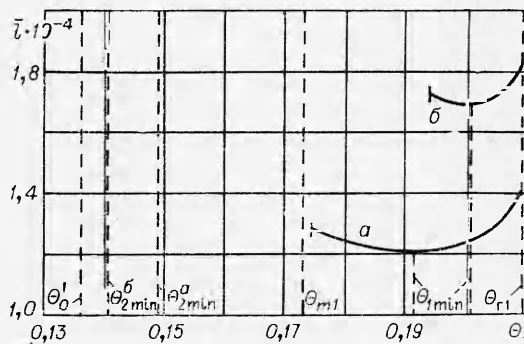


Рис. 2.

T_m и обращается в нуль при T_r ; значения φ и T_m увеличиваются с ростом T_r . В соответствии с этим на рис. 1, а качественно представлены скорости тепловыделения при $T_{r1} > T_{r2}$, а также условия экстремумов, отвечающие решениям системы (2) и (7), представленным на рис. 1, б.

Анализ проведен для двух вариантов расхода вторичного воздуха r , при которых эта система может иметь разное число решений. На рис. 1, б

в потоке на границе между зонами саморазогрева и пламени, определяемая согласно [4]. Расчетные данные также подтверждают, что минимум длины зоны горения обеспечивается при подаче вторичного воздуха в сечение с температурой $T_1 > T_{m1}$, при условии, что с учетом (7) выдерживается соотношение температур после смешения ($T_2 < T_{m2}$).

Двухстадийным сжиганием при подаче вторичного воздуха в одно сечение можно уменьшить длину зоны горения. Это справедливо независимо от того, где выбрано начальное сечение первой стадии. Поэтому многоступенчатая подача вторичного воздуха (или распределенная подача) более эффективна по сравнению с одноступенчатой. Оптимальным распределением вторичного воздуха является такое, при котором процесс горения на второй стадии ведется с максимальной скоростью реакции, т. е. выдерживается условие $T = T_m[\alpha(x)]$.

В технических устройствах практически невозможно осуществить ввод и быстрое перемешивание вторичного воздуха в одном узком сечении. Но в каждом конкретном случае существуют оптимальные зоны, при вводе в которые вторичного воздуха обеспечивается наиболее эффективное горение во второй стадии и минимальная общая длина камеры сгорания.

На рис. 3 представлена (по результатам опытов) средняя по сечению величина химического недожога q_3 на выходе из камеры в зависимости от положения сопла вторичного воздуха по оси камеры ($\alpha_1 = 0,7$, $\alpha_2 = 1,05$). Вторичный воздух подавался одной спутной центральной струей в поток частично подготовленной метано-воздушной смеси. Как видно, полнота выгорания в камере имеет минимум при расположении среза воздушного сопла приблизительно в середине камеры.

Модель, учитывающая влияние вторичного воздуха на физико-химические факторы при допущении, что смешение происходит мгновенно и идеально, дает правильное объяснение режимов горения в камерах с последовательным вводом воздуха. Качественное совпадение результатов анализа, показавшего наличие минимума размеров реактора, и результатов экспериментального исследования камеры сгорания с двухстадийной подачей воздуха свидетельствует о том, что в процессах горения с двух- и многостадийной подачей воздуха решающим фактором является воздействие этого воздуха на локальную скорость горения.

Для углеводородных топлив температура, при которой скорость реакции максимальна, соответствует полноте выгорания 70—80% [5]. В соответствии с условием (7) оптимальная зона ввода вторичного воздуха при его ступенчатой подаче располагается в конце предыдущей ступени горения. Уточнение положения ввода вторичного воздуха в камеру сгорания может быть проведено с учетом данного анализа при наличии надежных кинетических констант.

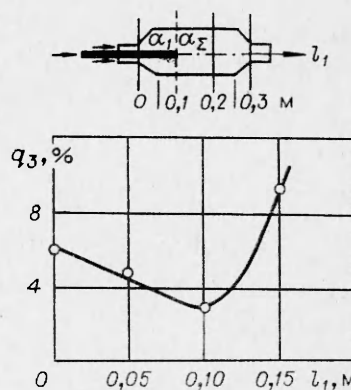


Рис. 3.

Поступила в редакцию
29/I 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Пчелкин. Камеры сгорания газотурбинных двигателей. М.: Машиностроение, 1977.
2. А. Г. Тумановский, В. Н. Ковалев.— В сб.: Теория и практика сжигания газа. Л.: Недра, 1975.

3. Т. И. Алексеева, М. А. Гуревич, А. М. Степанов, ФГВ, 1973, 9, 5.
4. Б. И. Хайкин, Э. Н. Руманов, ФГВ, 1975, 11, 5.
5. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.

ЭРОЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ В АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. Н. Виллюнов, Ю. М. Исаев, Л. Н. Ревягин

(Томск)

При наличии акустических колебаний газа в потоке над горячей поверхностью конденсированного вещества изменяется скорость горения [1]. Отношение скорости горения в пучности акустической волны к скорости горения без колебаний в неподвижной среде продуктов сгорания называют коэффициентом динамической эрозии. В стоячей акустической волне значения скорости горения, соответствующие пучности и узлу акустической скорости (место пучности колебательного давления), отличаются. Изучению процесса горения конденсированных веществ в акустическом поле посвящены экспериментальные работы [1—3]. В результате исследований установлено, что

1) величина коэффициента динамической эрозии в пучности акустической скорости возрастает с увеличением интенсивности колебаний [1, 2];

2) в пучности давления стоячей волны скорость горения конденсированных веществ уменьшается по сравнению с нормальной скоростью горения, и скорость горения тем меньше, чем больше амплитуда колебаний давления [1—3];

3) зависимость коэффициента динамической эрозии от частоты слабая, и замечена тенденция к некоторому увеличению скорости горения с увеличением частоты [2].

Хотя исследованием условий возникновения и гашения колебаний занимались многие авторы, но работ о взаимном влиянии звукового поля и процесса горения пока недостаточно.

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования эрозионного горения двух медленногорящих составов конденсированных веществ А и В в акустическом поле. Поскольку пороговая скорость стационарной эрозии этих составов меньше, чем у веществ, исследованных ранее [1—3], то возник вопрос: можно ли пренебрегать влиянием средней скорости потока на скорость горения при наличии акустических колебаний. Можно ли вообще исключить из рассмотрения воздействие стационарного потока, движущегося вдоль поверхности горения? Поэтому сделана попытка провести анализ экспериментальных результатов с учетом эффекта стационарной эрозии.

Опыты проводились при давлении 4,5 МПа и температуре 18°C в двухсекционной камере Прайса [1, 2]. Принципиальная схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Для определения скорости горения в условиях колебания служит секция III, неустойчивая по отношению к продольным колебаниям. Во всех испытаниях в секции вибрационного горения использовались цилиндрические каналные образцы, забронированные по торцевой и боковой поверхности, с внешним диаметром 38 и внутренним 10 мм. Продукты сгорания истекали через отверстие в боковой стенке образца, совмещенное с отверстием камеры. В зависимости от длины этой секции после воспламенения в ней устанавлива-