

ции выгорания, сопровождающегося увеличением яркости и высоты факела пламени. С помощью лабораторных опытов установлено, что это явление обусловлено постепенным увеличением удельного веса нефтепродуктов при их выгорании, смешиванием с водой, вскипанием и разрушением прогретого слоя. Остаток нефтяной подложки в таких опытах составил 0,6 см, его не удалось поджечь вторично. Высота остатка примерно равна толщине  $\delta \approx \frac{\lambda_s}{\rho_s c_s u_n}$  прогретого слоя в нефти (для характеристик исходной нефти оценка дает  $\delta \approx 0,8$  см). Полученный результат следует учитывать при борьбе с нефтяными разливами в морских акваториях путем их сжигания.

**Волновые возмущения атмосферы вблизи пожара.** Явление возникновения интенсивных акустико-гравитационных колебаний в атмосфере при вулканических извержениях и мощных взрывах довольно хорошо изучено [4]. Вопрос о существовании таких колебаний при длительном выделении энергии с относительно малой мощностью до настоящего времени остается открытым. На рис. 4 представлены полученные с помощью Фурье-анализа данные обработки записей скорости газа на метеомачте (линия 2) и в разрыве между очагами (линия 1). По оси ординат отложена относительная интенсивность  $i$ -й гармоники, равная отношению квадрата амплитуды к сумме квадратов всех гармоник, а по оси абсцисс — период гармоник. Там же выделен уровень шума. Видно наличие инфразвуковых (с периодом 2,5—3 мин) и внутренних гравитационных (с периодом 7—12 мин) колебаний вблизи источника и на метеомачте. Очаг горения в эксперименте был достаточно мощным, чтобы сгенерировать вынужденные акустико-гравитационные колебания нижнего слоя атмосферы. Предположительный механизм генерации инфразвуковых колебаний с периодом порядка двух минут заключается в срыве макровихрей с кромок пожара, а более низкочастотных колебаний — в пульсациях всей конвективной колонки в целом после ее зависания на устойчиво стратифицированном участке атмосферы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. Аэродинамика больших пожаров. Ливнейный пожар. Препринт. Черноголовка, 1977.
2. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, А. Ф. Солодовник. Докл. АН СССР, 1980, 252, 2, 311.
3. Ю. А. Гостинцев, А. Ф. Солодовник, В. В. Лазарев. ЖХФ, 1982, 9, 1279.
4. Э. Госсард, У. Хук. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978.

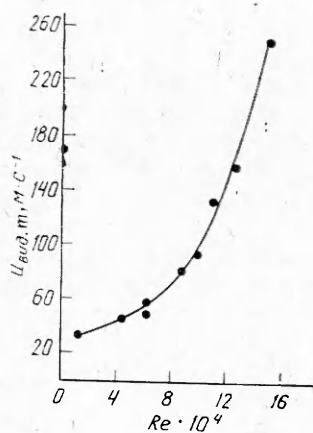
УДК 614.841.413

### НЕКОТОРЫЕ ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ УСКОРЕНИЯ ПЛАМЕНИ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ НА НЕСПЛОШНЫХ ПРЕПЯТСТВИЯХ В БОЛЬШИХ ОБЪЕМАХ

*И. М. Абдурагимов, В. В. Агафонов, А. Н. Баратов, В. С. Румянцев*  
(Москва)

Вопрос о возможности и условиях ускорения распространения пламени газовых смесей представляет существенный интерес как для теории горения, так и для техники пожаро- и взрывобезопасности. В работах [1, 2] показано, что основной причиной ускорения пламени газовых смесей является турбулизация горючего газа перед фронтом горения. Источниками турбулизации могут быть различного рода препятствия, расположенные перед фронтом пламени.

Изучению явления ускорения пламени на препятствиях в трубах и каналах посвящен ряд работ [1—3]. Однако вопросы ускорения пламени в больших объемах (при отсутствии трубных эффектов) исследовались мало.



Зависимость видимой скорости пламени  $u_{\text{вид.м}}$  после прохождения препятствий от числа Рейнольдса  $Re$  турбулизованного потока горючей смеси.

В данной работе экспериментально изучались условия и закономерности ускорения пламени газовоздушных смесей на несплошных препятствиях в объеме с равновеликими размерами.

Экспериментальные исследования проводились в цилиндрической камере объемом  $11 \text{ м}^3$  со сбросным проемом размером  $1,7 \times 0,8 \text{ м}$  (внутренний диаметр 2, длина 3,5 м) при атмосферном давлении и температуре окружающего воздуха 295 К. Использовалась смесь пропана с воздухом стехиометрического состава.

Зажигание горючей смеси осуществлялось электрической искрой на расстоянии 0,4 м по оси цилиндра от закрытого торца камеры. Сбросной проем на время подготовки опытов закрывался бумагой. Распространение фронта пламени фиксировалось скоростной кинокамерой СКС-1М через оптические стекла, расположенные по образующей цилиндра (камеры). Скорость газового потока перед фронтом горения контролировалась одноточечным термоанемометром.

Препятствиями служили металлические одиночные или многократно повторяющиеся кубические сетчатые экраны и решетки из круглых стержней с варьируемыми геометрическими параметрами. Сетчатые экраны располагались вокруг источника зажигания, а решетки — перпендикулярно оси цилиндра на расстоянии 1 м от источника зажигания. При установлении закономерностей ускорения пламени на несплошных препятствиях решались следующие задачи:

влияние одиночных препятствий и их параметров (диаметр стержней, размер ячейки) на характер горения и скорость распространения пламени;

влияние многократно повторяющихся препятствий и их взаимного расположения на видимую скорость горения.

До подхода фронта пламени к препятствиям горение протекает в ламинарном режиме с видимой скоростью  $u_{\text{вид.о}} = 5,4 \text{ м/с}$ , характерной для горения в свободном объеме (после вскрытия проема). Прохождение пламени через несплошные препятствия вызывает крупномасштабные турбулентные пульсации (или искривления) во фронте горения, что способствует увеличению общей поверхности пламени, массовой скорости выгорания и соответственно увеличению видимой скорости распространения пламени (см. рисунок).

Показателем ускорения (интенсификации) распространения фронта пламени  $K_{\text{инт}}$  принято отношение максимальных значений видимой скорости горения после  $u_{\text{вид.м}}$  и до препятствия (или в свободном объеме)  $u_{\text{вид.о}}$ :

$$K_{\text{инт}} = \frac{u_{\text{вид.м}}}{u_{\text{вид.о}}} \quad (1)$$

Увеличение скорости распространения пламени на препятствии зависит от скорости пламени до препятствия, параметров, формы препятствий и характеризуется числом Рейнольдса потока горючей смеси перед фронтом горения [3—4].

**Одиночные препятствия** в виде решеток (сеток). Увеличение диаметра стержней (проволоки) приводит к росту турбулизации потока горючей смеси  $\left( Re = \frac{\omega_0 d_{\text{ст}}}{\nu} \right)$ , следовательно, к ускорению распространения пламени. При этом увеличение  $u_{\text{вид.м}}$  прямо пропорционально уве-

личению диаметра стержня (проволоки) при прочих неизменных параметрах решетки. Однако ускорение пламени отсутствует на сетке, составленной из проволоки диаметром 0,0005 и 0,0003 м (соответственно числа Рейнольдса равны 70 и 40). Уменьшение размера ячейки решетки (сетки) сопровождается увеличением количества стержней, а следовательно, и общей турбулизированной поверхности пламени. Это также приводит к росту значения  $u_{\text{вид. м}}$ .

Установлено, что при  $Re < 70$  ускорения пламени на решетках (сетках) не происходит. С ростом  $Re > 70$   $u_{\text{вид. м}}$  увеличивается, а при  $Re > 2300$  процесс взрывного горения ускоряется и протекает в ярко выраженном турбулентном режиме.

Для одиночных препятствий, равномерно распределенных по поперечному сечению объема, увеличение  $u_{\text{вид. м}}$  обратно пропорционально проницаемости препятствия  $m$  (независимо от способа увеличения: количества элементов препятствия либо геометрических размеров). Максимальное значение ( $u_{\text{вид. м}} = 33$  м/с) зафиксировано при прохождении пламени решетки с проницаемостью  $m = 0,73$ , это в 6 раз больше соответствующего значения в свободном объеме ( $K_{\text{инт}} = 6$ ).

В результате анализа экспериментальных данных получена эмпирическая зависимость для определения коэффициента увеличения скорости турбулизированного пламени газоздушных смесей на препятствиях, равномерно распределенных по поперечному сечению объема:

$$K_{\text{инт}} = A Re e^{\frac{10^4}{Re m^2}}, \quad (2)$$

где  $A$  — коэффициент пропорциональности (для данных решеток равен  $0,966 \cdot 10^{-4}$ ).

Эксперименты в различных объемах со встроенными одиночными препятствиями показали, что такого рода препятствия вызывают «местное», исчезающее со временем ускорение пламени. Видимая скорость пламени, достигнув на определенном расстоянии  $x_0$  за препятствием максимального значения, далее снижается до скорости нормального пламени в свободном объеме. Для различных типов используемых в опытах препятствий получено экспериментально и расчетом расстояние  $x_0$  (т. е. момент времени), на котором достигается максимальное значение  $u_{\text{вид. м}}$ . Это расстояние зависит главным образом от параметров препятствия; для препятствий типа решеток с учетом известного закона рассеивания кинетической энергии турбулентности [4] определяется выражением

$$\frac{x_0 m}{d_{\text{ст}}} = 10, \quad (3)$$

где  $d_{\text{ст}}$  — характерный размер решетки, равный диаметру стержней.

**Многokrатно повторяющиеся препятствия.** Дальнейшее ускорение пламени достигается на многократно повторяющихся препятствиях. Чередующиеся друг за другом препятствия типа решеток способствуют непрерывному прогрессирующему ускорению (примерно в 1,4—2 раза на каждом) фронта пламени в соответствии с механизмом «эстафетной» передачи вплоть до распространения с околосвуковыми скоростями. В случае прохождения последовательно расположенных через 0,1 м трех, четырех и пяти решеток ( $m \approx 0,73$  и  $d_{\text{ст}} = 0,018$  м) скорость пламени на расстоянии 0,5—0,8 м достигает значений соответственно 80, 160 и 250 м/с, а  $K_{\text{инт}}$  соответствует  $\sim 15, 30$  и 50. При этом существенное значение имеет их взаимное расположение.

Установлено, что расположение очередного препятствия на расстоянии  $x_0$  вызывает дополнительное максимальное для этого препятствия возмущение газового потока и ускорение пламени. Учитывая, что расстояние  $x_0$  практически постоянно для данного препятствия и зависит в основном от параметров и формы препятствия, можно установить оп-

тимальные условия непрерывного ускорения пламени на чередующихся друг за другом препятствиях.

В данных исследованиях экспериментально определено оптимальное расстояние, которое для решеток с линейным расположением элементов ( $m \approx 0,73$  и  $d_{ст} = 0,018$  м) составляет 0,2 м, что соответствует значению  $x_0$ , рассчитанному по (3).

Отклонение расположения чередующихся препятствий от линейного порядка приводит к дополнительной турбулизации потока горючей смеси и, как следствие, к увеличению  $u_{вид. м}$ . В условиях экспериментов видимая скорость пламени при прохождении через комплекс из трех решеток с «шахматным» расположением элементов в 1,15 раза выше значения  $u_{вид. м}$  при прохождении через комплекс решеток с линейным порядком расположения элементов.

Дополнительная турбулизация потока горючей смеси на каждом последующем препятствии, характеризующаяся увеличением числа Re, вызывает соответствующее увеличение  $u_{вид. м}$ . Зависимость видимой скорости пламени от числа Re потока представлена на рисунке, она может быть определена выражением

$$u_{вид. м} = A Re e^K, \quad (4)$$

где  $K \approx 2,7$ . Увеличение  $Re > 10^5$  способствует значительному ускорению пламени и при  $Re > 1,5 \cdot 10^5$   $u_{вид. м}$  достигает 250 м/с ( $K_{инт} \sim 50$ ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
2. Д. Г. Маркштейн. Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968.
3. I. O. Moen, M. Donato, R. Knystantus, J. H. Lee, H. Gg. Wagner. 7-th Int. Coll. Gasdyn. Explos. Techn. React. Syst., Göttingen, Aug., 1979.
4. Дж. Бэтчеллер. Теория однородной турбулентности. М.: ИЛ, 1955.

УДК 532.45

### ОБРАЗОВАНИЕ ОКИСИ УГЛЕРОДА ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ДИФФУЗИОННОМ ГОРЕНИИ

В. Р. Кузнецов

(Москва)

Цель данной работы — выяснение механизма образования окиси углерода в камерах сгорания авиационных газотурбинных двигателей. Как известно [1], в таких двигателях основные черты рабочего процесса определяются смешением и горением испаренного жидкого топлива и воздуха. Измерения, суммированные в [2], свидетельствуют о том, что массовая концентрация окиси углерода  $c$  в выхлопных газах удовлетворяет сильным неравенствам  $c_e(\bar{z}) \leq c \leq c_e(z_s)$ . Здесь  $z = 1/(1 + S\alpha)$  — восстановленная концентрация горючего,  $S$  — стехиометрический коэффициент,  $\bar{z} = 1/(1 + S\alpha_r)$ ,  $z_s = 1/(1 + S)$ ,  $\alpha_r$  — коэффициент избытка воздуха в камере сгорания, индекс  $e$  относится к термодинамическому равновесию. На основе этих неравенств можно предположить, что в целом процесс горения носит диффузионный характер и отклонения от термодинамического равновесия в пламени достаточно малы. Таким образом, проблема заключается в оценке этих отклонений и выяснении влияния турбулентности на условия протекания химических реакций.

Для качественного решения этих вопросов полезно максимально упростить выражение, описывающее кинетику окисления СО. Оценки показывают, что в бедных и не слишком богатых смесях при не слишком больших отклонениях от равновесия основную роль играет реакция