

включении тока через трубку, по которой пропускаться либо водород, либо кислород. Это особенно четко наблюдается в индивидуальном опыте при включении и выключении тока через трубку.

Из этой серии опытов, проведенных при больших скоростях потока и высокой температуре, можно сделать вывод, что введение активных частиц — атомов водорода, кислорода — в зону пилотного пламени улучшает его стабилизирующие свойства; так, предельные скорости стабилизации в зависимости от состава смеси увеличиваются до 50%. Поскольку само пилотное пламя является источником активных частиц, причем в значительных концентрациях, можно предполагать, что дополнительно вводимые активные центры из разряда приводят к более благоприятному для стабилизации их локальному распределению — получаются большие концентрации у основания пилотного пламени.

Авторы благодарят Ю. П. Кафырина за проведение экспериментов.

Поступила в редакцию
2/VI 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
2. А. Н. Вавилов, С. М. Когарко, В. Я. Басевич. ФГВ, 1966, 2, 2, 107,

УДК 536.46

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРЕНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ФАКЕЛА

Ю. В. Игнатенко, В. Ф. Соколенко

(Новосибирск)

Фотометрический анализ

Исследование процессов горения в турбулентном потоке сводится в значительной степени к расчету распределения полноты выгорания вдоль факела. Прямая связь средней по времени светимости турбулентного факела с физической полнотой выгорания, установленная в работе [1] для плоского факела, позволяет рассчитывать физическую полноту выгорания в любой точке факела и распространить фотометрический анализ для обработки негативов осесимметричных пламен. Физическую полноту выгорания для плоского турбулентного факела [1] в любом его поперечном сечении можно представить в следующем виде:

$$A \int_s I(x, y) ds = P(x, y), \quad (1)$$

где $I(x, y)$ — светимость факела в точке x, y ; s — боковая поверхность плоского факела; A — нормировочная константа, которая находится

из условия, что $P(x, y) = 1$ в конце зоны горения. Аналогично можно представить функцию полноты выгорания $P(x, y)$ для осесимметричного факела в виде:

$$A \int_s i(x, r) ds = P(x, r), \quad (2)$$

где s — плоская проекция осесимметричного факела.

При вычислении полноты выгорания осесимметричного факела в различных сечениях вдоль оси x по результатам фотометрического анализа, необходимо радиальное распределение светимости факела $i(r)$ в каждом рассматриваемом сечении x_k . В случае прозрачного светящегося объекта, обладающего осевой симметрией, радиальное распределение светимости $i(r)$ связано со светимостью его плоского изображения $I(y)$ посредством соотношения

$$I(y) = k \int_y^R \frac{i(r) \cdot r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}, \quad (3)$$

представляющего собой интегральное уравнение, которое можно разрешить относительно искомой функции $i(r)$ с помощью преобразования Абеля [2]

$$i(r) = \frac{k'd}{r_k d\bar{r}_k} \int_{\bar{r}_k}^1 \frac{I(\bar{r}) \cdot \bar{r} d\bar{r}}{\sqrt{\bar{r}^2 - \bar{r}_k^2}}, \quad (4)$$

где $\bar{r}_k = y/R$, $\bar{r} = r/R$, R — радиус турбулентного факела в сечении x_k .

Вследствие того, что экспериментальная функция $I(\bar{r}_k)$ задается в табличной форме или в виде графиков, решение уравнения (4) осуществляется численно. В работах [2, 3] излагаются численные методы решения уравнений типа (4) применительно к результатам теневых методов исследования газовых потоков. Разбив поперечное сечение на N кольцевых зон и задав значения $I(\bar{r})$ на краях и в серединах кольцевых зон, сведем интегрирование к решению системы $2N-1$ линейных алгебраических уравнений:

$$i(\bar{r}_k) = \frac{N}{\bar{r}_k} \left[\psi(\bar{r}_{k-1}) - \psi(\bar{r}_{k+1}) \right], \quad (5)$$

где

$$\psi(\bar{r}_k) = \sum_{\mu=k}^{2N-1} \beta_{k\mu} I(\bar{r}_\mu). \quad (6)$$

$I(\bar{r}_\mu)$ — функция, получаемая путем фотометрирования негативов поперек оси x в различных сечениях x_k . Коэффициенты $\beta_{k\mu}$ считаются известными [2, 3], что позволяет рассчитывать профили $i(\bar{r})$ с помощью ЭВМ.

Опыты проводились на установке с круглой горелкой с диаметром выходного сечения 30 мм. Профилированный конфузур создавал однородный профиль скорости на срезе горелки, а сменные турбулизирующие решетки давали возможность изменять уровень турбулентности в ядре струи. Измерения степени турбулентности в холодной струе (без горения) были проведены с помощью термоанемометра «Disa». Непрерывное поджигание однородной горючей смеси происходило по окружности выходного сечения горелки водородным факелом, выходящим из узкого щелевого отверстия.

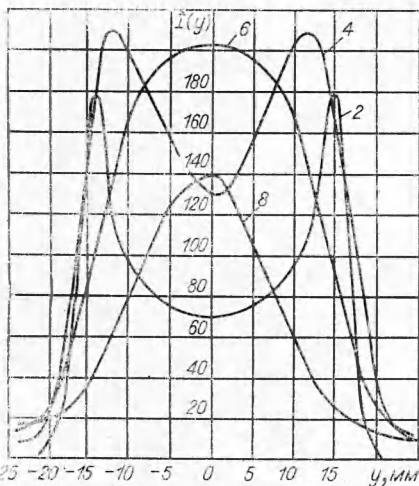


Рис. 1. Профили светимости проекции круглого факела в различных сечениях: x_i (2—8 — номера сечений).

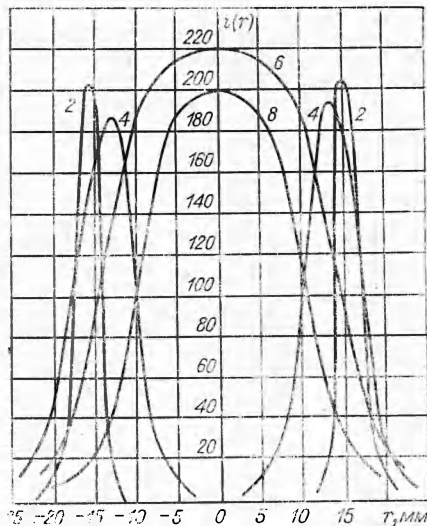


Рис. 2. Радиальные профили светимости, рассчитанные по профилям $I(y)$ (см. рис. 1).

В качестве горючего использовался технический пропан в смеси с воздухом. Фотографирование пламен производилось на плоскую негативную пленку чувствительностью 65 ед. ГОСТа с длительной экспозицией (2 сек). Характеристическая кривая (зависимость плотности почернения негатива от светимости объекта) была получена способом, описанным в работе [1].

В качестве иллюстрации на рис. 1, приведены профили светимости $I(y)$, полученные путем фотометрирования негатива одного из режимов горения. На рис. 2 показано радиальное распределение средней во времени светимости осесимметричного факела, полученное путем пересчета профилей $I(y)$ (см. рис. 1) по уравнениям (5) на ЭВМ М-220 для $N=25$. На рис. 3 показано изменение светимости $i(x)$ вдоль оси потока и соответствующая ей полнота выгорания (кривая 2), полученная путем графического интегрирования кривой 1.

Турбулентность в зоне горения

Одним из аспектов изучения механизма горения топливно-воздушной смеси в турбулентном потоке является выяснение влияния горения на уровень турбулентности потока. С этой целью в настоящей работе были приведены измерения пульсаций скорости и средней скорости потока в зоне горения осесимметричного турбулентного факела.

Измерения степени турбулентности в изотермической струе и при горении проводились электроннооптическим методом, подробно описанным в работе [4]. В качестве трассирующих частиц использовалась алюминиевая пудра, удовлетворяющая общеприятным критериям относительной безынерционности [5].

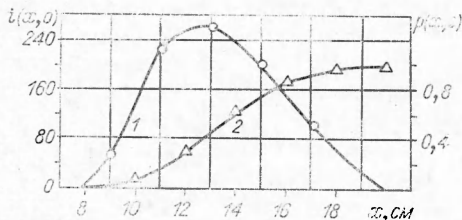


Рис. 3. Осевое распределение светимости $i(x, 0)$ и полноты выгорания $P(x, 0)$ по результатам фотометрического анализа.

Степень турбулентности ε рассчитывалась как отношение среднеквадратичной величины пульсации продольной составляющей скорости к величине средней скорости, измеренной в той же точке. Результаты измерения в изотермическом потоке сопоставлялись с результатами измерения этой величины термоанемометром «Disa» (рис. 4). Из графиков видно вполне удовлетворительное совпадение измерений ε , проведенных двумя различными методами.

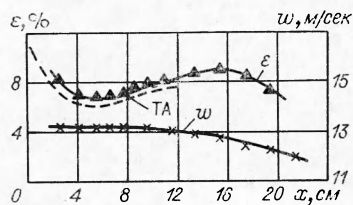


Рис. 4. Степень турбулентности и средняя скорость на оси струи на различных расстояниях от среза горелки. (ТА — термоанемометр).

На рис. 5 показаны результаты измерения степени турбулентности вдоль оси факела при горении однородной смеси пропана с воздухом. Максимальные значения дополнительных пульсаций скорости, генерируемых турбулентным факелом, рассчитывались по формуле

$$u'' = \varepsilon\omega - \varepsilon_0\omega_0,$$

где ε_0 , ω_0 — степень турбулентности и средняя скорость в изотермической струе. Результаты расчета качественно подтверждают результаты, полученные на плоской горелке [6], причем максимум ε соответствует концу зоны горения, где полнота выгорания на оси равна 0,7—0,8.

При большой средней скорости потока горючей смеси в условиях открытого пламени, зона горения выходила за пределы ядра холодной струи. В этом случае можно было наблюдать максимальное значение ε , не превосходящее значение ε в холодной струе (рис. 5, 5). В то время как ε в холодной струе, достигнув наименьшего значения на расстоянии двух калибров от среза горелки, начинает возрастать, ε в свежей смеси внутри конуса пламени продолжает медленно уменьшаться. Увеличение ε начинается с того момента, как на оси потока появляется горение смеси, т. е. средняя по времени полнота выгорания отлична от нуля. В этих условиях увеличение ε происходит с гораздо меньшего уровня по сравнению с более короткими пламенами.

Кроме того, вследствие интенсивного тепловыделения в зоне горения, вызывающего значительное расширение продуктов сгорания, возникает радиальная составляющая средней скорости потока. А это, в свою очередь, ведет к изменению характера течения и «затягиванию» ядра потока.

На основании изложенного экспериментального материала можно сделать следующие выводы.

1. Путем фотометрического анализа осесимметричных пламен можно рассчитать изменение полноты выгорания вдоль всего факела.

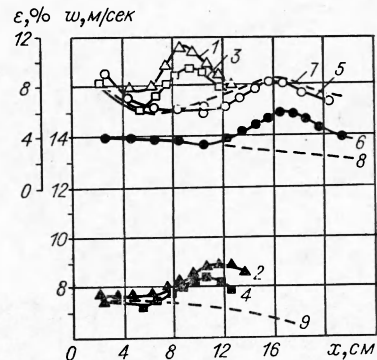


Рис. 5. Изменение степени турбулентности ε и средней скорости в пламенах вдоль оси факела.

1, 2 — ε , ω — при горении смеси 4% C_3H_8 в воздухе; 3, 4 — ε , ω — при горении смеси 5% C_3H_8 в воздухе; 5, 6 — ε , ω — при горении смеси 4% C_3H_8 в воздухе; 7 — ε — без горения; 8, 9 — ω — без горения.

2. Измерения степени турбулентности в зоне горения факела показали ее значительное увеличение во всех случаях и качественно подтвердили результаты, полученные в других условиях.

Поступила в редакцию
19/V 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Л. Кузнецов, Ю. В. Игнатенко. ФГВ, 1967, 3, 1.
2. Л. В. Васильев. Теневые методы. М., «Наука», 1968.
3. В. А. Емельянов, Г. П. Жаврид. Инж.-физ. ж., 1962, 4, 18.
4. А. М. Трохан, И. Л. Кузнецов и др. ФГВ, 1966, 2, 1.
5. В. Г. Левич, С. И. Кучанов. Докл. АН СССР, 1967, 174, 4.
6. И. Л. Кузнецов, Г. Р. Баранова и др. ФГВ, 1966, 2, 3.

УДК 532.593

О ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ $T-Nb_2O_5$ И $H-Nb_2O_5$ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

Г. А. Ададунов, О. Н. Бреусов, А. Н. Дремин,
В. Н. Дробышев, С. В. Першин
(Москва)

Полиморфизм пятиокси ниобия при обычных условиях изучался многими исследователями. Помимо трех модификаций, существование которых было установлено Брауером [1] и которые, благодаря их образованию при низких, средних и высоких температурах, принято обозначать $T-Nb_2O_5$, $M-Nb_2O_5$ и $H-Nb_2O_5$ соответственно, в последние годы обнаружен ряд других модификаций, каждая из которых имеет структуру высокой сложности [2]. Наиболее изученная низкотемпературная орторомбическая модификация $T-Nb_2O_5$ существует при температурах ниже $900^\circ C$, в то время как высокотемпературная моноклинная $H-Nb_2O_5$ образуется при температурах выше $1100^\circ C$. В настоящей работе использовались низкотемпературная модификация с содержанием основного вещества не менее 99,6% и высокотемпературная модификация квалификации «для оптического стекловарения ОСЧ7-3». Пикнометрически измеренные в толуоле плотности были равны $5,144 \pm 0,003$ и $4,55 \pm 0,03$ г/см³ при $25^\circ C$ для $T-Nb_2O_5$ и $H-Nb_2O_5$ соответственно.

Ударное сжатие осуществлялось в основном по методике сохранения цилиндрических ампул, нагружаемых скользящей детонацией зарядов ВВ [3]. Степень заполнения ампул составляла 0,45 для $H-Nb_2O_5$ и около 0,55 для $T-Nb_2O_5$. Давление ударного сжатия в высокотемпературной пятиокси ниобия оценивалось по скорости проходящей головной волны, равной скорости детонации применяемого заряда [4]: 6,45 км/сек для заряда гексогена с плотностью 1,1 г/см³ (заряд I) и 8,0 км/сек для литого заряда ТГ 40/60 (заряд II). Не имея ударной адиабаты $H-Nb_2O_5$ с начальной плотностью заполнения ампул, равной 45% от теоретической плотности, мы использовали рассчитанную