

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ КАПЕЛЬ ТОПЛИВА
В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ**

Р. С. Тюльпанов, А. И. Алимпиев
(Новосибирск)

В ранее опубликованных работах по устойчивости факела горения капле топлива [1—3] описаны исследования в ламинарном потоке, т. е. рассмотрено стационарное взаимодействие потока и капле. В этих работах было показано, что устойчивость горения капле зависит от давления, температуры потока, содержания кислорода в нем и скорости газа относительно капле. Если горение происходит в турбулентном потоке, то взаимодействие потока с каплями будет нестационарным (влияние турбулентных пульсаций), и устойчивость горения будет определяться как вышперечисленными величинами, так и турбулентными характеристиками потока (степенью или интенсивностью турбулентности, масштабом турбулентности и степенью неоднородности их в потоке). Исходя из этого нельзя данные, полученные для горения капле в ламинарном потоке, непосредственно переносить на горение их в турбулентном потоке.

Устойчивость индивидуальных факелов горения капле топлива при давлении их ансамбля в турбулентном потоке исследовали на экспериментальной установке, приведенной на рис. 1. Рабочий участок представлял горизонтальную трубу квадратного сечения $50 \times 50 \text{ см}^2$. Верхняя и нижняя плоскости трубы имели регулярную шероховатость в виде поперечных ребер 3 с отношением высоты к шагу 1:2 и с высотой шероховатости 2,5 мм (относительная степень шероховатости 0,1). В зоне наблюдения 4 две другие (боковые) стороны выполнялись из кварцевых пластин. Рабочий участок помещался в барокамеру с боковыми окнами из оптического стекла, поддерживающими давление до 20 ата. Топливо из центробежной форсунки 1 подавалось в поток воздуха. Для получения более однородного спектра использовалась лишь часть факела, вырезанного в виде полукольца концентричной оси форсунки. Топливный факел был направлен по потоку воздуха. На расстоянии нескольких калибров трубы от места подачи топлива через щели с двух сторон подводился водород 2 для создания дежурного факела 5, воспламеняющего пролетающие капли топлива.

Через боковые окна производилось фотографирование тепловеской картины горения с помощью прибора ИАБ-451. Источником света при фотографировании служила серия вспышек, полученная при разрядке батареи высоковольтных конденсаторов через искровой промежуток,

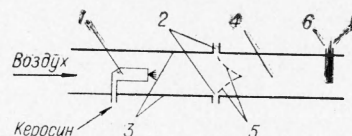


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — форсунка; 2 — водород; 3 — турбулизирующие ребра; 4 — зона наблюдения; 5 — дежурный факел; 6 — газовый анализ; 7 — термопара.

заполненный водородом. Продолжительность одной искры ориентировочно 10^{-5} сек. Фотографировали фоторегистром ФР-11. Это позволило получить «мгновенные» фотографии горящих капель при сравнительно умеренных скоростях движения до 100 м/сек. Для получения треков горящих капель источником света была ртутная лампа. Через эти же окна велось и визуальное наблюдение за воспламенением факела.

Температура газа в зоне наблюдения 4 измерялась отсоединенной охлаждаемой платина-платинородиевой термпарой 7. Отбор газа для анализа осуществлялся через отдельный канал 6, размещенный в кожухе термпары, чтобы избежать каталитического окисления забираемых продуктов сгорания.

Многие параметры измерялись не в процессе огневых опытов, а предварительно в изотермических условиях с дальнейшим пересчетом. Это, в частности, относится к определению размеров капель топлива и измерению характеристик турбулентного потока.

Для улавливания капель из потока был изготовлен специальный заборник, изображенный на рис. 2. В каждом из двух коаксиальных цилиндров 2 и 3 сделаны вертикальные щели длиной 50 мм. Во внутренний цилиндр помещалось предметное стекло 4 в плоскости, перпен-

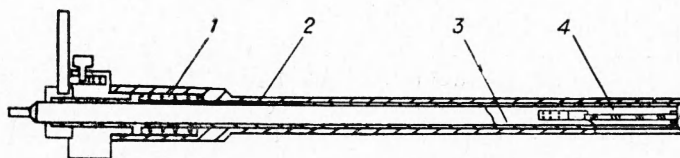


Рис. 2. Схема заборника капель.

дикулярной направлению потока. Внешний цилиндр и предметное стекло закреплялись неподвижно, а внутренний цилиндр мог вращаться под действием пружины 1. В момент совпадения щелей внешнего и внутреннего цилиндров капли из потока попадали на предметное стекло. Поверхность предметного стекла покрывалась диметилдихлорсиланом. Сразу же после забора капель производилось микрофотографирование центральной части стекла. Дальнейшая обработка велась в соответствии с методикой, описанной в [4, 5].

Как показывают многочисленные эксперименты, при распыле жидкости центробежными форсунками спектр размеров капель хорошо описывается нормальным Гауссовским законом:

$$W = e^{-\left(\frac{d}{d_0}\right)^m},$$

где W — весовая доля капель диаметра большего d_0 ; d_0 — весовой медианный диаметр капли, m ; d — диаметр капли, m ; m — показатель полидисперсионности.

Для форсунки, использованной в экспериментах, были получены в результате предварительных измерений $m=2,5$, $d_0=90$ м.

Были измерены поля средних скоростей и турбулентные характеристики потока в рабочей части экспериментальной установки. Средние скорости потока определялись по показаниям трубки Пито и измерениям статистического давления на стенке. Измерение турбулентности производилось термоанемометром конструкции Ленинградского политехнического института. В качестве меры степени турбулентности ε в работе принято отношение среднеквадратичного отклонения скорости потока к средней расходной скорости [6].

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\overline{(u')^2}}}{\bar{u}_{\text{ср}}}$$

Следует ожидать, что при умеренных скоростях потока и расположении нити термоанемометра перпендикулярно вектору средней скорости, средние по времени значения пульсационной скорости, полученные в Эйлеровом представлении течения, могут с известным приближением рассматриваться как среднеквадратичные значения пульсационной скорости $\sqrt{\overline{(u')^2}}$ (в Лагранжевом описании течения). Значения u' получены для различных точек течения непосредственным осреднением в схеме измерений пульсаций скорости потока термоанемометром. Значения $\bar{u}_{\text{ср}}$ получены по расходу воздуха через установку с помощью мерной шайбы:

$$\bar{u}_{\text{ср}} = \frac{G}{\rho F},$$

где $\bar{u}_{\text{ср}}$ — среднерасходная скорость потока, м/сек; G — расход воздуха, кг/сек; ρ — плотность воздуха, кг/см³; F — поперечное сечение рабочего участка трубы, м².

На рис. 3 представлены поля средней скорости и значения интенсивности турбулентности (между шероховатыми стеклами от центра до стенок $h/H=0,9$). Ядро потока $0 < \frac{h}{H} < 0,5$ можно охарактеризовать определенным значением $\varepsilon = 0,052 \pm 0,001$. Для определения масштаба турбулентности были сняты осциллограммы пульсаций скорости потока (в Эйлеровом представлении течения) при различных Re трубы при $h/H=0$ и $h/H=0,8$. Эти осциллограммы обрабатывались в соответствии с принятыми в теории турбулентных течений и определялись значения коэффициента Эйлеровой временной корреляции R_E :

$$R_E(\tau) = \frac{\overline{u(t) \cdot u(t+\tau)}}{\overline{(u')^2}};$$

где $u(t)$ и $u(t+\tau)$ — значения пульсационных скоростей в некоторой фиксированной точке в момент t и $t+\tau$.

Строя зависимость $R_E(\tau) = f(\tau)$, находили значения Эйлерова интегрального масштаба времени J_E . Для определения пространственного интегрального масштаба по этим данным использовалась гипотеза Тейлора

$$\frac{\partial}{\partial t} = -u \frac{\partial}{\partial x},$$

справедливая, вообще говоря, только для одно-

родного течения с постоянной средней скоростью $\bar{u}_{\text{ср}}$ в направлении x . Для течения с поперечным сдвигом, имеющим место в настоящем случае, эти соотношения выполняются лишь в известном приближении. Тогда пространственный интегральный масштаб будет $\Delta f = \bar{u}_{\text{ср}} J_E$. Некоторые эмпирические соотношения позволяют думать, что порядок

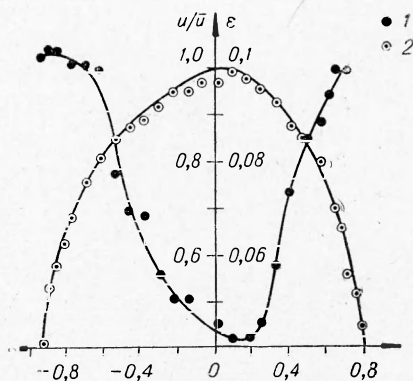


Рис. 3. Поля степени турбулентности и средней скорости по сечению канала.

1 — кривая, характеризующая степень турбулентности в потоке; 2 — кривая поля средней скорости.

величины Λ_f и Λ_L (пространственный масштаб в Лагранжевом представлении) одинаков, что позволило определить значение Λ_L по данным проведенных экспериментов. Для режимов, при которых производились эксперименты, величина Λ_L на два порядка больше, чем средний размер капель топлива, и составляет 7-30 мм, т. е. выполняются условия $\frac{d_0}{\Lambda_f} \ll 1$.

Опыты производились с керосином марки Т-1 в диапазоне изменения температуры от 350 до 1700° К, концентрации кислорода в газе CO_2 от 14 до 35%, давления от 1,3 до 4,5 ата, концентрации капель от 10 до 40 капель в см^3 . Средний размер капель во всех экспериментах 90 мк.

Эксперименты проводились по следующей схеме: при определенном расходе водорода изменением подачи воздуха находился режим «срыва» пламени с горящих капель. Наступление этого режима определялось визуально по менее яркому свечению горящих капель и уменьшению общего числа треков. При выходе на режим «срыв» производилась регистрация давления, температуры в зоне наблюдения, расхода воздуха, отбирался газ для анализа. Затем меняли подачу водорода, что изменяло температуру в зоне наблюдения и повторяли все операции. В ряде экспериментов производилась дополнительная подача кислорода в поток воздуха.

В результате экспериментов была получена зависимость средней пульсационной скорости, при которой происходит срыв пламени с капель, от температуры и содержания кислорода в потоке (рис. 4). Эта величина может служить наглядной характеристикой устойчивости горения капли топлива в турбулентном потоке аналогично «срывной скорости», определяемой в [2, 3].

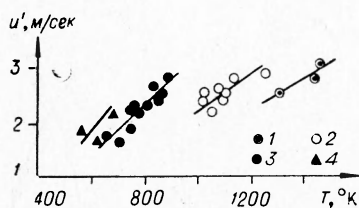


Рис. 4. Зависимость средней пульсационной скорости срыва от температуры.
Кислорода в газе: 1 — 14%; 2 — 16%; 3 — 18%; 4 — 22%.

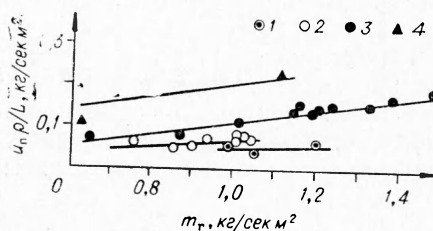


Рис. 5. Зависимость комплекса $u_n \rho / L$ от m_r .
Кислорода в газе: 1 — 14%; 2 — 16%; 3 — 18%; 4 — 22%.

Далее предпринималась попытка проверки применимости соотношения Сполдинга, характеризующего устойчивость горения жидкого топлива, на случай горения распыленного топлива в турбулентном потоке. Сполдинг [1] показал, что горение устойчиво, если

$$\frac{u_n \rho}{L} \geq m_s,$$

где u_n — нормальная скорость распространения ламинарного пламени в гомогенной топливо-воздушной смеси, м/сек; ρ — плотность газа, $\text{кг}/\text{см}^3$; L — количество газа (при данном содержании кислорода), приходящееся на грамм топлива в стехиометрической смеси; m_s — массовый поток топлива через поверхность расположения пламени, $\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{сек}$. Обработка полученных результатов производилась на основании приведенных

ниже рассуждений и эмпирических формул. Количество тепла, поступающего к капле топлива, равно:

$$Q = \alpha (T_r - T_k),$$

где Q — количество тепла, поступающего от газа к поверхности капли, *ккал*; α — коэффициент теплоотдачи, *ккал/м²сек · град*; T_r — температура газа, окружающего каплю; T_k — температура поверхности капли, °С.

Массовый поток паров топлива через поверхность S , на которой с наибольшей вероятностью располагается фронт горения, равен:

$$m_s = m_r \left(\frac{d}{d_s} \right)^2,$$

где d — диаметр капли, *м*; d_s — диаметр сферы, на которой с наибольшей вероятностью располагается фронт горения, *м*; m_r — массовый поток топлива с единицы поверхности капли в единицу времени, *кг/м² · сек*.

Из уравнения баланса тепла для капли топлива в потоке газа имеем

$$m_r \left(\frac{d}{d_s} \right)^2 = \frac{\alpha (T_r - T_k)}{q + C_p (T_r - T_k)},$$

где q — скрытая теплота испарения единицы топлива, *ккал/кг*; C_p — теплоемкость топлива при постоянном давлении, *ккал/кг · град*. Коэффициент теплоотдачи находился с помощью эмпирической формулы, справедливой для имеющих место в работе аэродинамических условий [7]

$$Nu = 2,8 \frac{\lambda}{d} \varepsilon^{0,5} Re^{0,5}$$

или

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} = 2,8 \sqrt{Re'},$$

где Nu — число Нусельта; Re — число Рейнольдса, подсчитанное по средней скорости потока; Re' — число Рейнольдса, подсчитанное по средней пульсационной скорости.

Окончательно получим

$$m_r \left(\frac{d}{d_s} \right)^2 = 2,8 \sqrt{Re'} \frac{\lambda}{d} \frac{(T_r - T_k)}{(T_r - T_k) C_p + q}.$$

Нормальная скорость распространения пламени рассчитывалась по эмпирической формуле:

$$\frac{u_n}{u_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-0,15} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,8} \cdot \left(\frac{3,42 - 0,1 L}{0,133 L} \right),$$

где u_n — нормальная скорость распространения пламени по гомогенной смеси топливо — воздух, *м/сек*; L — количество газа (при данной концентрации кислорода), приходящееся на грамм топлива в стехиометрической смеси; $u_0 = 1$ *м/сек* — нормальная скорость распространения пламени по гомогенной топливо-воздушной смеси при $T_0 = 20^\circ \text{С}$, $p_0 = 1$ *ата* и $L_0 = 14,7$ (концентрация $\text{O}_2 = 21\%$), p — давление; T — температура.

Зависимость нормальной скорости от давления и температуры для гомогенной керосино-воздушной смеси взята из данных Иноземцева [8], а зависимость от L — аппроксимацией экспериментальных данных

работы [9]. Тогда соотношение Сполдинга примет вид

$$m_r \left(\frac{d}{d_s} \right)^2 = A \frac{u_n \rho}{L},$$

где A — коэффициент пропорциональности, отражающий влияние различных неучтенных факторов (например, влияние мелкомасштабной турбулентности на нормальную скорость).

Строилась зависимость $\frac{u_n \rho}{L}$ от m_r (рис. 5). Видно, что тангенс угла наклона меняется с изменением содержания кислорода в потоке. На рис. 6 эта зависимость дается в явном виде. Через K обозначено соотношение $K = \left(\frac{d}{d_s} \right)^2 : A$. Зависимость величины K от концентрации кислорода и неизменность при изменении других параметров свидетельствуют о том, что коэффициент A можно считать постоянным, так как последний не может меняться в зависимости от концентрации кислорода. Все изменения K следует отнести за счет изменения соотношения $\frac{d}{d_s}$, т. е., другими словами,

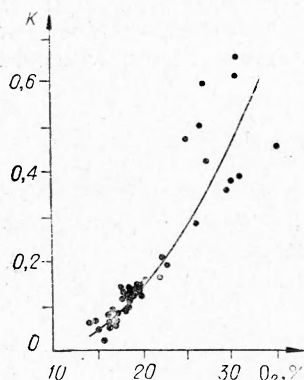


Рис. 6. Зависимость K от концентрации кислорода в газе.

радиуса наиболее устойчивого положения пламени. Оно находится вблизи стехиометрического соотношения паров топлива и воздуха и с увеличением концентрации кислорода сфера наиболее устойчивого положения пламени приближается к поверхности капли. Это качественно согласуется с выводами диффузионной теории горения капли, но требует дополнительной экспериментальной проверки.

Из приведенных экспериментов видно, что устойчивость индивидуального факела горения каплей при движении ансамбля их в турбулентном потоке может быть описана соотношением Сполдинга, однако при этом требуется введение некоторого эмпирического коэффициента, зависящего в основном от концентрации кислорода в газовой фазе.

В заключение авторы выражают благодарность П. Ф. Екимову, Д. Г. Черных, Л. С. Мионовой за помощь в проведении экспериментов.

Поступила в редакцию
21/1 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Сполдинг. Вопросы горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958.
2. Л. П. Латонина, В. А. Федосеев, Д. И. Полещук. Тр. Одесского гос. ун-та, т. 150, сер. физ. наук, вып. 7. Одесса, 1960.
3. Ф. А. Агафонова, М. А. Гуревич, Е. Ф. Тарасова. III Всесоюзн. совещ. по теории горения, т. II, М., 1960.
4. May Journal of scientific instruments, 1945, 22, 10, 187.
5. Р. Ф. Андерсон. Применение аэрозолей в сельском хозяйстве. Под ред. Амелина. Гостехиздат, 1956.
6. Н. О. Хинце. Турбулентность. М., 1963.
7. Б. Д. Кацнельсон, И. И. Палеев, Р. С. Тюльпанов. III Всесоюзн. совещ. по теории горения, т. II, М., 1960.
8. Иноземцев. Эмпирическое исследование скорости распространения пламени различных углеводородных — воздушных смесей. Госкомитет Совета Министров СССР по авиац. техн., 1959.
9. Даггер, Симон, Герстейн. Основы горения углеводородных топлив. М. 1960.