

ЛИТЕРАТУРА

1. Fernandez-Pello A. C., Hirano T. Comb. Sci. Technol., 1983, 32, 1—4, 1—31.
2. Hirano T., Noreikis S., Waterman T. Comb. Flames, 1972, 23, 1, 83—96.
3. Лалаян В. М., Халтуринский П. А., Берлин Ал. Ал. Высокомолекулярные соединения, 1979, А21, 5, 1139—1142.
4. Fernandez-Pello A. C., Williams F. A. // 15th Symp. (Intern.) on Combustion.— Pittsburgh, Pa, 1974.
5. Ohki I., Tsuge S. Comb. Sci. Technol., 1974, 9, 1, 1—31.
6. Jakes K. A., Drews M. J. J. Polym. Sci., 1981, 19, 8, 1921—1936.
7. Колесников Б. Я., Ефремов В. Л. ФГВ, 1987, 23, 2, 60—65.
8. Фристром Р. М., Вестенберг А. А. Структура пламени.— М.: Metallurgy, 1969.
9. Кеандопуло Г. И. Химия пламени.— М.: Химия, 1980.
10. Алексеев М. В., Аверсон А. Э. ФГВ, 1979, 15, 5, 46—53.
11. Самсонов В. П. ФГВ, 1984, 20, 5, 45—50.
12. Ефремов В. Л., Колесников Б. Я., Кеандопуло Г. И. Высокомолекулярные соединения, 1978, А20, 11, 2587—2591.

г. Алма-Ата

Поступила в редакцию 30/V 1988,
после доработки — 29/IX 1988

УДК 536.46

*В. В. Калинин, А. И. Стручаев, С. Г. Орловская,
М. И. Чабанов*

ИНЕРЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАМЕНИ КАПЕЛЬ УГЛЕВОДОРОДОВ ПРИ ЕГО ГИСТЕРЕЗИСЕ

Известно, что при обдуве горячей капли потоком окислителя теплофизические характеристики горения, форма и размеры пламени тесно связаны со скоростью потока. Гистерезисное поведение пламени, окружающего каплю углеводорода, обнаруженное при изменении скорости обдувающего потока, связано с существованием двух критических скоростей: первая из них определяется максимальным значением скорости потока, при которой пламя еще удерживается на лобовой точке капли; вторая же характеризует восстановление пламени на лобовой точке при его движении из следа капли [1].

Срыв пламени с горящих капель детально изучен при стационарных скоростях потока [2—7]. Менее исследовано восстановление пламени из следа капли на ее лобовой точке [8] и практически отсутствуют экспериментальные работы по кинетике затухания (срыва) при нестационарных скоростях обдува. Теоретический анализ срыва пламени в [2, 4, 6—9] основан на диффузионной модели, которая не раскрывает полного механизма затухания, являющегося тепловым процессом [5]. В данной работе скорость срыва находится как максимальная скорость потока окислителя, при которой пламя существует на лобовой точке капли.

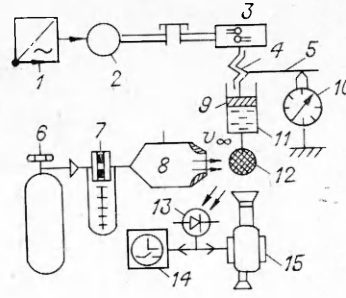
Перемещение и затухание пламени исследовали по методу пористой сферы (рис. 1) в потоке воздуха комнатной температуры при атмосферном давлении с каплями горючих веществ, удельные теплоты парообразования которых сильно различаются.

«Стационарная капля» представляла собой пористый шарик 12, на поверхность которого при помощи поршня 9, приводимого в движение электродвигателем 2 через редуктор 3 и передачу 4, подавалось горючее 11. Плавная подача поршня обеспечивалась системой стабилизации питания 1 электродвигателя. Расход горючего определялся показаниями индикатора 10, связанного с направляющим штоком 5 перемещающегося поршня. Подбором передаточного числа шестерен редуктора скорость подачи топлива можно было изменять в широких пределах.

© 1990 Калинин В. В., Стручаев А. И., Орловская С. Г., Чабанов М. И.

Рис. 1. Схема установки.

что позволяло исследовать горение различных летучих жидких топлив. Регулируя подачу горючего к капле так, чтобы она равнялась скорости выгорания, по скорости перемещения поршня находили расход горючего и скорость горения. Для этого горячая капля, диаметр которой в ходе экспериментов варьировали ($d_s = 3 \div 9$ мм), помещалась на срезе сопла Витошинского 8, дающего П-образный профиль скорости. Воздух подавался в сопло из баллона 6, при этом его объемный расход Q контролировался реометром 7, что позволяло рассчитывать скорость обдувающего потока как $v_\infty = 4Q/\pi D_0^2$, где D_0 — диаметр устья сопла Витошинского. Перемещение пламени определялось относительно лобовой точки капли при помощи киносъемки 15 и фотометрического датчика 13, присоединенного к хронометру 14.



Определялись критические скорости потока, координата пламени, константы скорости горения при стационарных значениях скоростей потока. Затем проводились измерения при мгновенном изменении скорости. Для этого перед «каплей» располагался металлический шарик диаметром 10 мм и подавался поток со скоростью, превышающей скорость срыва пламени. Запуск кинокамеры и хронометра синхронизировался с выводом шарика из центра сопла.

Эксперименты, проведенные в диапазоне чисел Рейнольдса $30 \leq \leq \text{Re}_\infty \leq 135$, показали следующее.

1. Стационарным значениям скоростей потока в интервале от нуля до величины, меньшей скорости срыва ($v_\infty < v_*$), соответствуют стационарные положения пламени и величины констант скорости горения. При $v_\infty > v_*$ пламя смещается в след капли, константа скорости горения уменьшается. Если после этого снижается v_∞ , то пламя восстанавливается на лобовой точке при меньшем ее значении, т. е. при $v_s < v_*$. Это приводит к гистерезисному влиянию скорости потока на константу скорости горения $K_f - - \frac{d}{dt}(d_s^2)$ (рис. 2), которая связана с температурой капли и координатой пламени.

2. При мгновенном изменении скорости потока от $v_\infty = 0$ до $v_\infty > v_*$ пламя затухает в лобовой точке через некоторое время τ_* , которое уменьшается с ростом v_∞ и увеличивается с ростом диаметра капли (рис. 3).

3. Координата пламени l , измеряемая относительно лобовой точки капли, со временем меняется немонотонно: достигает максимальной величины, затем уменьшается и в дальнейшем остается неизменной (рис. 4).

4. После экранирования горячей капли (скорость потока падает до нулевого значения) пламя некоторое время остается неподвижным, затем быстро перемещается к лобовой точке и охватывает всю каплю. Скорость движения пламени при охвате больше, чем при срыве.

Важную роль в восстановлении пламени при мгновенном изменении скорости обдува ($v_\infty \rightarrow 0$) играют интенсивные процессы тепло- и массообмена в области гидродинамического следа за каплей. Уже при $\text{Re}_\infty \geq 20$ [10] здесь возникает зона циркуляционного течения в форме стационарного вихревого кольца. Динамическое равновесие тепло- и массообменных процессов (скорости испарения dl/dt и скорости тепловыделения dw_w/dt) в зоне циркуляции создает условия для установления фронта пламени, характеризуемого параметрами горения, на стационарном расстоянии от капли, где скорость потока равна нормальной скорости горения, т. е. $v_\infty = u_w$. Нарушение этого равновесия приводит либо к срыву пламени ($v_\infty > v_*$), либо к его перемещению обратно к ло-

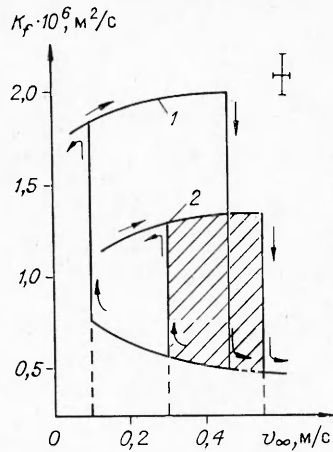


Рис. 2. Гистерезис пламени $K_f = f(v_\infty)$ капле.
1 — ацетон; 2 — этанол.

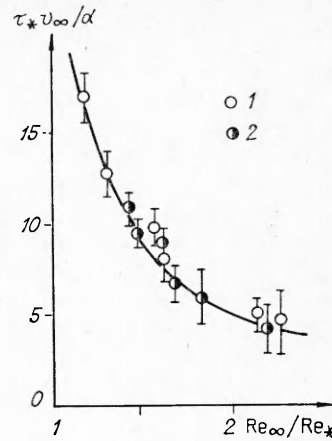


Рис. 3. Влияние безразмерной скорости потока на безразмерное время затухания пламени.
1 — этанол; 2 — ацетон. $\alpha = 0,9$ — статистическая надежность.

бовой точке и охвату всей поверхности капли ($v_\infty \rightarrow 0$). Такое поведение пламени коррелирует с наблюдаемыми изменениями картины циркуляционного течения и смещением положения самого вихря по отношению к капле при смене режима обтекания [10]. Наибольшее значение числа Re_∞ , при котором еще не наблюдается выноса завихренности в область внешнего течения, по оценке [11], составляет ≈ 200 , что соответствует величинам, достигаемым в эксперименте.

Затухание пламени в лобовой точке при $v_\infty = v_*$ связано с достижением максимальной скорости испарения и соответствующего максимального тепловыделения в результате химической реакции в стехиометрической смеси. При этом стационарное значение v_∞ , при котором пламя еще существует на лобовой поверхности капли, находится из равенства мощности, расходуемой на парообразование и изменение энтальпии паров, тепловыделению за счет экзотермической реакции:

$$I(v_*) [L - c_p(T_f - T_s)] = \int_{r_f - \Delta r}^{r_f} qw_v 4\pi r^2 dr, \quad (1)$$

где $I(v_*)$ — массовая скорость испарения при скорости потока, равной скорости срыва пламени; L — удельная теплота парообразования; c_p — удельная теплоемкость паров; T_f — температура горения; T_s — температура капли, приблизительно равная температуре кипения; q — тепловой эффект реакции; w_v — скорость химической реакции в стехиометрической смеси; r_f — радиус зоны горения, соответствующий температуре горения; Δr — толщина зоны горения.

При оценке массовой скорости испарения из рассмотрения исключен ряд эффектов, однако наиболее сильный из них — вынужденное конвективное движение газа относительно капли горючего — учитывался критериальным

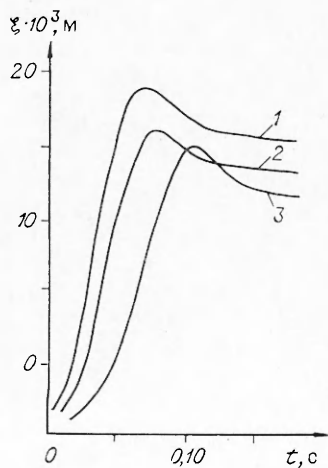


Рис. 4. Зависимость безразмерной координаты пламени $\xi = l/d$ от времени.
 v_∞ , м/с: 1 — 1,1, 2 — 1,25, 3 — 1,5.

параметром Нуссельта Nu:

$$\text{Nu}(\text{Re}_*) = 2 + 0,552 \text{Re}_*^{1/2} \text{Pr}^{1/3} \simeq 2 + b \text{Re}_*^{1/2}, \quad (2)$$

где $\text{Re}_* = v^{-1} v_* d$ — число Рейнольдса, рассчитанное по скорости срыва пламени; $b = 0,552 \text{Pr}^{1/3}$; $\text{Pr} = \nu/a$ — число Прандтля (для воздуха с достаточной степенью точности можно принять $\text{Pr} = 0,71$); ν — коэффициент кинематической вязкости; a — температуропроводность смеси.

В дальнейшем выражение для массовой скорости испарения капли горючего используется с учетом (2) в виде

$$I(\text{Re}_*) = \frac{2\pi\lambda r_s}{c_p} \text{Nu}(\text{Re}_*) \ln \left[1 + \frac{c_p (T_f - T_s)}{L} \right]. \quad (3)$$

Разобьем область $r > r_s$ по методу [9] на зону, прилегающую к поверхности капли ($r_s < r < r_f - \Delta r$), и зону активного тепловыделения $r_f - \Delta r < r < r_f$. Считаем, что процессы тепло- и массопереноса, а также химического реагирования происходят в тонком слое Δr , где радиус зоны горения в лобовой точке капли

$$r_f = r_s \left[1 - \frac{2}{\text{Nu}(\text{Re}_*)} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Коэффициенты переноса в слое Δr полагаем постоянными, профили полей температур и концентраций линейными, критерий Льюиса $\text{Le} = 1$. На поверхности слоя пары горючего и окислителя сгорают в стехиометрическом отношении.

Так как зона активного тепловыделения мала по сравнению с радиусом воспламенения ($\Delta r/r \ll 1$), а тепло, выделяющееся при реакции, переносится только теплопроводностью, принимаем $\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_f} = 0$ и из решения уравнения теплопроводности получаем выражение для теплового потока

$$r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_f - \Delta r + 0} = r_f^2 \sqrt{2q\lambda \int_{T_f - \Delta T}^{T_f} w_v(T) dT}, \quad (5)$$

где λ — коэффициент температуропроводности газовой смеси, определяемый через теплопроводность воздуха λ_∞ с учетом зависимости теплового сопротивления от температуры капли:

$$\frac{T_f - T_s}{\lambda} = \int_{T_s}^{T_f} \frac{dT}{\lambda_\infty(T)},$$

причем $\lambda_\infty(T) = \lambda_\infty(T_0) (T/273)^{0,82}$.

Для области $r_s < r < r_f - \Delta r$, прилегающей к поверхности капли, решение уравнения теплопроводности без учета химических источников тепла имеет вид

$$r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_f - \Delta r - 0} = \frac{I(\text{Re}_*)}{4\pi} [L + c_p (T_f - T_s)]. \quad (6)$$

Используя условие $\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_f - \Delta r - 0} = \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_f - \Delta r + 0}$; выражения для радиуса зоны горения (4) и массовой скорости горения (3) и решая уравнение (3) с учетом (5) и (6) относительно $\text{Nu}(\text{Re}_*)$, получим критическое условие срыва пламени в лобовой точке капли

$$\text{Re}_* \approx \left[\frac{Bd}{2b_*} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{8}{Bd}} \right) \right]^2, \quad (7)$$

где $b_* = 2b$, так как в лобовой точке теплообмен происходит в 2 раза интенсивнее, чем в среднем по всей поверхности капли.

В размерном виде критерий срыва пламени можно представить как

$$\frac{v_*}{d} \approx v(T) \left[\frac{B}{2b_*} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{8}{Bd}} \right) \right]^2, \quad (8)$$

$$B = u_v c_p (T_f - T_s) / a [L + c_p (T_f - T_s)] \ln \left[1 + \frac{c_p (T_f - T_s)}{L} \right].$$

Здесь $v(T)$ — коэффициент кинематической вязкости газовой смеси при температуре горения; u_v — нормальная скорость распространения пламени в стехиометрической газовой смеси при температуре кипения капли, определяемая выражением

$$\rho c_p (T_f - T_s) u_v = \sqrt{2q\lambda \int_{T_f - \Delta T}^{T_f} w_v(T) dT}.$$

Для значений $Bd > 8$ скорость срыва можно оценить из (8) по формуле

$$\frac{v_*}{d} \approx \frac{v(T)}{b_*^2} \left(\frac{u_v}{a} \right)^2 \left[\frac{B_f}{(1 + B_f) \ln(1 + B_f)} \right]^2, \quad (9)$$

$B_f = c_p (T_f - T_s) / L$ — параметр Сполдинга. Для исследованных размеров капель $Bd \approx 1$, поэтому расчет стационарных значений v_* , проведенный по (8) и (9), дал близкие к найденным экспериментальным значениям с максимальной погрешностью, не превышающей 15 %, при $b = 0,552$ и значениях коэффициентов переноса, взятых при температуре $\langle T \rangle = (T_f + T_s) / 2$.

При мгновенном изменении v_∞ от нуля до величины, превышающих стационарную скорость срыва, время задержки затухания τ_* пламени на лобовой точке капли определяется тем, что массовая скорость поступления паров $I(\text{Re}_*)$ больше, чем при стационарной скорости потока v_* , т. е. $I(\text{Re}_*) > I(\text{Re}_\infty)$. Тогда из простого балансного соотношения находим

$$\tau_* [L + c_p (T_f - T_s)] [I(v_\infty) - I(v_*)] = \rho c_p (T_f - T_s) 4\pi r_s^2 (r_f - r_s). \quad (10)$$

Используя (3), (7) и (9), получим зависимость τ_* от скорости потока, диаметра капли и теплофизических свойств жидкости, паров и окислителя в виде

$$\text{Но} = \frac{\tau_* v_\infty}{d} = \frac{B_f}{b_*^2 (1 + B_f) \ln(1 + B_f)} \left[1 - \sqrt{\frac{\text{Re}_*}{\text{Re}_\infty}} \right]^{-1}, \quad (11)$$

которую использовали при обработке экспериментальных данных (см. рис. 3). С увеличением v_∞ величина τ_* уменьшается, а с ростом диаметра капли — увеличивается. При $v_\infty \rightarrow v_*$ время задержки затухания асимптотически стремится к бесконечности. Для жидкости, у которой скорость срыва пламени с капли больше, время задержки затухания выше. Влияние термокинетических свойств горючего на время затухания в (11) учитывается параметром Сполдинга B_f и критериями Рейнольдса Re_∞ и Re_* .

Таким образом, показано, что пламена, окружающие капли углеводородов, обладают инерцией. Выявлена связь скорости срыва и времени затухания пламени с диаметром капли, условиями горения и теплофизическими свойствами горючего.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин В. В., Федосеева Н. В. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем. — Черногоровка, 1977.
2. Сполдинг Д. Б. Основы теории горения. — М.: Госэнергоиздат, 1959.
3. Латонина Л. П., Федосеев В. А., Полищук Д. И. Тр. ОГУ. Сер. физ.-наук. — Одесса, 1960. — Вып. 7.

4. Варшавский Г. А., Пещанская Л. Г. // Там же. Вып. 8.
5. Агафонова Ф. А., Гуревич М. А., Тарасова Е. Ф. // Тр. Третьего Всесоюз. совещания по теории горения.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.— Ч. 2.
6. Федосеев Д. В. // Физика аэродисперсных систем.— Киев: Изд-во КГУ, 1969.— Вып. 1.
7. Рыбанин С. С. // Горение и взрыв.— М.: Наука, 1972.
8. Калинин В. В. // Физика аэродисперсных систем.— Киев: Вища шк., 1972.— Вып. 6.
9. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
10. Magarvey R. H., Blackford V. L. Canad. J. Phys., 1962, 40, 8, 1036.
11. Nakamura I. Phys. Fluids, 1976, 19, 1, 5.

г. Одесса

Поступила в редакцию 31/V 1988,
после доработки — 2/1 1989

УДК 536.46

А. Л. Брейтер, В. М. Мальцев, Е. И. Попов

ПУТИ МОДИФИКАЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ГОРЮЧЕГО КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

Использование дисперсных металлов в качестве горючего в энергетических устройствах требует обоснованного выбора вида металлического горючего. Применяемый для этих целей металл должен обладать высокой энергетичностью и определенными физико-химическими свойствами, благоприятствующими его эффективному сгоранию. Наиболее распространенный вид металлического горючего — алюминий — наряду со многими положительными качествами обладает рядом недостатков. Во-первых, частицы Al имеют сравнительно высокую температуру воспламенения, что может приводить при ограниченном времени пребывания в зоне высоких температур к неполному сгоранию металла. Во-вторых, ввиду высокой температуры плавления Al в волне горения конденсированных систем подвержен агломерации, т. е. существенному увеличению размеров частиц [1, 2]. Это явление снижает эффективность использования металла в составах конденсированных систем.

Замена алюминия другим металлом в большинстве существующих энергетических устройств нерациональна. Более плодотворным представляется иной путь оптимизации металлического горючего — его модификация без замены алюминиевой основы, с целью облегчения воспламенения или затруднения агломерации. Такая модификация может вестись в двух основных направлениях: сплавлением алюминия с более активными (химически или поверхностно) металлами и покрытием алюминиевых частиц пленками тугоплавких металлов.

Модификация алюминиевого горючего сплавлением с магнием, наиболее удобным из химически активных металлов, изучена в [3, 4]. Данные этих работ показывают, что введение магния интенсифицирует горение металла: обеспечивается более раннее воспламенение, увеличивается доля реакций в паровой фазе, возникает фрагментация горящих металлических частиц. Все это способно повысить полноту сгорания металла.

В настоящей статье рассматривается модификация металлического горючего путем покрытия частиц Al пленками других металлов. Основная цель такого капсулирования — уменьшение агломерации металлического компонента конденсированных систем. Агломерация приводит к укрупнению металлических частиц и, как следствие, — к существенному росту потерь удельного импульса. Увеличение размера горящих металлических частиц снижает, во-первых, полноту их сгорания, ибо время горения металла в конденсированных системах связано с диаметром горячей частицы зависимостью $\tau_r \sim d_{Me}^n$, где $n \approx 2$. Во-вторых, с ростом