

Аналогичная картина наблюдалась и в случае горения частиц магния в средах, богатых водяным паром. Правда, в этом случае некоторое влияние на скорость горения могла оказать и температура среды. При концентрации пара 100% она достигала 1800 против 1100°С при концентрации 35%.

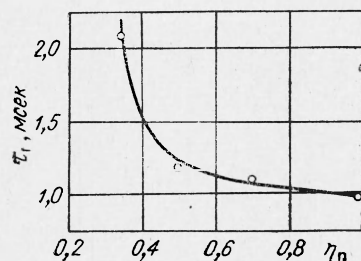


Рис. 4.

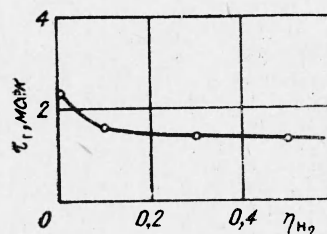


Рис. 5.

В заключение следует отметить, что во всех опытах горение частиц магния было парофазным, треки всегда были очень яркие, белого цвета, ширина их в 2—3 раза превосходила диаметр горящей частицы. Это, безусловно, объясняется тем, что температура среды всегда значительно превышала предельную температуру воспламенения частиц магния испытываемых размеров.

Продукты горения представляли собой конгломераты белой окиси магния различного размера: от 5—10 до 40—50 мкм. Иногда это были полые сферические оболочки, в 2—2,5 раза превышавшие по размеру исходные частицы. Указанные продукты не содержали металла ($\rho=1$ ата).

Поступила в редакцию
3/VII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов, А. И. Коротков. ФГВ, 1968, 4, 3.
2. Г. Ф. Кнорре, К. М. Арефьев и др. Теория топочных процессов. М.—Л. «Энергия», 1966.
3. Д. Б. Сполдинг. ВРТ, 1960, 10.
4. М. А. Гуревич, Е. С. Озеров. Автореф. докл. 2-го Всесоюз. симп. по горению и взрыву. Черногородка, 1969.
5. М. А. Гуревич, Г. В. Игнатов и др. ФГВ, 1969, 5, 3.

УДК 536.46+669.721

ГОРЕНИЕ ЧАСТИЦЫ ЛЕГКОКИПЯЩЕГО МЕТАЛЛА, ДВИЖУЩЕЙСЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ГАЗООБРАЗНОГО ОКИСЛИТЕЛЯ

Л. А. Клячко
(Москва)

В отличие от капель жидкого углеводородного топлива, для которых срыв пламени происходит при сравнительно малых значениях скорости их движения относительно воздуха, пламя, окружающее частицы (капли)

легкокипящих металлов, обладает значительно большей устойчивостью¹. Последнее связано с тем, что температура горения рассматриваемых металлов намного превышает температуру горения углеводородов.

Таким образом, частицы металла остаются охваченными пламенем при существенно больших значениях относительной скорости и поэтому изучение горения движущихся металлических частиц представляет несомненный интерес.

Рассмотрим в приближении «приведенной пленки» процесс горения частицы легкокипящего металла, движущейся относительно газообразного окислителя. Как известно, приближение «приведенной пленки» с успехом применялось к анализу горения движущихся капель углеводородного топлива, целиком охваченных фронтом пламени [1—3].

Будем, следовательно, предполагать, что капля металла окружена неподвижным сферическим слоем («приведенной пленкой»), наружный радиус которого связан с радиусом капли соотношением

$$r_{пл} = r_k \frac{Nu}{Nu - 2}, \quad (1)$$

где Nu — критерий Нуссельта.

Сохранив упрощающие допущения, введенные в работе [4], будем предполагать, что перенос тепла и вещества в «приведенной пленке» осуществляется кондуктивно-диффузионным механизмом с учетом Стефановского потока; при расчете тепловых потоков будем, кроме того, принимать во внимание радиационный перенос тепла.

В указанных предположениях для решения рассматриваемой задачи может быть использована развитая в работе [4] теория горения неподвижной частицы легкокипящего металла (с учетом испарения продуктов реакции). Влияние вынужденной конвекции при таком методе решения задачи проявляется через толщину «приведенной пленки», тогда как нетрудно показать, несколько изменится вид только тех уравнений, в которые входят условия на внешней границе «приведенной пленки».

Так, выражение для потока окислителя запишется теперь в виде

$$\vec{I}_{ок} = - \frac{4\pi r_r}{1 - \frac{r_r}{r_{пл}}} \frac{\bar{D}_2 \rho}{R \bar{T}} \frac{1}{1 - \frac{\alpha \nu_{пр}}{4 \nu_{ок}}} \ln \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\alpha \nu_{пр}}{4 \nu_{ок}}\right) m_{ок\infty}}. \quad (2)$$

Из условия стехиометрии потоков окислителя и паров металла найдем отношение радиуса зоны горения к радиусу капли

$$\frac{r_r}{r_k} = \frac{1 + \delta}{1 + \delta \frac{Nu - 2}{Nu}}, \quad (3)$$

где

$$\delta = \frac{\nu_{ок}}{\nu_m} \frac{\bar{a}_1}{\bar{D}_2} \left(1 - \frac{\alpha \nu_{пр}}{4 \nu_{ок}}\right) \frac{\ln \left[1 + \frac{\bar{c}_{рм} (T_r^{\text{эф}} - T_m)}{I_m - Q_R^k / I_m}\right]}{\ln \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\alpha \nu_{пр}}{4 \nu_{ок}}\right) m_{ок\infty}}}. \quad (3a)$$

Выражение для потока паров металла приобретает вид

$$I_m = 2\pi r_k Nu \omega, \quad (4)$$

¹ Легкокипящий — это металл, температура кипения которого ниже температуры его горения. При определенных условиях к числу легкокипящих металлов относятся такие металлы, как литий, бериллий, магний и алюминий.

где ω определяется формулой

$$\omega = \frac{\gamma_M}{\gamma_{OK}} \frac{\bar{D}_2 p}{R \bar{T}} \frac{1}{1 - \frac{\alpha \gamma_{пр}}{4 \gamma_{OK}}} \ln \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{\alpha \gamma_{пр}}{4 \gamma_{OK}}\right) m_{OK \infty}} + \frac{\bar{\lambda}_1}{\bar{c}_{рм}} \ln \left[1 + \frac{\bar{c}_{рм} (T_{г}^{эФ} - T_M)}{l_M - Q_{R}^k / l_M} \right] \quad (4a)$$

При $r_{пл} \rightarrow \infty$ (т. е. при $Nu=2$) формулы (2), (3) и (4) превращаются в соответствующие выражения работы [4].

Уравнение для определения времени горения частицы металла в условиях вынужденной конвекции получаем, как обычно, приравняв изменение веса частиц массовому потоку паров металла. Это дает

$$\tau_{г} = \frac{2 \gamma_M}{M_M} \int_0^{r_{ко}} \frac{r_k dr_k}{\omega Nu} \quad (5)$$

Для интегрирования этого уравнения необходимо выразить критерий Нуссельта в виде функции от критерия Рейнольдса.

При изменении критерия Рейнольдса в достаточно широком диапазоне (в опытах, которые проводились с крупными частицами магния, этот критерий изменялся от $Re \approx 10$ до $Re = 2000 \div 3000$) зависимость $Nu = f(Re)$ дается двучленной формулой

$$Nu = 2(1 + a Re^n) \quad (6)$$

По Фреслингу [5] $a=0,275$; $n=0,5$; по Сокольскому [6] $a=0,08$; $n=2/3$.

Однако при использовании двучленных формул интегрирование уравнения (5) приводит к очень неудобным для выполнения расчетов выражениям. В связи с этим нами подобрана одночленная формула

$$Nu = 1,2 Re^{0,4}, \quad (7)$$

достаточно хорошо аппроксимирующая экспериментальную зависимость Nu от Re в указанном диапазоне изменения значений критерия Рейнольдса.

Заменяя в (5) критерий Нуссельта его выражением по формуле (7), получим

$$\tau_{г} = \frac{2^{0,6} \gamma_M}{1,2 M_M} \left(\frac{\gamma'}{\omega} \right)^{0,4} \int_0^{r_{ко}} \frac{r_k^{0,6} dr_k}{\omega} \quad (8)$$

Заметим, что при $Re=3,6$ из (7) имеем $Nu=2$, так что при $Re < 3,6$ пользоваться этой формулой некорректно. Однако если нас интересует расчет времени горения крупных частиц, с которыми проводились опыты, то эта некорректность не приводит к сколько-нибудь заметной ошибке.

Экспериментальное исследование горения крупных частиц магния, движущихся относительно окружающего окислителя, производилось на лабораторной установке¹, схема которой изображена на рис. 1.

Воздух (или смесь азота с кислородом) поступал в профилированное сопло (диаметр выходного отверстия 20 мм) и далее вытекал в атмосферу, образуя свободную струю. В ходе экспериментов фиксирува-

¹ В проведении опытов принимала участие Л. Н. Вдовченко.

лись расходы воздуха, кислорода и азота и температура смеси на выходе из сопла. Сферические частицы магния подвешивались на молибденовой или вольфрамовой нити диаметром 0,5 мм, закрепленной в специальном поворотном штативе. Частица магния разогревалась в пламени горелки Бунзена до температуры плавления и затем быстро вводилась в поток вытекающего из сопла окислителя, где (по истечении некоторого периода индукции) воспламенялась и сгорала. Время горения частицы фиксировалось по секундомеру при наблюдении за процессом ее горения через темный светофильтр.

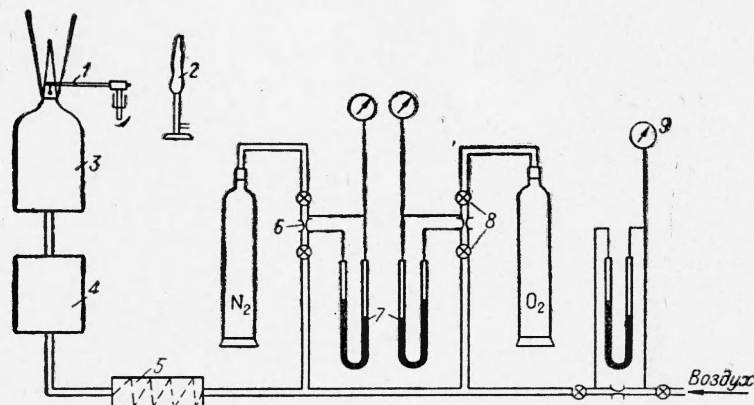


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — подвес; 2 — горелка Бунзена; 3 — сопло; 4 — электропечь; 5 — смеситель; 6 — диафрагмы; 7 — пьезометры; 8 — краны; 9 — манометры.

Кроме того, время горения определялось с помощью фотоэлемента, на который падало излучение от горящей частицы магния. Возникающий в фотоэлементе ток записывался на пленку шлейфового осциллографа. Концу горения соответствует исчезновение на осциллографе возмущений, вызванных пульсациями яркости пламени горящей частицы магния.

Оба метода измерения времени горения дают близкие результаты.

Для того чтобы проверить, соответствует ли фиксируемому визуально окончанию горения полное выгорание частицы магния, образующийся на подвесе остаток быстро переносился в сосуд с аргоном и после остывания анализировался на содержание магния. Оказалось, что остаток не содержит металлического магния и состоит целиком из окиси магния.

Опыты проводились с частицами двух начальных диаметров $d_{x0} = 3,15$ и $4,75$ мм.

С целью исключения случайных ошибок на каждом режиме проводилось не менее пяти повторных опытов. Время горения определялось как среднее арифметическое значение из отдельных измерений¹.

На рис. 2 представлена зависимость времени горения от скорости потока воздуха, там же приведены теоретические зависимости, рассчитанные для двух предположений о величине коэффициента кинематической вязкости: в первом случае принималось, что коэффициент вязкости определяется по условиям на бесконечности ($\nu' = \nu_c$), во вто-

¹ При исследовании влияния содержания кислорода в смеси на время горения частицы магния число опытов на каждом режиме было меньше пяти. Поэтому на рис. 4 при $m_{ок \infty} > 0,21$ приведены результаты отдельных измерений.

ром — коэффициент кинематической вязкости принимался равным среднему значению между коэффициентом вязкости среды при $T = T_\infty$ и коэффициентом вязкости паров магния при температуре равновесного испарения капли $\left(\nu' = \bar{\nu}' = \frac{\nu_m + \nu_c}{2} \right)$.

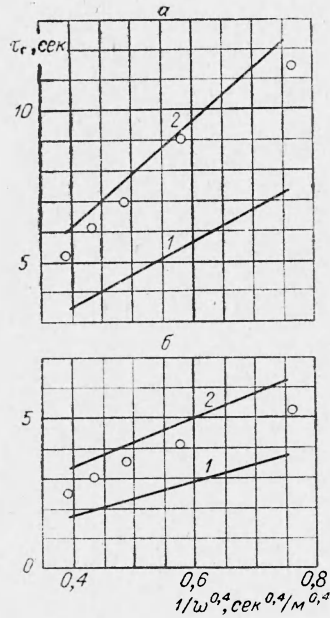


Рис. 2. Зависимость τ_r от скорости потока воздуха, $T_\infty = 290^\circ\text{K}$.
 а) $d_{\text{ко}} = 4,75$ мм; б) $d_{\text{ко}} = 3,15$ мм.
 1 — расчет при $\nu' = \nu_c$; 2 — расчет при $\nu' = \bar{\nu}$.

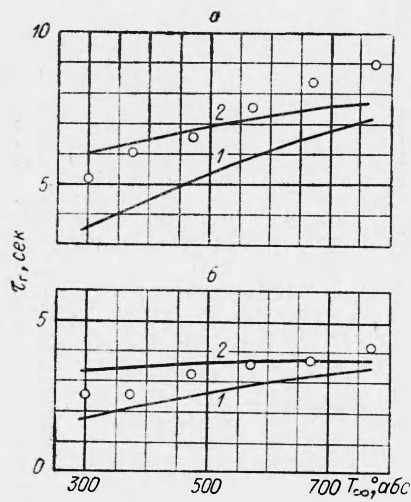


Рис. 3. Зависимость τ_r от температуры воздуха ($\omega = 10$ м/сек).
 (Обозначения аналогичны рис. 2).

Сопоставление результатов расчета с экспериментом показывает, что теория достаточно хорошо предсказывает наблюдаемый в опытах характер зависимости времени горения от скорости потока воздуха.

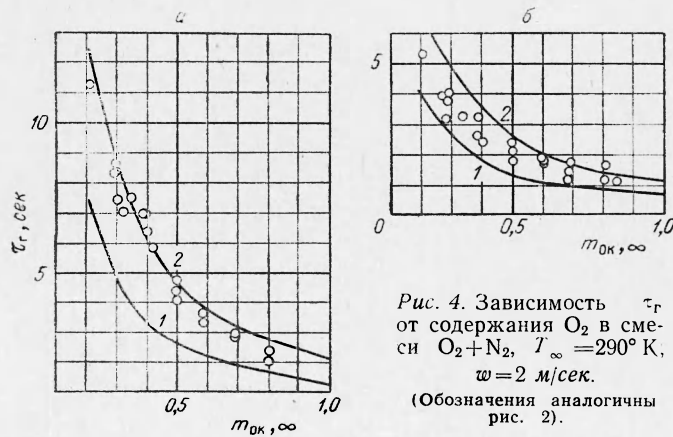


Рис. 4. Зависимость τ_r от содержания O_2 в смеси $\text{O}_2 + \text{N}_2$, $T_\infty = 290^\circ\text{K}$, $\omega = 2$ м/сек.
 (Обозначения аналогичны рис. 2).

По абсолютной величине в лучшем согласии с результатами опытов находится расчет, выполненный для среднего значения коэффициента кинематической вязкости.

Зависимость времени горения частиц от температуры воздуха при постоянной скорости потока представлена на рис. 3.

Как видим, с ростом температуры воздуха время горения частицы возрастает. Этот интересный результат связан с уменьшением величины критерия Рейнольдса (с ростом температуры увеличивается коэффициент кинематической вязкости воздуха), тогда как эффективная температура горения остается практически неизменной.

На рис. 4 дана зависимость времени горения от обменного содержания кислорода с азотом¹. Расчетные зависимости качественно хорошо согласуются с результатами опытов. В том случае, когда расчет проведен для среднего значения коэффициента кинематической вязкости, наблюдается несколько лучшее количественное согласие экспериментальных и расчетных значений времени горения.

*Поступила в редакцию
4/IV 1970*

ЛИТЕРАТУРА

1. D. V. Spalding. Fuel, 1953, 32, 2.
2. Ф. А. Агафонова, М. А. Гуревич, Е. Ф. Тарасова. Условия устойчивости горения единичных капель жидкого топлива. Третье Всесоюзное совещание по теории горения, т. II. М., 1960.
3. Л. А. Клячко, А. В. Кудрявцев. ПМТФ, 1963, 6.
4. Л. А. Клячко. ФГВ, 1969, 5, 3.
5. N. Frössling. Gerl. Beitr. Geophys., 1938, 52, 1.
6. А. П. Сокольский, Ф. А. Тимофеева. В сб. «Исследование процессов горения натурального топлива». М.—Л., Госэнергоиздат, 1948.

УДК 536.46

О МЕХАНИЗМЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

В. С. Бабкин, А. В. Вьюн

(Новосибирск)

Скорость распространения ламинарного пламени при цепном механизме реакции зависит от температуры и концентрации активных центров в зоне пламени. Именно в результате цепного механизма реакции и значительной концентрации активных центров происходит сдвиг максимальной скорости пламени по отношению к максимуму тепловыделения, соответствующему стехиометрическому составу. В воздушных углеводородных пламенах, как известно, максимум скорости расположен в области богатых смесей, где и максимум равновесной концентрации атомов водорода. Эти факты с учетом высокой диффундирующей способ-

¹ Экспериментальные точки для горения в воздухе ($m_{ок\infty} = 0,21$) получены путем осреднения результатов многих измерений.