

Зависимость объема продуктов от положения фронта выгорания рассчитывалась для случая сферической поверхности с центром в точке поджигания на боковой стенке цилиндра. Результаты расчета $p(t)$ и радиуса фронта $x(t)$ показаны на рис. 3. Здесь также изображены в зависимости от безразмерного текущего давления скорость выгорания в модельной камере с учетом подъема температуры смеси перед фронтом w_t , текущая скорость выгорания при горении в двигателе w_p , текущее значение степени расширения при сгорании ϵ и видимая скорость турбулентного выгорания в двигателе $w(p, T_u)\epsilon$. В итоге получено время сгорания $\tau_b \approx 5$ мс, или 30° угла поворота коленчатого вала (ПКВ). Относительное изменение объема камеры сгорания за этот период составляет для конкретных условий эксперимента на двигателе $\Delta V/V \approx 0,08$. Таким образом, в данном случае расчет в приближении постоянного объема вполне оправдан.

Сопоставление с диаграммой давления в реальном двигателе в так называемой основной фазе сгорания (интервал быстрого подъема давления) показывает хорошее согласие расчета с экспериментом. Как известно, в двигателе при поджигании смеси у стенки начальная фаза сгорания (интервал времени от момента подачи искры до начала заметного подъема давления) значительно превосходит соответствующий интервал в модельной камере с центральным зажиганием. Это можно объяснить меньшей степенью расширения из-за снижения температуры продуктов при теплоотводе в стенку. Кроме того, динамика роста начального очага в турбулентной горючей смеси пока еще слабо изучена. Таким образом, приведенный выше расчет диаграммы давления на основе данных модельного эксперимента следует рассматривать как важную составную часть полного решения задачи физического моделирования турбулентного горения перспективных топлив в двигателях с искровым зажиганием.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Вуйтицки, Т. Лежански и др. Archivum Combustions, 1982, 2, 3/4, 149.
2. Е. С. Семенов, А. С. Соколик: Изв. АН СССР. ОТН, 1958, 8, 130.
3. В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1980, 16, 1, 45.
4. M. Zabetakis. Flammability characteristics of Combustible gases and Vapors. US Bureau of Mines. Bull. 627. Washington, 1965.

Поступила в редакцию 20/XI 1984,
после доработки — 5/V 1985

ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ОДИНОЧНЫХ ЧАСТИЦ МАГНИЯ ПРИ ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

А. В. Флорко, С. В. Козицкий, А. Н. Писаренко, А. М. Мацко
(Одесса)

Температура в зоне химической реакции — важнейший параметр, определяющий, в частности, скорость ионизации и излучательные характеристики горящего объекта. При горении частиц металлов она зависит от соотношения между скоростями тепловыделения в зоне реакции и теплоотвода. Определенное влияние оказывает также и испарение конденсированных продуктов реакции. Поэтому математические модели, описывающие процесс горения частиц металлов, содержат такие физические параметры, как степень черноты поверхности частицы в зоне горения, степень испарения продуктов реакции и др. [1—3]. Опытное или расчетное определение этих величин — достаточно сложная задача.

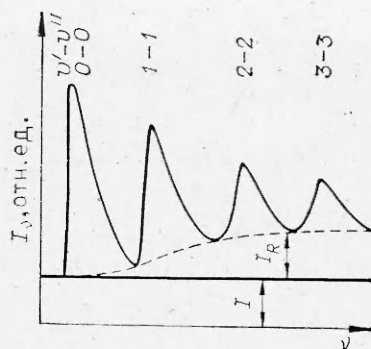


Рис. 1. Участок спектра излучения горячей частицы магния вблизи секвенции полос $\Delta v = 0$. I — интенсивность излучения зоны конденсации, I_R — интенсивность излучения неразрешенных R -ветвей полос молекул MgO .

В связи с этим их обычно выбирают в качестве параметров задачи. Таким путем добиваются удовлетворительного согласования опытных и расчетных данных.

Цель настоящей работы — исследование зависимости температуры в зоне горения одиночных частиц магния, а также эффективных коэффициентов черноты зоны конденсации и поверхности частицы от давления в диапазоне $p = 0,05 \div 1$ атм.

Методика измерений и экспериментальная установка. Известно, что горящая частица магния является существенно неравновесной системой. В связи с этим возникает задача корректного определения значений температуры в различных областях пространства. Наибольший интерес в данном случае представляют спектральные методы. В настоящей работе температура T_r в зоне реакции определялась по неразрешенным электронно-колебательным полосам молекул MgO . Использовалась секвенция полос $\Delta v = 0$ электронного перехода $B'\Sigma^+ \rightarrow X'\Sigma^+$ ($\lambda = 5007,7 \div 4962,1 \text{ \AA}$). Типичная осциллограмма данного участка спектра приведена на рис. 1.

Если колебательные уровни верхнего электронного состояния ($B'\Sigma^+$) заселены в соответствии с распределением Больцмана, то интенсивность электронно-колебательной полосы определяется соотношением [4]

$$I_{v'v''} = Ch\nu_{v'v''}g_{v'v''} \exp(-\Delta\varepsilon_{v'}/kT), \quad (1)$$

где C — коэффициент пропорциональности, зависящий от квадрата матричного элемента дипольного перехода и концентрации возбужденных молекул; $\nu_{v'v''}$ — частота, соответствующая канту полосы; $g_{v'v''}$ — фактор Франка — Кондона; v', v'' — колебательные квантовые числа верхнего и нижнего электронных состояний соответственно;

$$\Delta\varepsilon_{v'} = \hbar\omega v' - \hbar\omega x \left(v' + \frac{1}{2}\right)^2 + \frac{1}{4} \hbar\omega x - \quad (2)$$

энергия колебательного уровня v' относительно нулевого ($v' = 0$); $\hbar\omega$ — величина колебательного кванта; x — постоянная ангармонизма.

При высоких температурах и не очень низких давлениях больцмановское распределение в системе колебательных уровней устанавливается в результате VV - и VT -процессов [5]. При этом частота столкновений электронно-возбужденных и невозбужденных молекул MgO должна значительно превышать вероятности оптических переходов $A_{v'v''}$. На основе данных, приведенных в работе [4], получено $A_{v'v''} \leq 2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Частота столкновений оценивалась по соотношению

$$\nu = N\sigma V \quad (3)$$

(N, V, σ — концентрация, средняя скорость теплового движения и газокинетическое сечение столкновения молекул MgO соответственно). Вероятности VV - и VT -процессов принимались равными единице, поскольку температура в зоне горения высока ($\sim 3000 \text{ К}$ [6]), а колебательный квант мал ($\sim 0,1 \text{ эВ}$ [7]), при $T = 3000 \text{ К}$ и $p = 1 \div 0,05$ атм частота

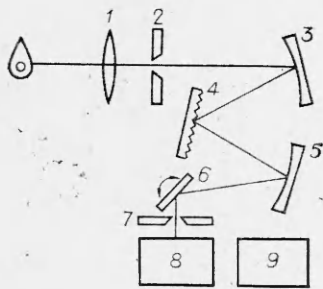


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки.

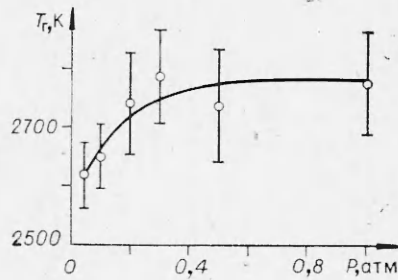


Рис. 3. Зависимость температуры в зоне горения частицы магния от давления ($T_{\infty} = 300$ К, $d = 2,6$ мм).

столкновений менялась от 10^8 до 10^7 с⁻¹. Следовательно, в исследуемом диапазоне давлений $A_{v'v''} \ll v$, и заселенность колебательных уровней может подчиняться распределению Больцмана с температурой, близкой к газовой. С учетом изложенного величину T_r определяем из графика зависимости

$$\ln(I_{v'v''}/g_{v'v''}) \text{ от } \Delta\varepsilon_{v'} \quad (4)$$

Из рис. 1 видно, что молекулярные полосы располагаются над непрерывным фоном, связанным, как со сплошным спектром, излучаемым конденсированной фазой (непрерывная кривая), так и с переналожением полос (штриховая линия). В связи с этим возникает задача корректного разделения полос. Сделан тщательный анализ структуры полос секвенции $\Delta v = 0$, показавший, что кант каждой последующей полосы практически совпадает с нулевым промежутком предыдущей. Следовательно, P -ветви полос, кроме первой, налагаются на R -ветви предыдущих. Легко показать, что вклады в общую интенсивность полосы от P - и R -ветвей одинаковы. Поэтому для нахождения $I_{v'v''}$ достаточно найти удвоенное значение интенсивности P -ветвей полос, которые располагаются над штриховой кривой (см. рис. 1).

Описанная выше методика определения температуры требует применения спектральных приборов, обладающих высокой разрешающей способностью (~ 5000). Это обусловливается необходимостью четкого разрешения нулевого промежутка полос. Отметим, что в работе [8] температура в зоне горения измерялась по неразрешенной вращательной структуре P -ветви полосы MgO. Полученные значения оказались завышенными. Это можно объяснить тем, что авторами не учитывался возврат P -ветви полосы. Как показали расчеты, возврат P -ветви существенно влияет на формирование профиля полосы вследствие малости вращательной постоянной $B \sim 0,6$ см⁻¹ и высоких значений температур ($T_r \sim 3000$ К).

В зоне горения частиц магния T_r измеряли на установке, блок-схема которой изображена на рис. 2. При пониженных давлениях частицу помещали в вакуумный пост с рабочим объемом $2 \cdot 10^{-2}$ м³ [9] и поджигали микропечью. Изображение горящего объекта фокусировали в плоскости входной щели 2 объективом 1. Для однозначной фиксации частицы в пространстве использовали оптический прицел, жестко связанный со спектральным прибором. Точность установки была не хуже 0,2 мм. Излучение регистрировали фотоэлектронным умножителем ФЭУ-79 8, а спектр — на запоминающем осциллографе С8-13 9.

Применяемая для измерения температуры аппаратура должна обладать большой светосилой, высоким временным и пространственным разрешением. Спектр сканируется обычно следующими способами: 1) электронно-оптическим относительно неподвижной выходной щели [10]; 2) движением входной или выходной щели [11]; 3) вращением или колебанием диспергирующего элемента [12]; 4) вращением или колебанием

зеркал, установленных за диспергирующим элементом. Недостаток первого и второго методов состоит в низкой разрешающей способности ($\sim 50-200$), для третьего характерно большое время регистрации спектра ($\sim 0,1$ с), для четвертого — нелинейность развертки или большая скважность следования спектров при вращении зеркал.

В настоящей работе предлагается скоростной сканирующий монохроматор, по конструктивным особенностям относящийся к четвертому типу, но обладающий линейной разверткой, малой скважностью и регулируемой частотой сканирования. Оптическая схема спектрального прибора, собранного по схеме Черни — Турнера приведена на рис. 2. Входная щель располагалась в фокальной плоскости сферического зеркала 3, формировавшего параллельный пучок на дифракционную решетку 4. Разложенное в спектр излучение фокусировалось зеркалом 5 в плоскости выходной щели 7. Плоское зеркало 6 находилось на якоре электромагнитного устройства, заимствованного из быстродействующего прибора НЗ38-8П. Оно совершало колебательные движения, возбуждаемые пилообразными импульсами от генератора, усиленными по мощности. Амплитуда его колебаний варьировалась регулировкой напряжения, подаваемого на электромагнитное устройство. Это позволяло изменять скважность и ширину сканируемой части спектра. Для диагностики пламен по атомарным и молекулярным спектрам обычно достаточно регистрировать довольно узкий спектральный интервал, в который укладывается определенная группа линий и полос. Его выбирали поворотом дифракционной решетки. Ширину сканируемого участка можно было изменять в пределах от 10 до 200 Å, а частоту следования — от 1 до 120 спектр/с.

Синхронизация осциллографа осуществлялась импульсами от генератора, что позволяло ручкой «уровень синхронизации» запускать развертку в заданный момент времени. Линейность развертки контролировалась по спектрам излучения ртутной и неоновой ламп. Разрешающая способность прибора с решеткой 1200 штр/мм была не меньше 8000.

Для измерения эффективных коэффициентов черноты изготовили прибор с пироэлектрическим приемником типа МГ-30, регистрирующий излучение с длинами волн до 20 мкм. Световой поток моделировали на частоте 510 Гц. Электрический сигнал с приемника усиливался узкополосным усилителем, детектировался и регистрировался запоминающим осциллографом. Прибор откалиброван по излучению абсолютно черного тела. Эффективные коэффициенты черноты зоны конденсации ϵ_r находили по интегральной светимости горящего объекта и температуре в этой зоне, используя закон Стефана — Больцмана. Эффективный коэффициент черноты поверхности частицы ϵ_d измеряли в момент ее потухания (когда радиус зоны горения становился равным радиусу окисного остатка).

Результаты эксперимента и их обсуждение. Температура в зоне химического реагирования горящих частиц магния определялась по описанной выше методике — по тангенсу угла наклона зависимости (4). Факторы Франка — Кондона и параметры молекулы MgO заимствовали из работ [7, 13]. Секвенция полос $\Delta\nu = 0$ занимает узкий спектральный интервал ($\Delta\lambda \approx 50$ Å), поэтому чувствительность установки при записи спектра не зависела от длины волны. Тогда с учетом линейности развертки можно полагать, что площади на спектрограмме (см. рис. 1) пропорциональны интенсивностям полос.

Результаты эксперимента представлены на рис. 3. Средние значения температур отмечены точками, а доверительные интервалы получены в результате статистической обработки 15—20 измерений для каждого давления. Из рис. 3 видно, что в диапазоне $p = 1 \div 0,3$ атм T_r в зоне химического реагирования практически не изменяется. При дальнейшем понижении давления до 0,05 атм T_r уменьшается приблизительно на 150 К. Полученные результаты согласуются с данными [6], где температура в зоне химического реагирования измерялась при $p = 1$ атм.

p , атм	ϵ_r	ϵ_q	Δ	κ	p , атм	ϵ_r	ϵ_q	Δ	κ
1	0,083	0,034	0,37	0,13	0,2	0,007	0,038	0,08	0,54
0,5	0,042	0,036	0,23	0,33	0,1	0,0023	0,03	0,04	0,57

Результаты измерения ϵ_r и ϵ_q в зависимости от давления приведены в таблице. Погрешности измерения излучательных характеристик горячей частицы магния не превышали 25%. Как видно из таблицы, ϵ_r существенно зависит от давления, а ϵ_q в пределах погрешностей измерений остается постоянной. В таблице приведены также отношения Δ энергии интегрального светового потока к энергии, выделяющейся в единицу времени во фронте горения при химической реакции.

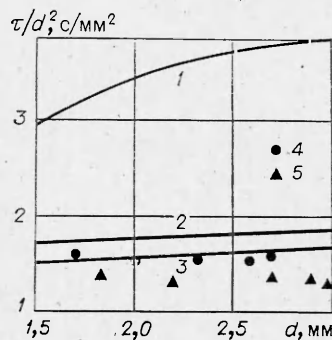
Проанализируем полученные экспериментальные результаты на базе известных представлений о парофазном горении металлических частиц: В литературе существует достаточно большое количество расчетных схем как в квазистационарной [1—3], так и в нестационарной [14, 15] постановке. Реальным процессам задачи больше соответствуют вторые из них, поскольку позволяют проследить динамику перестройки полей температур и концентраций компонентов, учесть фазовые превращения окисла в газовом объеме и т. д.

Решение задач в квазистационарной постановке связано с необходимостью введения ряда допущений, которые приводят к искажению реальной картины протекающих физических процессов. В частности, в них не учитывается детальная структура горячей частицы металла (наличие зон конденсации, пространственно разнесенных по отношению к зоне химического реагирования [6, 14, 15]). Тем не менее расчеты времени горения и его зависимости от концентрации кислорода по нестационарным и квазистационарным схемам дают приблизительно одинаковые результаты. Вычисления по квазистационарным схемам значительно проще и позволяют исследовать функциональные зависимости в аналитическом виде, что оправдывает применение последних в приближенных расчетах.

Анализ экспериментальных результатов проводили на основе метода [2]. Путем совместного решения уравнений теплового баланса для зоны горения и потока окислителя автором [2] получено выражение для определения температуры горения или степени испарения продуктов реакции κ . Используя результаты [2] и экспериментально найденные в настоящей работе значения T , ϵ_r , ϵ_q , определили степень испарения продуктов реакции в зависимости от давления для частиц диаметром 2,6 мм (см. таблицу). В расчетах κ использовали полученную в [16] зависимость радиуса зоны горения и конденсации от давления $r \sim p^{-1/3}$. С повышением давления степень испарения продуктов реакции возрастает и соответственно увеличиваются потери тепла в зоне горения, связанные с их испарением. С другой стороны, с понижением p роль радиационных потерь из зоны конденсации уменьшается, что в рамках модели [2] позволяет объяснить слабую зависимость $T(p)$.

Рис. 4. Зависимость относительного времени горения частицы магния от ее начального диаметра ($T_\infty = 300$ К).

Расчет: 1 — по [2] при $\epsilon_r = 0,5$, $\epsilon_q = 0,2$, $p = 1$ атм; 2 — при $\epsilon_r = 0,083$, $\epsilon_q = 0,034$, $\kappa = 0,13$, $p = 1$ атм; 3 — при $\epsilon_r = 0,007$, $\epsilon_q = 0,038$, $\kappa = 0,54$, $p = 0,2$ атм; 4, 5 — эксперимент при условиях 1, 2 (4) и 3 (5).



При расчетах времени горения частиц магния с учетом излучения обычно выбирают $\epsilon_r = 0,2 \div 0,5$. При таких значениях ϵ_r значительно превышаются радиационные потери тепла из зоны конденсации и, как следствие, расчетные времена горения в 1,5—2 раза превышают экспериментальные данные (рис. 4, 1).

Определена зависимость относительного времени горения от диаметра частиц для двух давлений (рис. 4). Видно, что с понижением p от 1 до 0,2 атм время горения уменьшается примерно на 10—12%. Такой результат можно объяснить увеличением кондуктивного теплового потока к поверхности частицы за счет газообразной окиси. Расчеты относительного времени горения, согласно [2], с использованием эмпирических констант (см. таблицу) количественно хорошо согласуются с данными эксперимента (рис. 4, 2, 3).

Авторы выражают благодарность Я. И. Вовчуку и А. Н. Золотко за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. Бржустовский, И. Гласман.— В кн.: Гетерогенное горение. М.: Мир, 1967.
2. Л. А. Клячко. ФГВ, 1969, 5, 3, 404.
3. М. А. Гуревич, Г. Е. Озеров, А. М. Степанов.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
4. Л. А. Кузнецова, И. Е. Кузьменко, Ю. Я. Кузяков и др. Вероятность оптических переходов двухатомных молекул. М.: Наука, 1980.
5. Б. Ф. Гордиец, А. И. Осипов, Е. В. Ступоченко и др. УФН, 1972, 108, 4, 655.
6. А. В. Флорко, А. Н. Золотко, Н. В. Каминская и др. ФГВ, 1982, 18, 1, 17.
7. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980.
8. Н. А. Назимова, Л. В. Жданова. ЖПС, 1979, 30, 6, 991.
9. А. В. Флорко, С. В. Козицкий, А. Н. Золотко и др. ФГВ, 1983, 19, 6, 24.
10. S. A. Jonson, W. M. Fairbank, A. L. Schawlow. Appl. Opt., 1971, 10, 2259.
11. К. И. Колядин. ОМП, 1961, 6, 30.
12. Н. Г. Дьяченко. Опт. и спектр., 1960, 8, 398.
13. P. A. Fraser, W. R. Jarman. Proc. Phys. Soc., 1953, AGG, 1145.
14. А. Я. Лукин, А. М. Степанов. ФГВ, 1983, 19, 3, 41.
15. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ПМТФ, 1974, 4, 70.
16. С. В. Козицкий, В. Н. Слосаренко, А. В. Флорко. Тез. докл. VIII Всесоюз. совещ. по электрофизике горения. Караганда, 1982.

Поступила в редакцию 12/III 1985

ВЫСОКОСКОРОСТНЫЕ РЕЖИМЫ ВОЛНОВОГО ГОРЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСЕЙ В ПОЛУЗАКРЫТЫХ ТРУБАХ

В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев, Л. В. Бойчук, А. Н. Золотко
(Одесса)

Газодинамические факторы, обусловленные конвективным течением расширяющихся продуктов сгорания, определяют развитие высокоскоростных режимов волнового горения аэровзвесей в случае сферически-симметричных пламен [1, 2] и при зажигании взвеси у закрытого конца реакционной трубы [3—5]. Экспериментальные исследования, выполненные при зажигании взвеси в центре полузамкнутой трубы [2] и у закрытого конца [5], позволили выявить общие закономерности развития нестационарного процесса распространения пламени в аэровзвесах металлических частиц, в частности установить стадийный характер процесса.

Настоящая работа посвящена дальнейшему экспериментальному изучению природы указанных закономерностей в аэровзвесах частиц алюминия со средним размером частиц $d = 9, 11, 30$ мкм и алюмомагниевого сплава ($d = 19$ мкм). Опыты проводили на вертикальных, открытых снизу стеклянных трубах длиной 1,75 и 3,5 м и диаметром 0,056, 0,08 и 0,12. Стационарный поток газозвеси в момент зажигания пере-