

зультат  $f_I > f_{II}$  следует из элементарного неравенства ( $x > 0, \alpha > 1$ )

$$[(1+x)^\alpha - 1]/(\alpha x) > 1.$$

Таким образом, в обеих ситуациях электрическое поле дестабилизирует фронт пламени, однако при голых электродах пламя в согласии с экспериментальными данными оказывается менее устойчивым. Такой же результат получается и в двумерной ситуации квазицилиндрического фронта пламени вблизи стенки, что может моделировать в некоторой степени реальное двумерное течение в трубе.

Автор выражает благодарность Н. И. Майорову за дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Д. Саламандра.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
2. П. П. Лазарев, А. С. Плешанов. ФГВ, 1979, 15, 2.
3. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, 14, 6.
4. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4.

Поступила в редакцию 10/XI 1983

### ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ГОРЕНИЕ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ С КОНДЕНСИРОВАННЫМИ ПРОДУКТАМИ РЕАКЦИИ

*А. И. Кирдяшкин, Ю. М. Максимов, А. Г. Мержанов*

(Томск)

Успех в решении научных и практических задач, связанных с горением гетерогенных систем, во многом зависит от наличия эффективных физических средств воздействия на горение, к числу которых можно отнести магнитное поле. Этот вид воздействия выгодно отличают простота технической реализации, безынерционность, возможность активного влияния на процессы тепло- и массообмена [1] при минимальной энергии, вносимой в систему. Однако механизмы горения в магнитном поле изучены пока недостаточно, поэтому исследования в данном направлении актуальны. Настоящая работа посвящена исследованию влияния магнитного поля на закономерности горения веществ с конденсированными продуктами реакции на примере систем  $Me-S$ ,  $Me-Al$ .

В качестве реагентов использовали порошки веществ, имеющие различные магнитные состояния: железа карбонильного ОСЧ, никеля — ПНК-Т, ПНК1-Л5, ПНК-2, кобальта ПК-1 (ферромагнетики,  $\mu \gg 1$ ), титана ПТМ, марганца, молибдена (парамагнетики,  $\mu \approx 1$ ), хрома (антиферромагнетик,  $\mu \approx 1$ ), меди ПМС-1, серы элементарной ОСЧ (диамагнетики,  $\mu \approx 1$ ), где  $\mu$  — относительная магнитная проницаемость. Опыты проводили на смесях порошков металлов с серой и алюминием, приготовленных в фарфоровой ступке. Составы помещали в кварцевые трубки диаметром 10 мм, которые зажимали полюсами электромагнита. Электромагнит питался постоянным током. Индукция поля (за исключением случая ее варьирования), измеряемая с помощью теслаамперметра Ф 4354/1, у поверхности полюсов составляла 0,17 и 0,05 Тл; градиент поля не превышал 5 Тл/м. Электромагнит с образцом помещали в бомбу постоянного давления, где в атмосфере аргона при давлении 6 атм смесь сжигали. Скорость горения  $u$  измерялась фоторегистратором ФР-14, а в случае слабого свечения она находилась измерением времени горения секундомером с ошибкой не более 10%. Для измерения максимальной температуры горения использовали термодары ВР-5 — ВР-20 толщиной 100 мкм, защищенные изоляторами из слюды. Значения скорости и температуры осредняли по данным 4—5 опытов. Конечные продукты исследовали с помощью химического, рентгенофазового, металлографического

анализов. Рентгенофазовый анализ проводили на дифрактометре ДРОН-2, металлографический — на МИМ-7. Теплопроводность исходных и сгоревших систем измерялась на приборе ИТ-λ-400.

### Результаты опытов

Из исследований установлено, что магнитное поле не оказывает заметного влияния на горение слабомагнитных металлов: Ti, Mo, Cr, Mn, Cu с серой. В случае сжигания смесей с ферромагнитными металлами скорость горения в магнитном поле существенно изменяется.

Для систем Co—S, Fe—S, Ni—S скорость горения в поле возрастает. На рис. 1 представлена фоторегистрация этого эффекта. В процессе горения кратковременно включался электромагнит, что сразу же отразилось на фоторегистрограмме процесса. Яркий участок следа на снимке соответствует включенному магнитному полю и большей скорости горения. Увеличение скорости наблюдается как при продольной, так и при поперечной ориентации поля относительно направления распространения волны горения, однако в последнем случае эффекты намного слабее.

Термопарные измерения показали, что изменение максимальной температуры горения  $T_r$  в магнитном поле мало и не превышает 30—40°. Повышение яркости свечения фронта на рис. 1, по-видимому, не связано с увеличением  $T_r$ , измеряемой в центре образца. При горении в отсутствие поля на внутренней поверхности кварцевой трубки вследствие теплопотерь остается слой непрореагировавшей смеси, который экранирует излучение на внутренних высокотемпературных участках образца. В магнитном поле этот слой практически отсутствует, что воспринимается как повышение яркости.

С увеличением индукции поля и размера частиц металла значение  $u_m/u_0$  (где  $u_m$ ,  $u_0$  — соответственно скорости горения в поле и без поля) растет, а с повышением плотности смесей падает (рис. 2)<sup>1</sup>. Наибольшие величины  $u_m/u_0$  соответствуют составам насыпной плотности. В системе Ni—S с ростом концентрации серы  $u_m/u_0$  монотонно снижается. В системах Co—S, Fe—S эта зависимость имеет экстремальный характер (рис. 3). Аналогичный характер изменения  $u_m/u_0$  наблюдается при разбавлении фиксированных составов Co + 40% S, Fe + 42% S конечным продуктом. Интервалы изменения  $T_r$  в системах Co—S, Fe—S, Ni—S составляют соответственно: 900 ÷ 1350, 900 ÷ 1400, ≥700 K, а точки Кюри Co, Fe, Ni — 1393, 1043, 631 K, что свидетельствует об отсутствии прямой корреляции между эффектом и магнитным фазовым переходом в волне горения.

Магнитное поле расширяет пределы горения исследованных смесей. Так, составы Co + 11,8% S, Fe + 11,3% S в кварцевой трубке диаметром 10 мм, Co + 30% S в трубке диаметром 3 мм горели только при включении магнитного поля.

Данные химического и рентгенофазового анализов конечных продуктов (см. таблицу) свидетельствуют о повышении полноты реагирования под действием поля. В сгорев-

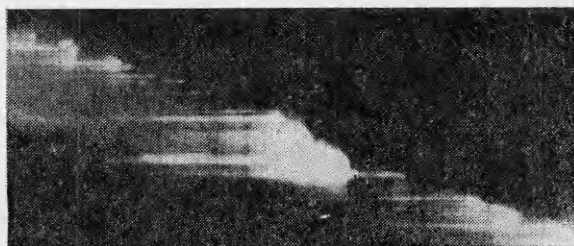


Рис. 1. Фоторегистрограмма процесса горения при кратковременном включении магнитного поля.

<sup>1</sup> Все зависимости, приведенные в настоящей работе, построены для магнитного поля, вектор напряженности которого совпадает с направлением распространения фронта горения (продольное поле).

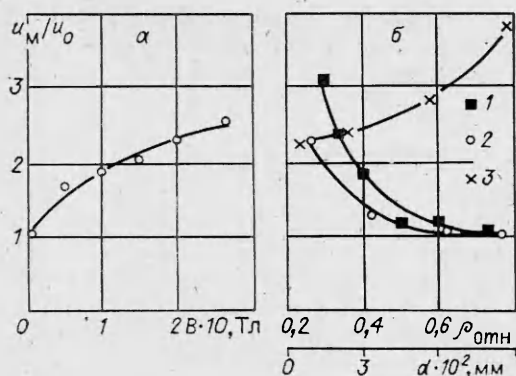


Рис. 2. Зависимости относительного изменения скорости горения от  
 а) индукции поля (состав Fe + 25% S), б) относительной плотности (1, 2) смесей и диаметра частиц металла (3) (Fe + 25% S (2), Co + 30% S (1, 3)).

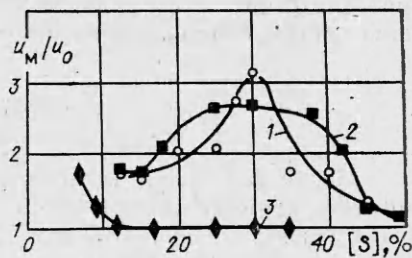


Рис. 3. Зависимости относительного изменения скорости горения смесей Co + S (1), Fe + S (2), Ni + S (3) от концентрации серы. Плотность насыщенная ( $\rho_{отн} = 0,25-0,3$ ).

ших образцах уменьшается концентрация свободной серы и возрастает глубина превращения  $\eta = 1 - S_{своб}/S_{общ}$ , где  $S_{своб}$ ,  $S_{общ}$  — концентрация свободной и общей серы. Фазовый состав продуктов становится ближе к равновесному, определяемому диаграммами состояния исследованных систем [2].

Металлографические исследования проводили для продуктов сгорания смесей насыпной плотности. При низких  $T_r$  (малое содержание серы, разбавленные составы) продукты представляют собой пористый каркас, состоящий из спекшихся сульфидированных частиц металла. При высоких  $T_r$  элементами каркаса являются оплавленные глобулы (рис. 4, а), размер которых ( $D \leq 1,5$  мм) намного превышает размер частиц исходного металла ( $d \leq 0,1$  мм). Поскольку  $T_r$  во всех случаях не ниже температуры плавления металла, то образование глобул происходит, видимо, за счет действия поверхностных сил жидкости, возникающих при плавлении эвтектик и других легкоплавких продуктов реакции. Агломерация частиц во фронте горения увеличивает масштаб гете-

**Химический (I) и фазовый (II) составы продуктов горения без поля (1) и с полем (2)**

Состав исходной смеси	I				II	
	1		2		1	2
	$S_{своб}, \%$	$\eta$	$S_{своб}, \%$	$\eta$		
Co + 30% S	0,80	0,97	0,15	1,00	Co <sub>9</sub> S <sub>8</sub> , Co, $\beta$ - CoS <sub>1+x</sub> , $\beta'$ - CoS <sub>1+x</sub> , Co <sub>9</sub> S <sub>8</sub>	Co <sub>9</sub> S <sub>8</sub> +, Co —, $\beta$ - CoS <sub>1+x</sub> —, $\beta'$ - CoS <sub>1+x</sub> +, Co <sub>4</sub> S <sub>3</sub> , CoS <sub>2</sub>
Co + 40% S	—	—	—	—	$\beta'$ - CoS <sub>1+x</sub> , Co <sub>9</sub> S <sub>8</sub> , Co <sub>3</sub> S <sub>4</sub> , CoS <sub>2</sub>	$\beta'$ - CoS <sub>1+x</sub> +, Co <sub>3</sub> S <sub>4</sub> +, CoS <sub>2</sub> +
Co + 45% S	9,30	0,77	5,66	0,86	FeS <sub>1+x</sub> , $\alpha$ - Fe	FeS <sub>1+x</sub> +, $\alpha$ - Fe —
Fe + 15% S	0,10	0,99	0,10	0,99	То же	То же
Fe + 38% S	0,50	0,99	0,30	0,99	Ni <sub>3</sub> S <sub>2</sub> , Ni	Ni <sub>3</sub> S <sub>2</sub> +, Ni —
Ni + 7% S	0,03	1,00	0,02	1,00	То же	То же
Ni + 12% S	0,05	1,00	0,02	1,00		

Примечание, +, — — увеличение или уменьшение концентрации фазы в магнитном поле.

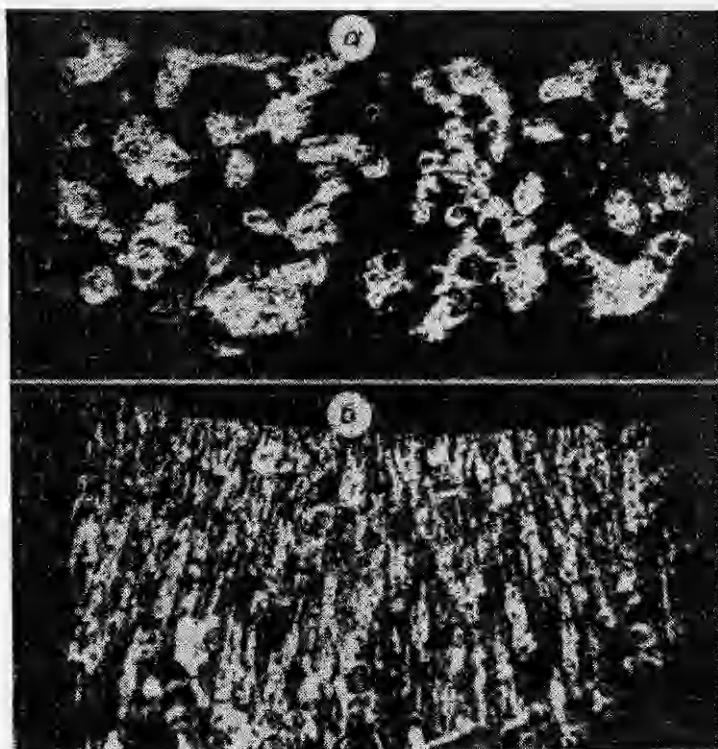


Рис. 4. Макроструктура конечных продуктов в обычных условиях (а) и при воздействии магнитного поля (б).  $\times 8$ .

рогенности смеси, поскольку на заключительных этапах реакция между серой и металлом осуществляется только с наружной поверхности глобул. Последнее подтверждается наличием плотных диффузионных слоев вокруг элементов каркаса.

В магнитном поле все элементы каркаса ориентируются вдоль силовых линий, диаметр глобул существенно уменьшается (рис. 4, б).

Изменение структуры продуктов под действием поля ведет к заметному повышению теплопроводности сгоревших образцов. Согласно измерениям, отличия теплопроводности образцов, сгоревших без поля и в поле (вдоль направления ориентации каркаса), достигают 50%. Магнитное поле трансформирует также и структуру исходных систем. Как показали качественные исследования, при нагревании смесей  $Me + S$  в магнитном поле до температуры плавления серы происходит концентрация частиц металла в цепочки, которые направлены вдоль силовых линий. Для образцов, полученных сплавлением порошков кобальта с серой при температуре плавления серы, установлено, что в результате магнитного упорядочения теплопроводность системы вдоль направления цепочек возрастает до 80% (рис. 5).

В системах  $Co-Al$ ,  $Ni-Al$  обнаружены качественно различные эффекты воздействия поля. Из рис. 6 видно, что скорость горения смесей  $Co + Al$  в магнитном поле возрастает, а для  $Ni + Al$  может как увеличиваться, так и снижаться в зависимости от дисперсности и соотношения реагентов. Для больших размеров частиц никеля ( $d \approx 4 \cdot 10^{-2}$  мм)  $u_m/u_0 > 1$ , для  $d \approx 5 \cdot 10^{-3}$  мм  $u_m/u_0 < 1$ . При использовании никеля с  $d \approx 2 \cdot 10^{-2}$  мм в различных областях концентраций алюминия возможны случаи  $u_m/u_0 \approx 1$ .

Изменяются и пределы горения. Например, в смесях с частицами никеля с  $d \approx 2 \cdot 10^{-2}$  мм магнитное поле сдвигает концентрационные

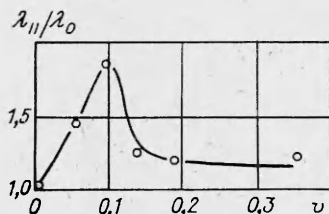


Рис. 5. Зависимость отношения теплопроводности композиций кобальт + твердая сера до ( $\lambda_0$ ) и после ( $\lambda_{||}$ ) магнитного упорядочения от объемной доли металла.

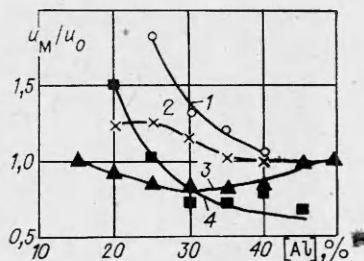


Рис. 6. Зависимости относительного изменения скорости горения смесей Ni + Al (1, 3, 4), Co + Al (2) от концентрации алюминия.

1 — Ni — ПНК-2 ( $d \approx 4 \cdot 10^{-2}$  мм); 3 — Ni — ПНК-Т ( $d \approx 2 \cdot 10^{-2}$  мм); 4 — Ni — ПНК1-Л5 ( $d \approx 5 \cdot 10^{-2}$  мм). Плотность насыпная ( $\rho_{отн} = 0,25 \div 0,3$ ).

пределы горения в сторону уменьшения содержания алюминия в смеси. С возрастанием плотности смесей Me + Al воздействие магнитного поля на скорость горения ослабевает.

### Обсуждение результатов

Из представлений теории горения скорость распространения фронта определяется темпом тепло- и массообмена в волне горения и является функцией параметров: теплоемкости  $c_p$ , теплопроводности вещества, теплового эффекта  $Q$  и скорости реакции. Наблюдаемые явления следует рассматривать в связи с изменением этих параметров.

По порядку величины  $\Delta Q$  можно считать равной изменению свободной энергии вещества при намагничивании. В расчете на единицу объема  $\Delta Q \sim \mu_0 I H$  ( $H$  — напряженность поля,  $I$  — намагниченность вещества,  $\mu_0$  — магнитная постоянная). Для реальных  $H$  и  $I$   $\Delta Q/Q < 10^{-2}$ , поэтому изменением  $Q$  в магнитном поле можно пренебречь. Влияние поля на  $c_p$  также незначительно, поскольку, согласно [3], даже при высоких  $H$   $\Delta c_p/c_p < 2 \cdot 10^{-1}$ .

Как было установлено, воздействие магнитного поля существенно видоизменяет структуру исходных и сгоревших систем, что, в свою очередь, повышает их теплопроводность.

Для анализа причин изменения теплопроводности рассмотрим исходную смесь в виде равномерно распределенных частиц металла, которые окружены веществом с низкой теплопроводностью  $\lambda_s$  (газ, сера). При малой объемной доле частиц  $v$ , что возможно в случае высокой пористости или низкой концентрации металла, площадь контактов между частицами незначительна, и эффективная теплопроводность системы  $\lambda_0$  определяется величиной  $\lambda_s$  [4]:

$$\lambda_0 \approx \lambda_s \left( 1 + \frac{v}{1 + v^{1/3}} \right). \quad (1)$$

Сравнение расчетных и измеренных  $\lambda_0$  для образцов, полученных сплавлением кобальта с серой, показало, что соотношение (1) хорошо выполняется при  $v \leq 0,09$ .

В магнитном поле металл распределяется в виде цепочек контактирующих частиц, и значения теплопроводностей в параллельном  $\lambda_{||}$  и перпендикулярном  $\lambda_{\perp}$  направлениях относительно ориентации цепочек можно оценить, используя соотношение [4] для среды из чередующихся слоев разнородных веществ:

$$\lambda_{||} \approx \lambda_s v + \lambda_c (1 - v), \quad (2)$$

$$\frac{1}{\lambda_{\perp}} \approx \frac{v}{\lambda_c} + \frac{1 - v}{\lambda_s}, \quad (3)$$

где  $\lambda_c$  — эффективная теплопроводность цепочки. Поскольку теплопроводность металла на 3—4 порядка выше теплопроводности газа или конденсированной серы, то при повышении концентрации металла и установлении контактов между частицами в цепочках  $\lambda_c \gg \lambda_s$  и  $\lambda_{||}/\lambda_0 > 1$ . Экспериментальная зависимость  $\lambda_{||}/\lambda_0(v)$  (см. рис. 5) композиций кобальт + твердая сера носит экстремальный характер. Для малых  $v$  повышение  $\lambda_{||}/\lambda_0$  с ростом  $v$  определяется соотношениями (1), (2), для больших  $v$  снижение  $\lambda_{||}/\lambda_0$  связано с затруднением перегруппировки из-за роста числа контактов и сил сцепления между частицами. В продольном поле изменение  $u_m/u_0$  систем Co—S, Fe—S при варьировании соотношения реагентов и разбавлении фиксированных составов конечным продуктом повторяет ход зависимости  $\lambda_{||}/\lambda_0(v)$ . Если под  $v$  подразумевать не только объемную долю металла, но и долю частиц разбавителя, которые при перегруппировке могут также захватываться в цепочки и влиять на эффективную теплопроводность, то оказывается, что экстремальные величины  $u_m/u_0$  реализуются при  $v = 0,11 \div 0,13$ , что близко к  $v \simeq 0,09$  для наибольших  $\lambda_{||}/\lambda_0$  (см. рис. 5). Согласно (1), (3), при ориентации цепочек поперек направления теплового потока теплопроводность гетерогенных систем меняется слабо. Измерения показывают, что в композиции кобальт + твердая сера при  $v \simeq 0,09$   $\lambda_{\perp}/\lambda_0 \simeq 1$ . Меньшие значения  $u_m/u_0$  в поперечном поле (до 1,5) по сравнению с продольным (свыше 3) свидетельствуют в пользу существенной роли теплопроводностного механизма воздействия поля.

Процесс перегруппировки в волне горения происходит за счет сил  $F_m$  взаимодействия магнитных моментов  $P$  намагниченных частиц между собой и с внешним полем. Поскольку  $F \simeq \frac{\chi H d^3}{1 + \chi N}$ , то в первом случае  $\max F_m \sim \frac{P^2}{l^3} \simeq \left( \frac{\chi H d}{1 + \chi N} \right)^2$ , а во втором —  $F_m \sim P \text{ grad } H \simeq \frac{\chi d^4}{1 + \chi N} \text{ grad } H^2$ , где  $\chi$  — магнитная восприимчивость металла,  $N$  — размагничивающий фактор частиц,  $l \sim d$  — расстояние между соседними частицами в смеси. С повышением температуры и степени химического превращения ферромагнитного металла снижается  $\chi$ , а с ней и  $F_m$ . Кроме того, в ходе химической реакции происходит потеря подвижности частиц за счет процессов спекания и, следовательно, для наибольшего воздействия на теплопроводность перегруппировка должна осуществляться до достижения существенных глубин превращения, т. е. необходимо выполнение условия

$$t_p \gg t_{II} \quad (4)$$

( $t_p$ ,  $t_{II}$  — времена пребывания вещества в зоне прогрева и перегруппировки).

Началом перегруппировки можно считать момент плавления легкоплавкого реагента (например, серы), когда взаимное перемещение частиц максимально облегчается благодаря образованию жидких прослоек. В приближении установившегося движения и применимости формулы Стокса  $F_m \sim 6\pi\eta dV$ ; где  $\eta$  — эффективная вязкость среды,  $V$  — скорость движения частиц. Отсюда  $t_{II} \sim \frac{d}{V} \sim 6\pi\eta \left( \frac{1 + \chi N}{\chi H} \right)^2$  или  $t_{II} \sim \frac{6\pi\eta}{d} \frac{1 + \chi N}{\chi \text{ grad } H^2}$ ;  $t_p \sim a/u^2$  ( $a$  — температуропроводность смеси). Для реальных  $a \sim 10^{-2} \div 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\eta \sim 10^{-1} \div 10^3 \text{ г}/(\text{см} \cdot \text{с})$  (вязкость жидкой серы) оценки показывают, что  $t_p \sim 1 \div 10^{-4} \text{ с}$ ,  $t_{II} \sim 10^{-2} \div 10^{-6} \text{ с}$ , т. е. (4) может быть выполнено.

Снижение  $u_m/u_0$  с уменьшением  $d$  (см. рис. 2, б) связано, видимо, с изменением времен  $t_p$ ,  $t_{II}$  в сторону нарушения неравенства (4). В самом деле, с уменьшением  $d$   $t_{II}$  остается постоянным или увеличивается, а  $t_p$  сильно уменьшается за счет повышения скорости горения (например, для состава Co + 30% S почти в 10 раз) и снижения  $\lambda$  [5]. С тех же позиций можно объяснить отличия системы Ni—S (малые  $u_m/u_0$ , отсутствие экстремума в зависимости  $u_m/u_0$  (S, %)) от Co—S, Fe—S. Посколь-

ку для всех ферромагнитных металлов  $\chi \gg 1$ , то  $t_n$ , согласно приведенным соотношениям, слабо зависит от  $\chi$  и поэтому при одинаковых  $d$  его можно считать постоянным. С другой стороны, при одинаковых параметрах ( $S$ ,  $\rho$ ,  $\rho_{отн}$ ,  $d$ ) скорость горения системы Ni—S более чем в 4—6 раз выше скорости горения Co—S, Fe—S, что свидетельствует о меньшем  $t_p$ , которое, видимо, не соответствует условию (4).

Существование противоположных эффектов ( $u_m/u_0 \cong 1$ ) в системе Ni—Al, увеличение скорости горения Me—S в поперечном поле (хотя для этого случая расчет и измерения показывают отсутствие повышения  $\lambda_{\perp}/\lambda_0$ ), рост глубины превращения продуктов горения смеси Me—S свидетельствуют о том, что изменение скорости горения в магнитном поле связано не только с повышением эффективной теплопроводности, но и с воздействием на скорость реакции.

Известно, что скорость гетерогенной реакции определяется структурными и кинетическими факторами. К первым относятся — размер, форма и пространственное распределение реагентов, ко вторым — коэффициенты диффузии, константы скорости реакции. Рассмотрим воздействие поля на структурные факторы.

Смеси Me + S относятся к классу систем с газифицирующими в ходе горения компонентами. Взаимодействие реагентов при горении исследованных систем осуществляется с участием паров серы, на что указывает зависимость скорости горения от давления. Предлагаемая схема физико-химических превращений вещества во фронте состоит из этапов испарения, фильтрации и реакции паров серы с металлом, которая идет по всей открытой поверхности частиц [6]. Образование жидкости во фронте за счет легкоплавких эвтектик ведет к агломерации частиц металла, при этом масштаб гетерогенности системы меняется от величин порядка размера частиц исходного металла ( $d \leq 0,1$  мм) до размера глобул ( $D \leq 1,5$  мм). Магнитное поле вытягивает глобулы и уменьшает  $D$  (см. рис. 4, б), что должно приводить к ускорению взаимодействия реагентов.

Согласно [7], системы Me—Al безгазовые, т. е. реагенты во фронте горения взаимодействуют практически только в конденсированных фазах. При горении составов Me—Al процесс стягивания частиц Co, Ni расплавом (на основе легкоплавкого алюминия) не ведет к повышению масштаба гетерогенности, поскольку каждая частица оказывается окруженной стехиометрическим количеством Al. В данном случае существенное значение приобретает сегрегационный эффект, обусловленный концентрацией намагниченных частиц вдоль силовых линий магнитного поля; при этом следует ожидать уменьшения скорости реакции во фронте за счет понижения однородности распределения компонентов. Одновременно с сегрегационным эффектом, перегруппировка частиц, согласно (1), (2), повышает теплопроводность. Наличие противодействующих факторов является, по-видимому, причиной повышения и понижения скорости горения в магнитном поле (см. рис. 6) в зависимости от параметров систем Me—Al.

Таким образом, изменение структуры исследованных составов, вызываемое перегруппировкой частиц в магнитном поле, влияет на скорость горения посредством изменения эффективной теплопроводности, масштаба гетерогенности и однородности распределения компонентов во фронте. Повышение плотности смесей — фактор, ограничивающий перегруппировку, поскольку возрастают число контактов и силы сцепления частиц, что, видимо, снижает  $u_m/u_0$  (см. рис. 2, б).

Отметим, что помимо структурных факторов не следует исключать возможность воздействия магнитного поля на кинетику диффузионных процессов. Хотя обычный магнитодиффузионный вклад в скорость молекулярной диффузии незначителен [1], в литературе отмечаются случаи заметного ускорения параметров переноса в магнитном поле, например, при окислении железа [8], при контактном плавлении систем Bi—Cd, Sn, In [9]. Природа последних эффектов неизвестна, и поэтому учет их влияния на горение требует дальнейших исследований.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Я. Блум, Ю. А. Михайлов, Р. Я. Озолс. Тепло- и массообмен в магнитном поле. Рига: Зинатне, 1980.
2. Г. В. Самсонов, С. В. Дроздова. Сульфиды. М.: Metallurgia, 1972.
3. J. Korn und Kohlhaas. Z. Angew. Phys., 1969, 26, 2, 119.
4. А. Миснар. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М.: Мир, 1968.
5. А. Ф. Чудновский. Теплофизические характеристики дисперсных систем. М.: Физматгиз, 1962.
6. А. П. Алдушни.— В кн.: Проблемы технологического горения. Т. 1. Черноголовка, 1981.
7. Ю. С. Найбороденко, В. И. Игин, ФГВ, 1975, 11, 3, 343.
8. D. Cismaru et Elisabeta Dobroghiu. Rev. Roumaine Chim., 1969, 14, 8, 985.
9. П. А. Савинцев, И. М. Темукуев. Изв. вузов. Физика, 1972, 11, 14.

Поступила в редакцию 8/VII 1985

### ВЛИЯНИЕ ОПТИМИЗАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИК КОМБИНИРОВАННОГО РАЗРЯДА НА ФОРМИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНОГО ОЧАГА И РАЗВИТИЕ ГОРЕНИЯ В ОКОЛОПРЕДЕЛЬНЫХ СМЕСЯХ

*В. П. Карнов, В. В. Малов, Е. С. Северин*

*(Москва)*

Практическое применение бедных топливно-воздушных смесей требует прежде всего интенсификации их воспламенения и начальных стадий горения. При использовании в качестве иницирующего источника искрового разряда форсирование его энергетических характеристик путем увеличения тока и длительности не всегда приносит положительные результаты. Суть такого парадоксального явления заключается в существенном влиянии конкретного сочетания его токово-временных характеристик на минимальную энергию воспламенения обедненных смесей, особенно в условиях малого межэлектродного зазора разрядника, при низких давлениях и турбулизации смеси [1]. Нерациональный выбор этих параметров способен снивелировать форсирующую роль увеличения энергии разряда вследствие роста ее затрат на преодоление критического порога воспламенения. Применением сложных форм многокомпонентных искровых разрядов и оптимизацией токово-временных характеристик их составляющих можно в значительной степени влиять на минимальную энергию воспламенения бедных смесей, снижая ее и тем самым создавая условия для эффективной дополнительной подпитки и форсирования развития начального очага горения.

Перечисленные выше вопросы, а также более подробное описание техники эксперимента изложены в работе [1]. Ниже анализируются результаты скоростной киносъемки развития начального очага горения и характера изменения давления в камере при воспламенении бедных и околопредельных метановоздушных смесей трехкомпонентным комбинированным искровым разрядом с прецизионным и независимым регулированием токово-временных характеристик его составляющих. Разряд принятой формы форсировался по току лишь на начальной стадии и содержал завершающую длительную слаботочную компоненту. Первая составляющая объединяла процессы быстрого роста высокого напряжения, пробоя межэлектродного зазора разрядника и емкостной фазы разряда. За ней следовала вторая компонента длительностью  $\tau_2 = 0,2$  мс, в которой среднее значение тока  $I_2$  варьировалось от 30 до 500 мА. Завершала разряд третья компонента с  $I_3 = 30$  мА и варьируемой от 0,4 до 6,5 мс длительностью  $\tau_3$ , отсчитываемой от момента пробоя. Максимальный уровень суммарной энергии разряда достигал 295 мДж, при этом в пер-