

10. J. H. Kent, R. W. Bilger. XIV-th Symposium (International) on Combustion, Pittsburgh, 1973.
11. Г. Н. Абрамович, С. Ю. Крашенинников и др. Турбулентное смешение газовых струй. М., Наука, 1974.
12. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., Наука, 1960.

СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ГАЗОВЗВЕСЯХ ЧАСТИЦ МАГНИЯ

*В. Г. Шевчук, С. В. Горошин, Л. А. Клячко, Н. Д. Агеев,
Е. Н. Кондратьев, А. Н. Золотко
(Одесса)*

Интерес к изучению распространения пламени в газовзвесах твердых частиц обусловлен как практикой использования дисперсных материалов в различного рода энергосиловых установках и техникой безопасности, так и развитием самой теории горения.

В теоретических работах последних лет зачастую рассматриваются альтернативные механизмы процесса распространения пламени в газовзвесах, отличающиеся способом передачи тепла из зоны горения в предпламенную зону: кондуктивный [1] и радиационный [2]. Предсказываемые этими теориями зависимости скорости пламени от размера частиц газовзвеси различаются как по качественному виду, так и по абсолютным значениям скоростей. Так, в случае кондуктивного режима скорость пламени уменьшается, а в случае радиационного — растет с увеличением размера частиц.

Задача распространения пламени с учетом прогрева предпламенной зоны как теплопроводностью, так и излучением от зоны горения рассматривалась в [3]. Расчет, проведенный для аэровзвесей угля, показал наличие минимума в зависимости скорости от размера частиц. В связи с изложенным очевидна важность результатов экспериментального исследования распространения пламени в широком диапазоне размеров и концентраций частиц взвеси, сопоставление которых с расчетными зависимостями позволило бы выбрать адекватный механизм распространения пламени. Приходится, однако, констатировать отсутствие подобного рода систематических исследований.

В случае распространения пламени в аэровзвесах частиц металлов необходимо учитывать ряд специфических особенностей их горения, в первую очередь малые времена горения и большое количество конденсированных продуктов горения. В силу малости времен горения, как показывают оценки радиационного режима по модели [2], радиационные потоки от собственно горящих частиц невелики и не способны обеспечить стационарное распространение пламени. С другой стороны, излучение высокотемпературных мелкодисперсных окисных частиц может оказать существенное влияние на режим распространения пламени во взвеси [4].

В связи с этим в настоящей работе экспериментально исследуется процесс распространения ламинарного пламени в аэровзвесах частиц магния и предпринимается попытка построения теоретической модели, качественно объясняющей полученные результаты.

Для исследования распространения пламени в аэровзвесах частиц магния использовалась установка, созданная по схеме вертикальной закрытой сверху трубы со свободным оттоком продуктов горения. Премущества такой схемы обсуждены в [5]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

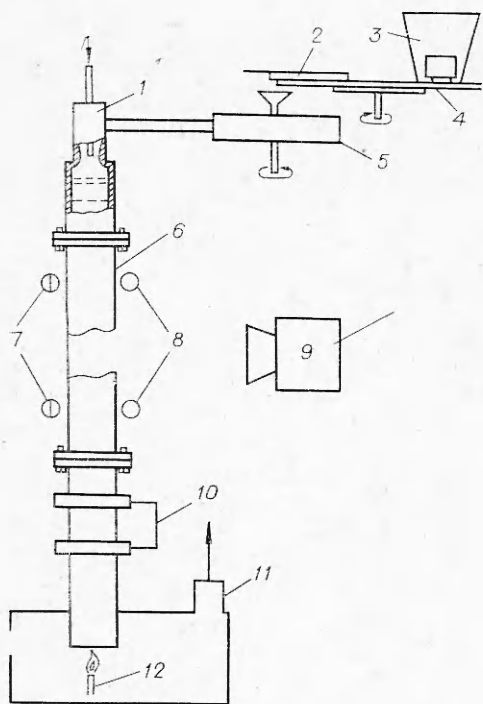


Рис. 1. Принципиальная схема установки. 1 — эжектор; 2 — нож; 3 — бункер; 4 — стеклянный диск; 5 — турбина; 6 — реакционная труба; 7 — фотодиоды; 8 — управляющие фото-сопротивления для включения кинокамеры; 9 — скоростная кинокамера; 10 — отсечки; 11 — вентиляция; 12 — импульсная пропан-воздушная горелка.

Данная установка отличается способом дозирования и распыла порошка. Блок подачи порошка состоит из дозатора и распылителя. Непрерывное дозирование порошка происходит следующим образом: порошок из бункера, дном которого служит поверхность стеклянного диска, вытягивается медленно вращающимся диском через щель в передней стенке бункера, высота и ширина которой регулируются микрометрическим винтом. С поверхности диска слой порошка снимается ножом, направленным по хорде окружности диска. Далее порошок всасывается через воронку в турбину, где дезагрегируется и с малым количеством воздуха подается в систему распыла. Система распыла представляет собой эжектор, который облегчает подачу порошка из турбины и где взвесь разбавляется воздухом до нужной массовой концентрации. Перед входом в реакционную трубу расположены металлические решетки (размер ячеек 4 мм), которые сглаживают возможное вращательное движение пылевого потока.

Приведенная схема создания стационарного потока аэрозвеси

имеет ряд преимуществ по сравнению с известными схемами, такими как подача порошка из вибросита, потоком воздуха из кипящего слоя и т. д. Она позволяет получать стационарный поток аэрозвеси в течение длительного времени, осуществлять дозировку частиц в широком диапазоне размеров — от единиц до сотен микрон, и легко воспроизводить нужную концентрацию частиц.

Реакционная стеклянная труба длиной 3,5 и внутренним диаметром 0,056 м устанавливается строго вертикально с помощью специальных креплений в металлическом каркасе. Взвесь поджигается импульсной пропано-воздушной горелкой у открытого нижнего конца трубы. Массовая концентрация взвеси рассчитывалась по известному расходу порошка и воздуха и контролировалась с помощью отсечек. Среднеквадратичная погрешность измерения концентрации методом отсечек не превышала 5—7% по результатам 5—9 измерений. Скорость распространения пламени регистрировалась с помощью семи фотодиодов, размещенных вдоль всей реакционной трубы, а также фоторегистратором с непрерывной протяжкой пленки. Среднеквадратичная погрешность измерения скорости пламени относительно несущего газового потока в трубе, полученная по результатам усреднения 5—9 пусков, не превышала 5%. Скорость газового потока в трубе для всего исследованного диапазона размеров частиц и концентраций была постоянной и составляла 36 см/с. Предусмотрен автоматический запуск и отключение скоростной кинокамеры, служащей для наблюдения за структурой фронта пламени на небольшом участке (0,15 м) в средней части трубы.

Эксперимент проводился со сферическим порошком магния, который

разделялся на фракции на циклонных сепараторах и с помощью ситового сита. Выделено семь фракций порошка с шириной дифференциального распределения по размерам на высоте 0,7 максимального значения порядка 40 мкм и наиболее вероятными размерами 15, 50, 70, 120, 160, 170 и 230 мкм (на рисунках отмечены треугольниками) и, в результате многократного сита, пять более узких фракций с шириной порядка 20 мкм и размерами 55, 70, 135, 185 мкм (на рисунках отмечены кружками).

Результаты экспериментов показали, что для всех исследованных массовых концентраций и размеров частиц средняя скорость распространения пламени вдоль всей трубы, за исключением начального участка порядка 0,5 м, была постоянной. Наблюдаемые локальные изменения скорости пламени вдоль трубы носили случайный характер и связаны, по-видимому, с местными флуктуациями плотности взвеси. Форма фронта горения напоминает параболоид вращения с отношением площади поверхности к площади основания, равным в среднем 2. Основание параболоида не занимает всего сечения трубы и отстоит от стенок на 5—10 мм. При малых массовых концентрациях металла во взвеси во фронте отчетливо видны горящие частицы, при больших — он представляет собой сплошную ярко светящуюся поверхность.

Найденные зависимости скорости распространения пламени от размера и массовой концентрации частиц магния представлены на рис. 2. Немонотонный характер зависимости скорости пламени от размера частиц указывает, по-видимому, на действие различных механизмов прогрева взвеси перед фронтом пламени в зависимости от размера частиц магния.

Для определения ведущего механизма прогрева взвеси в настоящей работе предлагается так называемый «аргон — гелиевый» тест. Его суть заключается в том, что при кондуктивном механизме прогре-

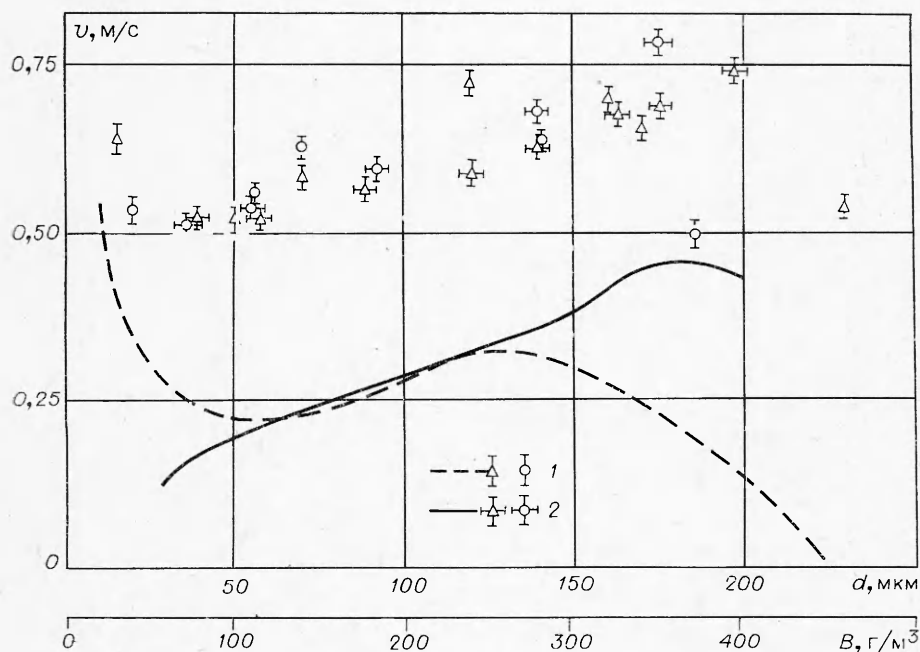


Рис. 2. Зависимость скорости распространения пламени от размера частиц магния при $B=200$ г/м³ (1) и от массовой концентрации частиц магния при $d=70$ мкм (2).

Кривые — расчет; точки — эксперимент.

Газ-разбавитель	d, мкм	B, г/м³	v, м/с	$v_{\text{He}}/v_{\text{Ar}}$
20% Ar	135	100	0,55	1,2
20% He	135	100	0,66	
20% Ar	135	230	0,69	1,08
20% He	135	230	0,75	
20% Ar	70	200	0,52	1,24
20% He	70	200	0,64	

ва холодной взвеси скорость распространения пламени должна сильно зависеть от теплопроводности газовой среды, тогда как при радиационном механизме прогрева влияние теплопроводности слабое. Пользуясь размерностной формулой для скорости кондуктивного режима пламени в газовзвеси [1], и считая, что температура смешения и температура воспламенения не зависят от рода инертного газа-разбавителя, получим отношение

скоростей распространения пламени в средах, содержащих одинаковое объемное количество аргона и гелия,

$$\frac{v_{\text{He}}}{v_{\text{Ar}}} \approx \sqrt{\frac{a_{\text{He}} \cdot D_{\text{O}_2, \text{He}}}{a_{\text{Ar}} \cdot D_{\text{O}_2, \text{Ar}}}}. \quad (1)$$

Здесь a_{He} , a_{Ar} — коэффициенты температуропроводности; $D_{\text{O}_2, \text{He}}$, $D_{\text{O}_2, \text{Ar}}$ — коэффициенты диффузии кислорода в гелиево-воздушной и аргон-воздушной смеси соответственно. При разбавлении воздуха 20% гелия и аргона отношение (1) равно 1,45. Экспериментальные результаты аргон-гелиевого теста для двух различных размеров и концентраций приведены в таблице.

Отличие отношения скоростей в гелиевой и аргонной средах от предсказываемого кондуктивной моделью, по-видимому, указывает на существенный радиационный вклад в прогрев частиц при распространении пламени в аэровзвесах частиц магния. Уменьшение этого отношения с ростом размера частиц и концентрации можно интерпретировать как результат увеличения радиационного вклада в прогрев частиц с увеличением их размера и концентрации.

Расчет скорости распространения пламени в аэровзвесах частиц магния по радиационной модели, учитывающей только излучение горящих частиц [2], показал, что из-за малого времени горения частиц магния чисто радиационный режим распространения невозможен. При определенных в настоящей работе скоростях пламени и известных временах горения частиц магния в воздухе [6] эффективный коэффициент черноты зоны горения по порядку величины составляет 10^{-3} , и радиационный поток из зоны горения пренебрежимо мал. С другой стороны, как указывалось выше, большое количество мелкодисперсной окиси и высокие температуры, развивающиеся при сгорании магния, делают необходимым учет излучения конденсированных продуктов сгорания.

Исходя из этого, в настоящей работе предлагается модель плоского ламинарного фронта пламени, учитывающая как кондуктивный теплоперенос из зоны горения, так и излучение конденсированных продуктов горения, при этом излучением и поглощением излучения в зоне горения пренебрегаем.

Легко показать [7], что зону продуктов горения можно приближенно считать изотермичной, если выполняется соотношение

$$4a/(a+b) \cdot \sigma T_0^3 / c\rho v \ll 1, \quad (2)$$

где a — коэффициент поглощения; b — коэффициент рассеяния частиц окиси; T_0 — температура продуктов горения на границе зоны горения и

зоны продуктов; σ — постоянная Стефана — Больцмана; c , ρ , v — теплоемкость, плотность и скорость продуктов сгорания соответственно. Среда предполагается серой и одиотемпературной, частицы окиси малы. Тогда поток излучения, выходящий из полубесконечной зоны дисперсных продуктов сгорания, можно приближенно записать в виде [8]

$$q = \sigma T_0^4 \frac{K}{3/2 + K}, \quad (3)$$

где $K = \sqrt{3 \frac{a}{a+b}}$ — параметр черноты.

Для зоны продуктов горения найдем, воспользовавшись данными работы [9] по оптическим характеристикам частиц окиси магния и данными работы [10] по определению спектра размеров частиц окиси, получаемых при сжигании газовзвеси магния, что параметр черноты в диапазоне размеров исходных частиц магния $20 \div 200$ мкм изменяется в пределах $(11 \div 3,7) \cdot 10^{-2}$ (K рассчитывался на длине волны $\lambda = 2$ мкм, данные работы [10] экстраполировались на нормальное давление). Соотношение (1) выполняется при $v > 1$ см/с.

В качестве оценки степени поглощения излучения частицами магния в предпламенной зоне воспользуемся данными работы [13], где приводится значение коэффициента поглощения частиц магния в луче лазера с длиной волны 1,06 мкм, равное 0,3. Для полубесконечной дисперсной среды, состоящей из частиц с таким коэффициентом поглощения, коэффициент поглощения уже равен 0,8 [11]. Поскольку коэффициент отражения зоны продуктов близок к единице, при расчете баланса теплообмена излучением между зоной прогрева и зоной продуктов можно пренебречь рассеянием излучения в зоне прогрева. Тогда энергию, поглощенную частицей магния, находящейся на расстоянии x от зоны горения, можно приближенно записать в виде [11]

$$Q = \frac{3}{2} \pi r^2 \sigma T_0^4 \frac{K}{1 + 2/3K} e^{-3/2 \left| \frac{x}{l} \right|}, \quad (4)$$

где l — длина пробега излучения в зоне прогрева.

Запишем систему дифференциальных уравнений, описывающих динамику прогрева газовзвеси в предпламенной зоне с учетом кондуктивного и радиационного вкладов. Поскольку эксперимент по распространению пламени проводился в вертикальных потоках аэровзвеси, учтем также скорость движения частиц относительно газа

$$\left. \begin{aligned} 4/3 \pi r^3 c_s \rho_s (v + v_s) \frac{dT_s}{dx} &= Q(x) + \alpha (T_s - T) 4 \pi r^2, \\ \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} - c \rho v \frac{dT}{dx} + \alpha (T_s - T) 4 \pi r^2 n &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Здесь индекс s относится к частицам; n — концентрация частиц; r — их радиус. В (5) пренебрегаем тепловыделением за счет реакции в зоне прогрева. Условия на холодной границе:

$$T(-\infty) = T_s(-\infty) = T_n. \quad (6)$$

На границе зоны прогрева и зоны горения в качестве граничного условия запишем уравнение теплового баланса между зоной прогрева и зоной горения (профиль температуры газа в зоне горения полагается линейным)

$$\lambda (T_0 - T_i) / v \tau + q = c \rho v (T_s - T_n) + B c_s (v + v_s) / (T_{si} - T_n). \quad (7)$$

Здесь индекс i относится к температуре газа и частиц в момент воспламенения; τ — время горения частицы магния; B — массовая концентрация частиц магния.

Для нахождения скорости распространения пламени необходимо дополнить систему (5)–(7) условием воспламенения частицы магния, которое, следуя [1], запишем в виде

$$\gamma C_{\text{ок}} k_0 \exp(-E/RT_{si}) \cdot 4\pi r^2 = Q(0) - \alpha 4\pi r^2 (T_{si} - T_i), \quad (8)$$

где γ — теплота реакции; E — энергия активации; k_0 — предэкспонент; $C_{\text{ок}}$ — концентрация окислителя.

Введем безразмерные переменные $\kappa = 3/2 \cdot x/l$, $\Theta_s = (T_s - T_n)/(T_0 - T_n)$, $\Theta = (T - T_n)/(T_0 - T_n)$ и параметры

$$A = ql/[c_s \rho_s r (T_0 - T_n)(v + v_s)], \quad z = 2/3 \cdot vl/a,$$

$$L = 2\lambda \text{Nu}/(v + v_s)r^2 c_s \rho_s, \quad M = \lambda/(v + v_s)Bc_s \tau, \quad C = 2 \text{Nu} l/r.$$

Тогда решение системы уравнений (5) в точке $x=0$ запишется в виде

$$\Theta_i = \frac{\left(1 + \frac{v}{L}\right)M + A + \frac{A(Z-1)(v-1)}{(Z-1)(1+L)+C}}{\left(M + \frac{ZL}{C}\right)\left(1 + \frac{v}{L}\right) + 1}, \quad (9)$$

$$\Theta_{si} = M + A - (M - ZL/C)\Theta_i,$$

где $v = (Z - L)/2 + (Z + L)/2 \cdot \sqrt{1 + 4C/(Z + L)}$.

При $A \ll M$ решение (9) переходит в известное решение для чисто кондуктивного режима прогрева взвеси [1].

Скорость распространения пламени v можно определить, подставив (9) в критерий воспламенения частиц (8). Таким образом, нахождение скорости пламени сводится к решению трансцендентного уравнения (8) относительно v .

При расчете адиабатической температуры продуктов сгорания учитывалось, что массовые скорости потоков воздуха и частиц магния различны и равны соответственно ρv и $B(v + v_s)$. Значения энергии активации и предэкспонент полагались равными $E = 38\,500$ кал/моль, $k_0 = 8,8 \cdot 10^8$ см/с [12]. Из рис. 2 видно, что качественный ход кривых подобен наблюдаемому экспериментально.

Исходя из предложенной модели, экспериментально полученную зависимость скорости пламени от размера частиц аэровзвеси можно объяснить следующим образом. Уменьшение скорости распространения пламени в области малых размеров частиц магния обусловлено преимущественным кондуктивным вкладом в прогрев газовой взвеси. С увеличением размера частиц потери тепла от радиационно прогреваемых частиц в газ уменьшаются, уменьшается также кондуктивный поток тепла из зоны горения и вклад радиации в прогрев частиц перед фронтом горения становится преобладающим. Поэтому скорость в этом диапазоне размеров частиц растет с увеличением размера. Соотношение между радиационным и кондуктивным вкладами в прогрев предпламенной зоны иллюстрирует рис. 3. Видно, что в широком диапазоне размеров частиц кондуктивный и радиационный потоки сравнимы и ни одним из них пренебречь нельзя.

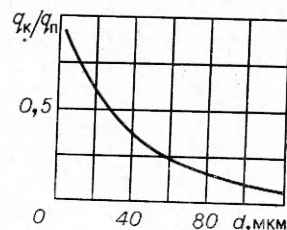


Рис. 3. Зависимость кондуктивного потока тепла q_k к полному потоку q_n от размера частиц магния, $B = 200$ г/м³.

Ниспадающая ветвь кривой зависимости скорости пламени от размера частиц объясняется увеличением скорости оседания частиц с увеличением их размера. Уменьшение времени пребывания частицы в зоне прогрева приводит к спаду скорости распространения пламени. При некотором критическом размере частицы вообще не успевают прогреться до температуры воспламенения в предпламенной зоне даже при сколь угодно малой скорости пламени относительно газа и распространение пламени вверх по взвеси становится невозможным.

Зависимость скорости распространения пламени от массовой концентрации (см. рис. 2, 2) в области низких концентраций ведет себя как $\sqrt{B}$, что соответствует кондуктивному механизму распространения пламени. С увеличением концентрации возрастает радиационный вклад в прогрев частиц и зависимость становится более сильной. При соотношении массовых потоков частиц и газа, равном стехиометрическому (что достигается при массовой концентрации частиц меньшей стехиометрической вследствие разности в скоростях частиц и газа), расчетная скорость достигает максимума, а затем начинает падать.

В заключение интересно отметить, что, воспользовавшись понятием «нормальной» скорости распространения пламени аналогично горению газовых смесей, т. е. разделив наблюдаемую скорость пламени в трубе на отношение площади поверхности пламени к площади его основания (приблизительно равное 2), получим также и хорошее количественное согласование теории и эксперимента. Однако, ввиду того, что в газозвзвях ширина фронта пламени на несколько порядков превосходит таковую в газах, а также существенную роль играет радиационный прогрев, прямая аналогия представляется неоправданной.

Поступила в редакцию
19/II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Н. Румацов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1971, 201, 1.
2. О. М. Тодес, А. Д. Гольцикер, Я. Г. Горбульский. Докл. АН СССР, 1972, 205, 5.
3. Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. ФГВ, 1973, 9, 5.
4. Л. А. Клячко.— В сб.: Ф. А. Цандер и современная космонавтика. М., Наука, 1976.
5. О. М. Тодес, К. К. Ионушас, А. Д. Гольцикер.— В сб.: Горючесть веществ и химические средства пожаротушения. М., ВНИИПО, 1976.
6. Л. А. Клячко. ФГВ, 1969, 5, 3.
7. Э. М. Спэрроу, Р. Д. Сесс. Теплообмен излучением. Л., Энергия, 1971.
8. Р. Эдвардс, Р. Бойко. Тр. Амер. о-ва инж.-мех., Сер. С. Теплопередача, т. 84, № 4, 1967.
9. G. N. Plass. Applied Opt., 1964, 3, 7.
10. Е. И. Гусаченко, Л. Н. Стесики др. ФГВ, 1974, 10, 5.
11. М. Н. Оцпсик. Сложный теплообмен. М., Мир, 1976.
12. H. M. Cassel, I. Liebman. Comb. and Flame, 1963, 7, 1.
13. I. Liebman, J. Corry, H. E. Perlee. Comb. Sci. Techn., 1972, 5, 21.

ПРОТЕКАНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ В УСЛОВИЯХ ЛИНЕЙНОГО НАГРЕВА

В. Т. Гонтковская, Н. И. Озерковская, В. В. Барзыкин,
С. В. Пестриков
(Черноголовка)

Основой для разработки и обоснования различных схем определения кинетических параметров по экспериментальным данным, полученным при изучении какого-либо неизотермического процесса, всегда является решение прямой задачи о развитии изучаемого процесса. Для термиче-