

При расчетах времени горения частиц магния с учетом излучения обычно выбирают  $\epsilon_r = 0,2 \div 0,5$ . При таких значениях  $\epsilon_r$  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-

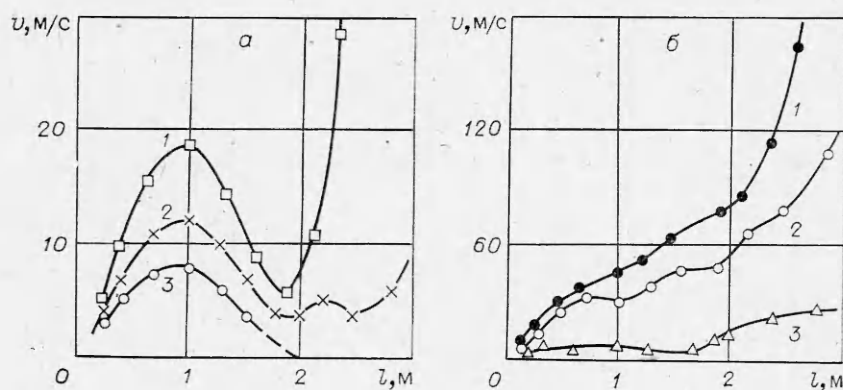


Рис. 1. Зависимость скорости пламени от текущей координаты фронта горения;  $L = 3,5$  м.

а)  $D=0,08$  м, алюминий,  $d=9$  мкм, концентрация  $B$ , г/м<sup>3</sup>; 1 — 280, 2 — 200, 3 — 150; б)  $D=0,056$  м,  $B=300$  г/м<sup>3</sup>; 1 — алюмомагниевого сплава,  $d=19$  мкм, 2 — алюминий,  $d=11$  мкм, 3 — алюминий,  $d=30$  мкм.

крывался вблизи электродов поджига, расположенных у верхнего конца трубы. Об однородности пылегазовой смеси при используемом способе создания аэрозвеси можно судить исходя из того обстоятельства, что в соответствующих опытах со свободным оттоком продуктов сгорания [2] скорость пламени  $v$  оставалась практически постоянной вдоль трубы. Величина  $v$  измерялась с помощью фотодатчиков, расположенных вдоль трубы на расстоянии 0,2 м друг от друга, сигнал от них поступал на светолучевой осциллограф Н-117. Исследовалось влияние концентрации горючего, длины и диаметра труб и различных турбулизирующих элементов на динамику процесса распространения пламени.

Общие закономерности процесса и влияние на них концентрации и сорта горючего иллюстрирует рис. 1. Здесь представлены типичные кривые из серии опытов по зависимости  $v$  от текущей координаты фронта пламени. Значения скорости получены по данным осциллограмм фотодиодной системы регистрации местоположения фронта пламени путем соотношения расстояния между двумя соседними фотодиодами (0,2 м) со временем прохождения фронтом этого расстояния. В отличие от ламинарного режима со свободным оттоком продуктов сгорания [2, 6] высокоскоростным режимам присуще нестационарное течение процесса, характеризующееся различными зависимостями скорости на разных стадиях его протекания.

В первой стадии фронт движется ускоренно, форма его близка к параболоиду вращения. Разброс скоростей на соответствующем этому участке трубы ( $l_1 \leq 1$  м) невелик ( $\leq 2$  м/с). На второй стадии (вторая треть длины трубы) характер движения резко меняется. Форма фронта приобретает развитую, характерную для турбулентного горения структуру. Отклонения от средних значений скорости, указанных на рис. 1, здесь велики — до 12 м/с. Визуально заметно появление на этой стадии возвратно-поступательного движения фронта. Естественно, средние значения скорости продвижения фронта падают, и при недостаточно высокой реакционной способности газозвеси процесс торможения может приобрести необратимый характер: происходит гашение пламени. В противном случае вторая стадия переходит в стадию ускоренного прогрессивного распространения пламени.

По мере увеличения концентрации интенсивность процесса и максимально достижимые значения скорости возрастают. Для наиболее активных из испытанных порошков — газозвесей частиц алюмомагниевого сплава — стадия торможения при высокой концентрации вырождается, а вместо уменьшения скорости наблюдается перегиб на зависимости  $v(l)$ . Для менее активных газозвесей алюминия ( $d=11$  мкм) в этой области характерно периодическое изменение видимой скорости на фоне общей

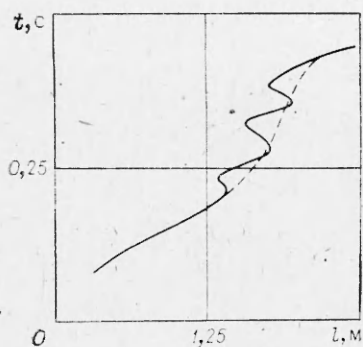


Рис. 2. Фоторазвертка распространения пламени в трубе;  $L = 3,5$  м,  $D = 0,056$  м; алюминий,  $d = 9$  мкм,  $B = 250$  г/м<sup>3</sup>.

тенденции роста ее среднего значения. Для крупнодисперсного порошка алюминия ( $d = 30$  мкм) процесс обладает качественными особенностями, соответствующими указанным выше горючим при меньших концентрациях, и отражает отмеченный в [2] факт влияния дисперсности на протяженность начальной стадии формирования турбулентного пламени.

Сложный, запутанный характер движения фронта на второй стадии с плохо различимыми при фотодиодном способе регистрации особенностями потребовал высокоскоростной киносъемки процесса. Киносъемка производилась с помощью кинокамеры СКС-1М на частоте  $10^3$  кадр/с. Визуализация процесса позволила установить, что распространение пламени на этой стадии сопровождается интенсивными продольными колебаниями. Число полных циклов колебаний при низких концентрациях составляет 2—5 и уменьшается по мере увеличения концентрации. Определяемая по кинограммам частота колебаний — 8—14 Гц. Все сказанное иллюстрирует фоторегистрограмма процесса, приведенная на рис. 2. Там же штрихованной кривой показана усредненная зависимость  $l(t)$ , восстанавливаемая по данным фотодиодной системы регистрации. Особенно наглядными указанные колебания становятся при киносъемке струи холодной газозвеси, истекающей из открытого конца трубы. Причем в полупериоде возвратного движения струя может вообще исчезать: втягиваться в трубу (при низких концентрациях), либо ее интенсивность сильно меняется. При низких концентрациях гашение аэрозвеси всегда происходит в фазе возвратного движения.

Регистрация колебаний давления у закрытого конца трубы (пучность давления стоячей волны) позволила установить, что распростра-

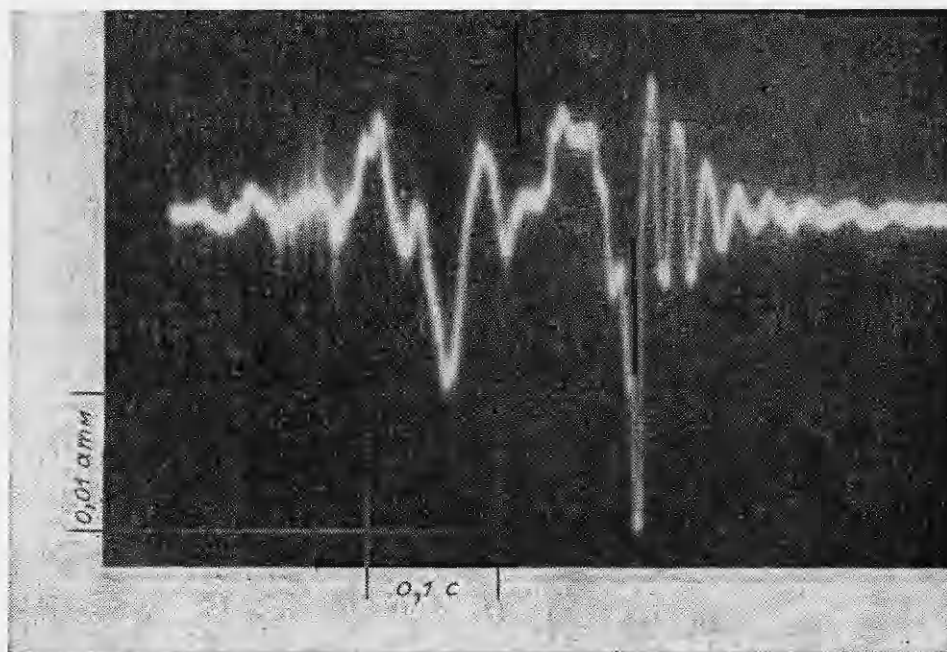


Рис. 3. Осциллограмма колебаний давления у закрытого конца трубы.

зоющееся в трубе пламя сначала возбуждает акустические линейные колебания (рис. 3), частота которых меняется от  $\sim 22$  до  $\sim 40$  Гц по мере продвижения фронта пламени и соответствует первому линейному резонансу столба горячей аэровзвеси, когда на длине трубы укладывается четверть длины волны. При этом амплитуда колебаний давления  $p_m \sim 0,002$  атм, а амплитуда колебаний скорости акустического течения в пучности скорости стоячей волны (у открытого конца трубы) [7]  $v_{ак} = p_m/\rho c \sim 0,5$  м/с (здесь значения  $\rho$  и  $c$  взяты для холодного воздуха). По мере развития процесса возбуждаются интенсивные колебания приблизительно вдвое меньшей частоты и амплитудой, достигающей  $p_m \sim 0,03$  атм, которые можно интерпретировать как первый нелинейный резонанс столба горячей аэровзвеси. После прохождения волны горения по трубе отраженная от дна расширительного сосуда волна сжатия возбуждает в продуктах сгорания затухающие линейные акустические колебания. В акустике генерирование нелинейных резонансных колебаний периодическими возмущениями конечной амплитуды — хорошо известный факт [7]. Таким образом, и в процессах волнового горения ускоренно движущийся фронт пламени аналогично поршню способен возбуждать нелинейные акустические колебания.

При уменьшении длины трубы в 2 раза качественный вид зависимостей  $v(l)$  аналогичен приведенному на рис. 1 на базе 1,75 м, а частоты колебаний находятся в интервале 18—25 Гц, т. е. возрастают приблизительно вдвое в соответствии со значениями первого нелинейного резонанса  $v_1 = c/8L$ . Типичные значения амплитуды колебаний фронта пламени в трубе длиной 3,5 м, соответствующие рис. 2, равны  $\sim 18$  см, а значения видимой скорости прямого  $v\downarrow$  и возвратного  $v\uparrow$  движения фронта, определяемые по данным скоростной киносъемки, соответственно равны 15 и 7 м/с. Если считать, что собственно скорость пламени  $v_{пл}$  при этом не меняется, то  $v\downarrow = v_{ак} + v_{пл}$ , а  $v\uparrow = v_{ак} - v_{пл}$ , и амплитуда скорости акустического течения  $v_{ак} \sim 11$  м/с. При этом амплитуда колебаний давления в пучности составляет 0,036 атм. Измеренные значения  $p_m$  по результатам различных пусков равны 0,02—0,04 атм, т. е. результаты независимых измерений обнаруживают удовлетворительную корреляцию.

Таким образом, закономерности распространения пламени в трубах обусловлены его модуляцией нелинейными неустановившимися акустическими колебаниями, генерируемыми нестационарным пламенем: в фазе прямого движения акустическое течение накладывается па движение фронта пламени, увеличивая видимую скорость. В фазе возвратного течения соответственно видимая скорость уменьшается. Причем если  $v_{пл} \leq v_{ак}$ , наблюдаемые видимые скорости приобретают отрицательные значения, если  $v_{пл} \geq v_{ак}$ , имеют место колебания видимой скорости на фоне ее возрастающего среднего значения (см. рис. 1) или при  $v_{пл} \gg v_{ак}$  перегиб на зависимости  $v(l)$ . Линейные колебания, амплитуда скорости которых мала, практически не сказываются на видимых значениях скорости пламени. Указанные причины также объясняют закономерности быстрых режимов волнового горения газовзвесей, реализуемых в случае зажигания взвеси в центре трубы [2].

Заметим, что аналогичные явления должны иметь место и в гомогенных газовых смесях при инициировании их горения у закрытого конца трубы. По данным, приведенным в [8], можно видеть, что распространение пламени в смеси  $C_6H_6$  и воздуха в трубе длиной 1 м сопровождается продольными колебаниями, причем частота колебаний составляет  $\sim 50$  Гц (заметны три цикла колебаний на фоторазвертке пламени) в сравнении с частотой первого линейного резонанса столба холодной смеси (85 Гц), т. е. близка к первому нелинейному резонансу.

В качестве гипотезы выскажем предположение, что причина описанного термоакустического эффекта состоит в обратной связи между колебаниями скорости горения и давления в системе, которая реализуется посредством периодического изменения поверхности фронта пламени: ее

растяжения в фазе прямого движения и сокращения в фазе обратного.

Возвращаясь к общим закономерностям развития волнового горения в трубах, отметим, что в целом весь процесс можно интерпретировать как переходный от ламинарного к турбулентному. Об этом свидетельствуют как изменения структуры зоны горения, так и достигаемый уровень видимых скоростей, составляющий в конце процесса 200 м/с (см. рис. 1), что даже с учетом степени расширения продуктов сгорания ( $\epsilon \sim 10$ ) дает для скорости пламени величину  $\sim 20$  м/с, намного превосходящую ее значения в ламинарном режиме. Соответственно характерные числа Рейнольдса достигают  $Re \sim 10^6$ , что существенно больше критических значений для развития трубной турбулентности.

Причина перехода обусловлена неустойчивостью ламинарного пламени, особо выраженной в случае конвективного течения расширяющихся к фронту продуктов горения. Механизм перехода неизвестен даже для однородных инертных сред [9], не говоря о двухфазных реагирующих средах, в которых наличие дополнительных масштабов, обусловленных дисперсной фазой, может служить источником дополнительных возмущений. Однако, исходя из общих соображений, к основным причинам, обуславливающим переход, можно отнести: а) гидродинамическую неустойчивость зоны горения по отношению к малым возмущениям — автотурбулизацию [10]; б) вынужденную турбулизацию как результат влияния трения потока о стенки трубы [11]. Кроме того, термоакустический эффект является фактором, способствующим усилению каждой из этих причин.

Естественно, что в условиях реакционных труб одновременно присутствуют все три причины и абстрагироваться от какой-либо из них заранее невозможно. Поэтому представляется интересным искусственным образом усилить действие одного из этих факторов с тем, чтобы выявить их относительную роль. С этой целью проведена серия опытов с различными турбулизирующими элементами. Для проверки первой гипотезы в поток газозвеси на различных расстояниях от места поджига вставлялась сетка, изготовленная из проволоки диаметром 2 мм и размером ячеек 2—4 мм, и хонейкомбы (сотовые решетки) высотой 30 с размером ячеек 5 мм и высотой 100 с размером ячеек 10 мм. Данные элементы способны в первую очередь порождать возмущения внешней поверхности зоны горения и, следовательно, влиять на процесс развития турбулентности. (Размер ячеек более чем на порядок превосходит расстояния между частицами, что позволяет пренебрегать их непосредственным воздействием на горящие частицы. Тем самым в настоящей работе не рассматриваются вопросы влияния детальной структуры газозвеси [12] на устойчивость зоны горения.) Оказалось, что в отличие от однородных газозвесей [13] ни численные значения скоростей, ни качественные закономерности процесса при этом заметно не меняются. Этот факт свидетельствует о большей гидродинамической устойчивости зоны горения по сравнению с таковой в газах, что естественно объяснить значительно большей в сравнении с газами толщиной зоны горения.

Проверка второй гипотезы реализовывалась посредством изменения шероховатости трубы [11], для чего в нее на различных расстояниях от места поджига вводилась изготовленная из проволоки диаметром 2 мм спираль диаметром 50 и шагом 10 мм. Отмечается (рис. 4) сильное интенсифицирующее действие спирали длиной более 0,3 м, помещенной вблизи электродов. Таким образом, несмотря

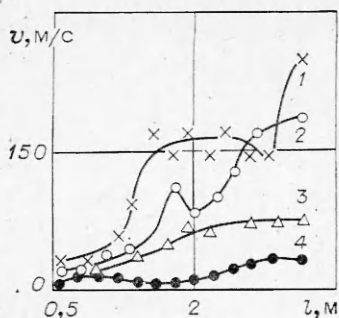


Рис. 4. Влияние шероховатости трубы на развитие процесса распространения пламени;  $L = 3,5$  м,  $D = 0,056$  м; алюминий,  $d = 9$  мкм,  $B = 250$  г/м<sup>3</sup>. Длина спирали, м: 1 — 0,6, 2 — 3, 3 — 0,3; 4 — без спирали.

на наличие многих факторов, способствующих внесению возмущений в зону горения, наиболее вероятным механизмом перехода является развитие грубной турбулентности. Заметим, что роль автотурбуликации должна в наиболее отчетливой форме проявляться в процессах распространения сферически-симметричных пламен, для которых другие отмеченные выше факторы отсутствуют, что предопределяет необходимость постановки опытов со свободным объемом аэрозвесей.

В заключение авторы благодарят Б. В. Новожилова за полезные замечания, а также А. К. Безродных и И. И. Градецкого за помощь в проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Страусс. РТК, 1968, 6, 9.
2. В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев, А. Н. Золотко и др. ФГВ, 1982, 18, 5, 70.
3. H. M. Cassel, J. Liebman, W. K. Mock. Sixth Symp. (Intern.) on Combustion. N. Y., 1957.
4. В. Н. Брынза, Н. В. Бабайцев, С. Г. Панаев. ФГВ, 1979, 15, 1, 117.
5. А. К. Безродных, Л. В. Бойчук, Е. Н. Кондратьев и др. Тез. докл. на семинаре «Механика и физика плазмы и газовых потоков». Рига, 1981.
6. В. Г. Шевчук, С. В. Горошин, Л. А. Клячко и др. ФГВ, 1980, 16, 1, 57.
7. Р. Г. Галлиулин, Н. П. Ревва, Г. Г. Халимов. Теория термических колебаний. Казань: Изд-во КГУ, 1982.
8. Г. Генюш.— В кн.: Нестационарное распространение пламени/Под ред. Дж. Маркштейна. М.: Мир, 1968.
9. Р. Бетчов.— В кн.: Турбулентность. Принципы и применения/Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена. М.: Мир, 1980.
10. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, 14, 6, 240.
11. К. Н. Шелкни. ЖЭТФ, 1940, 10, 7, 823.
12. В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев, А. Н. Золотко и др. ФГВ, 1979, 15, 6, 41.
13. M. W. Evans e. a. Third Symp. on Comb. Flame and Explos. Phenomena. Williams and Wilkins, 1949.

*Поступила в редакцию 17/X 1984,  
после доработки — 14/IV 1985*

#### ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ПЛАМЕНЕМ И ЗОНДОМ ПРИ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОМ ИССЛЕДОВАНИИ СТРУКТУРЫ ПЛАМЕН

*И. Д. Емельянов, О. П. Коробейничев, А. Г. Терещенко,  
Л. В. Куйбида  
(Новосибирск)*

При масс-спектрометрическом зондировании пламен возникает проблема учета тепловых, аэродинамических и концентрационных возмущений, вносимых зондом в пламя [1]. При ширине зоны горения  $\sim 0,1-1$  мм и диаметре поверхности горения 5—20 мм пламя можно считать плоским, т. е. рассматривать распределение скоростей, температур и концентраций как одномерное, что существенно упрощает математическую обработку результатов экспериментов. Зонд обычно имеет форму полого усеченного конуса с отверстием на узком конце (торце)  $\sim 10-200$  мкм, через которое отсасывается проба со скоростью, которая может отличаться от скорости движения газа в пламени. Из-за размеров торца зонда, сравнимых с шириной зоны горения, скорости отсоса, отличающейся от скорости движения газа, и различия температур зонда и пламени простая одномерная модель пламени искажается. Кроме того, реакция не прекращается с попаданием пробы внутрь зонда, но обычно предполагается, что проба быстро охлаждается вследствие адиабатического расширения при сверхзвуковом течении внутри зонда.

В настоящей работе изучается вопрос о теплообмене между зондом и пламенем (точнее, потоком продуктов горения). Этот вопрос исследо-