

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев А. Ф. Механизм горения взрывчатых веществ. Дис. ... докт. физ.-мат. наук.— М.: ИХФ, 1946.— 211 с.
2. Зельдович Я. Б., Франк-Каменецкий Д. А. Теория теплового распространения пламени // ЖФХ.— 1938.— 12.— № 1.— С. 100—105.
3. Андреев К. К. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ.— М.: Наука, 1966.— 346 с.
4. Андреев К. К. Горение вторичных взрывчатых веществ // Патри М. Горение и детонация взрывчатых веществ.— М.; Л.: Оборонгиз, 1938.— С. 149—156.
5. Кашпоров Л. Я., Шелудяк Ю. Е., Мальцев В. М. и др. Влияние начального теплового состояния на скорость горения конденсированных систем // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем: Материалы IX Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черногловка, 1989.— С. 18—21.
6. Кашпоров Л. Я., Рабинович В. А., Шелудяк Ю. Е. Теплофизические аспекты процесса горения // Теплофизические свойства веществ и материалов.— М.: Изд-во стандартов, 1991.— Вып. 30.— С. 139—147.
7. Хмельницкий Л. И. Справочник по взрывчатым веществам. Часть II.— ВА им. Дзержинского, 1962.— С. 105.
8. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Наука, 1972.— 720 с.
9. Семенов Н. Н. Цепные реакции.— М.: Наука, 1986.— 535 с.

г. Сергиев Посад

Поступила в редакцию 11/II 1992,
после доработки — 24/VII 1992

УДК 536.46

С. К. Асланов, В. Г. Шевчук, Ю. Н. Костышин,
Л. В. Бойчук, С. В. Горошин

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВИБРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ АЭРОВЗВЕСЕЙ

Проведены экспериментальные исследования закономерностей развития вибрационного горения аэровзвесей металлических частиц Al, Mg, Zr, Fe и их механических смесей. Выявлены общие и отличительные особенности процесса по сравнению с гомогенными газовыми смесями. Дана теоретическая интерпретация обнаруженным закономерностям на основе анализа устойчивости одномерной модели квазипламени.

Режим вибрационного горения, развивающийся за счет взаимодействия процесса сгорания с акустикой внутреннего объема камеры, представляет собой широко распространенное явление. Оно достаточно подробно изучено для газовых смесей, сгорающих в трубах постоянного сечения. Соответствующая библиография приведена в [1—3].

Многочисленными хорошо известными экспериментами выяснено, что вибрационное распространение пламени включает в себя две последовательные стадии. В случае полужакрытой трубы и зажигания смеси у открытого конца мягкое возбуждение вибрационного режима горения всегда начинается лишь после преодоления пламенем некоторого участка, где оно распространяется стационарно. Далее, на первой стадии колеблющаяся пламя сохраняет основную форму своей поверхности, а амплитуды акустических возмущений остаются небольшими. Во второй стадии на фронте пламени развивается периодическое волнообразование, сопровождающееся резким увеличением интенсивности продольных акустических колебаний. Частота колебаний во всех случаях оказывается близкой к собственной для разделенного пламенем газового столба в трубе длиной L . Простейшую аналитическую теорию вибрационного горения, в достаточной степени объясняющую главные экспериментальные результаты, удалось построить в [4] с позиций единообразного интегрального описания обеих стадий колебательного процесса.

© С. К. Асланов, В. Г. Шевчук, Ю. Н. Костышин, Л. В. Бойчук, С. В. Горошин, 1993.

Проведенными экспериментами [5, 6] установлено существование вибрационного режима горения в трубе и для аэровзвесей. При этом общий характер развития колебательного процесса сгорания таких систем, по крайней мере, для мелкодисперсных взвесей, остается подобным таковому в газовых смесях. Однако различие закономерностей распространения пламени по аэрозолю и по газу принципиально расширяет картину образования возможных стадий развития вибрационного режима сгорания аэровзвеси в трубе, обогащая ее качественно новыми элементами. Последнее вызывается прежде всего тем, что в противоположность газовым смесям для аэровзвесей нарастание амплитуды колебаний сопровождается убыванием средней скорости распространения пламени вдоль трубы, а концентрационные пределы распространения пламени в аэровзвесах охватывают диапазон гораздо более широкий нежели область возбуждения двух указанных последовательных стадий.

Ниже проводится детальное экспериментальное исследование вибрационного режима сгорания аэровзвесей различного состава и концентрации в трубе постоянного сечения. Мелкодисперсный характер изучавшихся аэрозолей позволяет применять для построения простой аналитической теории их вибрационного горения интегральный метод, совершенно аналогичный разработанному в [4] для гомогенного случая.

Эксперимент

Опыты проводились в вертикальной кварцевой трубе длиной 1,0 м и внутренним диаметром 56 мм. Смесь воспламеняли у верхнего открытого конца трубы электрической индукционной искрой ($W \approx 27$ Вт), пламя распространялось вниз к закрытому концу трубы. Для создания стационарного потока аэровзвеси со скоростью 0,1 м/с использовалось специальное устройство, состоящее из поршневого дозатора порошка и кольцевого щелевого распылителя (рис. 1). Непосредственно перед зажиганием двухфазный поток останавливался. Массовую концентрацию порошка во взвеси регулировали за счет изменения скорости подачи порошка в распылитель с помощью электромеханической системы. Видимая скорость распространения пламени и структура фронта фиксировались фоторегистратором с непрерывной протяжкой фотопленки ФОР-2, снабженным специально встроенным отметчиком времени, и кинокамерой СКС-1М, «Красногорск».

В экспериментах использовались порошки близкого дисперсного состава (d_{10} , мкм: Mg — 7, Zr — 3,8, Al — 6, Fe — 4,9), а также механические смеси Al — Fe, Al — Zr.

В целом процесс распространения пламени может быть охарактеризован как достаточно сложный каскад переходов от ламинарного к турбулентному режиму горения. Все типы реализуемых явлений можно классифицировать следующими видами переходов для зависимостей $l(t)$, где l — продольная координата фронта, t — время (рис. 2). Их последовательность ($a \rightarrow \partial$) приблизительно соответствует увеличению концентрации с горючего для данного вида горючей смеси, а следовательно, и увеличению нормальной скорости пламени.

Реализация того или иного типа определяется значением видимой скорости пламени, которая, в свою очередь, зависит от физико-химических параметров горючей смеси (тип, концентрация, дисперсность твердой фазы, концентрация окислителя) и формы поверхности фронта. При этом надо иметь в виду, что прямая корреляция между видимой скоростью пламени и концентрацией горючего имеет место только в том случае, когда поверхность фронта гладкая и представляет собой на начальном участке $1-2$ параболоид вращения. Если форма поверхности неправильна (например, существенно неосесимметрична или сильно вытянута в виде языка пламени), то обычно видимая скорость сильно возрастает. Однако в этом случае определить нормальную скорость пламени не представляется возможным.

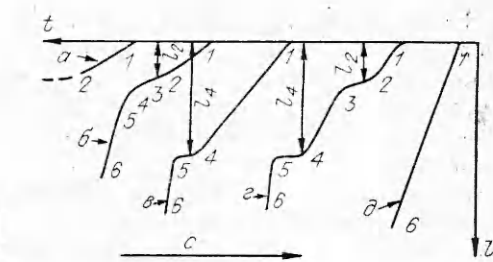
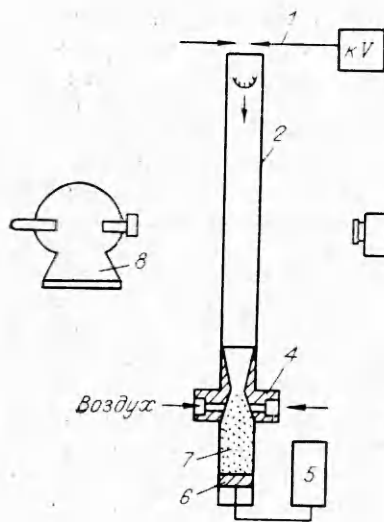


Рис. 2. Характерные типы зависимостей продольной координаты фронта пламени l от времени t .

← Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — электроды зажигания; 2 — кварцевая труба; 3 — фотоэлектрический регистратор ФОР-2; 4 — распылительное устройство; 5 — электромеханическая система; 6 — поршень; 7 — засыпка порошка; 8 — кинокамера.

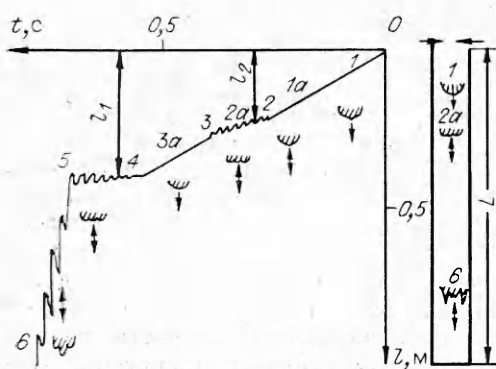


Рис. 3. Типичная фоторегистрограмма движущегося фронта пламени (Al, $c = 260 \text{ г/м}^3$).

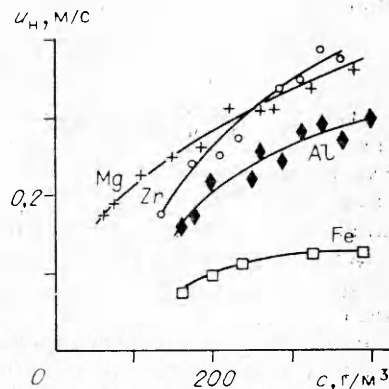


Рис. 4. Зависимость $u_n(c)$.

Остановимся подробнее на сущности характерных участков зависимости $l(t)$. На рис. 3 приведена типичная фоторегистрограмма, соответствующая наиболее «богатому» каскаду переходов (тип g , рис. 2).

1. Участок $1-1a$ зависимости $l(t)$ соответствует ламинарному режиму, форма поверхности пламени обычно — параболоид вращения, обращенный вершиной в исходную смесь. Значения нормальной скорости пламени $u_n = v_1 S_c / S_n$ (где v_1 — видимая скорость, вычисляемая по наклону зависимости $l(t)$ или по данным кино съемки; S_n — поверхность параболоида, S_c — его сечение, определяемые по кинограммам процесса) возрастают с увеличением концентрации горючего $\sim \sqrt{c}$ в соответствии с кондуктивной теорией ламинарного пламени [7] (рис. 4).

Для дальнейшего рассмотрения важна зависимость скорости от начальной температуры горючей смеси T_0 и давления p . Для частиц, сгорающих в диффузионном режиме (а именно такой режим в волне горения наиболее вероятен для частиц Al, Mg, Zr [7]), следует ожидать слабой зависимости u_n от p , поэтому в дальнейшем будем полагать $du_n/dp = 0$. Специальные исследования на ламинарном предварительно перемешанном бунзеновском факеле алюминия с предварительным подогревом горючей смеси показали, что

$$u_n \sim A_0 T_0^\alpha, \quad (1)$$

где $\alpha = 1,4$.

Концентрированные пределы для реализации переходных процессов, представленных на рис. 2

Горючее	с (г/м ³) для процесса			
	а	б-в	г	д
Al	<120	120—170	170—260	260—480
75% Al + 25% Fe	<220	220—330	280—430	—
50% Al + 50% Fe	<240	240—370	390—440	—
25% Al + 75% Fe	<340	340—450	Нет	460—560
Fe	<750	—	—	—
Zr	<150	150—380	—	—

Примечание. Прочерк означает, что большие концентрации в опытах не получены.

2. В конце данного участка наблюдается переход к вибрационному режиму первого типа с продольными колебаниями фронта пламени (участок 1а — 2). Частота колебаний соответствует первому линейному резонансу столба горящей взвеси в полузакрытой трубе (в условиях экспериментов $\nu \sim 110$ Гц) и несколько повышается по мере продвижения фронта пламени за счет увеличения столба продуктов сгорания. Амплитуда колебаний на участке 1а — 2 монотонно возрастает (достигая в точке 2 типичных значений $h_0 \sim 1 \div 2$ мм), а видимая скорость и форма пламени остаются практически неизменными, т. е. имеет место мягкое возбуждение акустических колебаний.

3. В точке 2 на расстоянии l_2 от открытого конца трубы наблюдается процесс перехода к вибрационному режиму второго типа с волнообразованием на поверхности фронта. Обычно видны три полуволны (редко 2 или 5). Происходит периодическая перестройка формы пламени. В целом оно приобретает практически плоскую форму с характерными волнами. Период волнообразования, как и для газофазных горючих, вдвое превышает период продольных колебаний. Средняя видимая скорость пламени на участке 2—3 v_{23} в 1,5—2,5 раза ниже таковой v_{12} на ламинарном участке, что принципиально отлично от газовых смесей, где она существенно возрастает. Амплитуда колебаний на данном участке достигает 2—5 мм.

4. В точке 3 дальнейшее развитие процесса неоднозначно (см. таблицу). При низких с имеет место гашение пламени, происходящее в фазе обратного движения фронта (рис. 2, а), либо (рис. 2, б) амплитуда пульсаций плавно (участок 3—4—5 рис. 2, б) переходит в турбулентный режим, характеризующийся развитой нерегулярной структурой фронта пламени, интенсивными продольными пульсациями (типичные значения их амплитуды растут от ~ 3 мм в точке 3 до 50 мм в точке 5) и видимыми значениями скорости пламени на участке 5—6 $v_{56} \lesssim 10$ м/с, либо (см. рис. 2, г, рис. 3) амплитуда колебаний в точке 3 начинает уменьшаться и процесс в обратном порядке возвращается к таковому на участке 1—2, при этом пламя на участке 3—4 практически восстанавливает значение видимой скорости и форму поверхности, характерные для участка 1—2.

В последнем случае в точке 4 на расстоянии l_4 от конца трубы повторяется картина перехода, аналогичная развитию процесса на участке 1—3, т. е. снова имеет место переход ламинарное пламя \rightarrow вибрационное типа I \rightarrow вибрационное типа II, реализуемый по механизму мягкого возбуждения. Обычно амплитуда колебаний на участке 4—5 в 2—3 раза превышает таковую на участке 2—3, достигая значений 10—15 мм. Интересно, что в отличие от участка 2—3 видимая средняя скорость, определяемая как (dl/dt) , еще более уменьшается и практически остается одинаковой для всех изученных горючих, составляя 0,095—0,13 м/с.

5. В определенном для каждого типа горючей смеси диапазоне концентраций (см. таблицу) участок 2—3—4 отсутствует (см. рис. 2, в), так что в этом случае имеет место только прямой переход: ламинарное → → вибрационное → турбулентное пламя, без характерного для случая рис. 2, г обратного перехода. При этом переход к турбулентному пламени в точке 5 (см. рис. 2, в, г) в отличие от рис. 2, б носит «жесткий» характер, т. е. осуществляется скачком в фазе прямого течения в пульсации.

6. По мере дальнейшего увеличения концентрации и, как следствие, роста видимой скорости пламени устойчивость процесса еще более возрастает и он носит ламинарный характер на всем его протяжении — тип, представленный на рис. 2, д.

7. Остановимся также на некоторых кинематических соотношениях изучаемых переходных процессов. Для процесса, идущего по типу 2, б или 2, в значение l_* , соответствующее положению плато на зависимости $l(t)$, растет по мере увеличения v_{10} на ламинарном участке от значения, соответствующего l_2 — в схеме 2, г до l_4 — нижней «полки» той же схемы.

Более того, точка 4 на рис. 2, б соответствует положению l_4 на рис. 2, в, в этой точке вместо нижнего плато имеет место некоторый излом на зависимости $l(t)$.

По серии многочисленных экспериментов в опытах, где реализуются два плато (рис. 2, г), верхняя расположена на расстоянии $l_2 \approx (0,23 \div 0,29)L$, нижняя — $l_4 \approx (0,47 \div 0,52)L$. Для всей серии опытов $l_4/l_2 = 1,75 \div 2$ — характерное соотношение.

8. Для процессов, идущих по схеме 2, б, если скорость турбулентного пламени $v_{45} \lesssim 3$ м/с, на последней четверти трубы (при подходе к закрытому концу) происходит гашение колебаний, носящее характер обратного перехода: турбулентное пульсационное → вибрационное → ламинарное пламя. Для схем 2, в и 2, г, характеризующихся существенно большими значениями скорости на турбулентном участке $v_{56} \sim 10$ м/с (а также для схемы 2, б при $v_{45} > 3$ м/с), процесс гашения реализуется на весьма коротком промежутке у закрытого конца трубы и четко идентифицировать его с определенным каскадом переходов не удается.

Теоретический анализ. Сравнение с результатами экспериментов

Принимая во внимание весьма малый размер диспергированных частиц и их пренебрежимо малую объемную концентрацию, воспользуемся интегральным подходом [4], развитым для построения простой теории вибрационного горения газовых смесей. С этой целью в качестве эффективной математической модели, полностью следуя [4], введем в рассмотрение одномерную схематизацию распространения по трубе процесса сгорания как целого в виде некоторой плоской переходной зоны конечной толщины H , во внутреннюю структуру которой включим сложную нестационарную геометрию истинного фронта пламени. Тем самым с помощью такого квазипламени сосредоточим внимание прежде всего на участии процесса сгорания в целом в формировании продольно-колебательного режима его распространения.

Проблему внутренней неустойчивости этого квазипламени рассмотрим в качестве квазиодномерного приближения, правильно учитывая известные механизмы обратной связи газодинамических возмущений с процессом сгорания. Возмущенные состояния типа $e^{i\omega t}$ течения в трубе сопрягаются через контрольный объем протяженного квазипламени с помощью интегральной формы законов сохранения массы, импульса и энергии. На концах трубы выполняются соответствующие условия акустического отражения. Уравнение для количественного описания механизмов обратной связи получается путем варьирования выражения для эффективной скорости v_1 распространения двумерной структуры пламени в трубе с учетом функциональной зависимости (1). При этом периодические изменения пропускной способности сечения трубы за счет возмущений δS_x площади поверхности сгорания при вибрационном режиме,

как известно [1], обусловлены на его начальной стадии периодическим изменением вытянутости пламени в звуковом пограничном слое у стенок трубы, а при переходе ко второй стадии — развитием волнообразования на фронте пламени.

Вклад указанного механизма в приращении скорости δv_1 в принятой одномерной модели протяженного квазипламени, выражается единообразно интегральной формой [4]. Ширина квазипламени H , очевидно, должна определяться масштабом колебательных процессов, образующих его структуру в каждом случае. На первой стадии — это толщина звукового пограничного слоя, на второй — масштаб волнообразования на фронте пламени.

Поставленная задача о возмущениях сводится к уравнению для собственных значений ω , решение которого найдено в [4] в виде следующего асимптотического представления:

$$\omega \tau_1 = i\omega_0 + \omega_1 M_1 + \omega_2 \zeta + \dots \quad (2)$$

по $M_1 \zeta \ll 1$. Здесь a_l — скорость звука; L_l — расстояние пламени от концов трубы;

$$M_1 = \frac{v_1}{a_1}, \quad \zeta = \frac{H}{L_1}, \quad \tau_1 = \frac{L_1}{a_1}, \quad m = \frac{\tau_2}{\tau_1}. \quad (3)$$

Физическим параметрам в исходной горючей смеси и продуктам сгорания соответствуют индексы $l = 1$ и 2 .

Главный член ω_0 асимптотики (2) представляет собственную круговую частоту неподвижного акустического объема в трубе длиной $L = L_1 + L_2$, разделенного процессом сгорания. Эту вещественную величину удастся определить аналитически в зависимости от отношения акустических импедансов сгоревшей и несгоревшей среды для целого ряда конкретных местоположений пламени вдоль всей протяженности трубы, характеризующихся параметром m . Поправки ω_1 и ω_2 на движение квазипламени и его ширину представляются следующим образом:

$$\begin{aligned} \omega_1 &= D [B - \exp(i\omega_0 \tau)], \quad \omega_2 = -i\omega_0 (D + 1), \\ B &= A + 1 - \gamma_1 + \frac{\delta - \gamma_1 \gamma_2}{\delta - 1}, \quad \delta = \rho_1 / \rho_2, \\ A &= \frac{\gamma_1 - 1}{4} \frac{\partial \ln u_H}{\partial T_0}, \quad \tau = H / v_1, \end{aligned} \quad (4)$$

если учесть зависимость (1). Здесь ρ_l — плотность; γ_l — эффективное отношение теплоемкостей; D явно выражается через ω_0 , параметры δ , m и акустические импедансы [4].

В интересующем нас (с позиций поставленных опытов) случае распространения горения от открытого к закрытому концу трубы для всех рассмотренных местоположений пламени ($0 < m < \infty$) имеет место $D(m) > 0$. Поэтому критерий возбуждения нарастающих колебаний $\text{Re } \omega > 0$ сводится к неравенству

$$\text{Re } \{B - \exp(i\omega_0 \tau)\} > 0 \quad \text{или} \quad \cos \Omega < B, \quad (5)$$

где $\Omega = \omega_0 H / v_1 = 2\pi \nu H / v_1$; ν — циклическая частота.

Что касается малых значений m , отвечающих окрестности вблизи горячего открытого конца трубы, то здесь $D(m) \sim m^2$, т. е. с точностью до $m^2 M$, неустойчивость будет отсутствовать ($\text{Re } \omega \approx 0$).

Последнее равенство из (3) равносильно соотношению

$$\frac{L}{L_2} = 1 + \frac{1}{m\sqrt{\delta}}$$

и позволяет дать теоретическую оценку размера всегда наблюдаемой в эксперименте области предвибрационного распространения горения непосредственно после поджигания. Поскольку используемым в данных

опытах горючим системам отвечают $\delta \approx 8 \div 9$, то по крайней мере для $m < 0,1$ длина устойчивого участка $1-1a$ (см. рис. 3) может быть оценена как $L_2/L < 0,25$. Последнее соответствует приведенным выше экспериментальным наблюдениям.

Переход к первой стадии вибрационного горения (исключительно с продольными колебаниями пламени) осуществляется согласно критерию (5). Принимая $\gamma = 1,4$, из (1) и (4) можно получить $B \approx 0,74$, что равносильно приближенной записи $B \approx \cos(\pi/4)$. В результате условие возбуждения неустойчивых колебаний (5) примет форму неравенства

$$\Omega > \pi/4, \text{ т. е. } 8vH/v_1 > 1. \quad (6)$$

Если физико-химические параметры горючей смеси не позволяют его выполнить, то вибрационный режим не реализуется. Такая ситуация наблюдалась (см. рис. 2, *d*) при высоких концентрациях горючего и объясняется достаточно большой величиной v_1 . В остальных случаях, когда условие (6) оказывается выполненным, амплитуда колебаний будет возрастать. Поскольку ее масштаб h , определяя ширину модельного квази-пламени, соизмерим с H , то неравенство (6) позволяет дать следующую его оценку. На основании опытных измерений видимой скорости $v_1 \sim 0,4 \div 0,8$ м/с и частоты $\nu \sim 110$ Гц будем иметь $h \geq (0,5 \div 1,0)$ мм, что находится в согласии с экспериментом.

Перехода ко второй стадии вибрационного режима следует ожидать лишь после достижения амплитудой колебаний некоторого порогового значения h_0 , которое окажется достаточным для того, чтобы вызвать соответствующие ускорения фронта пламени, способные ввести в действие механизм прогрессивного периодического волнообразования на нем [2]. Поэтому с теоретической точки зрения такое возбуждение окажется наиболее вероятным в окрестности максимального значения амплитудной характеристики $\text{Re}(i\omega) = \text{Re} \omega_1$, т. е. $\Omega \sim \pi$, в соответствии с (2), (4). Последнее позволяет получить среднюю оценку для диапазона амплитуд возбуждения второй стадии $h_0 \sim 2 \div 4$ мм, которая подтверждается измерениями.

Как выяснено выше, развитие второй стадии вибрационного горения происходит при одновременном возрастании амплитуды продольных колебаний пламени h и масштаба волнообразования на его фронте $H_v \sim H$, формирующего структуру модельного квазипламени. Это сопровождается значительным уменьшением v_1 , что принципиально отличает вибрационный режим горения аэровзвесей от такового в газовых системах, для которых характерна противоположная тенденция поведения v_1 . Данная закономерность позволяет теоретически объяснить возможность реализации при благоприятных физико-химических условиях участка повторного возбуждения вибрационного режима в аэровзвесах (см. рис. 2, *g*, рис. 3).

В самом деле, если для газовой системы амплитуда h превзойдет h_0 и Ω попадет в область возбуждения второй стадии (а именно по [4]: $\Omega \sim \pi \pm \pi/3$), то одновременное возрастание $H \sim h$ и v_1 делает Ω слабо изменяющейся величиной. Вследствие чего Ω , оставаясь в интервале наибольших инкрементов, сохраняет включенным механизм волнообразования и приводит к последующей турбулизации процесса.

Иначе может происходить возбуждение второй стадии для аэровзвеси. Попад после достижения амплитудой порога h_0 в область возбуждения второй стадии, т. е. в некоторую окрестность около значения π , величина Ω резко возрастает, ибо теперь увеличение $H \sim h$ будет сочетаться с существенным уменьшением v_1 (участок $2-2a$ на рис. 3). Если при этом физико-химические условия (в частности c) будут благоприятны, то Ω , превзойдя π , может выйти за пределы диапазона наибольших инкрементов, отвечающих возбуждению периодического волнообразования во фронте. В результате действие данного интенсивного механизма обратной связи окажется выключенным, и происходит обратный переход к первой стадии вибрационного режима.

Этот переход, как показывают настоящие эксперименты, сопровождается быстрым возвращением видимой скорости v_1 практически к своему первоначальному значению, т. е. интенсивным увеличением, а следовательно, резким уменьшением Ω . Последнее влечет за собой значительное уменьшение инкремента нарастания амплитуды, так что он оказывается не в состоянии полностью «справиться» с потерями. Колебания затухают, а Ω продолжает убывать (из-за незначительного изменения видимой скорости на первой стадии вибрационного режима) до тех пор, пока остается в силе (6).

При $\Omega \leq \pi/4$ наступает полная стабилизация, т. е. в конечном итоге, происходит возвращение практически к исходному состоянию (участок 3—3а на рис. 3), что вполне соответствует экспериментальным наблюдениям. Далее опять может начаться процесс повторного возбуждения обеих стадий вибрационного горения (участок 3—4 на рис. 3), аналогичный первоначальному на участке 1а—2а, но при других значениях m .

Выводы

1. В аэровзвесах тонкодисперсных горючих порошков основные кинематические закономерности вибрационного режима горения аналогичны таковым в газообразных смесях, что по всей вероятности, обусловлено общностью механизма обратной связи между акустическими колебаниями в системе и процессом горения. Принципиальное отличие от газофазных смесей состоит в существенном снижении средней скорости пламени при развитии волнообразования на его поверхности.

2. В целом переход от ламинарного к вибрационному (а в последующем и к турбулентному) режиму горения характеризуется в сравнении с газами целым рядом особенностей и, прежде всего, более сложным каскадом переходов, включающим в себя возможность как прямого (ламинарное пламя \rightarrow вибрационное типа I \rightarrow вибрационное типа II), так и обратного ему перехода.

3. Анализ на основе интегральной теории вибрационного горения позволяет объяснить неоднократное возбуждение колебательных режимов в процессе распространения по трубе волны горения как результат указанного снижения средней скорости пламени при волнообразовании на поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абриков С. А., Чучкалов И. А. Вибрационное распределение пламени.— Чебоксары: ЧГУ, 1975.
2. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение.— М.: Физматгиз, 1961.
3. Нестационарное распространение пламени/Под ред. Дж. Г. Маркштейн.— М.: Мир, 1968.
4. Асланов С. К. Об интегральном построении теории вибрационного горения // ФГВ.— 1992.— 28, № 1.— С. 39—46.
5. Горошин С. В., Шевчук В. Г., Агеев Н. Д. Вибрационное горение газозвесей // Там же.— 1981.— 17, № 6.— С. 15—21.
6. Shevchuk V. G., Goroshin S. V., Boichuk L. V. Some fundamental properties of flame propagation in dust-air mixtures // XXIII Symp Int. on Combust., 1990, Orlean.— P. 434.
7. Шевчук В. Г., Безродных А. К., Бойчук Л. В. О механизме ламинарного пламени в аэровзвесах металлических частиц // ФГВ.— 1988.— 24, № 2.— С. 24—29.