

$$\delta_r \sim u\tau_r \sim v/u, \quad \delta_t \sim u\tau_t \sim \chi u,$$

$$\delta_{ch} \sim u\tau_{ch} \sim \chi/u \cdot RT_{ch}/E,$$

где $\delta_{r,t}$ — ширина вязкой и тепловой зон соответственно. Отсюда следует

$$\delta_{ch}/\delta_r \sim \tau_{ch}/\tau_r \sim 1/Pr \cdot RT_{ch}/E, \quad \delta_{ch}/\delta_t \sim \tau_{ch}/\tau_t \sim RT_{ch}/E,$$

$$\delta_{ch}/\sqrt{\nu\tau_{ch}} \sim \sqrt{\tau_{ch}/\tau_r} \sim \sqrt{1/Pr \cdot RT_{ch}/E},$$

где $Pr = \nu/\chi$ — число Прандтля. Таким образом, при обычно выполняющемся неравенстве $RT_{ch}/E \ll 1$ зону химической реакции можно рассматривать как поверхность, на которой непрерывны все величины (в том числе и касательное напряжение).

2. Используемое в работе неравенство $\nu > 1$ в соотношениях $u_{\mp} = (1 \pm \nu)/\lambda$ означает условие эволюционности [8], не допускающее лишних возмущений.

3. Вид вторых характеристических уравнений (1.10), (2.13), дающих при $kd \rightarrow \infty$ переходы 2—3, неоднозначен. Например, можно получить еще два вида уравнения (2.13). Отличие между всеми этими представлениями заключается в различии предельных переходов при $kd \rightarrow 0, \infty$. Причина неоднозначности сводится к различным способам определения $\tilde{T}_{2\pm}$ из (2.6), (2.9) при решении диффузионной части задачи из остальных граничных условий. Приведенные здесь системы уравнений (1.9), (1.10) и (2.12), (2.13) дают по 4 разных предельных перехода.

Поступила в редакцию
29/V 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, 14, 6.
2. В. Г. Левич. Докл. АН СССР, 1956, 109, 5.
3. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4.
4. В. И. Ягодкин. Изв. АН СССР. ОТН, 1955, 7.
5. Нестационарное распространение пламени. Под ред. Д. Г. Маркштейна. М., «Мир», 1968.
6. Б. Дельмон. Кинетика гетерогенных реакций. М., «Мир», 1972.
7. Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1948, 22, 1.
8. И. М. Гельфанд. УМН, 1959, 14, 2.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВИБРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ОДНОРОДНОЙ СМЕСИ В МОДЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ

А. В. Прохоров, В. И. Фурлетов

(Москва)

Экспериментальное исследование механизма неустойчивого горения в камерах сгорания затруднено из-за сложных условий горения. В связи с этим в ряде работ выполнено исследование на моделях в упрощенных условиях турбулентного горения однородной смеси [1, 2]. При горении однородной смеси сохраняется основная причина неустой-

чивости — чувствительность объемной скорости тепловыделения к акустическим колебаниям газа в камере. Вместе с тем применение однородной смеси открывает возможность более углубленного изучения природы вибрационного горения, благодаря предельной идеализации горения (исключения из него процессов дробления, испарения и перемешивания исходных компонентов).

В настоящее время нет единой точки зрения на механизм обратной связи при вибрационном горении. Существует ряд гипотез, объясняющих вибрационное горение однородной смеси, например, изменением площади поверхности пламени под воздействием переменного ускорения, вихреобразования за стабилизаторами, периодическими нарушениями стабилизации пламени, чувствительностью скорости химической реакции к колебаниям давления и температуры газа [1, 2] и т. д. В подтверждение той или иной гипотезы приводятся отдельные экспериментальные факты, полученные, как правило, в опытах с пламенами, размеры которых малы по сравнению с длиной звуковой волны.

Необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования с целью более детального понимания механизма вибрационного горения. Цель настоящей работы состоит в получении дополнительных сведений о механизме обратной связи при возбуждении продольных акустических колебаний в модельной камере с протяженной зоной горения. В связи с этим в работе исследуется влияние условий стабилизации и положения пламени по длине камеры на возбуждение и амплитуду колебаний давления.

Экспериментальная установка

Исследование устойчивости горения относительно продольных колебаний проводилось с прямоугольной камерой, работающей на однородной бензино-воздушной смеси (рис. 1). Камера набиралась из отдельных секций с размерами: длина 300, высота 200 и ширина 75 мм. Общая длина камеры $L=1,62$ или $3,12$ м. Для изменения расхода горючей смеси на входе в камеру устанавливался регулируемый дроссель. На нем

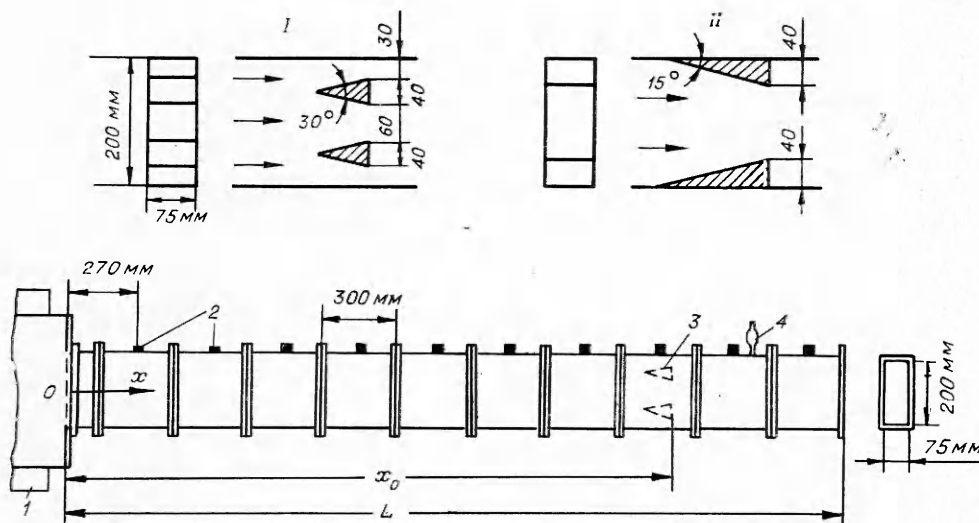


Рис. 1. Схема модельной камеры со стабилизаторами I и II.

1 — регулируемый дроссель; 2 — места установки датчиков давления; 3 — стабилизаторы пламени; 4 — воспламенитель.

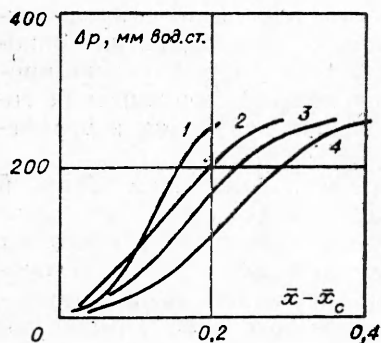


Рис. 2. Изменение статического давления по длине зоны горения; $L=3,12$ м, $v=32$ м/с, $\alpha=1,2$.

Режим устойчивого горения: 2 — стабилизаторы I, $\bar{x}_c = 0,68$, 4 — стабилизаторы II, $\bar{x}_c = 0,56$; режим вибрационного горения (стабилизаторы II): 1 — $2A_1=20$ кПа, $f=140$ Гц, $\bar{x}_c = 0,47$, 3 — $2A_1=3$ кПа, $f=180$ Гц, $\bar{x}_c = 0,62$.

создавался критический перепад давления, обеспечивающий постоянство подачи смеси в камеру при колебаниях. Другой конец камеры оставался открытым, поэтому давление в ней мало отличалось от атмосферного.

Для получения однородной горючей смеси в трубопровод, по которому в камеру поступал нагретый воздух, впрыскивался жидкий бензин Б-70. Температура горючей смеси на входе в камеру $T=500 \pm 10$ или 600 ± 10 К. Для стабилизации пламени в потоке горючей смеси использовались два типа стабилизирующих устройств с одинаковым загромаждением (40%). На задних стенках стабилизаторов равномерно вдоль верхней и нижней кромок в 6 мм от них располагались 36 отверстий диаметром 0,65 мм. В некоторых опытах через эти отверстия подавался газообразный пропан или азот. Положение стабилизаторов по длине камеры регулировалось координатником.

Характер выгорания смеси за стабилизаторами иллюстрируется кривыми изменения статического давления по длине зоны горения, представленными на рис. 2. По оси ординат указан перепад статического давления за вычетом его значения в потоке негорящей смеси. Для коэффициента полноты сгорания η справедливо приближенное равенство $\eta = \Delta p / \Delta p_2$, где Δp_2 — перепад давления при полном сгорании топлива. По оси абсцисс дано отношение расстояния от выбранного сечения зоны горения до задних кромок стабилизаторов к длине камеры. Протяженность зоны горения за периферийными стабилизаторами II значительно больше, чем за стабилизаторами I. Кроме того, на протяженность зоны горения сильно влияют акустические колебания. С ростом амплитуды колебаний зона горения сокращается.

Регистрация колебаний давления в камере сгорания проводилась индуктивными датчиками давления типа ДМИ, установленными на волноводах, которые располагались в различных точках по длине камеры (см. рис. 1). В качестве усилителей использовались индуктивные высокочастотные преобразователи типа ИВП-2. Во время экспериментов сигналы от датчиков записывались на магнитную ленту многоканального измерительного магнитофона ЕММ-141 «Тесла» для последующего спектрального анализа, который осуществлялся на анализаторе СК4-26 (скорость сканирования частоты 11 Гц/с, полоса пропускания 5 Гц).

Измерения амплитуды, частоты и фазы колебаний в различных точках по длине камеры позволяли определить вид этих колебаний. Они соответствовали различным модам продольных колебаний в камере с одним открытым концом. Частоты первых четырех мод при коэффициенте избытка воздуха $0,9 \leq \alpha \leq 1,4$ указаны

Номер моды	Частота колебаний (Гц) при $0,9 \leq \alpha \leq 1,4$ и $0,4 \leq \bar{x}_c \leq 0,8$		Обозначения на графиках
	$L=3,12$ м	$L=1,62$ м	
1	45—60	110—130	△
2	110—140	230—260	●
3	170—200	300—340	+
4	250—300	—	□
	Отсутствие колебаний		○

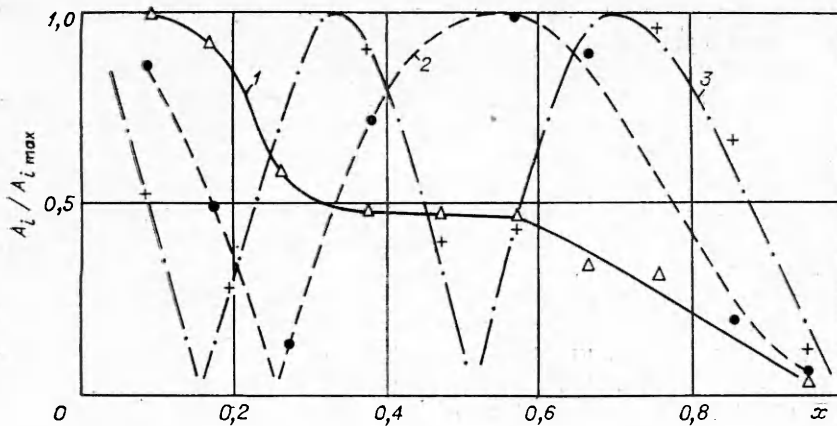


Рис. 3. Распределение амплитуды колебаний давления; $L=3,12$ м, $\alpha=1,3$.
 1 — мода 1, стабилизаторы II, $v=32$ м/с, $\bar{x}_c=0,36$; 2 — мода 2, стабилизаторы I, $v=32$ м/с, $\bar{x}_c=0,66$; 3 — мода 3, стабилизаторы I, $v=45$ м/с, $\bar{x}_c=0,66$.

в таблице. Там же приведены обозначения мод, которые используются на рисунках. В опытах наблюдались и более высокие моды колебаний.

Типичные экспериментальные распределения относительной амплитуды колебаний давления $A_i/A_{i\max}$ для первых трех мод колебаний (i — номер моды) показаны на рис. 3. Измерения показали, что вид распределений амплитуды для второй и третьей моды слабо зависит от положения и типа стабилизаторов (в области $0,4 \leq \bar{x}_c \leq 0,8$; $\bar{x}_c = x_c/L$, где \bar{x}_c — относительное расстояние от начала камеры до задних кромок стабилизаторов), от скорости набегающего на стабилизаторы потока смеси ($30 \leq v \leq 60$ м/с), коэффициента избытка воздуха ($1,0 \leq \alpha \leq 1,4$), а также от длины камеры сгорания ($1,62 \leq L \leq 3,12$ м). Вид кривой распределения амплитуды колебаний давления для первой моды зависит от положения стабилизатора. В отличие от второй и третьей мод распределение амплитуды для первой моды заметно отличается от теоретического [1]. Из сопоставления рис. 2 и 3 видно, что протяженность зоны горения соизмерима с длиной звуковой волны.

Результаты эксперимента и их анализ

Влияние коэффициента избытка воздуха на амплитуду колебаний давления при фиксированном положении стабилизаторов I показано на рис. 4. По оси ординат даны значения удвоенной амплитуды колебаний $2A_1$, регистрируемые первым от входа в камеру датчиком давления.

Рассмотрим изменение амплитуды колебаний с частотой, соответствующей частоте второй моды. В диапазоне $1,5 < L < 1,8$ эти колебания носят случайный характер. При обогащении смеси и при ее обеднении вблизи границы срыва, которая обозначена на рис. 4 короткой вертикальной линией,

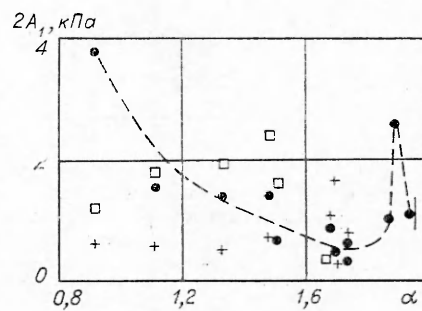


Рис. 4. Зависимость амплитуды колебаний давления от состава смеси; $L=3,12$, стабилизаторы I, $\bar{x}_c=0,66$, $v=59-61,5$ м/с.

амплитуда увеличивается, и колебания принимают все более регулярный характер.

Прежде всего обсудим условия возбуждения предсрывных колебаний. Эти колебания наблюдались для разных стабилизаторов в широком диапазоне скоростей течения горючей смеси ($30 < v < 80$ м/с). Во всех случаях они возбуждались в узком, примыкающем к границе срыва пламени диапазоне изменения коэффициента избытка воздуха $\Delta\alpha \approx 0,1-0,15$. Кроме того, возбуждение предсрывных колебаний происходило при положении стабилизаторов вблизи пучности колебаний давления.

Для оценки влияния процесса стабилизации пламени на возбуждение акустических колебаний в опыте, к которому относится рис. 4, осуществлялась подача пропана и азота в зону циркуляции за стабилизаторами пламени. Эти вещества подавались в газообразном состоянии при температуре 280—300 К в таких количествах, которые не приводили к заметному изменению суммарного коэффициента избытка воздуха и изменению средних характеристик по длине пламени. Визуальные наблюдения показали, что при $\alpha > 1,8$ пропан целиком сгорает в зоне циркуляции газа за стабилизатором.

Влияние подачи пропана и азота на возбуждение колебаний давления второй моды показано на рис. 5. Экспериментальные точки относятся к расходу пропана 2 г/с. С увеличением расхода пропана происходит смещение границы срыва пламени и области предсрывных колебаний в сторону бедных составов смеси, амплитуда колебаний второй моды при этом уменьшается. Например, при расходе пропана 2 г/с заметных колебаний в области бедных составов смеси не наблюдалось до самой границы срыва пламени при $\alpha \approx 3,2$. Такое повышение устойчивости процесса горения, несмотря на увеличение скорости тепловыделения в зоне циркуляции, означает, что его причиной оказывается улучшение процесса стабилизации пламени. Наоборот, подача в зону циркуляции азота, ухудшающего стабилизацию пламени, привела к смещению области предсрывных колебаний в сторону меньших значений α . Ослабление амплитуды предсрывных колебаний при смещении границы срыва пламени в область больших значений α указывает на уменьшение амплитуды колебаний скорости тепловыделения в зоне циркуляции. Такая тенденция представляется очевидной, так как при этом сильно понижается калорийность смеси.

Локальный характер воздействия пропана и азота на зону стабилизации пламени указывает на то, что колебания скорости тепловыделения, приводящие к самовозбуждению и поддержанию предсрывных колебаний, ограничены зоной циркуляции и связаны с процессом под-

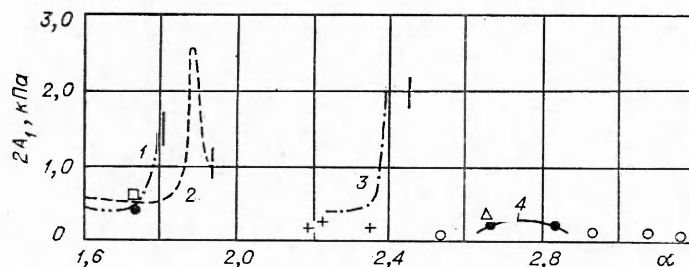


Рис. 5. Зависимость амплитуды колебаний давления второй моды от состава смеси на входе в камеру; $L=3,12$ м, стабилизаторы I, $\bar{x}_c=0,66$, $v=59-64$ м/с.

1 — расход азота 4 г/с; 2 — без дополнительной подачи газа в зону циркуляции (см. рис. 4); 3 — расход пропана 0,67 г/с; 4 — расход пропана 2 г/с.

жигания смеси. Протяженность зоны циркуляции в экспериментах составляла примерно 0,01—0,03 длины звуковой волны.

Скорость генерации волновой энергии в зоне горения находится из выражения

$$\dot{E} \sim \int_{x_c}^L \overline{p'Q'} dx, \quad (1)$$

где $\overline{p'Q'}$ — среднее за период произведение возмущений давления p' и скорости тепловыделения Q' . Величина \dot{E} увеличивается с ростом p' , поэтому возбуждение предсрывных колебаний происходит при расположении стабилизаторов вблизи пучности давления.

Зависимость возмущений скорости тепловыделения Q' от параметров звуковой волны (колебаний давления и скорости) для предсрывных колебаний в работе не изучалась, поскольку метод устранения таких колебаний очевиден. Влияние колебаний давления и скорости на величину Q' исследовано в случае, когда условия стабилизации пламени оказываются несущественными для возбуждения колебаний.

Возвращаясь к рис. 4, проанализируем причину появления и постепенного усиления колебаний второй моды при обогащении смеси. Прежде всего отметим, что с обогащением смеси распределение амплитуды колебаний давления по длине камеры почти не изменяется. Следовательно, остается постоянным и характер воздействия акустических колебаний на зону горения. В подобных случаях возбуждение колебаний может произойти только из-за изменения свойств самого пламени. С уменьшением α (при $\alpha > 1$) улучшается процесс поджигания смеси за стабилизаторами пламени, поэтому влияние стабилизации на возбуждение колебаний исключено. Одновременно из-за увеличения калорийности смеси повышается температура продуктов горения, растет скорость химической реакции и скорость тепловыделения по всей длине зоны горения. Возмущения скорости тепловыделения в линейном приближении пропорциональны ее средней величине, в результате скорость генерации волновой энергии \dot{E} , определяемая выражением (1), увеличивается с уменьшением α . Это приводит к самовозбуждению колебаний и росту амплитуды с обогащением смеси.

Остается выяснить, какой из параметров звуковой волны (давление или скорость) вызывает в зоне горения колебания скорости тепловыделения, достаточные для возбуждения колебаний. Для этого проводились опыты с перемещением практически одинаковых пламен в камерах разной длины (рис. 6). Стабилизаторы I перемещались по длине камеры против потока смеси и оставались неподвижными в момент регистрации колебаний давления. Выбранные значения коэффициента избытка воздуха и скорости смеси сохранялись примерно постоянными и исключали влияние условий поджигания смеси за стабилизаторами пламени на возникновение колебаний. Из рис. 6 видно, что колебания газа развиваются постепенно при втягивании пламени внутрь камеры. Потеря устойчивости в данном случае связана с увеличением акустической мощности в результате

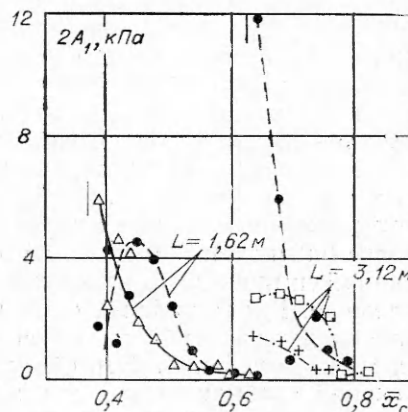


Рис. 6. Зависимость амплитуды колебаний давления от положения стабилизаторов I ; $v = 48-53$ м/с, $\alpha = 1,3$, $T = 595 \pm 5$ К.

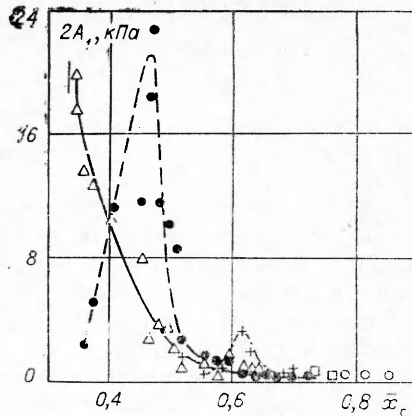
взаимодействия акустических колебаний с процессом горения на участке пламени, находящемся внутри камеры. В камере длиной 3,12 м возбуждение колебаний происходит при $\bar{x}_c=0,8$, а в камере длиной 1,62 м — при $\bar{x}_c=0,6$. Пламя в обоих случаях оказывается втянутым почти на одинаковую длину. В среднем в обеих камерах выделяется одинаковое количество тепла. Несмотря на это, в короткой камере генерации акустической энергии в единицу времени выше, чем в длинной.

Действительно, на границе устойчивости скорость генерации волновой энергии должна равняться скорости ее диссипации. Скорость же диссипации волновой энергии для фиксированной моды колебаний (в результате потерь волновой энергии в зоне горения [3], на стенках камеры и излучения через ее открытый конец [4]) в короткой камере выше, чем в длинной, в n^s раз, где n — степень увеличения частоты, $s > 1$. Поскольку пределы интегрирования в выражении для скорости генерации волновой энергии для обеих камер одинаковы, то ее увеличение в случае короткой камеры частично достигается за счет более наполненной эпюры амплитуды колебаний давления. Увеличение диссипации волновой энергии в короткой камере компенсируется также за счет роста возмущений скорости тепловыделения Q' . Это происходит, если $Q' = kQp'$, где Q — средняя скорость тепловыделения; k — коэффициент пропорциональности. В общем случае k может зависеть от средних параметров режима и положения стабилизаторов и изменяться по длине пламени. Предположение о пропорциональности модуля Q' модулю скорости v' не подтверждается: в этом случае возмущения скорости тепловыделения оказались бы, наоборот, больше в длинной камере, чем в короткой, из-за более наполненного профиля амплитуды колебательной скорости.

При относительно большом втягивании пламени внутрь камеры возбуждается первая мода колебаний (см. рис. 6, $L=1,62$ м). Условия ее возбуждения такие же, как и для второй моды: пламя нужно втянуть настолько, чтобы скорость генерации волновой энергии (1) сравнялась со скоростью ее диссипации. Следовательно, можно сделать вывод, что при надежной стабилизации пламени колебания возникают вследствие зависимости скорости тепловыделения от колебаний давления (механизм по давлению). Детализация физических процессов, лежащих в основе этой обратной связи, выходит за рамки данной работы. Механизм обратной связи по давлению обеспечивает выполнение условий самовозбуждения и поддержания колебаний в широкой области частот. Из рис. 6 видно, что после возбуждения колебаний первой моды колебания второй моды не исчезают. Одновременное существование на одном и том же режиме горения нескольких мод колебаний, сильно отличающихся по частоте, наблюдалось во всех опытах. Ранее это явление обнаружено при перемещении по длине камеры значительно более коротких пламен [1]. В отличие от рассматриваемого случая протяженной зоны горения одновременное возбуждение нескольких мод колебаний короткими пламенами наблюдалось только в очень узких пределах их перемещения в нескольких местах по длине камеры.

Втягивание пламени внутрь камеры сопровождается усилением колебаний и, как правило, вибрационным срывом пламени со стабилизаторов в результате усиления одной из собственных мод. (На приведенных рисунках вибрационный срыв пламени, также как и обычный концентрационный, отмечен короткой вертикальной линией.) При любом, более близком к началу камеры положении стабилизаторов воспламенение смеси приводило к возбуждению колебаний, которые вызывали срыв пламени. Вибрационный срыв пламени происходит особенно легко при расположении стабилизаторов вблизи пучности скорости возбуждающейся моды колебаний. Это объясняется ростом мгновенной скорости обтекания стабилизаторов в результате сложения скоростей среднего и колебательного движения газа.

Рис. 7. Зависимость амплитуды колебаний давления от положения стабилизаторов II; $L=3,12$ м, $v=30-32$ м/с, $\alpha=1,2$.



С обеднением смеси или удлинением пламени вибрационный срыв пламени наступает на большем расстоянии от конца камеры. Это видно из рассмотрения рис. 7, где представлены результаты опыта с длинной камерой. Применение стабилизаторов II, дающих относительно более протяженную зону горения по сравнению со стабилизаторами I, позволило продвинуть зону горения до $\bar{x}_c \approx 0,35$. В результате появилась возможность проанализировать условия, при которых амплитуда колебаний второй моды достигает максимальной величины. Для этого сравним рис. 7 с рис. 6 ($L=1,62$ м). Несмотря на то, что они отличаются типами стабилизаторов, длиной пламени, длиной камер сгорания, а также значениями скорости смеси, коэффициента избытка воздуха и температуры смеси, начало резкого увеличения амплитуды колебаний давления второй моды при втягивании стабилизаторов и момент достижения ее максимального значения приходится примерно на одинаковые относительные положения стабилизаторов ($\bar{x}_c=0,55$ и $0,47$ соответственно).

Из рис. 3 следует, что $\bar{x}_c=0,55$ соответствует пучность давления. При переходе через это сечение происходит изменение угла фазового смещения φ между колебаниями давления и скорости при выбранном положительном направлении по потоку с $+\pi/2$ на $-\pi/2$. Колебания второй моды начинают резко усиливаться, после того как стабилизаторы попадают в ту четверть длины стоячей звуковой волны, где колебания скорости опережают колебания давления ($\varphi=-\pi/2$). Отметим, что амплитуда колебаний давления третьей моды также достигает максимального значения при расположении стабилизаторов на участке камеры, где колебания скорости опережают колебания давления.

Приведенные результаты показывают, что колебания скорости играют существенную роль в механизме установления конечной амплитуды колебаний давления.

Поступила в редакцию
13/IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Раушенбах. Вибрационное горение. М., Физматгиз, 1961.
2. Нестационарное распространение пламени. Под ред. Г. Маркштейна. М., «Мир», 1968.
3. В. И. Фурлетов. — В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем. ИХФ, АН СССР, Черногловка, 1977.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., ГИТТЛ, 1954.