

В.М. ЛАРИОНОВ, Р.Г. ЗАРИПОВ

**АВТОКОЛЕБАНИЯ ГАЗА
В УСТАНОВКАХ
С ГОРЕНИЕМ**

Казань 2003

Министерство образования Российской Федерации
КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. А.Н. ТУПОЛЕВА
КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ МЕХАНИКИ И МАШИНОСТРОЕНИЯ
КАЗАНСКОГО НАУЧНОГО ЦЕНТРА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

В.М. ЛАРИОНОВ, Р.Г. ЗАРИПОВ

АВТОКОЛЕБАНИЯ ГАЗА В УСТАНОВКАХ С ГОРЕНИЕМ

*Издание осуществлено по решению Учебно-научного центра
«Энергомашиностроение» при финансовой поддержке Федеральной целевой
программы «Интеграция» (грант № Б0020)*

Издательство Казанского государственного
технического университета
2003

УДК 534.142

Ларионов В.М., Зарипов Р.Г. Автоколебания газа в установках с горением. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2003. 227 с.

ISBN 5-7579-0659-6

Приведены результаты исследований автоколебаний газа, возникающих в установках с горением. На основе энергетического метода разработана обобщенная теоретическая модель, позволяющая с единых позиций рассматривать самовозбуждение продольных акустических колебаний газа в типовых устройствах. Предложена методика расчета границ неустойчивости, частот и амплитуд установившихся колебаний. Полученные результаты подтверждаются экспериментальными данными и могут служить основой для проектирования устройств вибрационного горения полезного назначения и разработки мер по устранению колебаний в камерах сгорания напряженных энергетических установок.

Книга рассчитана на научных работников, инженеров, аспирантов, студентов старших курсов, изучающих вибрационное горение и тепломассообмен в энергетических установках.

Табл. —. Ил. — 57. Библиогр.: 156 назв.

Ответственный редактор: докт. техн. наук, проф., заслуж. деят. науки и техники РФ **Ю.Ф. Гортышов**

Рецензенты: докт. техн. наук, проф. В.А. Костерин (Казанский государственный технический университет);
докт. техн. наук, проф. В.Н. Подымов (Казанский государственный энергетический университет).

ISBN 5-7579-0659-6

© Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2003

© В.М. Ларионов, Р.Г. Зарипов, 2003

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	6
Глава 1. Общая характеристика автоколебаний газа, возбуждаемых источниками теплоты и массы	9
1.1. Самовозбуждение звука в энергетических установках	9
1.2. Применение вибрационного горения на практике	18
1.3. Возможные механизмы обратной связи при самовозбуждении акустических колебаний	26
1.4. Основные подходы к изучению термоакустических колебаний	34
Глава 2. Продольные колебания газа в акустических моделях камер сгорания энергетических установок	42
2.1. Колебания газа в трубах с учетом продольного градиента температуры	42
2.2. Влияние находящихся в потоке препятствий на частоту колебаний	49
2.3. Установка типа емкость – труба, резонатор Гельмгольца	52
2.4. Потери акустической энергии	57
Глава 3. Теоретические модели термоакустических колебаний	62
3.1. Идеализация процессов в области теплоподвода	62

3.2. Акустическая мощность тепловых источников, условия самовозбуждения колебаний	68
3.3. Характеристическое уравнение задачи исследования границ неустойчивости	75
3.4. Комбинированный метод расчета условий самовозбуждения, частоты и амплитуды установившихся колебаний	81
Глава 4. Вибрационное горение в типовых устройствах	92
4.1. Передаточная функция пламени при горении однородной смеси, истекающей из отверстия	93
4.2. Автоколебания газа при горении в трубе	102
4.3. Вибрационное горение в установке типа резонатора Гельмгольца	112
4.4. Самовозбуждение акустических колебаний в устройстве состоящем из емкости и трубы	121
Глава 5. Обобщенная теоретическая модель термоакустических колебаний газа в энергетических установках	130
5.1. Некоторые сведения о вибрационном горении в установках, содержащих стабилизаторы пламени	130
5.2. Передаточная функция пламени при горении однородной смеси за плохообтекаемым телом	134
5.3. Автоколебания газа в канале при горении за стабилизатором пламени	140
5.4. Обобщенная модель устройства вибрационного горения	152
Глава 6. Прикладные исследования вибрационного горения	165
6.1. Лабораторные модели форсажной камеры двухконтурного ТРД	165
6.2. Влияние впрыска водяного пара на неустойчивость горения в модельной камере сгорания ГТД	173
6.3. Вибрационное горение твердого топлива в трубе, передаточная функция пламени	183

6.4. Автоколебания газа при горении твердого топлива	
в устройствах типа емкость – труба	194
Список литературы	201
Условные обозначения	217
Предметный указатель	224

ПРЕДИСЛОВИЕ

Процесс самовозбуждения акустических колебаний газа в энергетических установках с горением известен с работ Хиггинса и Рэля. В литературе это явление называют также вибрационным горением, неустойчивостью горения, термическим возбуждением звука, термоакустическими колебаниями, пульсационным горением [1 – 6].

В камерах сгорания двигателей летательных аппаратов мощные колебания приводят к частичному или полному разрушению элементов конструкции, снижают надежность их работы. Вследствие интенсификации теплообмена в ряде случаев наблюдается прогорание различных частей камеры сгорания. Поэтому обеспечение устойчивости процесса горения является серьезной и актуальной проблемой, требующей больших материальных затрат, и занимает значительную часть времени в общей доводке двигателей.

В то же время исследования показали, что колебания газа увеличивают теплонапряженность топочного объема, ускоряют теплопередачу к стенкам камеры сгорания, улучшают полноту сгорания топлива по сравнению с устойчивым, стационарным режимом горения. Были разработаны устройства вибрационного горения полезного назначения, которые могут быть использованы для решения ряда задач промышленной теплоэнергетики, и заложены основы теории самовозбуждения акустических колебаний в установках, содержащих источники теплоты и массы.

Написание данной книги вызвано необходимостью дальнейшего развития теории автоколебаний газа в установках с горением. Современный уровень знаний позволяет учесть ряд факторов, которыми в осново-

полагающих работах пренебрегали полностью или частично: температурная неоднородность колеблющейся среды, поглощение акустической энергии в пограничном слое на стенках камеры сгорания, нелинейность процесса горения и излучения звука.

Полученные результаты найдут применение в расчетах, необходимых для проектирования устройств вибрационного горения полезного назначения и лабораторных моделей для исследования акустической неустойчивости горения в камерах сгорания промышленных энергетических установок.

Глава 1 имеет вводный характер, в ней содержится общая концепция теории вибрационного горения как автоколебательного процесса, проблемы его теоретического описания и перспективы приложения теории к решению практических задач.

В главе 2 рассматриваются собственные колебания газа в трубе, устройстве типа емкость – труба, резонаторе Гельмгольца. Получено обобщенное уравнение частот с учетом градиента скорости звука и находящихся в потоке препятствий. Дана количественная оценка потерь акустической энергии.

Глава 3 посвящена идеализации физических процессов в зоне горения. На основе модели Раушенбаха–Мерка получены соотношения, связывающие акустические возмущения до и после зоны горения, для основных типов камер сгорания, рассмотренных в главе 2. Излагаются основы энергетического метода и его иллюстрация на примерах трубы Рийке и «поющего» пламени. Предложен комбинированный метод расчета параметров автоколебаний газа.

В главах 4, 5 излагаются результаты экспериментальных и теоретических исследований вибрационного горения в установках с многоканальной горелкой и в трубе, содержащей стабилизатор пламени. Приводится вывод передаточных функций зоны горения и расчет границ неустойчивости, частот и амплитуд установившихся колебаний. Результаты вычислений удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Предлагается обобщенная модель устройства вибрационного горения, состоящая из двух последовательно соединенных труб.

Глава 6 содержит результаты прикладных исследований вибрационного горения в лабораторных установках, моделирующих камеры сгорания ГТД. Приводятся данные, направленные на разработку устройств для сжигания твердого топлива в вибрационном режиме горения, в частности, печей для утилизации промышленных и бытовых отходов.

Основные теоретические положения и результаты исследований легли в основу курса лекций, которые в течение ряда лет читаются одним из соавторов на физическом факультете Казанского государственного университета.

Авторы выражают глубокую признательность академику РАН В.Е. Алемасову, проф. Ю.Ф. Гортышову за обсуждение содержания книги и содействие в ее опубликовании, проф. В.А. Костерину и проф. В.Н. Подымову за ценные замечания при рецензировании, А.В. Андрееву, Е.Ю. Марчукову, многолетнее сотрудничество с которыми способствовало проведению прикладных исследований, а также сотрудникам физического факультета КГУ Р.Г. Галиуллин, Т.И. Назаренко, С.Е. Филипову, О.В. Белодед за помощь в проведении экспериментов, расчетов и подготовке материалов книги к печати.

Глава 1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА АВТОКОЛЕБАНИЙ ГАЗА, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛОТЫ И МАССЫ

1.1. Самовозбуждение звука в энергетических установках

В 1777 г. Хиггинс [7] провел следующий опыт. В вертикально расположенную, открытую на концах трубу длиной ~ 1 м, внутренним диаметром 30–50 мм было помещено диффузионное водородное пламя (рис. 1.1, *a*). Горючий газ подавался по трубке диаметром в несколько миллиметров, имеющей сужение на конце с выходным отверстием диаметром ≈ 1 мм. При некоторых условиях происходило самовозбуждение звуковых колебаний с частотой, близкой к наименьшей собственной частоте колебаний воздуха в трубе, открытой на концах. Наиболее интенсивные колебания имели место, когда пламя располагалось в средней части трубы-резонатора. Существенное значение имеет длина газоподающей трубки. При ее непрерывном изменении интервалы, при которых происходит самовозбуждение звука, чередуются с интервалами, когда колебания отсутствуют. Более поздние исследования показали, что явление зависит также от условий на входе в газоподающую трубку, т.е. подача водорода происходит из емкости или через большое гидравлическое сопротивление, например, через клапан. Явление наблюдается и в том случае, когда по трубке подается

предварительно подготовленная смесь горючего газа с воздухом [8, 9].

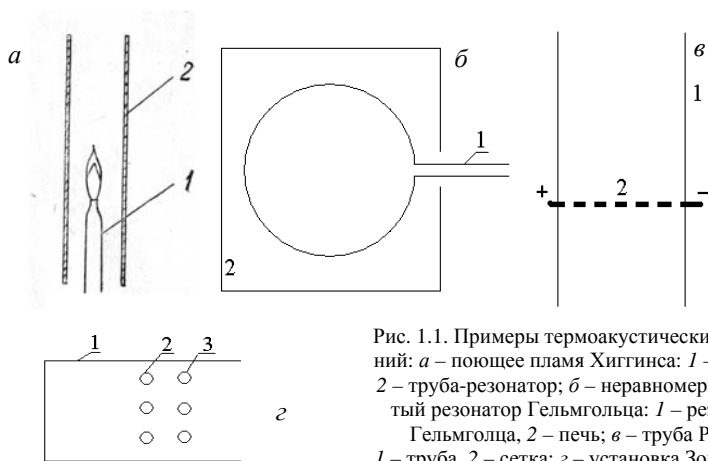


Рис. 1.1. Примеры термоакустических колебаний: *а* – поющее пламя Хиггинса: 1 – горелка, 2 – труба-резонатор; *б* – неравномерно нагретый резонатор Гельмгольца: 1 – резонатор Гельмгольца, 2 – печь; *в* – труба Рийке: 1 – труба, 2 – сетка; *г* – установка Зондхаууса: 1 – труба, 2 – нагреватель, 3 – охладитель.

Влияние газоподающей трубки можно исключить, подавая горючий газ через капиллярную трубку, как это было сделано В.Н. Подымовым [10]. Он обнаружил, что если по трубке подавать водород и образующееся диффузионное пламя расположить в нижней половине трубы-резонатора, происходит самовозбуждение звука, причем амплитуда колебаний максимальна, когда пламя расположено на расстоянии, равном четверти длины трубы от нижнего конца.

Еще в средние века стеклодувы наблюдали следующее явление [11]. Если через стеклянную трубу продуть воздух, то на её конце, расположенном в печи, образуется раскаленная сферическая полость (рис. 1.1, б). При определенных размерах трубки и полости происходило самовозбуждение звука. Такое устройство, состоящее из емкости и узкой трубы, длина которой намного меньше длины звуковой волны, называется резонатором Гельмгольца. Воздух в трубке – «горле» резонатора, может совершать собственные ко-

лебания, частота которых зависит от геометрических параметров устройства. Самовозбуждение колебаний связано с разницей температуры стенок емкости и горла, причем градиент температуры на входе в горло должен быть выше некоторого минимального значения.

В 1859 г. Пауль Рийке [12] обнаружил следующее: если в вертикально расположенную трубу длиной 0,8 м поместить на расстоянии примерно 0,2 м от нижнего конца раскаленную проводочную сетку, нагреваемую электрическим током, в трубе происходит самовозбуждение звуковых колебаний (рис. 1.1, в). Впоследствии этот эффект наблюдали многие исследователи, которые использовали различные нагревательные элементы – решетки, кольца, всевозможные спирали [13, 14]. Явление обладает рядом свойств. Для возбуждения колебаний, соответствующих первой гармонике, необходимо располагать нагретое тело в нижней половине трубы. Наиболее интенсивное звучание наблюдается в том случае, когда источник теплоты расположен на расстоянии четверти длины трубы от нижнего конца. Эффект наблюдается, если средняя скорость движения воздуха в трубе изменяется в некотором интервале, а мощность теплового источника выше некоторого предельного значения.

Термоакустические колебания наблюдаются и при отсутствии потока воздуха. Для этого в горизонтально расположенную трубу, один конец которой закрыт, а другой открыт, или закрытую на обоих концах, необходимо поместить нагреватель и близко расположенный к нему охладитель (рис. 1.1, г). При некоторой разнице температур происходит самовозбуждение звука. Этот эффект был обнаружен Зондхауссом [15].

Установлено, что аналогичное явление наблюдается при распространении фронта пламени по трубе [16, 17], при горении

за стабилизаторами в открытом пространстве [18, 19] и в упругих оболочках [111].

На практике с проблемой самовозбуждения акустических колебаний столкнулись при форсировании камер сгорания энергетических установок: топок котельных агрегатов [20, 21], газотурбинных установок [22, 23], воздухонагревателей доменных печей [24], газовых печей [25, 26], парогенераторов [27, 28]. Появление колебаний с большой амплитудой часто приводит к повреждениям элементов конструкции установок, ухудшает показатели работы агрегатов в целом.

Особенно остро проблема вибрационного горения стоит при создании ракетных и реактивных двигателей, так как форсировка процесса горения здесь достигает высоких пределов. Мощные акустические колебания, возникающие в воздушно-реактивных двигателях [29–32], ракетных двигателях на жидком [33–37] и твердом топливе [38–40], вызывают серьезные разрушения узлов установки, вплоть до вывода ее из строя.

В жидкостных ракетных двигателях (рис. 1.2) колебания приводят к возникновению вибрационных нагрузок, достигающих $10^3 g$ [3]. Нарушается работа чувствительных элементов бортовых систем управления ракет, полностью или частично разрушаются элементы конструкции

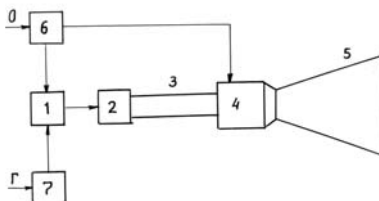


Рис. 1.2. Схема ЖРД с дожиганием генераторного газа: 1 – газогенератор; 2 – турбина; 3 – трубопровод подачи турбинного газа; 4 – основная камера сгорания; 5 – сопло; 6, 7 – ТНА окислителя и горючего

двигателя и полезной нагрузки, появляется нестабильность тяги, расхода топлива и удельного импульса, величины и направления вектора тяги. Под воздействием колебаний интенсифицируется процесс теплопередачи. При тангенциальных колебаниях рост ко-

эffициента теплоотдачи происходит по всей длине камеры сгорания. В этом случае самым опасным местом является область критического сечения, где максимальны тепловые потоки, и появляется опасность прогара сопла в дозвуковой части.

В камерах сгорания ЖРД были зарегистрированы колебания давления с частотами от 100 Гц до 15 кГц; амплитуда изменялась в диапазоне от 0,1 до 10 значений внутрикамерного давления при устойчивом режиме работы.

Принято классифицировать неустойчивость горения по частоте возникающих колебаний. Низкочастотная неустойчивость характеризуется тем, что длина волны колебаний намного больше размеров, свойственных камере сгорания и системе подачи, так что двигатель можно рассматривать как совокупность инерционных и упругих элементов. Волновые свойства камеры не играют роли, и ее можно считать акустической емкостью. Процесс горения является запаздывающим звеном, причем время запаздывания представляет собой интервал времени, необходимый для поступления топлива в камеру сгорания, его движения до области распыления, испарения и сгорания. Иногда этот тип неустойчивости является следствием взаимодействия процессов горения и впрыска через форсуночную головку. Возникают колебания расхода топлива, изменяется качество его распыления, что способствует возбуждению колебаний. Для устранения низкочастотной неустойчивости рекомендуется увеличение следующих характеристик: перепада давления на форсунках, объема камеры сгорания, отношения длин трубопроводов подачи к их диаметрам.

Наиболее опасной является высокочастотная (акустическая) неустойчивость горения. Частота колебаний соответствует одной из собственных частот камеры сгорания как акустического резонатора. Наблюдаются продольные и поперечные (радиальные, тангенциальные) колебания с высокими частотами, поэтому влияние

системы подачи обычно не учитывают. На появление этого типа неустойчивости влияют следующие основные факторы: запаздывание воспламенения, изменение времени подготовительных процессов, скорость химических реакций под воздействием колебаний давления и температуры. Для устранения высокочастотных колебаний рекомендуется оснащать форсуночную головку противопульсационными перегородками, впрыскивать более летучий компонент с большей скоростью, усиливать поглощение акустической энергии на стенках камеры сгорания путем соответствующей облицовки или установки поглотителей, действующих по принципу резонатора Гельмгольца, а также путем введения твердых частиц в продукты сгорания.

В больших камерах сгорания частоты собственных колебаний не так велики, поэтому волновые свойства системы подачи могут играть существенную роль. В этом случае говорят о неустойчивости на промежуточных частотах.

Далее приводятся некоторые данные по акустической неустойчивости горения в воздушно-реактивных двигателях.

В работе [29] отмечается, что в прямооточном ВРД объем между входным диффузором и выходным соплом можно рассматривать как резонирующий. В этом объеме возникают продольные колебания типа стоячих волн, которые имеют низкую частоту и наблюдаются при использовании переобогащенных или обедненных горючих смесей. Как считают авторы работы [30], причины появления автоколебаний связаны со смесеобразованием.

Более полная информация о вибрационном горении в ПВРД дается в работе [31]. Авторы утверждают, что собственные колебания с частотами от 20 до 30 Гц обуславливаются характером соединения топливоподающей системы с камерой сгорания. Еще они зарегистрировали колебания с частотами 35–60 Гц, причиной которых считают периодические взрывы. Очевидно, это несобственные

колебания камеры сгорания, точнее – релаксационные, частота которых не зависит от характерной длины. Колебания с частотой 130 Гц, наблюдавшиеся в отсутствие горения, а также с частотами от 8 до 10 кГц порождаются, скорее всего, периодическим вихреобразованием.

Обнаружено, что автоколебания в ПВРД могут быть следствием неустойчивого формирования дозвукового и сверхзвукового потоков. Происходит периодическое появление и исчезновение скачков уплотнения перед входным устройством или их перемещение внутри диффузора [41, 42].

Из рассмотренных случаев возбуждения автоколебаний в ПВРД можно сделать вывод, что исследование их механизмов допустимо проводить с камерой типа органной трубы. Эта точка зрения совпадает со взглядами других авторов. Анализ ПВРД, как трубы с определенными граничными условиями, изложен в книге Б.В. Раушенбаха [1].

ПВРД могут быть оборудованы дозвуковым диффузором, поперечное сечение которого меньше поперечного сечения камеры сгорания. Это конструктивное усложнение системы расширяет возможности возникновения автоколебаний.

В турбореактивном двигателе [43] (рис. 1.3) резонирующий объем заключен между компрессором и турбиной [29]. После турбины помещается форсажная камера с дозвуковым диффузором. В камерах сгорания наблюдаются продольные и поперечные колебания. В форсажной камере могут возбуждаться продольные колебания, что связано с некачественным смесеобразованием [32]. Форсажным камерам отвечают высокие частоты колебаний от одной до трех тысяч герц.

В монографии [44] приводятся сведения о наблюдении вибрационного горения при испытаниях камеры сгорания ТРД. Были зарегистрированы колебания, причина которых заключалась в неста-

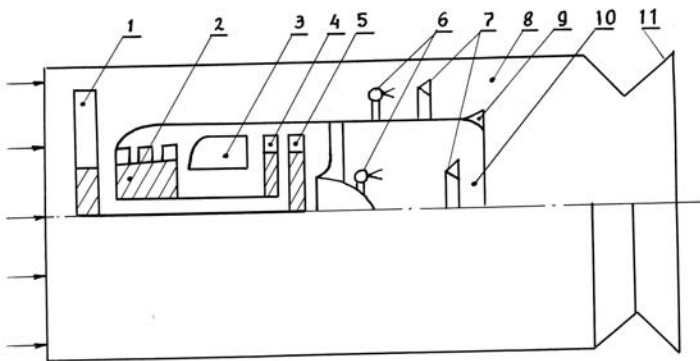


Рис. 1.3. Схема ДТРД с разделным форсированием в контурах:
 1, 2 – компрессоры низкого и высокого давления; 3 – основная камера сгорания; 4, 5 – турбины привода компрессоров; 6 – форсунки; 7 – стабилизаторы пламени; 8, 10 – форсажные камеры; 9 – смеситель газовых потоков; 11 – сопло

бильной работе компрессора, и продольные колебания, причина которых связана с процессом горения. Первые можно считать вынужденными колебаниями. Они накладывались на резонансные и в целом давали изменение давления в виде модулированной синусоиды. При работе с форсажной камерой регистрировались те же колебания. Обращает внимание, что авторы по-разному объясняют поддержание колебаний зоной горения: без форсажной камеры – за счет сгорания избыточного топлива за лопастями турбины, с форсажной камерой – за счет колебаний расхода воздуха вблизи топливных форсунок. Картина вибрационного горения описательная и неясная.

В работе [31] изучалось вибрационное горение в модели ПВРД. Какие параметры модели и как обосновывался выбор параметров модели, – не говорится. Давление в камере сгорания достигало нескольких атмосфер, условия истечения были критические. Регистрировались продольные колебания, отвечающие трубе, за-

крытой с обоих концов. Механизм возбуждения вибрационного горения неясен.

Следует признать, что вибрационное горение в ВРД менее изучено, чем в ЖРД, имеющиеся результаты носят разрозненный характер, а опыт по устранению колебаний не обобщен.

При исследовании акустической неустойчивости горения в камерах сгорания двигателей летательных аппаратов широко используются лабораторные и стендовые модели, которые позволяют с наименьшими материальными затратами изучить интересующие аспекты появления вибрационного горения в натурных установках.

Ряд исследований был проведен на модели (рис. 1.4), состоящей из двух труб, в одной из которых происходит горение, а другая является системой подачи газообразных компонентов [45–47]. При определенных размерах устройства, изменяя состав смеси, можно было наблюдать колебания, соответствующие первым пяти частотам камеры сгорания. Лабораторными моделями для изучения вибрационного горения в камерах сгорания ВРД является труба или канал прямоугольного сечения, по которым движется поток однородной газовой смеси, а фронт пламени удерживается стабилизатором в виде стержня, диска, конуса, клина и т.д. (рис.1.5). При определенных условиях, зависящих от состава горючей смеси, скорости обтекания стабилизатора, его формы и размеров, происходит само-

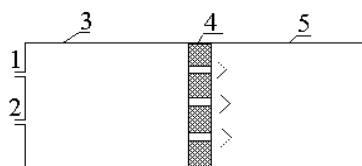


Рис. 1.4. Модель ракетной камеры сгорания: 1 – горючий газ; 2 – воздух; 3 – смесительная труба; 4 – многоканальная горелка; 5 – камера сгорания

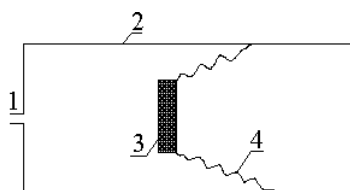


Рис. 1.5. Модель прямоточной камеры сгорания: 1 – смесь; 2 – труба; 3 – стабилизатор; 4 – фронт пламени

возбуждение звуковых колебаний с частотой, близкой к одной из собственных частот колебаний газа в канале [1, 44, 46, 48].

Из изложенного и имеющихся экспериментальных данных следует:

1. Акустические колебания газа возникают самопроизвольно, следовательно, вибрационное горение – автоколебательное явление.

2. Самовозбуждение звука наблюдается в установках с горением или при наличии теплопередачи от стенок и находящихся в газе нагретых тел.

3. Обычно процесс начинается с бесконечно малых возмущений, амплитуда которых постепенно нарастает, пока колебания не примут установившийся характер. В этом случае говорят о «мягком» режиме вибрационного горения [3, 49]. В камерах сгорания ЖРД, как правило, неустойчивость горения появляется после начального конечного импульса давления, возникающего при запуске двигателя. Это «жесткий» режим автоколебаний [3].

4. Вибрационное горение в камерах сгорания напряженных энергетических установок – нежелательное явление, требующее разработки специальных мер по его устранению.

1.2. Применение вибрационного горения на практике

Колебания, возникающие в сплошных средах, могут интенсифицировать ряд процессов, происходящих в промышленных установках. Известно [50–55], что в колеблющихся потоках происходит существенное ускорение различных тепломассообменных процессов (смесеобразования, испарения, теплопередачи от газа к стенкам, теплообмена при взаимодействии потока с нагретыми телами и пр.), улучшается агломерация частиц и коагуляция аэрозолей [56–60]. При вибрационном горении, кроме того [44, 55], происхо-

дит увеличение теплонапряженности топочного объема, улучшение полноты сгорания топлива по сравнению с равномерным режимом горения. В установках, снабженных механическими или аэродинамическими клапанами, колебания приводят к дополнительному поступлению воздуха в камеру сгорания. В некоторых случаях можно вообще отказаться от тягодутьевых механизмов. Эти преимущества могут быть использованы в энергетических установках с умеренной форсировкой процессов горения, в которых амплитуда колебаний будет не такой большой, чтобы привести к каким-то серьезным последствиям.

По мнению авторов книги [55], первое устройство вибрационного горения было сконструировано Караводиным, получившим в 1906 году патент на газовую турбину с камерой сгорания, в которую горючая смесь подавалась через механические клапаны (рис.1.6). Установка работала по принципу резонатора Гельмгольца. Камера сгорания – это акустическая емкость, в которой происходит периодическое сжатие и разрежение газа. Колебательное

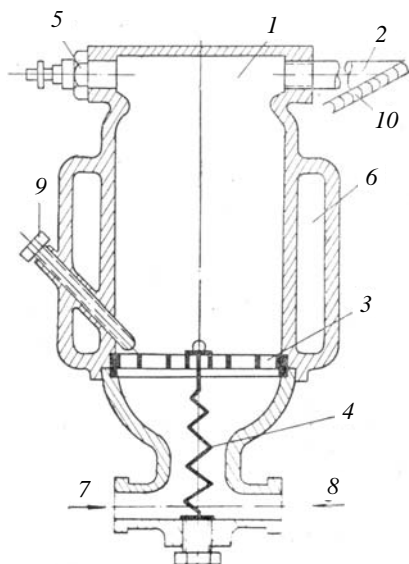


Рис. 1.6. Камера вибрационного горения системы Караводина: 1 – камера сгорания; 2 – резонансная труба; 3 – клапан; 4 – пружина; 5 – запальная свеча; 6 – охлаждающая рубашка; 7 – подвод воздуха; 8 – подвод топлива; 9 – регулировочный винт; 10 – лопатка турбины

движение совершают продукты сгорания в резонансной трубе – «горле» резонатора. Другие устройства подобного типа и результаты их исследований изложены в работах [49, 61–64].

Широкое применение получили устройства, состоящие из двух труб, одна из которых, более широкая и короткая, является камерой сгорания, другая – резонансной трубой. Одна из таких установок изображена на рис. 1.7 [65]. Аналогичными устройствами являются труба Шмидта, камеры вибрационного горения, разработанные Ю.Л. Бабкиным, Ф. Рейнстом и др., которые отличаются способом подачи топлива и воздуха, некоторыми особенностями смесеобразования, воспламенения и стабилизации пламени [55, 66–68].

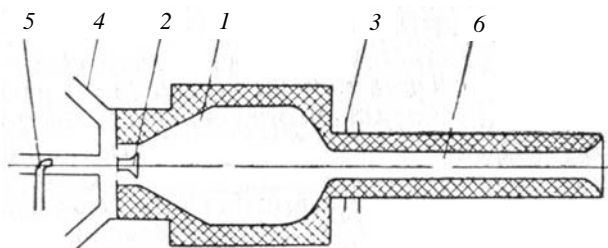


Рис. 1.7. Камера вибрационного горения: 1 – головная часть камеры; 2 – стабилизатор; 3 – ввод вторичного воздуха; 4 – ввод первичного воздуха; 5 – форсунка; 6 – резонансная труба

Размеры трубы изменялись в достаточно широком диапазоне. Пусть горение происходит в камере, длина которой намного меньше соответствующего размера трубы-резонатора, а соотношение поперечных сечений – противоположное. Тогда, с точки зрения теории звука, получается колебательная система типа емкость – труба.

В короткой камере сгорания, поперечный размер которой соизмерим с диаметром резонансной трубы, продольные колебания газа будут почти такие же, как в трубе, закрытой на входе и открытой на выходе.

В общем случае, когда продольные и поперечные размеры камеры сгорания и трубы-резонатора соизмеримы, необходимо учитывать волновые свойства обеих частей. В качестве примера приводится устройство (рис. 1.8), состоящее из двух последовательно соединенных труб с аэродинамическими клапанами на входе [44]. Вследствие колебаний в камере сгорания создается избыточное давление, а на выходе – поток горячего газа. Акустические возмущения в таких установках распространяются так же, как в двух последовательно соединенных трубах.

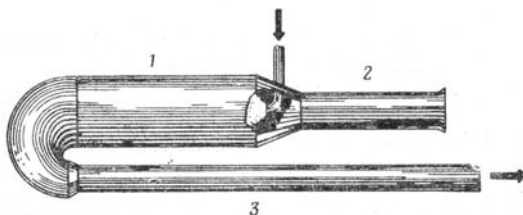


Рис. 1.8. Пульсирующий реактивный двигатель с задним положением воздушного входа: 1 – камера сгорания; 2 – аэродинамический клапан; 3 – выпускное сопло

Для сжигания твердого топлива В.С. Северянин [69, 70], В.Н. Подымов, Т.И. Назаренко, Ф.Н. Имамутдинов [71–74] разработали ряд устройств вибрационного горения, аналогичных трубе Рийке. Вместо сетки в вертикально расположенной трубе находится специальная решетка, удерживающая слой топлива. Установка аналогична трубе, открытой на обоих концах. Колебания с наименьшей из частот возникают, когда решетка расположена на расстоянии четверти длины трубы от ее нижнего конца.

Ряд исследований по сжиганию твердого, жидкого и газообразного топлив был проведен Ж.А. Карвальо (J.A. Carvalho) [75–78]. При горении твердых частиц использовалась установка, подобная трубе Рийке. Вибрационное горение жидких и газообраз-

ных веществ исследовалось в устройстве, представленном на рис. 1.9. Объем входной емкости был достаточно велик, так что и в этом случае камера сгорания – это труба с открытыми концами.

Итак, с акустической точки зрения логично выделить следующие типы устройств вибрационного горения: труба, резонатор Гельмгольца, емкость – труба, две последовательно соединенные трубы. Возможны более сложные случаи, например, сдвоенные камеры сгорания за счет параллельного соединения [68, 79–81]. Подробным описанием различных устройств вибрационного горения (с указанием технических деталей и особенностей их работы) можно ознакомиться в соответствующей обзорной литературе [44, 55, 66, 82–85]. В этих работах отмечается ряд практических приложений вибрационного режима горения: ини-

цирующие и основные горелочные устройства для парогенераторов; нагревательные устройства промышленного и бытового назначения; генераторы горячего газа, которые могут использоваться в пульсирующих воздушно-реактивных двигателях и газотурбинных установках; аппараты для интенсификации процессов адсорбции и десорбции в химической промышленности; генераторы звука.

В настоящее время задачи интенсификации процессов горения и тепломассообмена с помощью колебаний не потеряли своей ак-

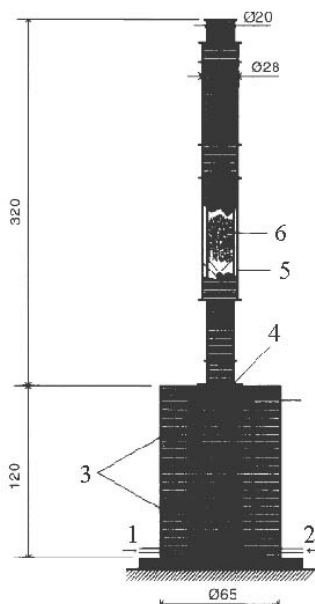


Рис. 1.9. Устройство вибрационного горения типа трубы Рijke: 1 – топливо; 2 – воздух; 3 – накопительная воздушная камера; 4 – труба-резонатор; 5 – водяная рубашка; 6 – пламя

туальности. Во-первых, это связано с неутешительными прогнозами по запасам природного топлива. По данным XIV Мирового энергетического конгресса (МИРЭК) [86] обеспеченность разведанными извлекаемыми запасами органического топлива составляет: по нефти (включая конденсат) – примерно 40 лет, по природному газу – около 60 лет, по твердым топливам – около 220 лет. Это значит, что в энергетике первоочередными являются следующие задачи:

1. Находить более эффективные способы сжигания основных видов топлива.

2. Разрабатывать и совершенствовать энергосберегающие технологии.

3. Находить и использовать нетрадиционные виды топлив.

Другой современный аспект применения вибрационного горения связан с проблемой защиты окружающей среды. Развитие промышленности привело к появлению различных отходов, требующих утилизации. В полной мере это относится и к бытовому мусору. Часто термическое разложение отходов является единственным способом их уничтожения. Использование вибрационного режима горения является одним из перспективных направлений, поскольку одновременно решаются обе указанные задачи – получение энергии за счет сжигания отходов и их утилизация путем частичного или полного уничтожения. Интенсификация процесса горения колебаниями дает возможность сжигать вещества, которые в обычных печах, с равномерным режимом, не горят или имеют низкую полноту сгорания. На это обратили внимание еще в 70-ые годы прошлого века. Лабораторные исследования по сжиганию твердых отходов в слое на установках типа трубы Рийке показали перспективность подобного способа утилизации. Активно в этом направлении работают за рубежом, о чем свидетельствует появление на международных симпозиумах по пульсирующему горению секций

по применению установок вибрационного горения для защиты окружающей среды [83–85].

В последние годы интенсивные исследования по разработке и внедрению установок вибрационного горения ведутся в акустической лаборатории Казанского филиала военного артиллерийского университета под руководством А.В. Кочергина [87–90]. Совместно с теплофизиками Казанского государственного университета были проведены опытно-конструкторские и проектные работы по созданию полномасштабной коаксиальной печи для слоевого сжигания брикетированных и кусковых промышленных отходов (рис. 1.10). Ведутся исследования, направленные на разработку устройств для огневой утилизации жидких веществ.

Имеющийся опыт показывает, что есть отходы, которые вообще нельзя сжигать, поскольку при вибрационном горении, более интенсивном, могут выделяться токсичные вещества, которые при равномерном горении не образуются. Поэтому разработку печей для любых видов отходов необходимо проводить параллельно с анализом химического состава продуктов сгорания.

Необходимо отметить, что достаточно широкое применение получили устройства типа трубы Рийке. Возможности других перечисленных акустических систем в плане сжигания отходов изучены недостаточно.

Несмотря на более чем 30-летний опыт по разработке и внедрению устройств вибрационного горения полезного назначения, следует признать, что они не получили должного широкого применения на практике. Основные причины такого положения дел следующие:

1. Отрицательные последствия, вызываемые колебаниями газа: шум, сопровождающий работу камер вибрационного горения, превышающий допустимые санитарные нормы; механические повреждения (прогорание клапанов, удерживающих решеток, вибрация

корпуса установки, развинчивание гаек, ослабление крепежных узлов и пр.). К сожалению, эти факторы до сих пор тщательно не проанализированы.

2. Недостаточная изученность физических процессов, приводящих к самовозбуждению звука в установках с горением. Отсут-

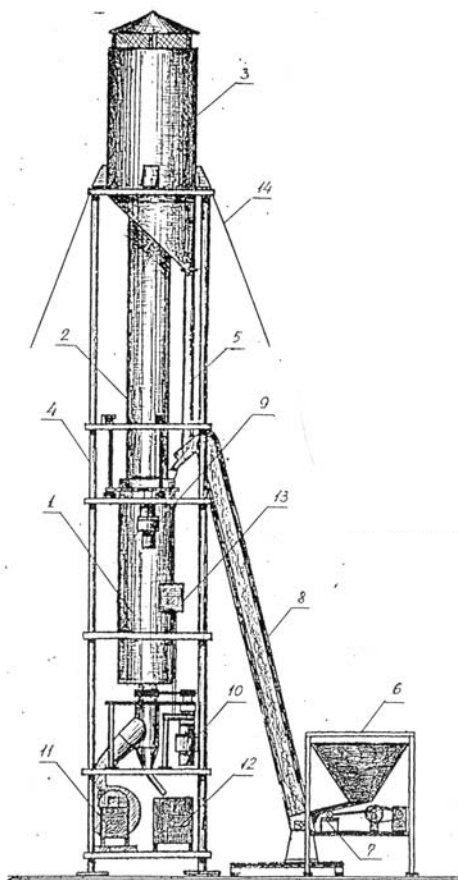


Рис. 1.10. Печь для сжигания бытовых и промышленных отходов в режиме пульсирующего горения: 1 – шахта с вращающейся колосниковой решёткой; 2 – резонатор; 3 – пылепеплоуловитель; 4 – стойки; 5 – труба сброса пепла; 6 – бункер для отходов; 7 – вибротранспортер; 8 – подъемник; 9 – привод управления; 10 – привод колосниковой решетки; 11 – вентилятор; 12 – бункер для минеральных остатков; 13 – окно; 14 – растяжки

ствие четких рекомендаций по обеспечению вибрационного горения с учетом агрегатного состояния топлива, способа его подачи, характера смесеобразования, акустического типа устройства, его размеров, соответствующих оптимальному режиму, при котором амплитуда колебаний газа достаточно велика для того, чтобы стали заметны преимущества вибрационного горения, но в то же время недостаточна для проявления перечисленных негативных факторов.

3. Слабая теоретическая база для проведения расчетов на стадии проектно-конструкторских работ. Имеющиеся устройства, как правило, – результат научно-технической интуиции их создателей и последующей кропотливой опытно-конструкторской доработки в надежде на счастливый случай.

1.3 Возможные механизмы обратной связи при самовозбуждении акустических колебаний

Любая автоколебательная система включает собственно колебательную систему, источник энергии и механизм обратной связи, управляющий источником (рис. 1.11) [91]. При возбуждении вибрационного горения колебательной системой является камера сгорания, к которой в более сложных случаях могут добавиться другие элементы установки.

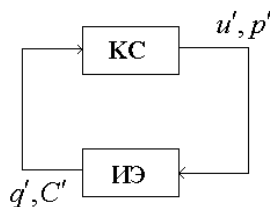


Рис. 1.11. Принципиальная схема автоколебательной установки: КС – колебательная система, ИЭ – источник энергии

Б.В. Раушенбах [1, 92] показал, что в режиме вибрационного горения возможны два независимых источника энергии: тепловой и механический. В двигателях, работающих на газообразных компонентах, как правило, реализуется тепловой источник, поскольку

при пересечении фронта горения массовый расход остается постоянным, градиент давления незначительный, и эффект горения можно свести к процессу тепловыделения [93] .

В трубе Рийке, установке Зондхаусса, неравномерно нагретом резонаторе Гельмгольца самовозбуждение колебаний происходит за счет теплоты, получаемой газом от находящихся в потоке нагретых тел.

В камерах сгорания жидкостных ракетных двигателей объем газообразных продуктов сгорания намного больше объема жидкого горючего, т.е. процесс горения является мощным источником массы [94] и, следовательно, источником механической энергии.

В камерах сгорания и форсажных камерах ВРД жидкое топливо впрыскивается в поток воздуха, обтекающий коллектор с форсунками. Здесь могут реализоваться оба источника энергии автоколебаний, однако более вероятным считается тепловыделение в зоне горения [31].

Сам по себе источник энергии – стационарного действия и колебательную составляющую он приобретает благодаря механизму обратной связи, т.е. совокупности физико-химических процессов, происходящих в зоне горения или области теплоподвода под воздействием акустических колебаний, приводящих к периодическому выделению энергии.

Наличие нагретых тел в потоке газа или неравномерный нагрев внешней стороны стенок трубы являются причинами самовозбуждения акустических колебаний в трубе Рийке и неравномерно нагретом резонаторе Гельмгольца. Если возмущения потока отсутствуют, процесс теплопередачи будет стационарным. Периодическая составляющая скорости теплоподвода, необходимая для возбуждения колебаний, появляется благодаря воздействию звуковых колебаний на теплообмен газа с нагретым телом или стенками трубы. Например, в трубе Рийке колебания скорости потока приводят

к периодическим изменениям скорости теплоотдачи от нагретого тела. Этот процесс математически можно представить выражением [1]:

$$q'(t) = K_u u'(x^*, t) = |K_u| u'(x^*, t) \exp(-i\psi). \quad (1.1)$$

Модуль и фаза передаточной функции зависят от числа Струхаля $Sh = \omega d / U_0$; d – линейный размер нагретого тела, например, диаметр проволоки, из которой изготовлена сетка в трубе Рийке. При увеличении числа Струхаля модуль передаточной функции быстро уменьшается, а фаза увеличивается, причем при $Sh \rightarrow \infty$ имеем $|K_u| \rightarrow 0, \psi \rightarrow \pi/2$.

Таким образом, колебания скорости теплоотдачи отстают по фазе от колебаний скорости потока на угол ψ , который при увеличении числа Струхаля достигает предельного значения $\pi/2$. Так как процесс теплоотдачи обладает определенной инерцией, то при больших числах Струхаля нагретое тело не успевает передать газу теплоту, обусловленную колебаниями скорости потока, поэтому амплитуда колебаний скорости теплоотдачи стремится к нулю.

Рассмотрим поющее пламя в трубе, вход которой закрыт, за исключением небольшого отверстия для подачи предварительно подготовленной смеси горючего газа с воздухом. В отличие от опытов Хиггинса диффузионные процессы исключаются из рассмотрения, так как течение воздуха по трубе отсутствует. Пусть газ в трубе-резонаторе совершает акустические колебания. Это приведет к тому, что в подающей трубке будут распространяться звуковые волны, и процесс истечения горючей смеси станет периодическим. Пульсации скорости истечения означают, что расход смеси, а следовательно, и скорость тепловыделения при горении также станут периодическими. В рассматриваемом случае цепочка обрат-

ной связи выглядит следующим образом: пульсации давления в трубе-резонаторе → периодические изменения скорости истечения горючей смеси → колебания скорости тепловыделения при горении [95, 96]. Этот механизм обратной связи часто называют «расходным».

По аналогии с выражением (1.1) запишем:

$$q'(t) = |K_u| u'_b(t) \exp(-i\omega\tau_u). \quad (1.2)$$

Время запаздывания горения зависит от состава смеси и диаметра выходного отверстия подающей трубки:

$$\tau_u \sim d_b / U_n. \quad (1.3)$$

Физический смысл времени τ_u заключается в следующем. При изменении скорости истечения фронт пламени начинает перемещаться, чтобы занять положение, соответствующее изменившейся скорости потока. Этот процесс требует определенного времени.

Пусть по трубе движется воздух, и в некотором сечении в поток вводится горючий газ, который сгорает диффузионным способом. В качестве примера может служить рассмотренное капиллярное поющее пламя. Расход горючего газа можно считать постоянным, нечувствительным к изменению давления в трубе. В этом случае на процесс горения будут влиять возмущения скорости движения воздуха. При скачкообразном увеличении этой скорости ускоряется процесс диффузии молекул кислорода в поток горючего газа. Диффузионный фронт пламени – поверхность, на которой горючий газ и воздух находятся в стехиометрическом отношении [49, 93], поэтому ускорение диффузии кислорода заставит пламя сократить размеры. Избыток окислителя приведет к тому, что фронт пламени начнет перемещаться в сторону горючего газа, пока не выполнится условие стехиометрии. При уменьшении скорости воздушного потока будет наблюдаться обратная картина, и

поверхность пламени должна увеличиваться. Любое отклонение фронта пламени от стехиометрической поверхности означает, что скорость горения уменьшается и будет опять максимальной, когда пламя достигнет нового стехиометрического положения. Для этого необходимо определенное время (время запаздывания горения). В рассматриваемом случае обратная связь заключается в следующем: возмущения скорости потока воздуха \rightarrow периодические изменения скорости диффузии кислорода \rightarrow колебания скорости тепловыделения, обусловленные изменениями скорости горения. Аналитически этот процесс можно представить выражением типа (1.1).

С формальной точки зрения процессы диффузии и теплопередачи во многом идентичны и можно предположить, что время запаздывания диффузионного горения изменяется в тех же пределах, что и время запаздывания скорости теплоотдачи в трубе Рийке, т.е. $0 < \tau_u < \pi/2$.

На практике перед зоной горения часто располагаются сужающиеся, расширяющиеся или искривленные участки, а также элементы установки, расположенные в потоке, являющиеся плохо-обтекаемыми телами. Во всех этих случаях в потоке образуются и распространяются вихри. В колеблющемся потоке вихреобразование будет носить периодический характер. Наблюдения показали, что с момента зарождения вихрь увеличивается в течение некоторого времени, после чего происходит его отрыв и движение вместе с потоком. Срыв следующего вихря происходит спустя время, равное периоду колебаний скорости потока [1].

Наличие стоячих волн в трубе приводит к появлению вторичных течений – вихрей Рэлея в ядре потока и вихрей Шлихтинга в пограничном слое вблизи стенок [53]. При наличии средней скорости течения эти вихри будут сноситься потоком и взаимодействовать с процессом горения. Подходя к фронту пламени, каждый

вихрь деформирует его, что приводит к изменению локальной скорости распространения пламени, а в конечном итоге – к изменениям интегральной (для всего пламени) скорости сгорания горючей смеси, а значит, и скорости тепловыделения при горении [1]. Математически этот механизм обратной связи может быть представлен выражением типа (1.1), в которое необходимо ввести колебания скорости в сечении, где происходит отрыв вихрей. Время запаздывания скорости тепловыделения состоит из двух слагаемых: времени движения вихря от сечения отрыва до зоны горения и времени запаздывания горения, связанного с изменением структуры фронта пламени при его деформации под воздействием вихря.

Ландау, Дарье и Маркштейн показали, что плоский фронт пламени, находящийся в потоке горючей смеси, способен усиливать бесконечно малые возмущения скорости и давления [44, 97]. В определенном диапазоне длин волн поверхность горения приобретает волнистый характер и с ростом возмущений распадается на «ячейки», выпуклая часть которых направлена в сторону горючей смеси. Ячейки совершают хаотическое движение, поглощая ячейки меньших размеров, и распадаются, достигнув некоторой величины. Этот эффект наблюдается, когда отсутствуют внешние возмущающие факторы и стационарный (невозмущенный) фронт пламени не испытывает ускорений в направлении, перпендикулярном фронту. Если пламя поместить в трубу-резонатор, звуковые колебания будут воздействовать на фронт пламени, заставляя его совершать периодическое движение с переменным ускорением. Это приводит к тому, что ячеистая структура будет периодически усиливаться и ослабляться. Механизм обратной связи, основанный на гидродинамической неустойчивости фронта пламени, может быть следующим: колебания скорости потока в трубе-резонаторе заставляют пламя совершать ускоренное движение. Фронт пламени приобретает волнистый характер, периодически изменяя площадь поверхно-

сти. Это приводит к колебаниям интегральной скорости горения, т.е. скорости тепловыделения [1].

На практике, например, в камерах сгорания двигателей летательных аппаратов используется жидкое топливо, которое подается с помощью специальных устройств – форсунок. Распыленное топливо прогревается, испаряется, перемешивается с потоком воздуха или парами жидкого окислителя, после чего горючая смесь быстро сгорает. Все перечисленные процессы чувствительны к изменениям давления в зоне горения: улучшается качество распыления капель, повышается скорость смесеобразования, ускоряются процессы испарения и прогрева капель топлива и окислителя. При достаточно больших амплитудах колебаний давления возрастает скорость химических реакций, сопровождающих процесс горения [3, 94, 98].

Рассмотрим горение жидкого топлива в потоке воздуха. Акустические возмущения вызовут колебания расхода топлива и скорости воздушного потока, обтекающего форсунку. В этом случае могут реализоваться расходный и диффузионный механизмы обратной связи, как в случае поющих пламен. При достаточно больших давлениях подачи топлива его расход можно считать постоянным.

Пусть форсунка располагается в области, где колебания скорости воздуха незначительны, например, в «узле» скорости стоячей звуковой волны. Тогда оба указанных механизма обратной связи исключаются. С момента выхода капли топлива из форсунки до ее полного сгорания проходит время (время запаздывания), необходимое для распыления, прогрева, испарения топлива, смешения с окислителем, протекания химических реакций. Перечисленные процессы чувствительны к колебаниям давления, что приводит к изменению времени запаздывания горения. Его уменьшение сопровождается более быстрым сгоранием топлива, т.е. увеличением

скорости тепловыделения. Увеличение τ_p приводит к уменьшению скорости тепловыделения. Следовательно, процесс тепловыделения становится периодическим и появляется возможность самовозбуждения акустических колебаний. В этом случае обратную связь представим в виде:

$$q' = |K_p| p'(x^*, t) \exp(-i\omega\tau_p). \quad (1.4)$$

Если окислитель подается в камеру сгорания тоже в жидком виде, как это происходит в ЖРД, механизм, обусловленный переменным временем запаздывания, является основным [3]. Более того, в отличие от всех описанных выше случаев акустическая неустойчивость связана не с колебаниями скорости тепловыделения, а с периодическим газообразованием в камере сгорания. При попадании капель топлива и окислителя в зону горения давление и температура имеющихся там газов практически не изменяются, так как удельный объем вещества в жидком состоянии намного меньше, чем в газообразном. Но после сгорания смеси топлива и окислителя в зоне горения появляется дополнительная масса газа. Так как процесс горения непрерывен и происходит достаточно быстро, объем зоны горения и температура газа почти не изменяются, но давление значительно увеличивается. В рассматриваемом случае из жидкого состояния в газообразное превращаются и топливо, и окислитель, поэтому повышение давления в зоне горения за счет газообразования является более значительным, чем изменение давления, вызванное колебаниями скорости тепловыделения.

Итак, существует много различных механизмов обратной связи, приводящих к периодическому подводу энергии к колеблющемуся газу. Это создает трудности в определении причин возникновения вибрационного горения. Кроме того, механизм, действовавший сначала, при малых акустических возмущениях, может сме-

ниться другим, когда колебания станут настолько интенсивными, что характер горения станет совершенно другим. Например, при горении за стабилизатором фронт пламени первоначально имеет волнистую структуру [1]. При увеличении амплитуды колебаний появляются разрывы, наблюдается периодическое образование и отрыв вихрей от стабилизатора. Дальнейшее усиление колебаний ведет к турбулизации потока, горение имеет объемный характер и происходит в области, окружающей стабилизатор и не имеющей четких границ.

Однако задача определения механизмов обратной связи должна быть решена. Это позволит наметить пути устранения колебаний и, как будет показано ниже, провести теоретический анализ явления.

1.4. Основные подходы к изучению термоакустических колебаний

Рэлей [95] первым предположил, что акустические колебания поддерживаются, если максимум тепла сообщается колеблющемуся газу в момент его максимального сжатия. Патнэм и Деннис [44] математически обосновали эту гипотезу, которая получила название «критерия Рэля» и формулируется так: если фазовый сдвиг между колебаниями давления и колебаниями скорости теплоподвода по абсолютному значению меньше $\pi/2$, колебания возбуждаются; если фазовый сдвиг лежит в пределах от $\pi/2$ до π , колебания гасятся.

Теоретические исследования неустойчивости горения в ЖРД, проведенные В.Л. Эпштейном [99], показали, что критерий Рэля справедлив и в этом случае, только вместо скорости теплоподвода учитывается скорость выделения газообразных продуктов сгорания.

При теоретическом анализе автоколебаний при горении основные трудности связаны со сложностью математического описания механизмов обратной связи с учетом нелинейных свойств и необходимостью решать нелинейные уравнения в частных производных.

В линейной постановке задача существенно упрощается, однако проблема описания механизма обратной связи сохраняется, так как решение уравнений, характеризующих процесс горения, даже в линейном приближении, является чрезвычайно сложным. Введение феноменологического запаздывания процесса горения сыграло выдающуюся роль в развитии теории вибрационного горения. М.С. Натанзон [98, 100] первым использовал понятие постоянного времени запаздывания, исследуя низкочастотную неустойчивость горения. Л. Крокко [101] ввел в рассмотрение переменное время запаздывания (чувствительное к колебаниям давления) и на его основе разработал механизм внутрикамерной и высокочастотной неустойчивости горения в ЖРД.

Был получен ряд результатов для сосредоточенных колебательных систем типа резонатора Гельмгольца и распределенных – типа цилиндрической трубы.

Анализ условий возбуждения вибрационного горения в устройствах типа резонатора Гельмгольца, в которых происходит сгорание газообразного и жидкого топлива, был проведен в работах [49, 96].

При возбуждении низкочастотной неустойчивости горения в ЖРД [3, 94, 98, 102] колебательная система состоит из упругого объема (камеры сгорания), инерционного звена (системы подачи) и сосредоточенного звена, описывающего процесс истечения газа из сопла. Для такой постановки задачи необходимым условием является малость характерных размеров указанных элементов по сравнению с длиной волны возбуждаемых колебаний. Задача решается

по следующей методике: из условий сохранения массы и движения компонентов по трубопроводам с учетом постоянного времени запаздывания определяют характеристическое уравнение задачи, решая которое одним из методов теории автоматического регулирования, определяют условия, соответствующие границе неустойчивости.

В случае внутрикамерной неустойчивости [3, 94] задача отличается от предыдущей тем, что используется модель чувствительного времени запаздывания и не учитывается система подачи. Общим при изучении вибрационного горения в сосредоточенных системах является то, что они описываются обыкновенными дифференциальными уравнениями и, следовательно, при анализе условий возбуждения колебаний можно использовать математический аппарат теории автоматического регулирования.

В распределенных системах возмущения параметров потока имеют волновую природу. Н.А. Аккерман [100] показал, что продольные акустические колебания возбуждаются в камерах сгорания при условии, когда время преобразования топлива близко ко времени пробега звуковой волны от головки до сопла и обратно. Задача определения границы неустойчивости решается следующим образом [94, 101]. Если протяженность зоны горения мала по сравнению с длиной волны акустических колебаний в камере сгорания, то процесс горения сосредоточенный и можно свести зону горения к плоскости разрыва, на которой расположен источник массы. Используя модель переменного времени запаздывания, проведя линеаризацию уравнений, описывающих процесс горения жидкого топлива, можно получить соотношения, связывающие акустические возмущения до и после плоскости разрыва. Характеристическое уравнение задачи, определяющее условия возбуждения и частоту колебаний, получается после подстановки решений волнового

уравнения в граничные условия на концах камеры сгорания и на плоскости источника.

Мерк [103], придерживаясь описанной методики, получил соотношения, связывающие акустические возмущения на плоскости теплоподвода. Введя акустические проводимости частей трубы, расположенных слева и справа от источника, он получил обобщенное характеристическое уравнение и проанализировал его применение к лабораторным системам.

Б.В. Раушенбах [1], линеаризовав уравнения сохранения массы, импульса и энергии, получил соотношения на плоскости подвода энергии в общем виде и проиллюстрировал применимость результатов своей теории на примере камер сгорания ВРД, ЖРД и ряда лабораторных установок.

В.Е. Дорошенко, С.Ф. Зайцев, В.И. Фурлетов [104] при теоретическом исследовании вибрационного горения в модельной камере сгорания, работающей на газообразных компонентах, применили другую методику. При описании колебаний они использовали неоднородное волновое уравнение для звукового давления, в правой части которого с помощью функции распределения был записан член, характеризующий скорость тепловыделения при горении. Авторы показали, что, используя метод разделения переменных, можно решить сначала задачу в линейной постановке, затем, используя линейное приближение, получить обыкновенное нелинейное дифференциальное уравнение для временной части функции давления и определить амплитуду автоколебаний.

Нелинейный анализ продольной акустической неустойчивости горения содержится также в работах [1, 3, 105–107]. Пока методика решения таких задач не отработана до конца, выражения, описывающие нелинейные свойства процесса горения, имеют предположительный характер и не подвергались строгому обоснованию.

Перспективным в плане решения нелинейных задач теории вибрационного горения является энергетический метод, позволяющий лучше понять физическую природу процессов, приводящих к самовозбуждению колебаний, получить ряд критериев неустойчивости [1, 34, 44, 98, 108]. Именно энергетический подход был использован для математического обоснования критерия Рэлея, о котором говорилось ранее.

Суть метода заключается в следующем. Бесконечно малые акустические возмущения в газе усиливаются, если акустическая энергия, генерируемая тепловым источником, например, процессом горения, больше ее потерь. Условие

$$A_c = A_d \quad (1.5)$$

соответствует границе неустойчивости. Первоначально колебания скорости тепловыделения зависят от возмущений скорости потока или давления прямо пропорционально. Энергия, равная разнице $A_c - A_d$ увеличивается, и колебания газа усиливаются. Затем из-за нелинейных свойств процесса горения рост амплитуды колебаний скорости тепловыделения замедляется. В то же время быстро возрастают потери акустической энергии, вызванные, например, излучением звука из камеры сгорания и вязкостью газа. Величины A_c и A_d сближаются, а повторное равенство получаемой газом акустической энергии и теряемой означает, что амплитуда достигла значения, соответствующего установившимся колебаниям. Уравнение (1.5) было успешно использовано для линейного анализа устойчивости в трубе Рийке [1], установке Зондхауса и резонаторе Гельмгольца [109], камерах сгорания ЖРД [98].

Анализ результатов экспериментальных и теоретических работ по исследованию вынужденных колебаний газа в трубах [110–114] показывает, что характер распространения звуковых

волн при увеличении их амплитуды становится существенно нелинейным. Появляются так называемые нелинейные резонансы, впервые обнаруженные М.А. Ильгамовым с сотрудниками, гармонический профиль волны искажается, возникают вторичные течения внутри трубы и на открытом конце, где пульсации давления и скорости потока связаны нелинейным соотношением, усиливается турбулентность потока. В автоколебательном режиме все перечисленные эффекты будут влиять на потери акустической энергии, а следовательно, на амплитуду установившихся колебаний. Учтя нелинейный характер излучения звука на концах трубы, Р.Г. Галиуллин [109] получил выражения для амплитуды установившихся колебаний скорости потока в трубе Рийке и установке Зондхаусса. Нелинейные свойства области теплоподвода не рассматривались.

Энергетический метод применим, когда известна частота колебаний. При решении этой задачи считается, что поток состоит из двух частей – холодной и горячей, разделенных областью теплоподвода. Распределение температуры газа имеет ступенчатый характер. В достаточно длинных камерах сгорания, а также при наличии охлаждающих устройств температуры газа в зоне горения и на выходе из установки существенно отличаются друг от друга. Появляется продольный градиент температуры горячего газа, который при расчете частот колебаний не учитывался.

В работах [115, 116] исследовались нелинейные колебания газа в трубе, создаваемые поршнем при наличии градиента температуры в области теплоподвода, но при его отсутствии за ее пределами.

В настоящее время продолжают работы по развитию общей теории термоакустических колебаний [117, 118]. Анализ результатов по изучению эффектов Зондхаусса и Рийке, автоколебаний, возникающих при горении в установках типа трубы Рийке содержится в обзорной статье [119]. Особое внимание уделяется меха-

низмам обратной связи, изучение которых вызывает наибольшие затруднения из-за сложности экспериментального определения зависимости колебаний скорости тепловыделения при горении от акустических возмущений.

Для жидкого топлива эта задача была решена с помощью фазового доплеровского анализатора РДРА [63, 76–78]. Передаточная функция пламени, образующегося при истечении однородной газовой смеси из отверстия была определена фотометрическим способом и полуэмпирическим методом, который значительно проще, а результаты близки к тем, которые получены путем прямых измерений [120].

Разработана математическая модель горения капли в колеблющемся потоке воздуха [96]. Предложена кинематическая модель колебаний ламинарного фронта пламени, определена его передаточная функция и проведен анализ условий самовозбуждения колебаний в трубе, заполненной однородной газовой смесью [121]. Влияние акустических колебаний на диффузионное пламя, образующееся при встречном движении потоков топлива и окислителя, исследовано в работе [122]. Продолжается изучение гидродинамической неустойчивости плоского фронта пламени [123, 124].

Итак, изучение вибрационного горения, как одного из интереснейших автоколебательных явлений, по-прежнему актуально с научной и практической точек зрения. Существует необходимость дальнейших исследований в следующих основных направлениях:

1. Продолжение экспериментальных исследований на лабораторных моделях камер сгорания энергетических установок.
2. Разработка математических моделей и методов экспериментального исследования механизмов обратной связи.
3. Развитие энергетического метода, усовершенствование методики расчета границ неустойчивости, частоты и амплитуды установившихся колебаний с учетом продольного градиента темпера-

туры газа, нелинейных эффектов при горении и распространении звуковых волн.

4. Обобщение результатов, полученных для основных акустических типов устройств вибрационного горения.

Глава 2. ПРОДОЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ГАЗА В АКУСТИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ КАМЕР СГОРАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

2.1. Колебания газа в трубах с учетом продольного градиента температуры

Распространение малых акустических возмущений в идеальном изоэнтропическом газе описывается волновым уравнением, в котором скорость звука постоянна [125, 126], а решения могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned} u'(x, t) &= C \cos(k_0 x + \varphi) \exp i \omega t, \quad k_0 = \omega / c_0, \\ p'(x, t) &= -i \rho_0 c_0 C \sin(k_0 x + \varphi) \exp i \omega t. \end{aligned} \quad (2.1)$$

В теории звука широко используется понятие акустического импеданса, равного отношению акустического давления к акустической скорости в данном сечении трубы или точке звукового поля. Импеданс является комплексной величиной, ее действительная часть обусловлена потерями акустической энергии, мнимая часть влияет на фазу звуковой волны. Без учета потерь граничные условия на концах трубы обычно записывают в виде:

$$p'(0, t) = -i Y_0 u'(0, t), \quad p'(l, t) = i Y_l u'(l, t).$$

Из первого условия с учетом решений (2.1) следует:

$$\varphi = \arctg \bar{Y}_0, \quad \bar{Y}_0 = Y_0 / (\rho_0 c_0).$$

Второе условие приводит к выражению:

$$\operatorname{tg}(k_0 l) = \frac{\bar{Y}_0 + \bar{Y}_l}{\bar{Y}_0 \bar{Y}_l - 1}, \quad \bar{Y}_l = Y_l / (\rho_0 c_0).$$

Это известное в акустике уравнение частот колебаний газа в трубе с произвольными граничными условиями [125]. Например, для трубы, открытой на концах, можно положить $\bar{Y}_0 = \bar{Y}_l = 0$, если вместо реальной длины трубы взять «эффективную» [127]:

$$l^* = l + 2\Delta l, \quad \Delta l = 0,613R. \quad (2.2)$$

Решение для частот колебаний имеет вид:

$$f_n = c_0 n / (2l^*), \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Если один из концов трубы закрыт, например, $u'(0, t) = 0$, тогда $\bar{Y}_0 = \infty$, $\bar{Y}_l = 0$, а из уравнения частот следует:

$$f_n = c_0 (n - 1/2) / (2l^*), \quad l^* = l + \Delta l.$$

Пусть внутри трубы имеется плоскость теплоподвода, которая делит поток на холодную и горячую части. Газ входит в трубу, имея температуру $T_{1,0}$. В некотором сечении на расстоянии x^* от входа температура скачком увеличится до $T_{2,0}$. Потом за счет теплоотдачи к стенкам температура газа и скорость звука, которая прямо пропорциональна корню квадратному из температуры, уменьшаются (рис. 2.1). Если скорость потока велика, а труба – короткая, падение температуры можно не учитывать. Исследования распространения звуковых волн в трубе при скачкообразном изменении температуры газа [49, 128] показали, что при перемещении

скачка от входа к концу трубы частоты колебаний изменяются неравномерно. Например, в трубе, открытой на концах, в интервалах значений x^* от 0 до $0,25l$ и от $0,5l$ до l первая из частот колебаний быстро уменьшается, а в диапазоне от $0,25l$ до $0,5l$ практически остается постоянной. Уравнение частот колебаний имеет вид

$$\sqrt{B} \operatorname{tg}(\omega x^*/c_1) + \operatorname{tg}[\omega(l-x^*)/c_2] = 0. \quad (2.3)$$

В длинной трубе при небольшой скорости потока, а также при наличии воздушного или водяного охлаждения стенок падение температуры будет значительным, появится градиент скорости звука в горячей части потока. Для идеального газа при отсутствии возмущений тепловых потоков, градиента среднего давления, при малых числах Маха волновое уравнение для скорости потока имеет вид [54]:

$$\frac{\partial^2 u_2'}{\partial t^2} - c_2^2(x) \frac{\partial^2 u_2'}{\partial x^2} = 0. \quad (2.4)$$

В общем случае это уравнение решается приближенными методами или путем численного интегрирования. Положим, что скорость звука изменяется по линейному закону:

$$c_2(x) = a - bx \quad \text{при} \quad x^* \leq x \leq l. \quad (2.5)$$

Решение ищется в виде $u_2' = F_u(x) \exp(i\omega t)$. После подстановки в выражение (2.4) получается уравнение:

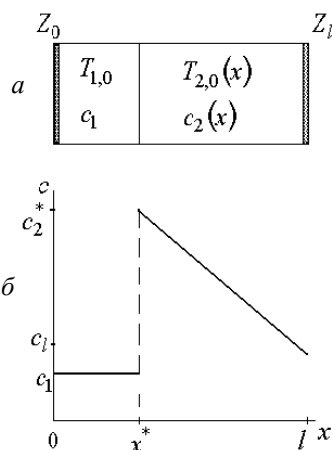


Рис. 2.1. Принципиальная схема трубы (а) и распределение скорости звука в газе (б)

$$\frac{d^2 F_u}{dx^2} + \left(\frac{\omega}{c_2} \right)^2 F_u = 0. \quad (2.6)$$

Введем новую переменную [129]:

$$y_u = \int \frac{\omega dx}{c_2}.$$

После преобразования уравнение (2.6) принимает вид:

$$\frac{d^2 F_u}{dy_u^2} + \frac{b}{\omega} \frac{dF_u}{dy_u} + F_u = 0.$$

Решение ищется в виде $F_u = F^* \exp(\alpha' y)$. Определяя значения α' , получим:

$$F_u(y_u) = e^{-\frac{by_u}{2\omega}} \left(F_1^* e^{i\beta y_u} + F_2^* e^{-i\beta y_u} \right);$$

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{2\omega} \right)^2}.$$

Возвращаясь к исходной переменной, полагая $2F_1^* = C_2 \exp i\varphi_2$, $2F_2^* = C_2 \exp(-i\varphi_2)$, имеем:

$$u'_2(x, t) = \exp \left(-\frac{b}{2} \int \frac{dx}{c_2} \right) C_2 \cos \left[\left(\omega \beta \int \frac{dx}{c_2} \right) + \varphi_2 \right] \exp(i\omega t). \quad (2.7)$$

Для распределения (2.5):

$$\int \frac{dx}{c_2} = \int \frac{dx}{a - bx} = -\frac{1}{b} \ln(a - bx) + \text{const}.$$

Если градиент скорости звука отсутствует, для акустической скорости должно быть выражение типа (2.1):

$$u'_2(x, t) = C_2 \cos(\omega x/a + \varphi_2) \exp(i\omega t). \quad (2.8)$$

При $b = 0$, $\beta = 1$, чтобы из соотношения (2.7) получить (2.8), необходимо положить $\text{const} = (1/b) \ln a$. Полагая $c_2(x) = a = c_2^*$, переходя к пределу при $b \rightarrow 0$, раскрывая неопределенность типа $0/0$, получим:

$$\left(\int \frac{dx}{c_2} \right) \Big|_{b \rightarrow 0} = \left[-\frac{1}{b} \ln \left(1 - \frac{b}{a} x \right) \right] \Big|_{b \rightarrow 0} = \frac{x}{c_2^*}, \quad (2.9)$$

что доказывает правильность выбора постоянной.

Окончательное выражение для возмущений скорости потока принимает вид:

$$u'_2(x, t) = C_2 e^{i\omega t} \left(1 - \frac{bx}{a} \right)^{1/2} \cos \left[\varphi_2 - \frac{\omega \beta}{b} \ln \left(1 - \frac{bx}{a} \right) \right]. \quad (2.10)$$

Акустическое давление можно определить из линеаризованного уравнения непрерывности [54]:

$$p'_2(x, t) = -\rho_{2,0} c_2^2 \int \frac{\partial u'_2}{\partial x} dt = -\frac{\rho_{2,0} c_2^2}{i\omega} \frac{dF_u}{dx} e^{i\omega t}.$$

Выражение для возмущений давления имеет вид:

$$p'_2(x, t) = -i\rho_{2,0} c_2 C_2 e^{i\omega t} \left(1 - \frac{bx}{a} \right)^{1/2} \left\{ \frac{b}{2\omega} \cos \left[\varphi_2 - \frac{\omega \beta}{b} \ln \left(1 - \frac{bx}{a} \right) \right] + \beta \sin \left[\varphi_2 - \frac{\omega \beta}{b} \ln \left(1 - \frac{bx}{a} \right) \right] \right\}. \quad (2.11)$$

На входе в трубу справедливо соотношение:

$$p'_1(0, t) = -iY_0 u'_1(0, t),$$

где Y_0 – мнимая часть импеданса в сечении $x=0$; выражения для акустических возмущений в холодном газе описываются выражениями (2.1) с учетом соответствующего индекса. Из этого граничного условия следует:

$$\varphi_1 = \arctg[Y_0/(\rho_{l,0}c_l)]. \quad (2.12)$$

На конце трубы выполняется граничное условие:

$$p_2'(l, t) = iY_l u_2'(l, t),$$

и с учетом формул (2.10), (2.11) имеем:

$$\varphi_2 = \frac{\omega\beta}{b} \ln\left(1 - \frac{bl}{a}\right) - \arctg\left[\frac{1}{\beta}\left(\frac{b}{2\omega} + \frac{Y_l}{\rho_{l,0}c_l}\right)\right].$$

Условия, связывающие акустические возмущения до и после скачка температуры, имеют вид [128]:

$$p_1'(x^*, t) = p_2'(x^*, t), \quad u_1'(x^*, t) = u_2'(x^*, t).$$

Из них следует:

$$-\frac{b}{2\omega} + \beta \operatorname{tg}\left[\frac{\omega\beta}{b} \ln\left(1 - \frac{bx^*}{a}\right) - \varphi_2\right] + \frac{c_2^*}{c_1} \operatorname{tg}\left(\frac{\omega x^*}{c_1} + \varphi_1\right) = 0. \quad (2.13)$$

Это уравнение позволяет вычислить частоты продольных колебаний газа в трубе с любыми граничными условиями.

Для трубы, открытой на концах, заменяя реальную длину трубы эффективной, полагая $Y_0 = 0 = Y_l$, получим:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= 0; \\ \varphi_2 &= \frac{\omega\beta}{b} \ln\left(1 - \frac{bl^*}{a}\right) - \arctg\left(\frac{b}{2\omega\beta}\right). \end{aligned} \quad (2.14)$$

Если в равенствах (2.13), (2.14) положить $b = 0$, $\beta = 1$, раскрыть неопределенности, получим $\varphi_2 = -\omega l^*/c_2^*$, а уравнение частот совпадет с выражением (2.3), в котором с учетом концевых поправок необходимо заменить реальную длину трубы на эффективную.

Были проведены измерения собственных частот акустических колебаний газа в трубе, открытой на концах, длиной 0,91 м с внутренним диаметром 0,036 м [130]. Колебания возбуждались с помощью генератора звуковых сигналов и электродинамического громкоговорителя, а регистрировались акустическим зондом и соответствующей аппаратурой. Собственные частоты определялись резонансным методом. На оси трубы располагалось пропановоздушное пламя, образующееся на конце газоподающей трубки длиной 3 м с внутренним диаметром 0,005 м.

На рис. 2.2 приведены экспериментальные и теоретические данные для двух первых собственных частот при условии $c_2^* = 497$ м/с, $b = 165$ с⁻¹. Эти значения были определены по результатам измерений распределения вдоль трубы средней по сечению температуры газа.

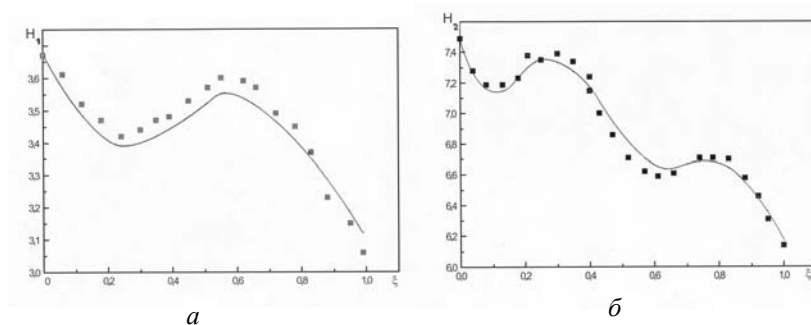


Рис. 2.2. Зависимости частоты колебаний от положения скачка температуры в трубе: a – первая; b – вторая собственная частота

$H = \omega l/c_1$, $\xi = x^*/l$; линия – теория, точки – эксперимент

Опытные данные и результаты расчета количественно согласуются. При изменении положения скачка от входа к выходу из трубы частота колебаний изменяется не монотонно: участки, где происходит уменьшение частоты, чередуются с интервалами, в которых она изменяется противоположным образом. На кривых появляются минимумы и максимумы, которые отсутствуют, если имеется скачок температуры, но градиент скорости звука в горячем газе отсутствует.

2.2. Влияние находящихся в потоке препятствий на частоту колебаний

В прямоточных камерах сгорания для удержания пламени используются тела плохобтекаемой формы – стабилизаторы. В топочных устройствах для сжигания твердого кускового топлива имеются специальные решетки. Наличие препятствий искажает линии тока, приводит к вихреобразованию, что должно повлиять на характер распространения звуковых волн, а следовательно, и на частоты акустических колебаний. В таблице приведены результаты измерений частот колебаний воздуха для первых трех гармоник трубы, описанной в подразд. 2.1. На входе в трубу располагался конус с углом при вершине 90° , с переменной площадью основания, его ось совпадала с осью трубы, вершина находилась во входном сечении. Резонансным методом определялись собственные частоты трубы, открытой на концах, и трубы с конусом на входе для первых трех гармоник $n = 1, 2, 3$. Если степень перекрытия сечения трубы $\varepsilon_x = 0,36$, частоты практически те же, что и при отсутствии препятствия. Увеличение перекрытия приводит к уменьшению частот, причем с возрастанием номера гармоники эффект становится более заметным.

Влияние параметра ε_s на частоты колебаний

ε_s	f , Гц		
	f_1	f_2	f_3
0	184	370	553
0,67	182	363	546
0,85	180	359	541

Рассмотрим трубу, открытую на концах, в начале которой на участке $0 \leq x \leq l_s$ расположено препятствие. Как было показано, замена реальной длины на эффективную приводит к равенству нулю импеданса на конце, т.е. $p'(l^*, t) = 0$. Из этого условия, с учетом выражения (2.1) для акустического давления, следует: $\varphi = -\omega l^* / c_0$. Граничное условие в сечении $x = l_s$ можно записать в виде:

$$Sp'(l_s, t) = -iZ_s u'(l_s, t),$$

где Z_s – механический импеданс препятствия, который в теории звука [95, 125] обычно записывают в виде: $Z_s = \omega M_s$, (M_s – так называемая «присоединенная» масса).

Подставляя в это граничное условие выражения (2.1) для акустических возмущений, получим уравнение

$$(\omega n l^* / c)(1 + \overline{m}_s - l_s / l^*) = \pi n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.15)$$

где $\overline{m}_s = M_s / m_0$, $m_0 = \rho_{1,0} l^* S$ – масса колеблющегося в трубе газа с учетом присоединенных масс на открытых концах.

Если присоединенная масса препятствия известна, из уравнения (2.15) можно определить частоты колебаний. При известной частоте

$$\overline{m}_s = (0,5nc_0 / f_n + l_s) / l^* - 1. \quad (2.16)$$

Эта формула является основой простой методики экспериментального определения мнимой части импеданса любого препятствия. Для этого достаточно поместить препятствие в начале трубы, измерить собственные частоты, соответствующие определенным порядковым номерам, определить расстояние l_s , эффективную длину трубы, скорость звука (с учетом условий проведения эксперимента) и подставить в выражение (2.16).

По этой методике была определена присоединенная масса конического препятствия, описанного в начале данного подраздела. Результаты измерений были аппроксимированы полиномом

$$\overline{m}_s = (0,015 + 0,152\varepsilon_s - 0,304\varepsilon_s^2 + 0,198\varepsilon_s^3)\varepsilon_s = f(\varepsilon_s). \quad (2.17)$$

Обычно продольные размеры препятствия и образующегося за ним пламени намного меньше длины звуковой волны. В этом случае можно ввести единую плоскость разрыва, при пересечении которой происходит скачкообразное изменение средней температуры газа и акустического давления. Действительно, по второму закону Ньютона

$$\begin{aligned} S[p'_1(x^*, t) - p'_2(x^*, t)] &= m_s (\partial u'_1 / \partial t); \\ p'_1(x^*, t) &= p'_2(x^*, t) + i\omega \rho_{1,0} l^* f(\varepsilon_s) u'_1. \end{aligned} \quad (2.18)$$

После деления выражения (2.18) на $u'_1(x^*, t)$ и ряда преобразований, аналогичных сделанным при выводе соотношения (2.13), получается:

$$\begin{aligned} -\frac{b}{2\omega} + \beta \operatorname{tg} \left[\frac{\omega \beta}{b} \ln \left(1 - \frac{bx^*}{a} \right) - \varphi_2 \right] + \\ + \frac{c_2^*}{c_1} \left[\operatorname{tg} \left(\frac{\omega x^*}{c_1} + \varphi_1 \right) + \frac{\omega l^* f(\varepsilon_s)}{c_1} \right] = 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Это уравнение позволяет рассчитать частоты колебаний в трубе с учетом скачка температуры газа, градиента скорости звука в горячей части потока и акустического сопротивления в плоскости скачка, обусловленного наличием стабилизатора пламени, удерживающих решеток и пр.

2.3. Установка типа емкость – труба, резонатор Гельмгольца

На практике широкое распространение получило устройство, которое можно представить принципиальной схемой, включающей камеру сгорания (топочный объем), трубу для отвода продуктов сгорания, входное устройство для подвода горючих компонентов раздельно или в виде смеси. При горении кускового твердого топлива в этом месте происходит поступление воздуха. Газ входит в топочный объем через отверстия общей площадью S_0 . Импеданс входного устройства $Z_{0,0}$ зависит от акустических свойств системы подачи (рис. 2.3).

Топочный объем обладает свойствами акустической емкости, если его поперечный размер намного больше диаметра трубы, а продольный намного меньше длины волны. В этом случае движением газа в емкости можно пренебречь и считать, что изменения давления во всех точках емкости происходят одинаково:

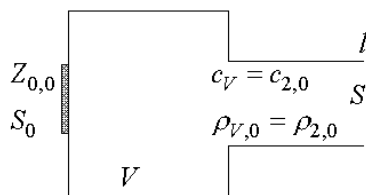


Рис. 2.3. Акустическая модель емкость – труба

$$p'_0 = p'_V = p'_{2,0}, \quad (2.20)$$

где p'_0 – акустическое давление на входе в емкость, p'_V – в емкости, $p'_{2,0}$ – на входе в трубу.

Линеаризованное уравнение сохранения массы для газа в емкости имеет вид:

$$-\frac{V}{\rho_0 c_0^2} \frac{\partial p'_V}{\partial t} + S_0 u'_0 = S u'_{2,0}.$$

Вывод этого выражения и условия непрерывности давления дан в главе 3 при анализе процессов в зоне теплоподвода.

Для гармонических колебаний $\partial p'_V / \partial t = i\omega p'_V$. После деления на p'_V с учетом (2.20) получим:

$$\frac{S u'_{2,0}}{p'_{2,0}} = \frac{S_0 u'_0}{p'_0} - \frac{i\omega V}{\rho_0 c_0^2}. \quad (2.21)$$

На входе в трубу температура газа такая же, как в емкости, затем из-за охлаждающего действия стенок она понижается. Используем выражения для акустических возмущений (2.10), (2.11), полученные для линейного распределения скорости звука. На входе в трубу, полагая $x = 0$, получим:

$$u'_{2,0} = C_2 e^{i\omega t} \cos \varphi_2, \\ p'_{2,0} = -i\rho_{V,0} c_{2,0} C_2 e^{i\omega t} \left(\frac{b}{2\omega} \cos \varphi_2 + \beta \sin \varphi_2 \right).$$

На входе в емкость $p'_0 = -iY_{0,0} u'_0$, где $Y_{0,0}$ – мнимая часть импеданса входного устройства. С учетом сделанных замечаний выражение (2.21) после некоторых преобразований принимает вид:

$$\frac{b}{2\omega} + \beta \operatorname{tg} \varphi_2 + F^{-1} = 0, \quad (2.22)$$

где

$$F = \left(\frac{\omega V}{c_0 S} - \frac{\varepsilon_0}{\bar{Y}_{0,0}} \right) \frac{c_0}{c_{2,0}}, \quad \varepsilon_0 = \frac{S_0}{S}, \quad \bar{Y}_{0,0} = \frac{Y_{0,0}}{\rho_0 c_0}. \quad (2.23)$$

Уравнение (2.22) позволяет рассчитать частоты колебаний газа при любых условиях на входе и выходе устройства рассматриваемого типа.

При отсутствии градиента температуры газа в трубе, открытой на выходе, $\varphi_2 = -\omega l^*/c_{2,0}$. Если входное устройство имеет большое акустическое сопротивление, $Y_{0,0} \rightarrow \infty$. Полагая в выражении (2.22) $b = 0$, $\beta = 1$, получим известное уравнение [125] частот колебаний однородного газа в трубе с емкостью:

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\omega l^*}{c_{2,0}} \right) = \frac{c_{2,0} S}{\omega V}.$$

Если длина трубы мала по сравнению с длиной волны, $l^*/\lambda \sim \omega l^*/c_{2,0} \ll 1$, получается устройство, которое называют резонатором Гельмгольца. В этом случае, заменяя тангенс аргументом, получим известную формулу [95, 125]:

$$\omega = c_{2,0} \left(\frac{S}{l^* V} \right)^{1/2}. \quad (2.24)$$

В качестве примера рассмотрим случай, когда топливо вводится в емкость с помощью форсунок или путем загрузки, а воздух поступает из атмосферы через патрубок. Акустические возмущения в патрубке описываются выражениями типа (2.1):

$$\begin{aligned} u'_0(y_0, t) &= C_0 \cos(\omega y_0/c_0 + \varphi_0) \exp(i\omega t); \\ p'_0(y_0, t) &= -i\rho_0 c_0 C_0 \sin(\omega y_0/c_0 + \varphi_0) \exp(i\omega t). \end{aligned}$$

Ось y_0 направлена против потока, так что граничные условия имеют вид:

$$u'_0(0, t) = -u'_0, \quad p'_0(0, t) = p'_0, \quad p'_0(l_0^*, t) = 0.$$

Тогда $\varphi_0 = -\omega l_0^*/c_0$. Так как по определению $Z_{0,0} = -p'_0/u'_0$, то

$$Y_{0,0} = \text{Im}(Z_{0,0}) = \rho_0 c_0 \text{tg}(\omega l_0^*/c_0), \quad (2.25)$$

а функция F (2.23), входящая в уравнение частот, принимает конкретный вид.

Пусть горючая смесь поступает в топочный объем из небольшой смесительной камеры через ряд одинаковых отверстий, глубина которых намного меньше длины волны, так что газ в них колеблется как твердое тело. Используем линеаризованное уравнение движения газа в отверстии:

$$\rho_0 \frac{\partial u'_a}{\partial t} + \frac{\partial p'_a}{\partial y} = 0.$$

Для гармонических колебаний интегрирование этого уравнения по длине отверстия дает:

$$i\omega \rho_0 l_a u'_a + p'_0 - p'_{V,0} = 0. \quad (2.26)$$

Линеаризованное уравнение сохранения массы имеет вид:

$$\rho_0 u'_0 S_0 = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_0} p'_{V,0} dV, \quad u'_a = u'_0.$$

Возмущения плотности и давления в смесительной камере связаны известным в линейной акустике соотношением:

$$p'_{V,0} = c_0^2 \rho'_{V,0}. \text{ Тогда}$$

$$p'_{V,0} = i \frac{\rho_0 c_0^2 S_0}{\omega V_0} u'_0.$$

Поделив уравнение (2.26) на u'_0 , получим:

$$Y_{0,0} = -\operatorname{Im} \left(\frac{p'_0}{u'_0} \right) = \rho_0 c_0 \left(\frac{\omega l_a}{c_0} - \frac{c_0 S_0}{\omega V_0} \right). \quad (2.27)$$

Если воздух поступает в камеру сгорания через отверстия из атмосферы, то $V_0 \rightarrow \infty$, а выражение (2.27) дает $Y_{0,0} = \rho_0 \omega l_a^*$, что является частным случаем короткого патрубка длиной $l_0^* = l_a^* \ll \lambda$, площадь поперечного сечения которого равна площади всех отверстий. В общем случае уравнение (2.22) может быть решено только численными методами. Аналитическое выражение получается для устройства типа резонатора Гельмгольца. Для короткого входного патрубка или отверстий:

$$F = \frac{\omega V}{c_{2,0} S} - \frac{\varepsilon_0 c_0^2}{\omega l_0^* c_{2,0}}. \quad (2.28)$$

Если длина трубы (горла резонатора) мала настолько, что можно пренебречь градиентом температуры, то $b=0$, $\beta=1$, $\varphi_2 = -\omega l^*/c_{2,0}$. Тогда из уравнения (2.22) получается формула:

$$\omega = \left(\frac{S}{l^* V} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\varepsilon_0 c_0^2 l^*}{c_{2,0}^2 l_0^*} \right)^{1/2}.$$

Сравнение с выражением (2.24) для обычного резонатора Гельмгольца, состоящего из емкости и горла, показывает, что наличие патрубка или входных отверстий повышает частоту колебаний.

2.4. Потери акустической энергии

Одной из причин поглощения звука является вязкость и теплопроводность газа в пристеночном пограничном слое. Поток акустической энергии, передаваемой ядром потока пограничному слою [5]:

$$A_v = \left\langle \int_S \operatorname{Re}(p') \operatorname{Re}(u'_y) dS \right\rangle_t, \quad (2.29)$$

где скобки означают усреднение за период колебаний. Для цилиндрической трубы $dS = 2\pi R dx$. На внешней границе пограничного слоя $u'_y = u_y \exp(i\omega t)$, $p' = p \exp(i\omega t)$, тогда выражение (2.29) принимает вид:

$$A_v = \pi R \int_0^l \operatorname{Re}(p) \operatorname{Re}(u_y) dx. \quad (2.30)$$

Воспользуемся решением Ротта [5] для поперечной компоненты акустической скорости:

$$u_y = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{n\sqrt{\operatorname{Pr}}} \right) \frac{d}{dx} \left[u_x \left(\frac{v}{i\omega} \right)^{1/2} \right] + \frac{1}{n} \left(\frac{2}{1 + \beta} \frac{1}{\operatorname{Pr} + \sqrt{\operatorname{Pr}}} - \frac{\gamma - 1}{\sqrt{\operatorname{Pr}}} \right) u_x \frac{d}{dx} \left(\frac{v}{i\omega} \right)^{1/2}.$$

В ядре потока газ можно считать идеальным, тогда из линеаризованного уравнения Эйлера следует:

$$p' = \frac{i\rho_0 c^2}{\omega} \frac{\partial u'_x}{\partial x}, \quad u'_x = u_x e^{i\omega t}.$$

Если стенки трубы обладают высокой теплопроводностью, $n = 1$. С учетом сделанных замечаний, после подстановки выражения для u_y в (2.30) и интегрирования получается:

$$A_v = \pi R \left(\frac{\omega}{2} \right)^{1/2} \left[\left(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{\text{Pr}}} \right) \int_0^l \rho_0 (u_x)^2 v^{1/2} dx + \right. \\ \left. + \left(\frac{4}{3(\text{Pr} + \sqrt{\text{Pr}})} - \frac{\gamma-1}{\sqrt{\text{Pr}}} \right) \frac{\rho_0 c^2}{\omega^2} \int_0^l u_x \frac{du_x}{dx} \frac{dv^{1/2}}{dx} dx \right]. \quad (2.31)$$

Пусть в сечении трубы x^* происходит скачкообразное увеличение температуры газа, после чего она изменяется по закону $T_{2,0}(x)$. Для газов $v \sim T_0^{3/2}$, $\rho_0 \sim T_0^{-1}$.

Выражение (2.31) принимает вид:

$$A_v = \pi R \left(\frac{\omega}{2} \right)^{1/2} \left[\left(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{\text{Pr}}} \right) \rho_{1,0} v_1^{1/2} \left(\int_0^{x^*} u_1^2(x) dx + T_{1,0}^{1/4} \int_{x^*}^l \frac{u_2^2(x) dx}{T_{2,0}(x)} \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{4}{3(\text{Pr} + \sqrt{\text{Pr}})} - \frac{\gamma-1}{\sqrt{\text{Pr}}} \right) \frac{\rho_{1,0} c_1^2}{\omega^2} \frac{v_1^{1/2}}{T_{1,0}^{3/4}} \int_{x^*}^l u_2(x) \frac{du_2}{dx} \frac{dT_{2,0}^{3/4}}{dx} dx \right]. \quad (2.32)$$

Если температура горячего газа постоянна, выражение для потока акустической энергии, поглощаемой в пограничном слое, упрощается:

$$A_v = \pi R \left(\frac{\omega}{2} \right)^{1/2} \left[\left(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{\text{Pr}}} \right) \rho_{1,0} v_1^{1/2} \left(\int_0^{x^*} u_1^2(x) dx + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{T_{1,0}}{T_{2,0}} \right)^{1/4} \int_{x^*}^l u_2^2(x) dx \right) \right]. \quad (2.33)$$

В качестве примера рассмотрим трубу, закрытую на входе и открытую на выходе. В этом случае $u_1'(0, t) = 0$, тогда $\varphi_1 = -\pi/2$ и $u_1'(x, t) = C_1 \sin(\omega x/c_1) \exp(i\omega t) = u_1(x) \exp(i\omega t)$, где C_1 – действительная величина.

Второе граничное условие $p_2'(l^*, t) = 0$, следовательно, $\varphi_2 = -\omega l^*/c_2$, $u_2'(x, t) = C_2 \cos[\omega(x - l^*)/c_2] \exp(i\omega t) = u_2(x) \exp(i\omega t)$.

После подстановки $u_1(x)$, $u_2(x)$ в выражение (2.32) и интегрирования получается:

$$A_v = \pi R \left(\frac{\omega}{2} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{\text{Pr}}} \right) \rho_{1,0} v_1^{1/2} \left[\frac{C_1^2}{2} \left(x^* - \frac{c_1}{2\omega} \sin \left(\frac{2\omega x^*}{c_1} \right) \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{T_{1,0}}{T_{2,0}} \right)^{1/4} \frac{C_2^2}{2} \left(l - x^* + \frac{c_2}{2\omega} \sin \left(\frac{2\omega(l^* - x^*)}{c_2} \right) \right) \right]. \quad (2.34)$$

Для трубы, открытой на обоих концах, $p_1'(0, t) = 0, \varphi_1 = 0$, $u_1'(x, t) = C_1 \cos(\omega x/c_1) \exp(i\omega t)$.

В этом случае получается выражение, почти совпадающее с (2.34). Отличие состоит в том, что член, содержащий $\sin(2\omega x^*/c_1)$, будет иметь положительный знак.

Пусть труба заполнена холодным газом, $x^* = l$. Если пренебречь членом, содержащим $l^* - l$, получается:

$$A_v = \pi R \left(\frac{\omega}{2} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{\text{Pr}}} \right) \rho_{1,0} v_1^{1/2} \frac{C_1^2}{2} \left(l - \frac{c_1}{2\omega} \sin \left(\frac{2\omega l}{c_1} \right) \right).$$

Для трубы, закрытой на входе и открытой на выходе, $\omega_n = \pi n c_1 / l^*$; членом, содержащим синус, можно пренебречь, и

получается известная формула [97] для трубы, заполненной однородным газом:

$$A_v = \frac{\pi R \rho_{1,0} (\omega v_1)^{1/2} l}{2^{3/2}} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{\text{Pr}}} \right) C_1^2. \quad (2.35)$$

Если труба открыта на концах, $\omega_n = 2\pi n c_1 / l^*$, и получается то же самое выражение.

Пусть скачок температуры расположен на входе, т.е. труба заполнена горячим газом с температурой $T_{2,0}$. Полагая $x^* = 0$, с учетом указанных зависимостей плотности и вязкости газа от температуры, пренебрегая разницей величин γ , Pr для холодного и горячего газов, нетрудно получить формулу, совпадающую с (2.35) после замены индекса 1 на 2.

Из выражения (2.35) следует $A_v \sim (\omega v)^{1/2} \rho_0$. Для рассмотренных случаев $\omega \sim c \sim T_0^{1/2}$. Так как $v \sim T_0^{3/2}$, $\rho_0 \sim T_0^{-1}$, оказывается, что при одинаковой амплитуде колебаний скорости потока поглощение звука в трубе постоянных размеров не зависит от температуры заполняющего ее газа. Если температура изменяется вдоль трубы, но достаточно медленно, в выражении (2.32) член, содержащий $dT_{2,0}^{3/4}/dx$, будет мал по сравнению с остальными. Тогда приближенно можно считать, что поглощение звука в горячем газе с малым градиентом температуры такое же, как и при постоянной температуре. Поток поглощаемой акустической энергии может быть вычислен по упрощенной формуле (2.35).

Другой причиной, приводящей к потерям акустической энергии, является излучение звука на концах трубы. Поток энергии, выходящий из трубы, определяется выражением:

$$A_l = \langle \text{Re}(p'_l) \text{Re}(u'_l) \rangle_t S. \quad (2.36)$$

Возмущения давления и скорости на конце трубы связаны соотношением $p'_l = X_l u'_l$. Для трубы, открытой на конце, действительная часть импеданса равна [131]:

$$X_l = \rho_{l,0} \left(\frac{\omega^2 d^2}{16c_l} + \frac{u_l}{2} \right), \quad (2.37)$$

где u_l – амплитуда колебаний скорости потока на открытом конце трубы. Выражение (2.36) для потерь акустической энергии на открытом конце трубы после интегрирования принимает вид:

$$A_l = \frac{\rho_{l,0} S u_l^2}{4} \left(\frac{\omega^2 d^2}{8c_l} + u_l \right)$$

с учетом сделанных замечаний и того, что $u'_l = u_l \exp(i\omega t)$.

Глава 3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

3.1. Идеализация процессов в области теплоподвода

В работах [1, 103, 132, 133] был проведен анализ распространения акустических возмущений в трубе постоянного сечения. На некотором участке газу сообщается теплота, которая выделяется при горении, а также посредством теплопередачи от нагретых тел, расположенных в потоке, или от стенок трубы. Предполагалось, что протяженность области теплоподвода мала по сравнению с длиной звуковой волны. Следует заметить, что при горении под областью теплоподвода подразумевается начальный участок зоны горения, наиболее чувствительный к возмущениям потока и где наибольшая скорость тепловыделения. Область догорания не учитывается. В этом случае реальная область теплоподвода заменяется

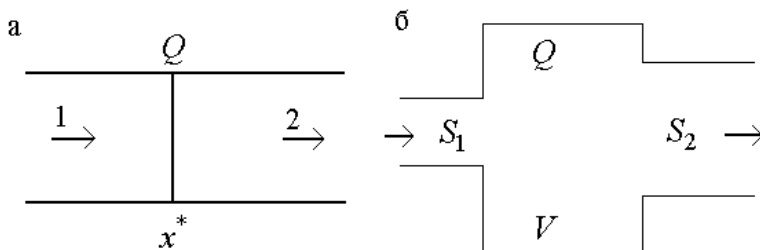


Рис. 3.1. Идеализация области теплоподвода: а – плоский тепловой источник; б – тепловыделение в акустической емкости

плоскостью (рис. 3.1, *a*), разделяющей поток на холодную и горячую части, в которых течения – одномерные, а газ – идеальный. Чтобы связать возмущения скорости потока и давления по обе стороны плоскости теплоподвода, использовались линеаризованные уравнения сохранения импульса и энергии. Уравнение сохранения массы применяется в том случае, если необходимо учитывать возмущения энтропии. Для малых чисел Маха в обеих частях потока были получены соотношения:

$$\begin{aligned} p'_1(x^*, t) &= p'_2(x^*, t); \\ u'_2(x^*, t) - u'_1(x^*, t) &= (B - 1) U_{1,0} q' / Q_0. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Назовем эту схему идеализации моделью Раушенбаха – Мерка.

Такой подход неприменим к устройствам типа емкость – труба. В главе 2 было показано, что одним из параметров, определяющих характер акустических колебаний и их частоту, является объем емкости, поэтому область теплоподвода не может быть сведена к плоскости разрыва. Кроме того, общая площадь отверстий, через которые газ поступает в емкость, может отличаться от площади поперечного сечения трубы-резонатора.

Рассмотрим следующую схему (рис. 3.1, *б*). Горение происходит в цилиндрической емкости, протяженность которой мала по сравнению с длиной волны ($l_c / \lambda \ll 1$). Потoki газа на входе и выходе из зоны горения – одномерные, причем $S_1, S_2 \ll S_c$. Уравнения сохранения массы, импульса и энергии в интегральной форме, описывающие процессы в зоне горения, имеют вид [97]:

$$\oint \rho \bar{U} d\bar{S} = - \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV ;$$

$$\oint \rho \vec{U} \left(\frac{U^2}{2} + c_p T \right) d\vec{S} = - \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \left(\frac{U^2}{2} + c_v T \right) dV + Q. \quad (3.2)$$

Интегралы в левых частях первого и третьего уравнений берутся по всей поверхности, ограничивающей область теплоподвода. Во втором уравнении $\Pi_{ik} = P\delta_{ik} + \rho U_i U_k$ есть тензор плотности потока i -й компоненты импульса.

К уравнениям (3.2) добавляется уравнение состояния идеального газа:

$$P = \rho R^* T. \quad (3.3)$$

Представим параметры потока в виде суммы средних (стационарных) величин и бесконечно малых возмущений:

$$p = P_0 + p'(x, t), \quad U = U_0 + u'(x, t), \quad \rho = \rho_0 + \rho'(x, t), \\ T = T_0 + T'(x, t), \quad Q = Q_0 + q'(x, t).$$

Для стационарного течения из (3.2) следует:

$$\rho_{1,0} U_{1,0} S_1 = \rho_{2,0} U_{2,0} S_2;$$

$$\frac{\partial \Pi_{xx}}{\partial x} = 0, \quad \Pi_{xx} = P_0 + \rho_0 U_{0,x}^2 = \text{const}; \quad (3.4)$$

$$\rho_{2,0} U_{2,0} \left(\frac{U_{2,0}^2}{2} + c_{p,2} T_{2,0} \right) S_2 = \rho_{1,0} U_{1,0} \left(\frac{U_{1,0}^2}{2} + c_{p,1} T_{1,0} \right) S_1 + Q_0. \quad (3.5)$$

Используем известную в акустике формулу для скорости звука $c^2 = \gamma P_0 / \rho_0$, тогда

$$P_0 + \rho_0 U_{0,x}^2 = P_0 \left(1 + \gamma M_0^2 \right).$$

При условии $M_0 \ll 1$ для обеих частей потока вторым членом в скобках можно пренебречь, т.е.

$$P_{1,0} = P_{2,0} = P_{V,0}. \quad (3.6)$$

Пренебрегая в уравнении (3.5) членами, содержащими квадраты скоростей, с учетом равенства (3.4) получаем выражение:

$$1 + \frac{Q_0}{\rho_{1,0} U_{1,0} c_{p,1} T_{1,0} S_1} = \frac{c_{p,2} T_{2,0}}{c_{p,1} T_{1,0}} = B. \quad (3.7)$$

В рассматриваемом случае основной перенос импульса происходит по оси x . Плотность потока импульса $\Pi_{xx} = P$, так как членом содержащим U_x^2 , можно пренебречь. Из уравнения сохранения импульса следует:

$$\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}(\rho U_x) = 0.$$

С учетом того, что для акустических возмущений зависимость от времени описывается функцией $\exp(i\omega t)$, получается:

$$\frac{\partial p'}{\partial x} + i\omega(\rho_0 u'_0 + U_{0,x} \rho' + \rho' u'_x) = 0.$$

Введем безразмерные величины, выбрав в качестве масштабов P_0, ρ_0, c , как это принято в акустике, и длину области теплоподвода. Тогда $\bar{p} = p'/P_0$, $\bar{\rho} = \rho'/\rho_0$, $\bar{u}_x = u'_x/c$, $\bar{x} = x/l_c$. Если учесть, что $\omega = 2\pi c/\lambda$, применив формулу для скорости звука, получим:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \frac{i2\pi\gamma l_c}{\lambda}(\bar{u}_x + M_0 \bar{\rho} + \bar{\rho} \bar{u}_x) = 0.$$

Так как $l_c/\lambda \ll 1$, второй член содержит величины второго и более высоких порядков малости. Следовательно, в первом приближении

$$p'_1 = p'_2 = p'_V, \quad (3.8)$$

т.е. возмущения давления на входе и выходе из зоны горения равны.

Если в уравнении сохранения энергии (3.2) отбросить члены, содержащие квадраты скоростей, произведения акустических возмущений, получим:

$$\begin{aligned} c_{p,2}S_2(\rho_{2,0}T_{2,0}u'_2 + \rho_{2,0}U_{2,0}T'_2 + U_{2,0}T_{2,0}\rho'_2) = c_{p,1}S_1(\rho_{1,0}T_{1,0}u'_1 + \\ + \rho_{1,0}U_{1,0}T'_1 + U_{1,0}T_{1,0}\rho'_1) + q' - \frac{\partial}{\partial t} \int_V c_V(\rho_0 T' + T_0 \rho') dV. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Из уравнения состояния (3.3) следует:

$$P_0 = \rho_0 R^* T_0, \quad p' = R^* (\rho_0 T' + T_0 \rho'), \quad \bar{p} = \bar{\rho} + \bar{T}. \quad (3.10)$$

Рассмотрим выражение:

$$\begin{aligned} \rho_0 T_0 u' + \rho_0 U_0 T' + U_0 T_0 \rho' = \rho_0 T_0 c [\bar{u} + M_0 (\bar{T} + \bar{\rho})] = \\ = \rho_0 T_0 c (\bar{u} + M_0 \bar{p}). \end{aligned}$$

Членом, содержащим число Маха, можно пренебречь. С учетом условия непрерывности давления и второго из выражений (3.10), заменяя дифференцирование по времени множителем $i\omega$, получим:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \frac{c_V p'}{R^*} dV = \frac{i\omega V c_V p'}{R^*},$$

где c_V , R^* – средние для области теплоподвода величины.

Поделим уравнение (3.9) на $\rho_{1,0} c_{p,1} T_{1,0}$. С учетом сделанных замечаний получаем:

$$\theta S_2 u'_2 - S_1 u'_1 = \frac{q'}{\rho_{1,0} c_{p,1} T_{1,0}} - \frac{i\omega V c_V p'}{R^* \rho_{1,0} c_{p,1} T_{1,0}}.$$

Применяя уравнение состояния, условие равенства давлений (3.6), известные из термодинамики формулы для удельных теплоемкостей, получим:

$$\theta = \frac{c_{p,2} \rho_{2,0} T_{2,0}}{c_{p,1} \rho_{1,0} T_{1,0}} = \frac{\gamma_2 (\gamma_1 - 1)}{\gamma_1 (\gamma_2 - 1)}.$$

Обычно с целью упрощения расчетов разницей в показателях адиабаты пренебрегают, тогда $\theta \approx 1$. Аналогично:

$$\frac{c_v}{R^* \rho_{1,0} T_{1,0} c_{p,1}} = \frac{\gamma_1 - 1}{(\gamma - 1) \gamma_1 P_{1,0}} \approx \frac{1}{\rho_{1,0} c_1^2}.$$

С учетом выражения (3.7):

$$\frac{q'}{\rho_{1,0} c_{p,1} T_{1,0}} = (B - 1) S_1 U_{1,0} q' / Q_0.$$

Линеаризованное уравнение сохранения энергии окончательно имеет вид:

$$S_2 u'_2 - S_1 u'_1 = \frac{(B - 1) S_1 U_{1,0} q'}{Q_0} - \frac{i \omega V p'_1}{\rho_{1,0} c_1^2}. \quad (3.11)$$

При уменьшении емкости до величины $V = S_c l_c = S_2 l_c$, а также при условии $S_1 = S_2$, последний член в уравнении (3.11) будет пропорционален $l_c \bar{p}_1 / \lambda$ и станет величиной второго порядка малости. В этом случае получается выражение (3.1), соответствующее модели Раушенбаха – Мерка для трубы постоянного сечения.

Итак, получено обобщенное условие, связывающее акустические возмущения на границах области теплоподвода в трубе и устройствах типа емкость – труба.

3.2. Акустическая мощность тепловых источников, условия самовозбуждения колебаний

Средний за период колебаний поток акустической энергии, проходящий через поверхность, ограничивающую некоторый объем газа, определяется выражением [5, 97]:

$$A = \left\langle \oint \operatorname{Re}(p') \operatorname{Re}(u') dS \right\rangle_t.$$

Для цилиндрической области теплоподвода (рис. 3.1, б) при условии непрерывности давления (3.8) получаем:

$$A = \left\langle \operatorname{Re}(p'_1) [\operatorname{Re}(S_2 u'_2 - S_1 u'_1)] \right\rangle_t = A_2 - A_1 = A_c.$$

Если разница между выходящим и входящим потоками энергии положительна, то $A_c > 0$ и, следовательно, в области теплоподвода происходит выделение акустической энергии. При $A_c < 0$ энергия поглощается, а в случае $A_c = 0$ область теплоподвода нечувствительна к акустическим возмущениям. Ясно, что самовозбуждение колебаний возможно, если область теплоподвода генерирует акустическую энергию, и выполняется условие:

$$A_c > A_d. \quad (3.12)$$

Равенство (1.5), как отмечалось в главе 1, соответствует границе неустойчивости. Избыток энергии способствует усилению возникающих колебаний. Энергетическое условие (3.12) и уравнение (1.5) являются физическим обоснованием одноименного метода.

В начальной стадии акустические возмущения малы, и можно воспользоваться линеаризованным уравнением сохранения энергии (3.11). Тогда:

$$A_c = \left\langle \operatorname{Re}(p'_1) \operatorname{Re} \left[\frac{(B-1)S_1 U_{1,0} q'}{Q_0} - \frac{i\omega V p'_1}{\rho_{1,0} c_1^2} \right] \right\rangle_t.$$

Для установившихся гармонических колебаний $p'_1 = p_* \exp(i\omega t)$. При усреднении за период колебаний второй член в квадратных скобках приводит к интегралу, содержащему $\cos \omega t \sin \omega t$, который равен нулю. Физически это можно объяснить тем, что газ считается идеальным, поэтому при его сжатии акустическая энергия не поглощается. Итак:

$$A_c = \frac{(B-1)S_1 U_{1,0}}{Q_0} \langle \operatorname{Re}(p'_1) \operatorname{Re}(q') \rangle_t. \quad (3.13)$$

Эта формула позволяет вычислить акустическую энергию, выделяющуюся за единицу времени (акустическую мощность) вследствие колебаний скорости тепловыделения при горении или периодической теплопередаче от внутренних и внешних тепловых источников.

В общем случае между колебаниями давления и колебаниями скорости тепловыделения существует фазовый сдвиг, зависящий от характера процессов, составляющих механизм обратной связи. Положим $q' = |q| \exp i(\omega t - \psi)$. Без учета потерь энергии энергетическое условие самовозбуждения колебаний $A_c \geq 0$. После интегрирования выражения (3.13) это уравнение принимает вид:

$$\cos \psi \geq 0, \quad |\psi| \leq \pi/2.$$

Это критерий Рэлея, формулировка которого была дана в главе 1.

Согласно модели Раушенбаха – Мерка зависимость колебаний скорости теплоподвода от акустических возмущений на входе

в область, где расположен тепловой источник, можно представить в виде:

$$q' = K_u u'_1 + K_p p'_1. \quad (3.14)$$

Подстановка передаточных функций (1.2) и (1.4) в формулу (3.13) дает:

$$A_c = \frac{(B-1) S_1 U_{1,0}}{Q_0} \left\langle \operatorname{Re}(p'_1) \operatorname{Re} \left[|K_u| e^{-i\omega\tau_u} u'_1 + |K_p| e^{-i\omega\tau_p} p'_1 \right] \right\rangle_t.$$

Возмущения скорости потока и давления связаны соотношением $p'_1 = -Z_1 u'_1$, где импеданс Z_1 зависит от конкретного вида входной части устройства, предшествующей области теплоподвода. Из акустики известно, что действительная часть импеданса, обусловленная поглощением звука, намного меньше мнимой ($X_1/Y_1 \ll 1$). Тогда можно положить $u'_1 = i p'_1/Y_1$ и получить:

$$A_c = \frac{(B-1) S_1 U_{1,0} p_*^2}{Q_0} \left\langle \cos \omega t \left[\frac{|K_u|}{Y_1} \sin(\omega\tau_u - \omega t) + |K_p| \cos(\omega t - \omega\tau_p) \right] \right\rangle_t.$$

При интегрировании по времени исчезнут члены, содержащие $\cos(\omega t) \sin(\omega t)$, $\cos(2\omega t)$. Окончательное выражение для акустической мощности теплового источника имеет вид:

$$A_c = \frac{(B-1) S_1 U_{1,0} p_*^2}{2Q_0} \left(\frac{|K_u|}{Y_1} \sin \omega\tau_u + |K_p| \cos \omega\tau_p \right). \quad (3.15)$$

Если колебания скорости тепловыделения возникают из-за возмущений скорости потока, $K_p = 0$. Без учета потерь акустической энергии условие самовозбуждения колебаний имеет вид

$$\sin(\omega\tau_u)/Y_1 \geq 0. \quad (3.16)$$

В общем случае импеданс Y_1 может быть как положительным, так и отрицательным. В первом случае

$$u'_1 = (|p'_1|/Y_1) \exp i(\omega t + \pi/2),$$

т.е. колебания скорости потока опережают колебания давления на $\pi/2$.

Автоколебания возникают, если:

$$0 \leq \omega\tau_u \leq \pi. \quad (3.17)$$

При $Y_1 < 0$ $u'_1 = (|p'_1|/|Y_1|) \exp i(\omega t - \pi/2)$, возмущения скорости потока отстают на $\pi/2$ от возмущений давления, а условие самовозбуждения колебаний (3.16) дает:

$$\pi \leq \omega\tau_u \leq 2\pi. \quad (3.18)$$

В качестве иллюстрации проведем упрощенный анализ самовозбуждения звука в трубе Рийке. Изменение температуры воздуха в трубе не учитывается. В соответствии с выражениями (2.1) для трубы, открытой на концах, акустические возмущения в сечении, где расположена нагревательная сетка, описываются соотношениями:

$$\begin{aligned} u'_1 &= u'(x^*, t) = C \cos(\omega x^*/c_0) \exp(i\omega t); \\ p'_1 &= p'(x^*, t) = -i\rho_0 c_0 C \sin(\omega x^*/c_0) \exp(i\omega t). \end{aligned} \quad (3.19)$$

Ранее отмечалось, что пульсации теплового потока от сетки к проходящему через нее воздуху отстают по фазе от колебаний скорости потока на величину, не превышающую $\pi/2$. С учетом условия (3.16) самовозбуждение звука возможно, если $Y_1 > 0$. Для первой гармоники $\omega_1 = \pi c_0/l^*$:

$$Y_1 = \rho_0 c_0 \operatorname{tg}(\omega_1 x^* / c_0) = \rho_0 c_0 \operatorname{tg}(\pi x^* / l^*) > 0.$$

Отсюда следует, что явление Рийке наблюдается, если сетка расположена в нижней половине трубы: $0 < x^* / l^* < 0,5$.

При фиксированных параметрах трубы, сетки и воздушного потока акустическая энергия, сообщаемая газу от нагретой сетки, пропорциональна квадрату амплитуды колебаний давления, как это следует из выражения (3.15). Из формул (3.19) видно, что амплитуда колебаний давления в сечении, где расположена сетка, пропорциональна $\sin(\omega_1 x^* / c_0)$. Дифференцируя A_c по x^* , приравнивая производную нулю, получим, что колеблющийся поток воздуха получает максимальную акустическую энергию, если сетка расположена на расстоянии, приблизительно равном четверти длины трубы от нижнего конца: $(x^* = l^* / 4)$. В этом случае условия для поддержания колебаний наиболее благоприятные, а амплитуда акустических колебаний будет максимальной. Полученные результаты соответствуют реальным свойствам эффекта Рийке, описанного в начале главы 1.

Рассмотрим второй частный случай, когда колебания скорости тепловыделения возникают из-за возмущений давления в зоне горения, т.е. $K_u = 0$. Без учета потерь самовозбуждение колебаний происходит, если $A_c \geq 0$, а с учетом выражения (3.15) – при условии $\cos(\omega \tau_p) \geq 0$

$$0 \leq \omega \tau_p \leq \pi/2, \quad 3\pi/2 \leq \omega \tau_p \leq 2\pi. \quad (3.20)$$

Проведем анализ поющего пламени Хиггинса.

Пусть водород подается в газоподающую трубку через клапан. Звуковые волны из трубы-резонатора проникают в трубку через верхний открытый конец, который примем за начало координат. На

конце, где расположен клапан, газоподающая трубка акустически закрыта ($u'_T(L, t) = 0$), а в выражениях (2.1) $\varphi = -\omega L/c_0 \pm \pi/2$.

Тогда:

$$\begin{aligned} u'_T(0, t) &= C_T \cos(\pm \pi/2 - \omega L/c_0) \exp(i\omega t); \\ p'_T(0, t) &= -i\rho_0 c_0 C_T \sin(\pm \pi/2 - \omega L/c_0) \exp(i\omega t). \end{aligned}$$

Скорость истечения водорода имеет направление, противоположное скорости на открытом конце газоподающей трубки. Акустическое давление в этом месте равно звуковому давлению в сечении x^* трубы-резонатора, где происходит истечение и начинается диффузионное горение водорода: $p'_T(0, t) = p'(x^*, t)$. Тогда:

$$u'_b = -u'_T(0, t) = -i \operatorname{tg}(\omega L/c_0) p'(x^*, t).$$

Колебания скорости истечения приведут к изменениям количества сгорающего газа, а следовательно, к периодическим изменениям скорости тепловыделения. Колебания скорости тепловыделения будут происходить с некоторым запаздыванием относительно пульсаций скорости истечения. Эта задержка вызвана необходимостью перестройки гидродинамической и диффузионной структур пламени, конечной скоростью химических реакций.

Таким образом:

$$q' = K_u u'_b = -i |K_u| \operatorname{tg}(\omega L/c_0) p'(x^*, t) \exp(-i\omega \tau_u).$$

Вместе с тем

$$q' = |K_p| p'(x^*, t) \exp(-i\omega \tau_p).$$

В зависимости от длины газоподающей трубки возможны два варианта:

$$\omega \tau_p = \omega \tau_u + \pi/2, \text{ если } \operatorname{tg}(\omega L/c_0) > 0;$$

$$\omega \tau_p = \omega \tau_u - \pi/2, \text{ если } \operatorname{tg}(\omega L/c_0) < 0.$$

Для водорода, имеющего высокую скорость горения, можно предположить, что время запаздывания горения τ_u меньше половины периода колебаний, т.е. $0 \leq \omega \tau_u < \pi$. В этом случае условие самовозбуждения колебаний (3.20) выполняется, если $\operatorname{tg}(\omega L/c_0) < 0$. С учетом того, что $\omega = 2\pi c_0/\lambda$, поющее пламя наблюдается тогда, когда длина газоподающей трубки удовлетворяет условию [44]:

$$1/2 < 2L/\lambda - m < 1, m = 0, 1, 2, \dots$$

Амплитуда колебаний скорости тепловыделения прямо пропорциональна амплитуде звукового давления в сечении, где расположено пламя. Для трубы, открытой на концах, $|p'(x^*, t)| \sim |\sin(\omega_n x^*/c_0)|$, $\omega_n = c_0 n/l$; тогда колебания будут наиболее интенсивными, если $x^* = l/2n$, т.е. когда пламя расположено в пучностях давления, что совпадает с известными опытными данными [8].

Проведенный анализ показал, что условия самовозбуждения колебаний в трубе существенным образом зависят от местоположения плоскости теплоподвода. В выражении (3.15) этот фактор в явном виде не учитывается. Используя условие непрерывности (3.1) и выражения для акустических возмущений в холодном газе (2.1), получим:

$$p_* = |p'_1(x^*, t)| = \rho_{1,0} c_1 |C_1| \left| \sin \left(\frac{\omega x^*}{c_1} + \varphi_1 \right) \right|;$$

$$Y_{1,*} = Y_1 = i p'_1(x^*, t) / u'_1(x^*, t) = \rho_{1,0} c_1 \operatorname{tg} \left(\frac{\omega x^*}{c_1} + \varphi_1 \right).$$

После подстановки этих соотношений в формулу (3.15) выражение для акустической мощности теплового источника принимает вид:

$$A_c = \frac{(B-1)S_1 U_{1,0} p_{1,m}^2}{2Q_0} \left\{ \frac{|K_u| \sin(\omega \tau_u) \sin[2(\omega x^*/c_1 + \varphi_1)]}{2\rho_{1,0} c_1} + \right. \\ \left. + |K_p| \cos(\omega \tau_p) \sin^2(\omega x^*/c_1 + \varphi_1) \right\}, \quad p_{1,m} = \rho_{1,0} c_1 |C_1|. \quad (3.21)$$

Для устройств, схема которых представлена на рис. 3.1, б, расположение области теплоподвода не меняется, p^* – амплитуда колебаний давления газа в емкости, а формула (3.15) сохраняет свой вид.

Таким образом, без учета потерь акустической энергии выражения (3.12), (3.15), (3.21) позволяют достаточно просто выполнить качественный анализ условий самовозбуждения звука в установках с тепловыми источниками. Поскольку тип источника энергии, способ теплоподвода к газу, механизм обратной связи не конкретизируются, условия (3.16) – (3.18), (3.20) имеют достаточно общий характер.

3.3. Характеристическое уравнение задачи исследования границ неустойчивости

Примеры, рассмотренные в подразд. 3.2, показали, что энергетический метод применим, если известна частота колебаний. Для трубы (рис. 3.1, а) из условий на плоскости теплоподвода (3.1), с учетом зависимости скорости тепловыделения от акустических возмущений (3.14) получается соотношение:

$$Z_{2,*}^{-1} + (1 + B_0 K_u) Z_{1,*}^{-1} = B_0 K_p, \quad B_0 = (B-1) U_{1,0} / Q_0. \quad (3.22)$$

В акустических системах действительная часть любого импеданса обычно намного меньше мнимой. Реальная часть уравнения (3.22), которое назвали «характеристическим», после отбрасывания членов, содержащих произведения действительных частей импедансов, имеет вид:

$$X_{1,*} + (1 + B_0 X_u) X_{2,*} + B_0 [Y_{2,*} Y_u - Y_{1,*} Y_{2,*} X_p - (X_{1,*} Y_{2,*} + Y_{1,*} X_{2,*}) Y_p] = 0. \quad (3.23)$$

Мнимая часть характеристического уравнения без учета членов, в которые входят действительные части импедансов, дает следующее выражение:

$$(1 + B_0 Y_{2,*} Y_p) Y_{1,*} + (1 + B_0 X_u) Y_{2,*} = 0. \quad (3.24)$$

Если механизм обратной связи не срабатывает, тогда колебания скорости теплоподвода отсутствуют ($K_u = 0 = K_p$). В этом случае $Y_{1,*} = -Y_{2,*}$, что является комбинацией условий, связывающих акустические возмущения на плоскости теплоподвода, из которых было получено выражение (2.13) для расчета частот собственных колебаний газа в трубе. Таким образом, мнимая часть характеристического уравнения (3.24) позволяет рассчитать частоты колебаний с учетом влияния периодического теплоподвода на распространение звуковых волн в газе.

При известной частоте выражение (3.23) – уравнение границы неустойчивости, определяющее параметры установки, при которых происходит самовозбуждение акустических колебаний [103].

Если обратная связь обусловлена влиянием акустической скорости на тепловой источник, то $K_p = 0$. В установках такого типа (например, трубе Рийке, капиллярном поющем пламени) уравнения границы возбуждения и частоты колебаний имеют вид:

$$\begin{aligned} X_{1,*} + (1 + B_0 X_u) X_{2,*} + B_0 Y_{2,*} Y_u &= 0, \\ Y_{1,*} + (1 + B_0 X_u) Y_{2,*} &= 0. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Для поющего пламени Хиггинса тепловыделение при горении становится периодическим вследствие колебаний давления в резонансной трубе, т.е. $K_u = 0$, а система уравнений, описывающих процесс самовозбуждения звука, следующая:

$$\begin{aligned} X_{1,*} + X_{2,*} + B_0 [Y_{1,*} Y_{2,*} X_p - (X_{1,*} Y_{2,*} + Y_{1,*} X_{2,*}) Y_p] &= 0; \\ (1 + B_0 Y_{2,*} Y_p) Y_{1,*} + Y_{2,*} &= 0. \end{aligned}$$

В качестве иллюстрации рассмотрим трубу с многоканальной горелкой на входе (рис. 1.4). Обратная связь реализуется в результате колебаний скорости истечения смеси из отверстий диафрагмы [44, 134], поэтому можно использовать выражения (3.25). Для установки, в которой смесь подавалась по трубопроводу длиной l_0 , без учета градиента температуры газа в камере сгорания были получены соотношения [135]:

$$\begin{aligned} Z_{1,*} &= \rho_{1,0} c_1 \varepsilon_0^{-1} (\bar{X}_{1,*} - i [\varepsilon_0 \operatorname{ctg}(k_1 l_0) - k_1 l_b]); \\ \bar{X}_{1,*} &= l_b (c_1 r_b)^{-1} (2\nu_1 \omega)^{1/2}, \quad H = \omega l / c_2; \\ Z_{2,*} &= \rho_{2,0} c_2 (\mu_2 \cos^{-2} H + i \operatorname{tg} H), \quad \mu_2 = (\omega R / 2c_2)^2. \end{aligned} \quad (3.26)$$

После подстановки этих формул в соотношения (3.25) выражение, определяющее границу неустойчивости принимает вид:

$$\mu_2 [1 + (B-1) \bar{X}_u] + \sqrt{B} \bar{X}_{1,*} \cos^{-2} H = 0,5(B-1) \bar{Y}_u \sin(2H).$$

Безразмерные функции \bar{X}_u, \bar{Y}_u будут определены в главе 4. Уравнение частот колебаний при условии $X_u = 0$ следующее:

$$\operatorname{tg} H = \sqrt{B} [\operatorname{ctg}(k_1 l_0) - \varepsilon_0^{-1} k_1 l_b]. \quad (3.27)$$

Применим тот же метод к устройствам типа емкость – труба (рис. 3.1, б), для которых справедливы соотношения (3.8), (3.11). В этом случае холодная часть потока в трубе отсутствует, поэтому с учетом принятых условных обозначений положим $S_1 = S_0$, $S_2 = S$ и $Z_{1,*} = p'_0/u'_0 = -Z_{0,0}$ (как это было сделано в главе 2) $Z_{2,*} = p'_{2,0}/u'_{2,0} = Z_{2,0}$.

Характеристическое уравнение имеет вид:

$$\varepsilon_0^{-1} Z_{2,0}^{-1} + (1 + B_0 K_u) Z_{0,0}^{-1} = B_0 K_p - i Y_V^{-1}. \quad Y_V = \frac{\rho_{1,0} c_0^2 S_0}{\omega V}. \quad (3.28)$$

Воспользуемся преобразованием:

$$Z^{-1} = \frac{1}{X + iY} = \frac{X - iY}{X^2 + Y^2} = \frac{X - iY}{|Z|^2}.$$

Так как действительные части акустических импедансов намного меньше мнимых, $|Z|^2 \approx Y^2$. Разделяя реальную и мнимую части характеристического уравнения (3.28), нетрудно получить уравнения, определяющие границу неустойчивости и частоту колебаний:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0^{-1} Y_{2,0}^{-1} X_{2,0} + (1 + B_0 X_u) X_{0,0} Y_{0,0}^{-2} - B_0 (Y_u Y_{0,0}^{-1} + X_p) &= 0; \\ \varepsilon_0^{-1} Y_{2,0}^{-1} + (1 + B_0 X_u) Y_{0,0}^{-1} - Y_V^{-1} + B_0 Y_p &= 0. \end{aligned} \quad (3.29)$$

В отсутствии колебаний скорости теплоподвода:

$$\varepsilon_0^{-1} Y_{2,0}^{-1} + Y_{0,0}^{-1} - Y_V^{-1} = 0. \quad (3.30)$$

Имея в виду, что

$$Y_{0,0} = -\text{Im}(p'_0/u'_0), \quad Y_{2,0} = \text{Im}(p'_{2,0}/u'_{2,0}),$$

используя выражения (2.1) и (2.10), (2.11) при $x = 0$, после некоторых преобразований уравнение (3.30) можно записать в виде, совпадающем с тем, которое имеет уравнение (2.22) для расчета частот собственных колебаний газа в трубе с акустической емкостью на входе.

В работе [136] было исследовано устройство, состоящее из резонатора Гельмгольца и многоканальной горелки на входе. Течение газа в горле описывается уравнением непрерывности:

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + U_2 \frac{\partial \rho_2}{\partial x} + \rho_2 \frac{\partial U_2}{\partial x} = 0$$

и движения

$$\frac{\partial U_2}{\partial t} + U_2 \frac{\partial U_2}{\partial x} + \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial P_2}{\partial x} + \mu u'_2 = 0.$$

Коэффициент акустического трения равен [125]:

$$\mu = (2\omega v_2)^{1/2} / R.$$

Пусть на установившееся течение накладываются малые акустические возмущения. Ранее было показано, что при линеаризации уравнений гидродинамики для малых чисел Маха можно пренебречь членами, содержащими произведения средней скорости потока или акустических возмущений на их производные. Тогда:

$$\frac{\partial \rho'_2}{\partial t} + \rho_{2,0} \frac{\partial u'_2}{\partial x} = 0.$$

Если ввести безразмерные акустические возмущения, как это было сделано при идеализации процессов в зоне горения, и безразмерные параметры $\bar{t} = t/t_p$, $\bar{x} = x/l$, то получаем:

$$\frac{l}{\lambda} \frac{\partial \bar{p}_2}{\partial \bar{t}} + \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \bar{x}} = 0.$$

Когда длина горла намного меньше длины волны, а именно это условие соответствует резонатору Гельмгольца, первый член – второго порядка малости. Следовательно, $\partial u'_2 / \partial x = 0$, т.е. газ в горле совершает колебания как твердое тело.

Уравнение движения газа в горле с учетом трения после линеаризации имеет вид [125]:

$$\frac{\partial u'_2}{\partial t} + \frac{1}{\rho_{2,0}} \frac{\partial p'_2}{\partial x} + \mu u'_2 = 0. \quad (3.31)$$

После интегрирования уравнения (3.31) от 0 до l получим:

$$\frac{\partial u'_2}{\partial t} + \frac{1}{\rho_{2,0}l} [p'_2(l,t) - p'_2(0,t)] + \mu u'_2 = 0,$$

где $p'_2(0,t)$ – давление на входе; $p'_2(l,t)$ – давление на выходе из горла, равное $Z_l u'_2$ (Z_l – импеданс на открытом конце горла). Для периодических возмущений $u'_2 = |u'_2| \exp i\omega t$, тогда:

$$Z_{2,0} = (i\omega + \mu)\rho_{2,0}l + Z_l.$$

В рассматриваемой установке входное устройство и механизм обратной связи те же, что и в трубе с аналогичным горелочным устройством. Тогда $K_p = 0$ и система уравнений принимает вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0^{-1} Y_{2,0}^{-1} X_{2,0} + (1 + B_0 X_u) X_{0,0} Y_{0,0}^{-2} - B_0 Y_u Y_{0,0}^{-1} &= 0; \\ \varepsilon_0^{-1} Y_{2,0}^{-1} + (1 + B_0 X_u) Y_{0,0}^{-1} - Y_V^{-1} &= 0. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Из условий $Su'_{1,*} = Su'_0$, $p'_{1,*} = p'_0$ следует, что $Z_{0,0} = \varepsilon_0 Z_{1,*}$, где $Z_{1,*}$ определяется выражением (3.26).

Итак, характеристические уравнения (3.22), (3.28) дают возможность определить границы термоакустической неустойчивости и частоты возникающих колебаний газа в трубах и устройствах типа емкость-труба.

Анализ проводился в линейной постановке, поэтому задача определения амплитуды установившихся колебаний остается нерешенной.

3.4. Комбинированный метод расчета условий самовозбуждения, частоты и амплитуды установившихся колебаний

Получив характеристическое уравнение для конкретного устройства, можно определить значения любого параметра, соответствующего границе неустойчивости. Однако, чтобы найти интервалы изменения данного параметра, при которых возникают колебания, необходим дополнительный анализ с использованием аппарата общей теории устойчивости или условий типа критерия Рэлея, полученных из соображений физической целесообразности. Энергетический метод позволяет делать это просто и наглядно. Действительно, потери акустической энергии сокращают интервалы неустойчивости, но они по-прежнему будут располагаться между предельными значениями, входящими в условия (3.17), (3.18), (3.20). В линейной постановке объединение равенства (1.5) и условия (3.12) дает:

$$A_{c,L} \geq A_{d,L}. \quad (3.33)$$

Это условие содержит информацию о границе неустойчивости и в то же время показывает, в каком направлении должны изменяться параметры устройства, чтобы в нем возникли автоколебания.

Акустическая мощность области теплоподвода в трубе определяется выражением [см. (3.15)]:

$$A_{c,L} = a_{c,L} p_c^2; \quad a_{c,L} = 0,5B_0S (|K_{u,L}| Y_1^{-1} \sin \omega \tau_u + |K_{p,L}| \cos \omega \tau_p). \quad (3.34)$$

Потери акустической энергии обусловлены, во-первых, тем, что часть ее выносится за пределы устройства и не возвращается обратно. Происходит это, например, при излучении звука на открытом конце трубы или вследствие затухания волн, проникающих из камеры сгорания в систему подачи. Во-вторых, поглощение звука происходит внутри трубы под действием вязкости и теплопроводности, особенно в пристеночной области, а также из-за нарушения плоского характера распространения звуковых волн, вызванного наличием в потоке плохообтекаемых тел. Влияние препятствий носит локальный характер и им можно пренебречь ввиду малости по сравнению с потерями на стенках, которые происходят по всей длине трубы.

Воспользуемся формулой (2.35), в которой индекс «1» заменен на «2». Максимальная амплитуда колебаний скорости потока в трубе, заполненной газом с одинаковой температурой, с учетом выражений (2.1) равна C_2 , т.е. начальная фаза колебаний такова, что C_2 – действительная величина. Амплитуда колебаний давления в плоскости теплоподвода для реального случая (с учетом градиента температуры газа) определяется из выражения [см. (2.11)]:

$$p_c = |p_2'(x^*, t)| = \rho_2^* c_2^* C_2 |b(2\omega)^{-1} \cos \varphi_2^* + \beta \sin \varphi_2^*| (1 - bx^*/a)^{1/2}.$$

Тогда

$$C_2 = D_2 p_c, \quad D_2 = \left[\rho_2^* c_2^* |b(2\omega)^{-1} \cos \varphi_2^* + \beta \sin \varphi_2^*| (1 - bx^*/a)^{1/2} \right]^{-1}, \\ \varphi_2^* = \varphi_2 - (\omega \beta / b) \ln (1 - bx^*/a). \quad (3.35)$$

Потери на стенках определяются по формуле:

$$A_{0,L} = a_{0,L} p_c^2, \quad a_{0,L} = \frac{\pi R p_2^* (\omega v_2)^{1/2} l}{2^{3/2}} \left(1 + \frac{\gamma_2 - 1}{\sqrt{\text{Pr}_2}} \right) D_2^2. \quad (3.36)$$

Излучение звука на конце трубы описывается выражением (2.36):

$$A_{l,L} = S \left\langle \text{Re}(Z_{l,L} u'_l) \text{Re}(u'_l) \right\rangle_t = S X_{l,L} u_l^2 / 2. \quad (3.37)$$

С учетом формулы (2.10) амплитуда колебаний скорости потока на конце трубы равна:

$$u_l = |u'_2(l, t)| = C_2 |\cos \varphi_{2,l}| (1 - bl/a)^{1/2}.$$

Следовательно, амплитуда колебаний скорости потока на конце трубы связана с амплитудой колебаний давления в плоскости теплоподвода соотношением:

$$u_l = D_l p_c, \quad D_l = D_2 |\cos \varphi_{2,l}| (1 - bl/a)^{1/2}, \\ \varphi_{2,l} = \varphi_2 - (\omega \beta / b) \ln(1 - bl/a). \quad (3.38)$$

Потери, связанные с излучением звука на выходе из трубы, записываются в виде:

$$A_{l,L} = a_{l,L} p_c^2, \quad a_{l,L} = S X_{l,L} D_l^2 / 2. \quad (3.39)$$

В начале трубы вынос акустической энергии описывается выражением, аналогичным (3.37):

$$A_{0,L} = S X_{0,L} u_0^2 / 2, \quad X_{0,L} = \text{Re}(Z_{0,L}) = -\text{Re}(p'_{1,0} / u'_{1,0}).$$

С учетом выражений (2.1):

$$u_0 = |u'_{1,0}| = D_0 p_c, \quad D_0 = \frac{|\cos \varphi_1|}{\rho_{1,0} c_1 |\sin(\omega x^* / c_1 + \varphi_1)|}; \\ A_{0,L} = a_{0,L} p_c^2, \quad a_{0,L} = S X_{0,L} D_0^2 / 2. \quad (3.40)$$

Подстановка выражений (3.34), (3.36), (3.39), (3.40) в неравенство (3.33) дает следующее условие самовозбуждения колебаний газа в трубе с любыми импедансами на концах и произвольным расположением плоскости теплоподвода:

$$a_{c,L} \geq a_{v,L} + a_{0,L} + a_{l,L}. \quad (3.41)$$

Равенство величин соответствует границе неустойчивости.

В устройствах типа емкость – труба $p_c = p'_0 = p'_V = p'_{2,0}$. Тогда из выражений (3.35), (3.38) при условии $x^* = 0$ следует:

$$\begin{aligned} D_2 &= (\rho_{V,0} c_{2,0} |b(2\omega)^{-1} \cos \varphi_2 + \beta \sin \varphi_2|)^{-1}; \\ D_l &= D_2 |\cos \varphi_{2,l}| \ln(1 - bl/a)^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.42)$$

На входе в емкость $p'_0 = -Z_{0,0} u'_0$, тогда:

$$\begin{aligned} A_{0,L} &= S_0 \langle \operatorname{Re}(p'_0/Z_{0,0}) \operatorname{Re}(p'_0) \rangle_t = S_0 X_{0,0} |Z_{0,0}|^{-2} p_c^2 / 2 = a_{0,L} p_c^2; \\ a_{0,L} &= S_0 X_{0,0} |Z_{0,0}|^{-2} / 2. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Выражение для акустической мощности, выделяемой в емкости, такое же, как и для трубы, только в формуле (3.34) S и Y_1 необходимо заменить на S_0 и Y_0 , соответственно. Тогда с формальной точки зрения условие самовозбуждения колебаний имеет такой же вид, как и неравенство (3.41).

Если условие (3.33) выполнено, акустическая мощность теплового источника увеличивается прямо пропорционально квадрату амплитуды колебаний давления. Потери энергии возрастают таким же образом, но меньшими темпами (рис. 3.2). Появляется избыточная энергия, равная $A_c - A_d$, которая усиливает колебания, а это, в свою очередь, приводит к увеличению акустической энергии, сообщаемой газу.

Однако с течением времени начинает проявляться нелинейный характер процессов, приводящих к неустойчивости. Снижаются темпы генерации акустической энергии тепловым источником. Происходит то, что в реальных физических системах называется явлением «насыщения». Это обусловлено тем, что процессы теплообмена и горения – нелинейные по своей сути. В установках с горением при достаточно большой амплитуде колебаний происходит значительное сокращение размеров пламени, что способствует увеличению осредненного и пульсирующего локальных тепловых потоков. Средняя температура газа в зоне горения понижается, а часть периодически выделяемой теплоты передается стенкам камеры сгорания и не участвует в генерации акустической энергии. При горении за плохообтекаемыми телами нарушается стабилизация пламени, происходит его разделение на участки, которые могут перемещаться вместе с колеблющимся потоком. Рассосредоточенность теплового источника приводит к уменьшению его акустической мощности [1, 3].

Потери энергии, наоборот, возрастают. Начинают действовать механизмы поглощения звука, которые не имеют существенного значения для бесконечно малых возмущений. Например, излучение звука на открытом конце трубы усиливается за счет «струйных» потерь. Можно ожидать увеличения поглощения за счет вихревых вторичных течений, турбулизации потока в зоне горения и пристеночном пограничном слое.

Нелинейные эффекты приводят к тому, что по мере усиления колебаний газ получает все меньшее количество энергии. При условии, когда акустическая мощность теплового источника станет равной ее потерям, кривые 1 и 2 пересекутся (рис. 3.2). Это состояние энергетического равновесия соответствует установившимся колебаниям с постоянной амплитудой. Любое отклонение от этого положения приведет к тому, что появится избыток акустической

энергии при $A_c > A_d$, и колебания усилятся или A_c станет меньше A_d и амплитуда колебаний уменьшится до значения, соответствующего условию $A_c = A_d$.

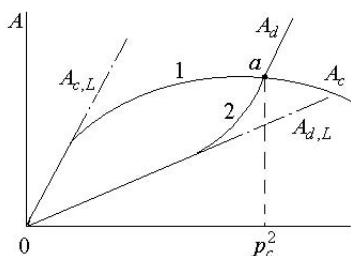


Рис. 3.2. Генерация и поглощение акустической энергии: 0 – граница неустойчивости, a – установившиеся колебания

При нелинейном анализе термоакустической неустойчивости приходится сталкиваться с целым рядом проблем. Основная трудность – математическое описание механизмов обратной связи, специфичных для различных устройств и состоящих из цепочки взаимосвязанных процессов, каждый из которых является предметом для самостоятельного изучения.

Следует иметь в виду, что по мере усиления колебаний определяющими станут процессы, отличающиеся от того, который привел к неустойчивости. Например, при горении за стабилизатором наиболее вероятной причиной самовозбуждения звука считается волнообразование на фронте пламени. В режиме установившихся колебаний происходит периодическое образование и отрыв горящих вихрей, способных замкнуть обратную связь, но отсутствующих при малых возмущениях потока [1]. Может случиться так, что для самовозбуждения звука необходимы пульсации скорости потока в области теплоподвода, а на амплитуду установившихся колебаний влияют колебания давления.

Далее будут рассматриваться устройства, в которых причиной, вызывающей колебания скорости тепловыделения, являются возмущения скорости потока. Это ограничение вызвано тем, что нет достоверных данных, подтверждающих возможность самовозбуждения колебаний под непосредственным воздействием возмущений

давления на процессы горения и теплоотдачи. Исключение составляют камеры сгорания ЖРД, но в этих установках неустойчивость возникает не посредством теплоподвода к газу, а с помощью источника массы, о котором говорилось в главе 1.

Учет нелинейных эффектов при анализе процессов, сопровождающихся потерями акустической энергии, также вызывает серьезные затруднения. Например, вторичные течения, возникающие в звуковом поле, создаваемом внешним источником, изучены достаточно хорошо. При самовозбуждении колебаний генерация волн и появление течений взаимосвязаны. Наряду с прямой необходимо решать и обратную задачу о влиянии вторичных течений на характер распространения звуковых волн. Этот вопрос не изучен. Также не представляется возможным оценить поглощение акустической энергии за счет других «вторичных» явлений, перечисленных выше, за исключением «струйных» потерь, возникающих при излучении звука из отверстия. В этом случае возмущения давления и скорости потока связаны соотношением [109]:

$$p'_l = (Z_{l,L} + \rho_{l,0} |u'_l|/2) u'_l. \quad (3.44)$$

Нелинейность заключается в том, что амплитуда колебаний давления изменяется не прямо пропорционально амплитуде колебаний скорости потока, как в линейной акустике, а по квадратичному закону, тогда как фазовый сдвиг остается прежним. По аналогии с термином «квазистационарный» подход такое приближение можно назвать «квазилинейным». В такой постановке связь между колебаниями скорости тепловыделения и скорости потока можно представить в виде:

$$q' = K_{u,N} u'_{1,*} = (|K_{u,L} - b_q| u'_{1,*}) u'_{1,*} \exp(-i\omega\tau_u). \quad (3.45)$$

Идея такой записи принадлежит Б.В. Раушенбаху [1], который изучал самовозбуждение акустических колебаний в трубе. Жидкое

топливо впрыскивалось в поток воздуха и сгорало за стабилизаторами пламени. Исследование проводилось по упрощенной схеме. Не учитывались следующие факторы: зависимость модуля передаточной функции для линейного приближения от частоты колебаний, нелинейный характер излучения звука, пристеночное поглощение звука. В аналитическом виде решение задачи представлялось системой двух уравнений относительно частоты и максимальной амплитуды колебаний давления, полученных из условий, связывающих акустические возмущения по обе стороны плоскости теплоподвода. Используемая методика – довольно трудоемкая, а полученные выражения не дают наглядного представления о физических особенностях влияния параметров термоакустического устройства на амплитуду установившихся колебаний.

Дальнейший анализ будет проводиться в следующей постановке:

1. Используется квазилинейный подход.
2. Решение задачи основывается на энергетическом методе.
3. Потери на стенках термоакустического устройства – линейные, излучение звука имеет нелинейный характер, другие механизмы поглощения акустической энергии не учитываются.
4. Частоты колебаний определяются из мнимой части характеристического уравнения, полученного в линейном приближении.
5. С момента самовозбуждения звука и до режима установившихся колебаний действует один и тот же механизм обратной связи.

Представляя зависимость пульсаций скорости тепловыделения от колебаний скорости потока (3.45) в формулу для акустической мощности теплового источника (3.13), учитывая, что $|u'_{1*}| = p_c |Y_1^{-1}|$, получим:

$$A_c = (a_{c,L} - a_{c,N} p_c) p_c^2, \quad a_{c,L} = B_0 S |K_{u,L}| Y_1^{-1} \sin \omega \tau_u / 2, \\ a_{c,N} = B_0 S b_q Y_1^{-1} |Y_1^{-1}| \sin \omega \tau_u / 2. \quad (3.46)$$

Предположим, что и в общем случае нелинейность излучения звука из трубы можно учесть добавлением в концевые импедансы членов, пропорциональных амплитуде колебаний скорости потока, как это было сделано в формуле (3.44):

$$Z_l = Z_{l,L} + b_l |u'_{2,l}|, \quad Z_0 = Z_{0,L} + b_0 |u'_{2,0}|. \quad (3.47)$$

Потери акустической энергии на конце трубы определяются выражением типа (3.37):

$$A_l = X_l u_l^2 / 2 = (a_{l,L} + a_{l,N} p_c) p_c^2, \\ a_{l,N} = S D_l^3 b_l / 2, \quad (3.48)$$

а формула (3.39) для коэффициента $a_{l,L}$ останется прежней.

На входе в трубу получают аналогичные выражения:

$$A_0 = X_0 u_0^2 / 2 = (a_{0,L} + a_{0,N} p_c) p_c^2, \\ a_{0,N} = S D_0^3 b_0 / 2, \quad (3.49)$$

а коэффициент $a_{0,L}$ вычисляется по формуле (3.40).

После подстановки величин A_c , A_l , A_0 , A_v в условие энергетического баланса (1.5) получается формула для амплитуды колебаний давления в плоскости теплоподвода:

$$p_c = \frac{a_{c,L} - a_{0,L} - a_{l,L} - a_{v,L}}{a_{c,N} + a_{0,N} + a_{l,N}}. \quad (3.50)$$

Физический смысл имеют значения $p_c \geq 0$, что возможно, если числитель выражения (3.50) удовлетворяет условию, совпадаю-

щему с неравенством (3.41). Отпадает необходимость самостоятельного анализа условий самовозбуждения звука, так как в процессе вычислений амплитуды колебаний автоматически будут определены значения $p_c = 0$ и параметры термоакустического устройства, соответствующие границе неустойчивости. В качестве первого приближения можно рекомендовать упрощенную формулу, не учитывающую потери:

$$p_c = a_{c,L} / a_{c,N} = |K_{u,N} ||Y_1| b_q^{-1}.$$

Частоты колебаний определяются из выражения (3.24), учитывающего влияние пульсаций скорости теплоподвода. Для упрощения расчетов можно воспользоваться уравнением собственных частот (2.19).

Для термоакустических устройств типа емкость – труба формула (3.50) сохраняет свой вид, но при определении коэффициентов необходимо учесть замечания, сделанные при анализе условий самовозбуждения колебаний, а также выражения (3.42), (3.43) и

$$Z_{0,N} = Z_{0,0} + b_{0,0} |u'_0|, \quad a_{0,N} = S_0 |Z_{0,N}|^{-3} b_{0,0} / 2.$$

В заключение сформулируем общую методику теоретического исследования термоакустических колебаний, учитывающую достоинства методов, основанных на анализе характеристического уравнения и балансов потоков акустической энергии. Необходимым начальным условием является знание механизма обратной связи, специфичного для каждого устройства. Теоретически или путем математической обработки экспериментальных данных должна быть определена зависимость колебаний скорости теплоподвода к газу от акустических возмущений. Далее задача заключается в нахождении значений параметров, определяющих размеры устройства и процесс теплоподвода, при которых происходит само-

возбуждение звука, а также зависимости частоты и амплитуды установившихся колебаний от указанных параметров.

Основные этапы расчета (имея в виду компьютерное исполнение) следующие:

1. С учетом типа устройства из уравнения (3.24) или (3.29) определяется частота колебаний, соответствующая начальным значениям параметров.

2. По формуле (3.50) находится амплитуда колебаний давления и проверяется выполнение условия $p_c \geq 0$.

3. Процедура вычислений повторяется при изменении параметров до тех пор, пока не будут найдены все положительные значения p_c .

4. Данные по амплитуде и частоте колебаний, соответствующие условию $p_c \geq 0$, выводятся на печать для последующей обработки и оформления в виде графиков и таблиц.

Глава 4. ВИБРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ В ТИПОВЫХ УСТРОЙСТВАХ

В предыдущих главах была проведена акустическая классификация устройств вибрационного горения, разработана теоретическая модель самовозбуждения колебаний газа при наличии теплоподвода. Далее будут рассмотрены приложения общей теории к анализу автоколебаний газа, возникающих при горении в конкретных устройствах, и соответствующие экспериментальные данные. Используется одинаковое топливо и один и тот же способ его сжигания, что позволит выяснить, какое влияние оказывают акустические свойства камеры сгорания на условия самовозбуждения, частоту и амплитуду колебаний газа. Исследуются автоколебания, возникающие в установках, в которых происходит горение предварительно подготовленной смеси горючего газа с воздухом, что дает возможность изменять расход и состав смеси в широком диапазоне, не прекращая эксперимента. При выборе горелочного устройства учитывалась простота конструкции, степень изученности механизма обратной связи автоколебаний, возможность определения передаточной функции пламени. Всем этим требованиям удовлетворяют установки, в которых смесь подается в небольшую емкость, поступает в камеру сгорания через узкие каналы распределительной диафрагмы (рис. 1.4) и горит в виде отдельных пламен, аналогичных тому, которое образуется над горелкой Бунзена. В этом случае колебания давления в зоне горения вызывают периодические изме-

нения расхода смеси и скорости тепловыделения. Придерживаясь этой схемы, можно построить простую кинематическую модель колеблющегося пламени и найти его передаточную функцию.

4.1. Передаточная функция пламени при горении однородной смеси, истекающей из отверстия

Так как обратная связь реализуется вследствие зависимости скорости тепловыделения от скорости истечения смеси из отверстия, передаточная функция пламени определяется выражением:

$$K_L = q'_b(t)/u'_b(t).$$

При исследовании акустической неустойчивости горения в камерах сгорания ЖРД широкое распространение получил метод определения передаточной функции зоны горения, основанный на анализе так называемой «кривой выгорания» с привлечением математического аппарата теории автоматического регулирования [3, 94, 98].

Связь между колебаниями скорости тепловыделения и скорости истечения можно определить по формуле [49]:

$$q'_b(t) = i\omega u'_b(t) \int_0^{\infty} \frac{\Delta q_b(t)}{\Delta u_b} e^{-i\omega t} dt. \quad (4.1)$$

Переходная функция $\Delta q_b(t)$ описывает изменение скорости тепловыделения при скачкообразном изменении скорости истечения на величину Δu_b .

Задача по определению переходной функции решалась при следующих допущениях:

1. Пламя имеет форму правильного геометрического конуса, приподнятого над горелкой, площадь основания которого равна площади отверстия горелки.

2. Любая точка фронта пламени находится в состоянии динамического равновесия в соответствии с законом Гуи – Михельсона [137].

3. Единица поверхности фронта пламени при заданной нормальной скорости распространения способна преобразовать в продукты сгорания фиксированное количество смеси в единицу времени.

4. Фронт пламени не имеет разрывов.

5. Скорость тепловыделения однозначно связана с величиной поверхности пламени или, как это следует из п. 3, с количеством смеси, пересекающим фронт пламени в единицу времени.

6. Фронт пламени бесконечно тонкий.

7. Число Маха для средней скорости истечения смеси из отверстия мало.

8. Значение нормальной скорости распространения фронта пламени постоянно по фронту пламени, за исключением корневых точек, а колебания этой скорости не учитываются.

9. Газ в объеме, занимаемом пламенем, с учетом пространства между отверстием горелки и основанием пламени, несжимаем.

10. Профиль распределения скорости истечения – плоский.

Закон сохранения массы в интегральной форме для объема, занимаемого пламенем, имеет вид [97]:

$$\int_{S_f} \rho \vec{U} d\vec{S} = \int_{S_b} \rho \vec{U} d\vec{S} - \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_f} \rho dV. \quad (4.2)$$

Элемент объема между горелкой и фронтом пламени равен $2\pi r x_f(r, t) dr$.

По условию стабилизации косого фронта пламени [137, 138] $\vec{U} d\vec{S}_f = U_b \cos \theta dS_f = U_n dS_f$.

Тогда из уравнения (4.2) получим выражение для поверхности пламени:

$$S_f = \left(U_b S_b - \frac{\partial V_f}{\partial t} \right) / U_n. \quad (4.3)$$

Скорость тепловыделения прямо пропорциональна массовому расходу горючей смеси, пересекающей фронт пламени. Из уравнения (4.2) следует, что $\dot{m}_f = \rho_{1,0} U_n S_f$, тогда:

$$Q_b = g_f \dot{m}_f = g_f \rho_{1,0} U_n S_f. \quad (4.4)$$

Следовательно, мгновенное значение скорости тепловыделения в режиме колебаний прямо пропорционально поверхности пламени, как и в стационарном случае. Поверхность пламени, как это следует из выражения (4.3), зависит от колебаний скорости истечения и от скорости изменения объема между отверстием горелки и фронтом пламени.

Определим реакцию пламени на скачкообразное изменение скорости истечения горючей смеси из отверстия горелки от некоторого стационарного значения $U_{b,1}$ до значения $U_{b,2} = U_{b,1} + \Delta u_b$. В этом случае основание пламени перемещается в пограничном слое струи к новому стационарному положению 2, а фронт пламени в соответствии с законом Гуи – Михельсона увеличивает свою поверхность до величины, отвечающей новому режиму истечения смеси.

Объем между отверстием горелки и фронтом горения состоит из двух частей: объема так называемого «темного» пространства между отверстием горелки и основанием пламени, и объема, ограниченного поверхностью пламени: $V = V_{0,f} + V_f$.

Рассмотрим характер переходного процесса при закрепленном основании пламени, т.е. $V_{0,f} = \text{const}$. Определим закон перемеще-

ния произвольной точки фронта пламени из одного стационарного положения в другое при скачкообразном изменении скорости истечения.

С учетом того, что $dS_b = dS_f \cos \theta$, $dV_f = x_f dS_b$, из выражения (4.2) получается уравнение движения точки фронта пламени:

$$\frac{\partial x_f}{\partial t} = U_b - \frac{U_n}{\cos \theta}. \quad (4.5)$$

Введем следующие величины:

$$x_f = \bar{x}_f + \Delta x_f(r, t), \quad \theta = \bar{\theta}_1 + \Delta \theta(t),$$

где \bar{x}_f , $\bar{\theta}_1$ соответствуют исходному стационарному состоянию, а Δx_f , $\Delta \theta$, $\Delta \theta$ описывают изменение соответствующих величин в переходном режиме.

В исходном положении $U_{b,1} = U_n / \cos \theta_1$. При условии малости скачка скорости истечения относительно начального значения:

$$\cos \theta \approx \cos \bar{\theta}_1 (1 - \Delta \theta \operatorname{tg} \bar{\theta}_1).$$

С учетом этого выражения уравнение (4.5) принимает вид:

$$\frac{\partial \Delta x_f}{\partial t} + \frac{U_n \operatorname{tg} \bar{\theta}_1}{\cos \bar{\theta}_1} \Delta \theta = \Delta u_b. \quad (4.6)$$

Рассмотрим движение произвольной точки на фронте пламени вдоль линии тока от исходного стационарного положения к новому (рис. 4.1). В исходном положении

$$\operatorname{tg} \bar{\theta}_1 = \frac{\bar{x}_f - \bar{x}_0}{r_b - r}.$$

В произвольный момент времени выполняется соотношение

$$\begin{aligned}\operatorname{tg} \theta &= \frac{\bar{x}_f + \Delta x_f(r, t) - \bar{x}_0}{r_b - r} = \\ &= \operatorname{tg} \bar{\theta}_1 + \frac{\Delta x_f(r, t)}{r_b - r}.\end{aligned}$$

С другой стороны,

$$\operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg}(\bar{\theta}_1 + \Delta \theta) \approx \operatorname{tg} \bar{\theta}_1 + \frac{\Delta \theta}{\cos^2 \bar{\theta}_1}.$$

Сравнивая эти выражения, находим:

$$\Delta \theta(t) = \frac{\cos^2 \bar{\theta}_1}{r_b - r} \Delta x_f(r, t).$$

Подставляя эту формулу в (4.6), получим:

$$\frac{\partial \Delta x_f}{\partial t} + \frac{1}{\tau} \Delta x_f = \Delta u_b, \quad (4.7)$$

где

$$\tau = \frac{r_b}{U_n \sin \bar{\theta}_1} (1 - \xi), \quad \xi = r/r_b. \quad (4.8)$$

Выясним физический смысл времени τ . Местоположение конического фронта пламени в исходном стационарном состоянии описывается следующим выражением:

$$\bar{x}_f(\xi) = h_f(1 - \xi) + \bar{x}_0.$$

Высота пламени h_f равна $r_b \operatorname{tg} \bar{\theta}_1$.

Приращение координат фронта пламени при переходе из одного стационарного положения в другое определяется соотношением:

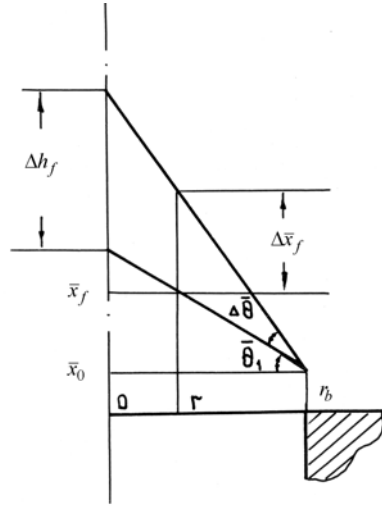


Рис. 4.1. Переходной процесс пламени при $U_n = \text{const}$

$$\Delta \bar{x}_f(\xi) = \Delta h_f(1 - \xi). \quad (4.9)$$

С учетом того, что $\Delta h_f = r_b[\text{tg}(\bar{\theta}_1 + \Delta \bar{\theta}) - \text{tg}(\bar{\theta}_1)]$, преобразуя это выражение при условии $\Delta \bar{\theta}/\bar{\theta}_1 \ll 1$, получим:

$$\Delta h_f = r_b \frac{\Delta \bar{\theta}}{\cos^2 \bar{\theta}_1}. \quad (4.10)$$

Разлагая $\cos(\bar{\theta}_1 + \Delta \bar{\theta})$ по формуле косинуса суммы двух углов, зная, что $U_n/U_{b,1} = \cos \bar{\theta}_1$, получим:

$$\Delta \bar{\theta} = \text{ctg} \bar{\theta}_1 \frac{\Delta u_b}{U_{b,1}}. \quad (4.11)$$

Подставляя выражения (4.10), (4.11) в равенство (4.9), получим:

$$\Delta \bar{x}_f(\xi) = \frac{r_b}{U_n \sin \bar{\theta}_1} \Delta u_b (1 - \xi) = \tau \Delta u_b.$$

Следовательно, τ – это время прохождения фронта пламени от одного стационарного положения в другое со скоростью, равной величине скачка скорости истечения.

Решение уравнения (4.7) имеет следующий вид:

$$\Delta \bar{x}_f(\xi, t) = \Delta \bar{x}_f(\xi) [1 - \exp(-t/\tau)].$$

Полученное выражение говорит о том, что переход фронта пламени из одного стационарного положения в другое носит инерционный характер. Если ограничиться линейным разложением экспоненциальной функции, то для приращения координаты получается приближенная формула:

$$\Delta x_f(\xi, t) = \begin{cases} t \Delta u_b, & 0 \leq t \leq \tau(\xi), \\ \Delta \bar{x}_f, & \tau(\xi) \leq t. \end{cases} \quad (4.12)$$

Изменение массы горючей смеси, сгорающей в единицу времени в произвольный момент времени переходного процесса, определяется из закона сохранения массы:

$$\Delta \dot{m}_f(t) = \int_{S_f} \rho \vec{U} d\vec{S} = \rho_{1,0} \int_{S_b} \frac{U_n}{\cos \theta} dS.$$

Используя выражение (4.6), разлагая выражение $1/\cos \theta$ в ряд по $\Delta \theta$, получим:

$$\Delta \dot{m}_f(t) = \rho_{1,0} S_b 2 \int_0^1 \frac{\Delta x_f(\xi, t)}{\tau(\xi)} \xi d\xi. \quad (4.13)$$

Для произвольного момента времени $0 \leq t \leq \tau_m$, где $\tau_m = \Delta h_f / \Delta u_b$, часть точек фронта пламени, для которых $\tau(\xi) \leq t$ достигнут новых стационарных значений, остальные точки, для которых $\tau(\xi) > t$, еще будут совершать переходной процесс.

Координаты точек фронта пламени, завершивших переходный процесс, находятся в интервале $\xi^* \leq \xi \leq 1$; координаты точек, продолжающих перемещение, — в интервале $0 \leq \xi \leq \xi^*$, где $\xi^* = 1 - t/\tau_m$. Тогда из выражения (4.13) с учетом (4.12) получаем:

$$\Delta \dot{m}_f(t) = 2\Delta \dot{m}_b \left\{ \int_0^{\xi^*} \frac{t}{\tau_m(1-\xi)} \xi d\xi + \int_{\xi^*}^1 \xi d\xi \right\}, \quad (4.14)$$

где $\Delta \dot{m}_b = \rho_{1,0} S_b \Delta u_b$.

Переходная функция пламени связана с функцией выгорания соотношением:

$$\Delta q_b(t) = g_f \Delta \dot{m}_f(t) = g_f \Delta \dot{m}_b \Psi_m(t). \quad (4.15)$$

После подстановки переходной функции (4.15) в формулу (4.1) получается следующее выражение для безразмерной передаточной функции пламени:

$$\bar{K}_L = i\omega \int_0^{\infty} \Psi_m(t) e^{-i\omega t} dt ; \quad (4.16)$$

$$\bar{K}_L = K_L / (g_f \rho_{1,0} S_b) = K_L U_{b,1} / Q_{b,1} . \quad (4.17)$$

Функция выгорания определяется из уравнения (4.14):

$$\Psi_m(t) = \begin{cases} (t/\tau_m)^2 - 2(t/\tau_m) \ln(t/\tau_m), & 0 \leq t \leq \tau_m, \\ 1, & \tau_m \leq t \end{cases} \quad (4.18)$$

Вид кривой выгорания (рис. 4.2) говорит о том, что количество смеси, сгорающее в единицу времени, а значит, и скорость тепловыделения быстро возрастают в начальной стадии переходного процесса, затем темпы роста замедляются и осуществляется плавный переход к новому стационарному состоянию.

При подстановке функции выгорания (4.18) в выражение (4.16) получается интеграл, который можно вычислить лишь приближенно в виде бесконечного ряда. Для упрощения задачи начальный участок кривой выгорания брался в виде куска параболы (рис. 4.2). Тогда

$$\Psi_m(t) \approx \begin{cases} 1 - (\eta_m - 1)^2, & 0 \leq \eta_m \leq 1, \\ 1, & 1 \leq \eta_m, \quad \eta_m = t/\tau_m. \end{cases}$$

Передаточная функция пламени в этом случае следующая:

$$\bar{K}_L = 2[1 - \cos \omega \tau_m - i(\omega \tau_m - \sin \omega \tau_m)] / (\omega \tau_m)^2 .$$

Анализ этого выражения показывает, что мнимая часть передаточной функции отрицательна, а действительная часть положительна при любом фазовом запаздывании горения.

Это значит, что колебания скорости тепловыделения отстают по фазе от колебаний скорости истечения смеси, причем это запаздывание не превышает $\pi/2$. Если смесь подается из небольшой емкости, то, как будет показано ниже, пульсации скорости в каналах горелки отстают от пульсаций давления на входе в камеру сгорания на $\pi/2$. Тогда фазовый сдвиг между колебаниями давления и скорости тепловыделения в зоне горения превышает $\pi/2$, критерий Рэлея не выполняется, вибрационное горение не возникает. Это противоречит экспериментальным данным.

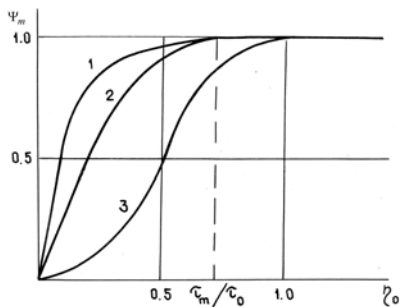


Рис. 4.2. Кривые выгорания:
1 — $U_n = \text{const}$; 2 — параболическое приближение кривой 1; 3 — $U_n \neq \text{const}$

Для уточнения картины переходного процесса учтем тот факт, что нормальная скорость распространения пламени не одинакова вдоль фронта пламени [137, 138]. В основании она мала из-за теплоотдачи к стенкам горелки и достигает значения, соответствующего заданному составу смеси, в точке, радиальная координата которой $r/r_b \approx 0,8$. Затем U_n почти не изменяется и только вблизи оси пламени резко увеличивается и достигает максимального значения. Для пламени с радиальной симметрией значительная часть смеси пересекает фронт пламени на участке, где скорость горения меньше значения, соответствующего химическому составу. Это приводит к тому, что время переходного процесса увеличивается, а характер кривой выгорания изменяется. После скачка скорости истечения происходит горение небольшого количества дополнительного топлива вблизи оси пламени. Затем сгорит основная часть избыточной смеси. Оставшееся топливо догорает в области

стабилизации пламени, расположенной вблизи границ струи, образующейся при истечении смеси. Исходя из описанной качественной картины кривая выгорания была взята в виде кусков двух парабол (рис. 4.2), основания которых расположены в точках (0, 0) и (1, 1). Из условия касания ветвей парабол в точках (0,5; 0,5) были определены необходимые коэффициенты. Кривая выгорания описывается следующим выражением:

$$\Psi_0(t) \approx \begin{cases} 2\eta_0^2, & 0 \leq \eta_0 \leq 0.5, \\ 1 - 2(\eta_0 - 1)^2, & 0.5 \leq \eta_0 \leq 1, \\ 1, & 1 \leq \eta_0, \quad \eta_0 = t/\tau_0 \end{cases}$$

Подставив функцию выгорания в формулу (4.16), проведя интегрирование, получим выражение для передаточной функции пламени:

$$\bar{K}_L = \frac{2(1 - \cos \omega \bar{\tau})}{(\omega \bar{\tau})^2} \exp(-i\omega \bar{\tau}), \quad (4.19)$$

где $\bar{\tau} = 0,5\tau_0$ (τ_0 – максимальное время переходного процесса, которое больше максимального времени переходного процесса τ_m при условии $U_n = \text{const}$).

4.2 Автоколебания газа при горении в трубе

В работах [134, 139, 140] было проведено экспериментальное исследование вибрационного горения в трубе с многоканальной горелкой на входе (рис. 1.4). Основные результаты следующие:

1. Вблизи резонанса камеры сгорания и трубопровода подачи, при коротком трубопроводе – автоколебания гармонические. В ос-

тальных случаях вибрационное горение сопровождается нерегулярными биениями, приводящими к срыву пламени с горелки.

2. Колебания возбуждаются либо в одном интервале значений коэффициента избытка воздуха, включающем единицу, либо в двух, расположенных слева и справа от $\alpha = 1$.

3. С увеличением диаметра каналов горелки парные интервалы смещаются к $\alpha = 1$, затем сливаются в один общий интервал, который в дальнейшем сокращается и исчезает.

4. Если длина трубопровода такова, что колебания давления в камере сгорания отстают по фазе от колебаний скорости истечения, наблюдается один интервал вибрационного горения по α , когда опережают – один или два, в зависимости от диаметра каналов горелки.

5. Существует нижний и верхний пределы возбуждения вибрационного горения по скорости истечения.

Были выполнены расчеты границ неустойчивости и частот возбуждаемых колебаний [135]. Использовалась реальная часть характеристического уравнения (3.29). Задача решалась при условии, что температура газа и скорость звука постоянны по длине камеры сгорания. Для этого подбиралось некоторое среднее значение скорости звука в трубе, чтобы получить удовлетворительное совпадение вычисленных значений частот колебаний с экспериментальными. Такой подход является формальным и не учитывает реального распределения скорости звука, обусловленного охлаждением газа из-за теплоотдачи к стенкам трубы. Кроме того, анализ проводился в линейной постановке, что не позволило определить амплитуду установившихся колебаний.

Воспользуемся общим уравнением частот колебаний (2.13), которое учитывает продольный градиент скорости звука, и конкретизируем его.

Рассмотрим установку, в которой камера сгорания – труба, открытая на выходе. Тогда угол φ_2 определяется выражением (2.14).

Пусть горючая смесь поступает в камеру сгорания из короткого трубопровода, обладающего свойствами акустической емкости, а глубина отверстий горелки намного меньше длины волны. В этом случае акустические возмущения давления и скорости в канале горелки связаны соотношением (2.27), где $p'_0 = p'_b$, $u'_0 = u'_b$:

$$u'_b = \frac{ip'_b(0,t)}{\rho_{1,0}c_1F_0}, \quad F_0 = \frac{\omega l_b}{c_1} - \frac{c_1S_0}{\omega V_0}.$$

Учитывая, что $u'_1(0,t) = u'_bS_0/S$, $p'_b = p'_1(0,t)$, $Y_0 = -\text{Im}[p'_1(0,t)/u'_1(0,t)]$, находим $\varphi_1 = \text{arctg}(F_0S/S_0)$. Если пламя расположено в начале трубы, то $a = c_2(0) = c_2^*$ – скорость звука, зависящая от температуры горения. После подстановки значений φ_1, φ_2 в выражение (2.13) при условии $x^* = 0$ получается уравнение для расчета частот колебаний газа:

$$\beta \text{tg} \left[\text{arctg} \left(\frac{b}{2\omega\beta} \right) - \frac{\omega\beta}{b} \ln \left(1 - \frac{bl^*}{c_2^*} \right) \right] = \frac{b}{2\omega} + \sqrt{B} \left(\frac{c_1S}{\omega V_0} - \frac{S\omega l_b}{S_0c_1} \right). \quad (4.20)$$

Без учета градиента скорости звука $b = 0$, $\beta = 1$ и, как отмечалось во второй главе, $\varphi_2 = -\omega l^*/c_2^*$. Уравнение частот принимает вид:

$$\text{tg} \left(\frac{\omega l^*}{c_2^*} \right) = \sqrt{B} \left(\frac{c_1S}{\omega V_0} - \frac{\omega l_b}{\varepsilon_0 c_1} \right).$$

Это выражение совпадает с известным уравнением (3.27), в котором необходимо ввести эффективную длину камеры сгора-

ния и учесть, что для короткого трубопровода подачи смеси $k_1 l_0 \ll 1$, $\operatorname{ctg}(k_1 l_0) = c_1 S(\omega V_0)^{-1}$.

Если смесь подается в емкость горелки через большое гидродинамическое сопротивление, потерями акустической энергии на входе в камеру сгорания можно пренебречь. Выражение (3.50) для амплитуды установившихся колебаний давления в зоне горения принимает вид [141–143]:

$$p_c = \frac{a_{c,L} - a_{l,L} - a_{v,L}}{a_{c,N} + a_{l,N}}. \quad (4.21)$$

Определим коэффициенты, входящие в эту формулу.

В изучаемой установке имеется совокупность одинаковых пламен, образующихся над отверстиями горелки, поэтому общая скорость тепловыделения $q' = nq'_b = K_u u'_b$. В квазилинейном приближении запишем выражение, аналогичное (3.45):

$$q'_b = K_N u'_b = (|K_L| - b_q |u'_b|) u'_b \exp(-i\omega\tau_u). \quad (4.22)$$

Передаточная функция K_L линейного приближения определяется соотношениями (4.17), (4.19). Время запаздывания скорости тепловыделения, полагая в формуле (4.8) $\xi = 0$, $\sin \bar{\theta}_1 \approx 1$, представим в виде:

$$\tau_u = \bar{\tau} = \operatorname{const} r_b / U_n. \quad (4.23)$$

Постоянная определяется эмпирически. Для охлаждаемых камер сгорания рекомендуются значения 0,5 – 0,67 (в зависимости от степени охлаждения), для неохлаждаемых – значение 0,3 [143].

Акустическая мощность зоны горения, у которой общие площади входных и выходных отверстий не равны, определяется выражением (3.15), в котором необходимо положить $K_p = 0$ и сделать переобозначения: $S_1 = S_0 = nS_b$, $U_{1,0} = U_{b,0}$, $p_* = p_c$, $Y_1 = Y_0$:

$$A_c = (B-1)S_0 U_{b,0} (Q_0 Y_0)^{-1} p_c^2 |K_u| \sin(\omega \tau_u) / 2. \quad (4.24)$$

С учетом соотношений (4.22), (4.24), формул (2.27) для Y_0 , (4.17) для безразмерной передаточной функции пламени получим:

$$A_c = \frac{S_0 (B-1) \left[|\overline{K}_L| - b_N p_c \right] p_c^2 \sin \omega \tau_u}{2 \rho_{1,0} c_1 F_0}, \quad b_N = \frac{b'_q}{\rho_{1,0} c_1 |F_0|}, \quad b'_q = \frac{b_q U_{b,0}}{Q_0}$$

В то же время

$$A_c = (a_{c,L} - a_{c,N} p_c) p_c^2.$$

Сравнивая эти выражения, находим:

$$\begin{aligned} a_{c,L} &= S_0 (B-1) |\overline{K}_L| (2 \rho_{1,0} c_1 F_0)^{-1} \sin \omega \tau_u, \\ a_{c,N} &= S_0 (B-1) |\overline{K}_L| (2 \rho_{1,0} c_1 F_0)^{-1} b_N \sin \omega \tau_u. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Коэффициенты, определяющие поток излучаемой акустической энергии, находятся из формул (3.39), (3.47), (3.48) с учетом импеданса открытого конца (2.37):

$$a_{l,L} = S X_{l,L} D_l^2 / 2, \quad X_{l,L} = \rho_{l,0} (\omega d / 4)^2 / c_l; \quad (4.26)$$

$$a_{l,N} = S D_l^3 b_l / 2, \quad b_l = \rho_{l,0} / 2. \quad (4.27)$$

Горение происходит на входе в трубу, т.е. $x^* = 0$, и функция D_l вычисляется по второй формуле (3.42), где $\rho_{v,0} = \rho_2^*$, $c_{2,0} = c_2^*$.

Коэффициент, связанный с поглощением акустической энергии на стенках трубы, определяется выражением (3.36), в котором функция D_2 вычисляется по первой формуле (3.42) с теми же переобозначениями, которые были сделаны для функции D_l .

Уравнение (4.20) дает все возможные частоты. Реально возникают колебания только с теми частотами, для которых $p_c \geq 0$.

Были выполнены расчеты и измерения для установки, с неохлаждаемой камерой сгорания с внутренним диаметром 0,034 м, объем входной емкости был равен $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$, проницаемость горелки $\varepsilon_0 = 0,086$, длина каналов 1 мм. Диаметр каналов горелки и длина камеры сгорания были переменными. Значения термодинамических параметров: $\rho_{1,0} = 1,23 \text{ кг/м}^3$, $v_1 = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м/с}^2$, $T_{1,0} = 293 \text{ К}$, $c_1 = 344 \text{ м/с}$, $\gamma_2 = 1,4$, $\text{Pr}_2 = 0,73$. Время запаздывания горения вычислялось по формуле (4.23), в которой постоянная равна 0,3. Экспериментальная зависимость нормальной скорости распространения пламени от коэффициента избытка воздуха для пропано-воздушной смеси [137] была аппроксимирована функцией:

$$U_n(\alpha) = 1,15 - 7,23\alpha + 15,24\alpha^2 - 11,71\alpha^3 + 2,98\alpha^4.$$

Использованное топливо не являлось химически чистым пропаном, а являлось смесью пропана с бутаном и другими углеводородами – «технический» пропан. Исходя из среднестатистического состава, соответствующего паспортным данным для баллонов, содержащих сжиженное топливо, была получена формула для вычисления коэффициента избытка воздуха:

$$\alpha = 0,04 G_{V,a} / G_{V,p}. \quad (4.28)$$

Обычно горение в лабораторных установках происходит в неадиабатических условиях. Был проведен термодинамический анализ состояния продуктов сгорания смесей газообразных топлив с воздухом. Тепловые потери оценивались исходя из известных экспериментальных данных для температуры пламен легких углеводородных топлив. Были получены формулы, определяющие тем-

пературу горения пропано-воздушной смеси в зависимости от коэффициента избытка воздуха:

$$T_c = T_{1,0} + \frac{1000\alpha}{0.084 + 0.452\alpha}, \quad \alpha \leq 1;$$

$$T_c = T_{1,0} + \frac{1000}{0.084 + 0.452\alpha}, \quad \alpha > 1.$$

Пламена заполняли только часть сечения камеры сгорания, поэтому средняя температура газа $T_2^* = \zeta T_c$, $B = \zeta T_c / T_{1,0}$, $\zeta = 0,47$ – эмпирическая постоянная, $c_2^* = B^{1/2} c_1$. Было обнаружено, что для трубы длиной 0,92 м температура газа на выходе мало отличается от окружающей, т.е. $b = (c_2^* - c_1) / 0,92$ м.

Задавались термодинамические и геометрические параметры установки, а также коэффициент избытка воздуха. Из уравнения (4.20) находились частоты колебаний, которые подставлялись в формулу (4.21), и определялись значения α, f, p_c , соответствующие условию $p_c \geq 0$.

Интервалы значений коэффициента избытка воздуха, внутри которых наблюдается вибрационное горение, частоты и амплитуды установившихся колебаний давления представлены на рис. 4.3 и 4.4. Линии соответствуют результатам расчета, условные обозначения – экспериментальным данным. Для короткой камеры сгорания с небольшим диаметром отверстий горелки наблюдаются колебания, соответствующие второй из частот трубы (рис. 4.3, кривая 1). Расширение отверстий делает возможным возбуждение колебаний с наименьшей частотой (кривая 2). Кривая 3 соответствует второй из частот и получается при удлинении трубы.

Если пренебречь потерями акустической энергии, условие самовозбуждения колебаний газа (3.41) принимает вид: $a_{c,L} \geq 0$.

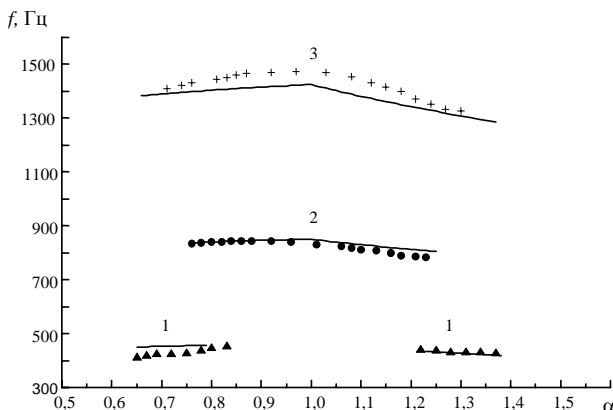


Рис. 4.3. Зависимости частоты автоколебаний от коэффициента избытка воздуха:
 1 – $r_b = 1,25$ мм, $l = 0,282$ м; 2 – $r_b = 1$ мм, $l = 0,725$ м; 3 – $r_b = 0,5$ мм, $l = 0,282$ м

Для описанной установки функция F_0 , входящая в выражение (4.24), имеет отрицательный знак. Тогда вибрационное горение возникает при условии:

$$\pi \leq \omega \tau_u \leq 2\pi. \quad (4.29)$$

Это же неравенство можно получить из критерия Рэлея, определив фазовый сдвиг между колебаниями давления в зоне горения и возмущениями скорости истечения смеси из каналов горелки, как это было сделано в работе [134].

Полученный критерий позволяет объяснить влияние состава смеси, параметров горелочного устройства на условия самовозбуждения колебаний.

Для трубы длиной 0,282 м возможны автоколебания, соответствующие первым двум частотам камеры сгорания. Однако, если радиус отверстий горелки достаточно большой, минимальное время запаздывания горения τ_{\min} при $\alpha = 1$ таково, что $\omega_2 \tau_{\min} > 2\pi$, и вибрационное горение отсутствует. Для первой частоты, которая примерно в три раза меньше, $\omega_1 \tau_{\min} < \pi$. Возбуждение колебаний

становится возможным при увеличении времени запаздывания за счет уменьшения нормальной скорости распространения пламени, т.е. при изменении коэффициента избытка воздуха в обе стороны от единицы. Как только $\omega_1 \tau_{\text{и}}$ станет больше π , произойдет самовозбуждение колебаний, и вибрационное горение будет наблюдаться до тех пор, пока фазовое запаздывание не примет значение, близкое к 2π . В этом случае вибрационное горение наблюдается в двух интервалах значений коэффициента избытка воздуха (кривая 1).

Уменьшение радиуса отверстий горелки приводит к тому, что время запаздывания горения сокращается, интервалы возбуждения колебаний с частотой ω_1 смещаются в направлении значений α , соответствующих границам существования пламени, и исчезают. В то же время становится возможным возбуждение колебаний с более высокой частотой, так как $\omega_2 \tau_{\text{min}}$ будет меньше 2π . Вибрационное горение наблюдается в одном интервале, границы которого соответствуют значениям коэффициента избытка воздуха, для которых $\omega \tau_{\text{и}}$ будут близкими к 2π (кривая 3).

При удлинении камеры сгорания частота ω_1 уменьшается и для $l = 0,725$ м она такова, что условия самовозбуждения колебаний (4.29) не выполняются. Вторая частота тоже значительно понизится, но за счет увеличения радиуса отверстий горелки и соответствующего роста времени запаздывания фазовый сдвиг $\omega_2 \tau_{\text{и}}$ будет таким, что вибрационное горение наблюдается в одном интервале значений коэффициента избытка воздуха (кривая 2).

Вычисления показали, что для коэффициента нелинейности $b'_q = 0,5$ с/м рассчитанные значения амплитуды колебаний количественно согласуются с экспериментальными (рис. 4.4). Данные говорят о том, что чем выше частота, тем меньше максимальная

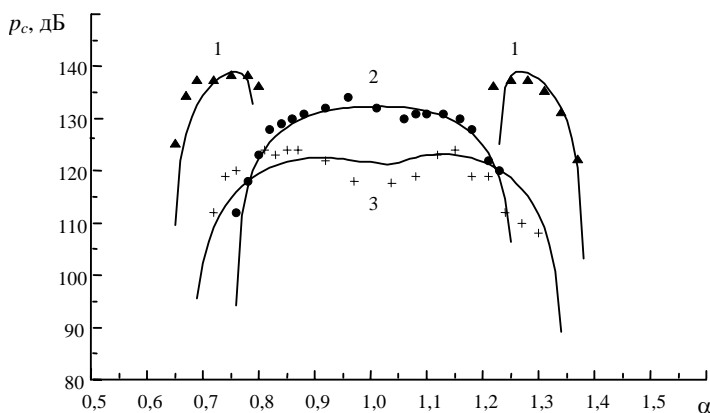


Рис. 4.4. Зависимости амплитуды установившихся колебаний давления от коэффициента избытка воздуха (обозначения см. рис. 4.3)

амплитуда колебаний газа внутри интервала возбуждения вибрационного горения. Ясно, что амплитуда колебаний будет иметь максимальное значение, когда условия возбуждения колебаний – наиболее благоприятные, другими словами, если акустическая энергия, генерируемая зоной горения, максимальна. Это условие зависит не от частоты колебаний, а от ее произведения на время запаздывания горения, так как $A_c \sim |\sin \omega \tau_u|$. В то же время согласно формулам (2.35), (2.38) повышение частоты приводит к увеличению потерь акустической энергии, а значит, к уменьшению амплитуды колебаний газа. При изменении параметров установки возможны три типа зависимости амплитуды колебаний давления от коэффициента избытка воздуха. Кривая 1 получается при условии $\omega \tau_{\min} < \pi$. Если $\omega \tau_{\min} > \pi$ и соответствует наилучшим условиям возбуждения колебаний, амплитуда колебаний максимальна в средней части интервала (кривая 2). Когда фазовый сдвиг $\omega \tau_{\min}$ больше π , но близок к значению, соответствующему границе вибрационного горения, зависимость имеет минимум в средней части

и два максимума для значений коэффициента избытка воздуха, наиболее благоприятных для возбуждения колебаний.

Разработанная математическая модель и полученные результаты свидетельствуют об эффективности «энергетического» метода и перспективности его использования для анализа других устройств вибрационного горения.

4.3. Вибрационное горение в установке типа резонатора Гельмгольца

Пусть на входе в камеру сгорания расположено горелочное устройство, а на выходе – труба для вывода сгоревших газов. Если длина отверстий трубы намного меньше длины волны, а ее диаметр мал по сравнению с поперечным размером камеры сгорания, получается колебательная система типа резонатора Гельмгольца. Колебания совершает газ в трубе («горле» резонатора), а изменения давления в камере сгорания (емкости) обеспечивают необходимую восстанавливающую силу.

Установка, на которой проводился эксперимент [144], состояла из цилиндрической камеры сгорания (рис. 4.5) с внутренним диаметром 0,034 м и длиной 0,06 м. При ввинчивании поршня длина, а следовательно, и объем камеры уменьшались до требуемых размеров. Детали топливоподающего узла описаны в подразд. 4.2.

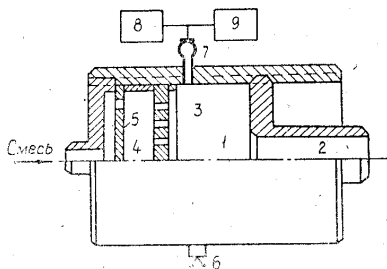


Рис. 4.5. Экспериментальная камера сгорания типа резонатора Гельмгольца:

- 1 – камера сгорания (объем резонатора);
- 2 – горло резонатора; 3, 4 – отверстия и полость форсунки; 5 – диафрагма; 6 – свеча зажигания; 7 – акустический зонд на базе микрофона; 8 – осциллограф; 9 – частотомер

Использовалась горелка с 25 выходными отверстиями диаметром 2 мм. Горло резонатора имело постоянные размеры: внутренний диаметр 0,015 м, длину 0,05 м, емкость горелки 10^{-5} м³.

Методика измерений следующая. Задавались геометрические параметры установки. При постоянном расходе смеси, изменяя соотношение компонентов (например, в сторону увеличения доли топлива), определялись расходы пропана и воздуха, соответствующие появлению и затуханию колебаний. Параллельно внутри этого интервала измерялась частота колебаний. Эксперимент проводился при изменении концентрации топлива в обе стороны. По найденным расходам компонентов рассчитывались соответствующие значения скорости истечения смеси из горелки и коэффициента избытка воздуха по формуле (4.28). Экспериментальные данные показали (рис. 4.6), что с уменьшением объема резонатора и при увеличении скорости истечения смеси из горелки частота автоколебаний возрастает.

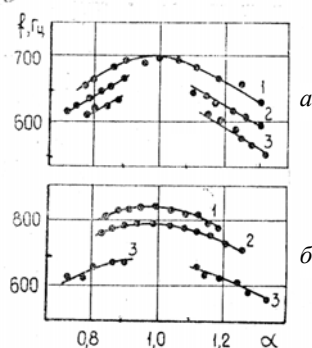
Рис. 4.6. Зависимости частоты автоколебаний от коэффициента избытка воздуха при различных скоростях истечения горючей смеси (а) и различных объемах резонатора (б)

Поз. а: 1 – $U_{b,0} = 1,57$ м/с; 2 – 1,35 м/с; 3 – 0,5 м/с при

$$V = 0,58 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3;$$

Поз. б: 1 – $V = 0,29 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$; 2 – $V = 0,4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$;

$$3 - V = 0,58 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3 \text{ при } U_{b,0} = 1,41 \text{ м/с}$$



Размеры экспериментальной установки таковы, что входная емкость в несколько раз меньше объема камеры сгорания, а количество газа, сосредоточенное в отверстиях горелки, много меньше массы газа в горле резонатора. Можно ожидать, что частота коле-

баний будет зависеть главным образом от параметров газа и камеры сгорания, т.е. той части устройства, которая является резонатором Гельмгольца по определению. При малых расходах смеси температура газа зависит от времени его пребывания в камере сгорания. Увеличение скорости истечения смеси из отверстий горелки сокращает это время, теплоотдача к стенкам уменьшается и, как показали измерения, температура газа на выходе из горла повышается. Среднее значение температуры газа и скорости звука в камере сгорания возрастают. В соответствии с формулой (2.24) увеличение скорости звука и сокращение емкости резонатора Гельмгольца приводит к повышению частоты колебаний, о котором говорилось выше.

Общим на графиках является то, что колебания возникают либо в одном интервале значений коэффициента избытка воздуха, включающем единицу, либо в двух – слева и справа от единицы. Переход от двух интервалов к одному происходит примерно в одном диапазоне частот. Это указывает на то, что скорость истечения смеси и объем резонатора влияют на границы возбуждения колебаний посредством воздействий этих параметров на частоту автоколебаний.

Сравнение полученных данных с результатами исследования вибрационного горения в трубе показало, что в обоих случаях наблюдаются одинаковые закономерности и можно считать, что механизм возбуждения колебаний один и тот же.

При горении газообразной смеси, истекающей из отверстия, время запаздывания колебаний скорости тепловыделения относительно колебаний скорости истечения рассчитывается по формуле (4.23). Камера сгорания имела воздушное охлаждение, поэтому постоянная равна 0,5.

Были взяты экспериментальные значения коэффициента избытка воздуха и частоты, соответствующие границам интервалов

возбуждения колебаний. Используя известную зависимость $U_n(\alpha)$ для пропана, зная радиус отверстия форсунки, по указанной формуле можно вычислить граничные значения времени запаздывания и соответствующие фазовые сдвиги $\omega\tau_u$. Оказалось, что колебания наблюдаются, если выполняется условие (4.29), такое же, как и при вибрационном горении в трубе.

Теперь можно объяснить влияние частоты на границы автоколебаний. При избытке и недостатке топлива нормальная скорость распространения пламени мала, а фазовый сдвиг больше 2π . С приближением к стехиометрическому соотношению компонентов фазовый сдвиг становится меньше 2π , возникают колебания и прекратятся после того, как фазовый сдвиг станет меньше некоторого критического значения, близкого к π (кривые 2, 3 на рис. 4.6, а; кривая 3 на рис. 4.6, б). Минимальное время запаздывания приходится на значение α , близкое к единице, и при неизменном радиусе отверстия горелки остается постоянным. Тогда с увеличением частоты колебаний минимальный фазовый сдвиг возрастает и может стать больше нижнего граничного значения. В этом случае интервалы возбуждения колебаний сливаются в один общий (кривая 1 на рис. 4.6, а; кривые 1, 2 на рис. 4.6, б).

Упрощенный анализ границ самовозбуждения колебаний был выполнен в работе [136]. Использовалось выражение, которое получается из первого уравнения системы (3.32), в котором $X_{0,0} = 0$, т.е. не учитываются потери акустической энергии в многоканальной горелке. С учетом формул для импеданса $Z_{2,0}$, функции H , μ и передаточной функции пламени (4.19) уравнение, описывающее границы самовозбуждения колебаний, можно представить в виде:

$$R^{-1}(2lv_2H/c_2)^{1/2} + (R/2c_2)^2 H^2 + \\ + 2(B-1)(V_0/V)H(1 - \cos H\tau')(H\tau')^{-2} \sin H\tau' = 0,$$

$$\tau' = r_b c_2 / (2U_n l). \quad (4.30)$$

В табл. 4.1 приведены значения частоты автоколебаний, вычисленные по формуле (2.24) при $c_2 = 470$ м/с, скорости истечения смеси $U_{b,0} = 1,4$ м/с.

Таблица 4.1

Частоты колебаний				
$V \cdot 10^5, \text{ м}^3$	1,82	2,73	3,82	5,46
$f, \text{ Гц}$	Эксперимент			
	925	827	751	618
$f, \text{ Гц}$	Теория			
	1043	850	720	602

В табл. 4.2 приведены нижние τ'_1 и верхние τ'_2 граничные значения времени запаздывания горения, соответствующие усредненным по коэффициенту избытка воздуха экспериментальным частотам при $V = 5,46 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$ и вычисленные из уравнения (4.30). Результаты расчета качественно согласуются с экспериментальными данными.

Таблица 4.2

Границы вибрационного горения					
$U_{b,0}, \text{ м/с}$	H	Эксперимент		Теория	
		τ'_1	τ'_2	τ'_1	τ'_2
1,2	0,40	11,8	13,9	11,2	13,0
1,35	0,42	11,5	14,5	10,7	12,5
1,57	0,44	—	13,6	10,5	12,0

Разработанный в третьей главе комбинированный метод дает возможность не только провести более точные расчеты границ вибрационного горения, частот колебаний, но и вычислить амплитуды установившихся колебаний газа.

Частоты собственных колебаний определяются из уравнения (2.22). Для короткой камеры сгорания можно пренебречь градиен-

том скорости звука. Полагая $b=0, \beta=1$, с учетом того, что $\varphi_2 = -\operatorname{tg}(\omega l^*/c_2) \approx -\omega l^*/c_2$, получаем $\omega l^*/c_2 = F^{-1}$.

Применяя формулы (2.23), (2.27), уравнение частот колебаний запишем в виде:

$$\omega = \omega_0 \left[1 + \frac{V_0/V}{1 - (\omega/\omega_{0,0})^2} \right]^{-1/2}. \quad (4.31)$$

В этом выражении ω_0 – собственная частота резонатора Гельмгольца, состоящего из камеры сгорания и горла, которая определяется по формуле (2.24); $\omega_{0,0}$ – собственная частота многоканальной горелки, которая также является резонатором Гельмгольца:

$$\omega_{0,0} = c_1 [S_0/(l_b V_0)]^{1/2}.$$

При $c_2/c_1 = 2,5$, $V_0/V = 0,5$, $l_b/l = 0,02$, $S_0 \approx S$, что соответствует экспериментальной камере сгорания, $\omega/\omega_{0,0}$ – величина порядка 0,25. Пренебрегая квадратом отношения частот в выражении (4.31), получим формулу:

$$\omega \approx \omega_0 [1 + V_0/V]^{-1/2}.$$

Наличие многоканальной горелки приводит к уменьшению частоты колебаний, которая была бы при отсутствии входного устройства. При $V_0/V \ll 1$ частота колебаний будет близка к ω_0 . Это подтверждает сделанное выше предположение о доминирующем влиянии на частоту колебаний объема камеры сгорания и параметров горла.

С учетом влияния колебаний скорости тепловыделения частота колебаний определяется из уравнения (3.32). Функции $Y_{0,0}$ и Y_V находятся из формул (2.27), (3.28). Из выражения для импеданса

горла $Z_{2,0}$ с учетом концевой поправки, $Y_{2,0} = \rho_{2,0}\omega l^*$. В рассматриваемом случае

$$B_0 = (B-1)U_{b,0}/Q_0, \quad K_u = nK_L, \quad Q_0 = nQ_{b,0}.$$

Тогда $B_0\bar{X}_u = (B-1)\bar{X}_L$, где \bar{X}_L – действительная часть передаточной функции пламени (4.19). С учетом сделанных замечаний и полученного в главе 3 равенства $\rho_{1,0}c_1^2 = \rho_{2,0}c_2^2$, второе из уравнений (3.32) принимает вид:

$$\omega = \omega_0 \left[1 + \frac{V_0 [1 + (B-1)\bar{X}_u]}{V [1 - (\omega/\omega_{0,0})^2]} \right]^{-1/2}. \quad (4.32)$$

Если в этом выражении положить $\bar{X}_u = 0$, получается формула (4.31) для частот собственных колебаний. Так как действительная часть передаточной функции пламени зависит от частоты, уравнение (4.32) может быть решено только численными методами.

Амплитуда колебаний давления в камере сгорания вычисляется по той же формуле (4.21), что и в трубе с многоканальной горелкой. Было показано, что при горении в трубе или камере сгорания, обладающей свойствами акустической емкости, выражение (3.15) для акустической мощности теплового источника одно и то же. Тогда в рассматриваемом случае справедливы соотношения (4.24), (4.25). Так как $\varphi_2 = -\omega l^*/c_2$, $b=0$, $\beta=1$, причем для устройств типа резонатора Гельмгольца $\varphi_2 \ll 1$, из первой формулы (3.42) следует:

$$D_2 = (\rho_{2,0}c_2 |\sin \varphi_2|)^{-1} = (\rho_{2,0}\omega l^*)^{-1}.$$

Газ в горле колеблется как твердое тело, т.е. амплитуда колебаний скорости потока одинакова во всех сечениях горла. Градиенты температуры и скорости звука не учитываются, поэтому в формулах (4.26), (4.27) необходимо положить $D_l = D_2$, $\rho_{l,0} = \rho_{2,0}$, $c_l = c_2$. Коэффициент $a_{v,L}$ определяется из выражения (3.36).

Были выполнены расчеты применительно к описываемой экспериментальной установке (рис. 4.5, 4.6) [145, 146]. Камера сгорания была неохлаждаемой, скорость истечения смеси из горелки была невелика, поэтому с учетом выражения (4.8) время запаздывания горения вычислялось по формуле:

$$\tau_u = 0,3 \left\{ r_b / (U_n) \left[1 - (U_n / U_{b,0})^2 \right] \right\}^{1/2}.$$

В уравнение (4.32) входит скорость звука в горячем газе $c_2 = c_1 (T_{2,0} / T_{1,0})^{1/2} = B^{1/2} c_1$. Средняя температура $T_{2,0}$ зависит от температуры горения T_c и времени пребывания газа в камере сгорания.

Для устройства с многоканальной горелкой процесс сгорания завершается на небольшом расстоянии от входа в емкость. За счет теплоотдачи к стенкам газ охлаждается, поэтому средняя температура в камере сгорания $T_{2,0} = \zeta T_c$. Измерения температуры газа на входе в горло для емкости $V = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$, скоростей истечения смеси $U_{b,0} = 1 - 1,6 \text{ м/с}$ показали, что $\zeta = 0,27 + 0,1 U_{b,0}$.

На рис. 4.7, 4.8 представлены экспериментальные точки и теоретические зависимости частоты и амплитуды колебаний давления от коэффициента избытка воздуха. При $V = 7,2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$ колебания происходят в двух интервалах (кривые 3). Это связано с тем, что для значений α , близких к единице, нормальная скорость распро-

странения пламени имеет максимальную величину, а время за-
паздывания горения – минимальную. При достаточно низкой час-
тоте $\omega\tau_{\min} < \pi$ и вибрационное горение не наблюдается.

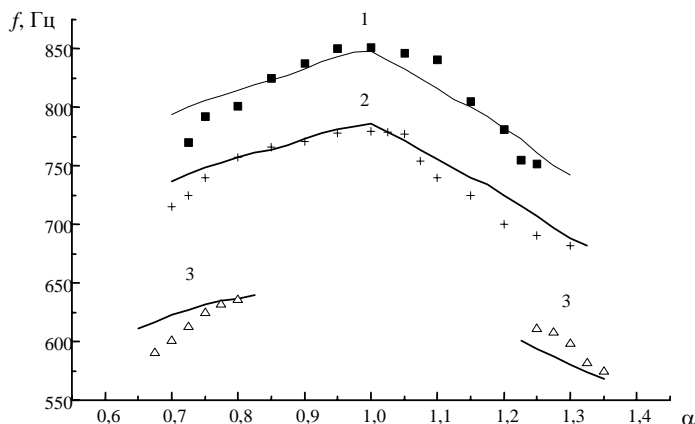
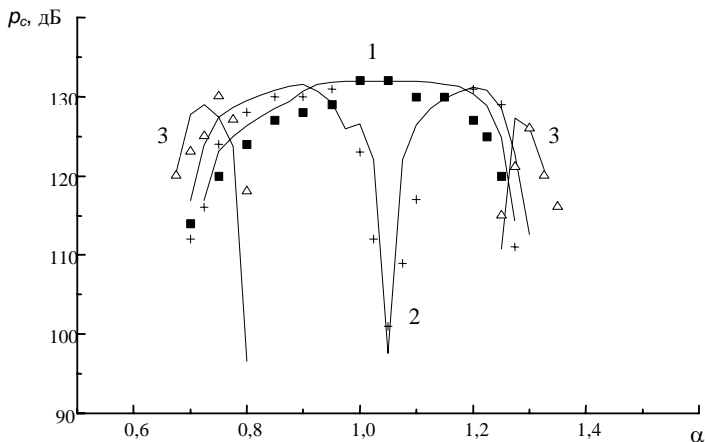


Рис. 4.7. Зависимости частоты автоколебаний от коэффициента избытка воздуха:

$$1 - V = 4,2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3; 2 - V = 5,0 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3; 3 - V = 7,2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$$

Внутри каждого интервала амплитуда колебаний имеет максимум в средней части. Это объясняется тем, что поток акустической энергии, генерируемой процессом горения, прямо пропорционален $|\sin \omega\tau|$ и принимает максимальное значение в средней части интервала возбуждения. Уменьшение емкости резонатора приводит к повышению частоты, и как только $\omega\tau_{\min}$ станет больше π , интервалы вибрационного горения сливаются в один (кривые 1, 2). Однако зависимость амплитуды колебаний сначала имеет минимум в средней части (рис. 4.8, кривая 2). При дальнейшем увеличении частоты $\omega\tau_{\min}$ стремится к $\pi/2$, и зависимость выравнивается (рис. 4.8, кривая 1).

В заключение необходимо отметить, что результаты расчета и эксперимента количественно согласуются. При вычислении амплитуды колебаний давления было принято, что коэффициент нели-



нейности процесса горения $b'_q = 0,5 \text{ с/м}$.

4.4. Самовозбуждение акустических колебаний в устройстве, состоящем из емкости и трубы

В подразд. 4.3 исследовалось вибрационное горение в устройстве типа емкость – труба при условии, когда длина трубы намного меньше длины волны. В этом случае колебания газа происходят так же, как и в резонаторе Гельмгольца. Газ в горле резонатора можно считать несжимаемым, и он совершает колебания как твердое тело. В длинных трубах распространение возмущений параметров среды носит волновой характер. Газ имеет возможность сжиматься не только в емкости, но и в самой трубе. Наличие акустической емкости уже не является обязательным условием, при котором возможен колебательный процесс. Например, если емкость достаточно большая, газ колеблется так же, как в трубе, открытой на концах. Однако такие колебания не возбуждаются, так как источник энергии расположен в емкости и практически не реагирует на волны,

распространяющиеся в трубе. Автоколебания могут возникнуть только в том случае, когда газ в трубе колеблется как единое целое, т.е. так же, как и в резонаторе Гельмгольца. Если сокращать размеры емкости, то в конце концов она станет придатком трубы и получается цилиндрическая камера сгорания с многоканальной горелкой на входе (оба случая уже были рассмотрены).

Пусть размеры камеры сгорания таковы, что ее свойства аналогичны акустической емкости, и она активно влияет на колебания газа в трубе через граничное условие на ее входе. Поскольку ограничений на длину трубы не делается, дальнейший анализ будет проводиться с учетом градиентов температуры газа и скорости звука. Задача о собственных колебаниях газа в устройствах типа емкость – труба была решена в главе 2, получено уравнение частот колебаний (2.22). Функция F , входящая в это уравнение, для камер сгорания с многоканальной горелкой на входе определяется выражениями (2.23), (2.27). Так же, как в устройствах типа резонатора Гельмгольца, термодинамические параметры газа в емкости усредняются. Распределение скорости звука в трубе имеет вид $c_2(x) = c_{2,0} - bx$ ($c_{2,0}$ – средняя скорость звука в емкости, $c_{2,0} = a$) и с учетом выражения (2.14):

$$\varphi_2 = (\omega\beta/b) \ln(1 - bl^*/c_{2,0}) - \arctg(b/(2\omega\beta)).$$

В главе 3 было получено характеристическое уравнение (3.28) задачи определения границ вибрационного горения в устройствах рассматриваемого типа. Для установок с многоканальной горелкой на входе $K_p = 0$, и мнимая часть характеристического уравнения (3.29) принимает вид:

$$\varepsilon_0^{-1} Y_{2,0}^{-1} + (1 + B_0 X_u) Y_{0,0}^{-1} - Y_V^{-1} = 0. \quad (4.33)$$

Функции $Y_{0,0}, Y_V$ определяются по формулам (2.27), (3.28). С учетом выражений для акустических возмущений $u'_{2,0}, p'_{2,0}$, использованных при выводе уравнения (2.22), импеданс $Y_{2,0}$ равен:

$$Y_{2,0} = \text{Im}(p'_{2,0}/u'_{2,0}) = -\rho_{V,0}c_{2,0}[b/(2\omega) + \beta \text{tg}\varphi_2].$$

После подстановки перечисленных функций в выражение (4.33) и ряда преобразований, аналогичных тем, которые были сделаны при выводе уравнения (4.32), получаем уравнение для расчета частот колебаний, учитывающее влияние возмущений скорости тепловыделения:

$$\begin{aligned} b(2\omega)^{-1} + \beta \text{tg}\varphi_2 + F_1^{-1} &= 0, \\ F_1 &= F - (B-1)\epsilon_0 c_1 (c_{2,0} \bar{Y}_{0,0})^{-1} \bar{X}_u. \end{aligned} \quad (4.34)$$

В отличие от уравнения (2.22) функция F_1 включает дополнительный член, содержащий действительную часть передаточной функции пламени.

Амплитуда колебаний давления в камере сгорания (емкости) вычисляется по формуле (4.21). Горелочное устройство – прежнее, поэтому коэффициенты $a_{c,L}, a_{c,N}$ определяются по формулам (4.25). Коэффициенты $a_{v,L}, a_{l,L}, a_{l,N}$ вычисляются из выражений (3.36), (3.39), (3.48) соответственно. Функции D_2, D_l определяются соотношениями (3.42), а коэффициент b_l – по формуле (4.27).

Было проведено экспериментальное исследование вибрационного горения в установке, описанной в подразд. 4.3. Размеры входного устройства, внутренние диаметры емкости и трубы были те же. Объем камеры сгорания был постоянным: $V = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$. Труба состояла из секций длиной 0,05 м, а для непрерывного изменения ее длины использовалась тонкостенная вставка длиной 0,06 м,

плотно прилегающая к стенкам трубы. Методика измерений и обработки полученных данных была той же, что и в двух предыдущих случаях.

На рис. 4.9 представлены интервалы значений коэффициента избытка воздуха, при которых происходит самовозбуждение колебаний. Если труба короткая, вибрационное горение наблюдается в одном интервале (кривая 1). При $l = 0,15$ м происходит разделение интервала возбуждения колебаний на две части и понижение частоты (кривые 2). Параметры установки и частоты колебаний таковы, что $\omega l / c_{2,0} \ll 1$, как в устройстве типа резонатора Гельмгольца. Тогда из формулы (4.31) понятно, почему наблюдается понижение частоты колебаний. Анализ условий самовозбуждения колебаний, проведенный в подразд. 4.3, объясняет причину разделения интервалов возбуждения вибрационного горения при уменьшении частоты колебаний.

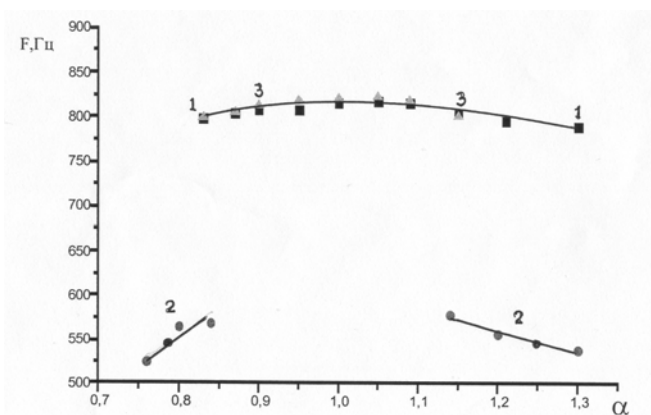


Рис. 4.9. Зависимости частоты автоколебаний от коэффициента избытка воздуха:
1 – длина трубы $l=0,075$ м; 2 – $l=0,15$ м; 3 – $l=0,425$ м

Если бы при удлинении трубы характер колебаний газа остался прежним, как в резонаторе Гельмгольца, уменьшение частот колебаний привело бы к смещению и исчезновению интервалов

возбуждения. Других частот в резонаторах такого типа нет. Однако, когда длина трубы равнялась 0,425 м, наблюдалось вибрационное горение практически с той же частотой, что и в первом случае, но в несколько суженном интервале значений коэффициента избытка воздуха (кривая 3). Объясняется это тем, что резонатор, состоящий из емкости и трубы, имеет бесконечный ряд частот собственных колебаний [125]. Если труба короткая, происходит возбуждение колебаний с первой наименьшей из частот, а вторая настолько высока, что условие возбуждения вибрационного горения (4.29) не выполняется, так как $\omega_2 \tau_{\min} > 2\pi$. При постоянном объеме емкости удлинение трубы приводит к понижению всех частот колебаний. Поэтому любое значение частоты может многократно повторяться. В рассматриваемом случае частота колебаний ω_1 , соответствующая длине трубы $l = 0,075$ м, повторяется в качестве второй из частот для трубы длиной 0,425 м. Сокращение интервала возбуждения колебаний связано с тем, что в более длинных трубах пристеночные потери акустической энергии выше в соответствии с формулой (2.35), при условии, что остальные величины постоянны.

Были получены зависимости частоты и амплитуды колебаний давления в камере сгорания от длины трубы. Исследование вибрационного горения проводилось при постоянном составе смеси, соответствующем коэффициенту избытка воздуха $\alpha = 1$. Автоколебания возникают, когда длина трубы достигает 0,05 м и прекращаются при $l = 0,1$ м (рис. 4.10, кривая 1). В интервале $0,1 < l < 0,32$ м вибрационное горение не наблюдается. Когда длина трубы становится равной 0,32 м, вновь происходит самовозбуждение колебаний, и режим вибрационного горения существует до тех пор, пока длина трубы не станет больше 0,45 м (кривая 2). Обе кривые соответствуют одному и тому же диапазону частоты колебаний. В интервале $0,05 < l < 0,1$ м причины самовозбуждения колебаний

такие же, как в устройстве типа резонатора Гельмгольца. При горении смеси постоянного состава время запаздывания горения не изменяется. За счет удлинения трубы первая частота уменьшается, и в соответствии с критерием возбуждения колебаний (4.29) фазовый сдвиг $\omega_1 \tau_u$ изменяется от 2π до π .

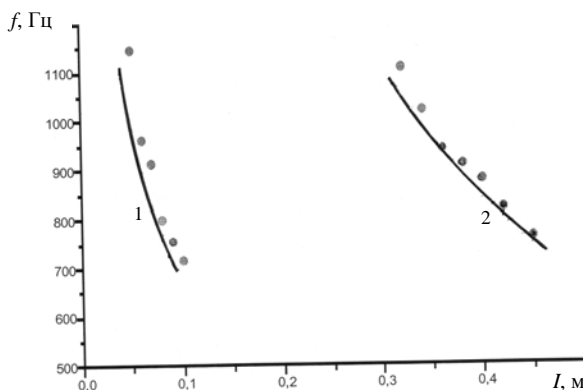


Рис. 4.10. Зависимости частот автоколебаний от длины трубы при $\alpha=1$:
1 – первая частота; 2 – вторая частота; точки – эксперимент; линии – расчет

Дальнейшее увеличение длины трубы приводит к тому, что для первой из частот выполняется условие $\omega_1 \tau_u < \pi$. Для второй частоты при изменении длины трубы от 0,1 до 0,32 м условие имеет вид $\omega_2 \tau_u > 2\pi$. Поэтому критерий самовозбуждения колебаний газа для обеих частот не выполняется, и вибрационное горение отсутствует.

Когда длина трубы изменяется от 0,32 до 0,45 м вторая частота имеет значения, для которых условие возбуждения колебаний выполняется. Фазовый сдвиг $\omega_2 \tau_u$ уменьшается от 2π до π , и для трубы, длина которой более 0,45 м, автоколебания газа с первой и второй частотами больше не возникнут.

Сравнение экспериментальных данных показывает, что кривая 2 соответствует более узкому диапазону частоты, чем кривая 1.

Дело в том, что с учетом потерь акустической энергии условие возбуждения колебаний имеет вид неравенства (3.33). Так как акустическая энергия, генерируемая в зоне горения, пропорциональна $|\sin \omega \tau_u|$, а границы вибрационного горения за счет потерь сужаются, то

$$\pi < \omega \tau_{u,1} \leq \omega \tau_u \leq \omega \tau_{u,2} < 2\pi. \quad (4.35)$$

Для первой частоты граничные значения фазового сдвига равны $\omega_{1,1} \tau_{u,1}$, $\omega_{1,2} \tau_{u,2}$. В более длинных трубах пристеночные потери выше и интервал возбуждения сокращается. Так как граничные значения времени запаздывания горения для смеси постоянного состава не меняются, граничными значениями второй частоты будут $\omega_{2,1} > \omega_{1,1}$, $\omega_{2,2} < \omega_{1,2}$.

Зависимости амплитуды колебаний давления в камере сгорания от длины трубы (рис. 4.11) имеют максимумы в средней части. Объясняется это зависимостью акустической энергии, генерируемой в зоне горения, от $\omega \tau_u$. Внутри интервала, соответствующего вибрационному горению, имеется значение длины трубы и частота, для которых акустическая мощность источника энергии автоколебаний максимальна, т.е. условия для самовозбуждения колебаний наиболее благоприятные. Максимум кривой 2 расположен ниже, чем у первой кривой, что так же, как сокращение интервала частот возбуждаемых колебаний, можно объяснить увеличением пристеночных потерь при удлинении трубы.

На рис. 4.10, 4.11 представлены также зависимости частоты и амплитуды колебаний давления от длины трубы описанной экспериментальной установки, полученные в результате расчетов. Методика вычислений была та же, что и в предыдущих случаях. Частоты колебаний определялись из уравнения (4.34), амплитуда колебаний давления в камере сгорания вычислялась по формуле (4.21)

с учетом сделанных ранее замечаний. Выражения для коэффициентов, входящих в распределение скорости звука по длине трубы, значение коэффициента нелинейности процесса горения b_q , были такие же, как и при исследовании вибрационного горения в трубе с многоканальной горелкой. Сравнение результатов расчета и эксперимента показывает, что они количественно согласуются.

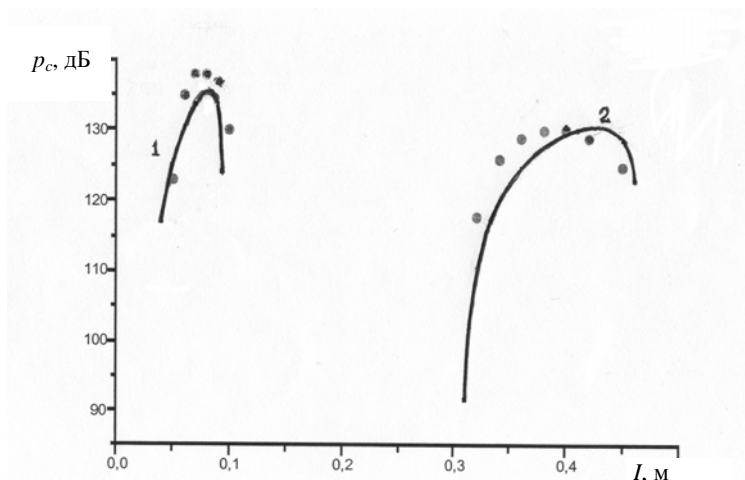


Рис. 4.11. Зависимости амплитуды установившихся колебаний давления от длины трубы (обозначения см. рис. 4.10)

Измерения показали, что при вибрационном горении смесей, состав которых отличается от стехиометрического, характер зависимостей частоты и амплитуды колебаний давления от длины трубы тот же. Однако происходит смещение границ интервалов возбуждения колебаний и максимумов давления в сторону более длинных труб. Для значений коэффициента избытка воздуха, отличающихся от единицы, нормальная скорость распространения пламени будет меньше, а время запаздывания горения – больше. В соответствии с условием (4.35) граничные значения частоты колебаний должны быть меньше, чем в предыдущем случае. Увеличение

длины трубы как раз и дает требуемое понижение частот колебаний.

Говоря о вибрационном горении в устройствах, состоящих из емкости и трубы, необходимо сделать одно замечание. Условие $l/\lambda \ll 1$, при котором получается резонатор Гельмгольца, является слишком неопределенным. Можно провести сравнение частот, получаемых из уравнения (4.34) и формулы (4.32), и определить длину трубы, для которой разница частот будет соответствовать некоторой заданной степени приближения. Аналогичная ситуация возникла при оценке толщины пограничного слоя, в котором теоретическое распределение скорости потока имеет асимптотический характер [97]. В зависимости от того, насколько скорость на границе слоя отличается от значения в основном потоке, получаются различные коэффициенты в формуле, определяющей толщину пограничного слоя. И только введение «толщины вытеснения» позволило устранить эти трудности. Чтобы избежать подобных осложнений, предлагается использовать уравнения (4.33), (4.34), которые дают достаточно точные результаты, не требуя никаких ограничений для длины трубы.

В заключение отметим, что в данной главе были рассмотрены установки с одинаковыми горелочными устройствами и механизмом обратной связи автоколебаний. Результаты исследований показали, что влияние параметров, определяющих процесс горения, и частоты колебаний газа на границы вибрационного горения и амплитуду установившихся колебаний имеет одинаковый характер. Тип устройства имеет значение при выборе уравнения, из которого вычисляется частота колебаний.

Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными, что свидетельствует об эффективности применения комбинированного метода для исследования автоколебаний газа в установках с горением.

Глава 5. ОБОБЩЕННАЯ ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ГАЗА В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

В главе 4 были рассмотрены устройства, в которых горение происходит в начале трубы или в емкости, расположенной на входе в трубу-резонатор. В общем случае зона горения может находиться и на других участках камеры сгорания, например, в установках, где пламя удерживается в потоке с помощью плохообтекаемых тел (см. рис. 1.5).

5.1. Некоторые сведения о вибрационном горении в установках, содержащих стабилизаторы пламени

Для удержания пламени в высокоскоростных потоках широко используются плохообтекаемые тела различной формы – стабилизаторы пламени.

Исследование возбуждения продольных акустических колебаний в трубе круглого сечения, закрытой на входе и открытой на выходе, с дисковым стабилизатором [147] позволило авторам высказать предположение, что поддержание колебаний происходит по двум причинам: 1) из-за периодических изменений формы пламени, вызванных колебаниями скорости потока; 2) вследствие ко-

лебаний давления, приводящим к изменениям плотности горючей смеси, проходящей фронт пламени.

Анализ результатов исследования вибрационного горения в камере прямоугольного сечения со стабилизатором в виде клина [48] показал, что механизм обратной связи может быть обусловлен влиянием на скорость тепловыделения колебаний давления. А колебания скорости потока играют существенную роль в механизме установления конечной амплитуды колебаний, так как максимальная амплитуда автоколебаний имеет место, когда стабилизатор расположен на участках, где колебания скорости опережают по фазе на $\pi/2$ колебания давления.

При загромождении сечения камеры на 30–46% наблюдаются продольные и поперечные колебания. Также замечено наличие чистой стоячей волны и бегущей волны, распространяющейся вверх по течению от стабилизатора. Амплитуда колебаний увеличивается с ростом среднего давления в камере сгорания [148, 149].

В другой работе [44] отмечается: если считать, что скорость потока положительна в направлении средней скорости, то колебания давления и скорости в зазоре между стабилизатором и стенками камеры происходят в противофазе. Эти колебания скорости приводят к периодическому срыву вихрей со стабилизатора, происходящему с частотой возбуждаемых колебаний, и периодическому тепловыделению в зоне горения.

На основании результатов экспериментов был предложен следующий механизм возбуждения колебаний [44]. В режиме горения без колебаний смесь воспламеняется в горячей рециркуляционной зоне и образуется стационарный фронт пламени. При вибрационном горении поперечная составляющая скорости периодически изменяется, пограничный слой становится неустойчивым, что приводит к образованию вихрей. Вихрь, состоящий в основном из несгоревшей смеси, при наличии поперечного движения среды переме-

щается в горячую рециркуляционную зону, прогревается и, спустя некоторое время задержки, воспламеняется и сгорает. Выделяющаяся при этом энергия идет на поддержание колебаний.

Автоколебания являются результатом взаимодействия процесса горения с акустическими колебаниями потока в камере сгорания. Самовозбуждение колебаний происходит «мягко», начиная с малых акустических возмущений. Усиление этих возмущений обязательно механизму обратной связи, который не связан с вихреобразованием ввиду его отсутствия [149]. В начальной стадии поддержание колебаний может осуществляться, например, за счет волнообразования на фронте пламени. При увеличении амплитуды колебаний в зоне горения периодически образуются крупные вихри, вызывающие колебания скорости тепловыделения. При выполнении необходимых фазовых соотношений между изменениями скорости тепловыделения и давления в зоне горения происходит замыкание обратной связи.

При скоростях потока выше критических акустические колебания вызывают периодические изменения скорости потока, которые приведут к изменениям протяженности фронта пламени. Это значит, что полнота сгорания топлива, а значит, и скорость тепловыделения в зоне горения приобретают колебательные составляющие. Если колебания скорости тепловыделения и давления согласованы по фазе в соответствии с критерием Рэлея, произойдет поддержание колебаний [1, 44].

Вибрационное горение наступает за 2–3 периода колебаний [1]. Однако в опытах на специальных установках лабораторного типа удастся проследить, как при постепенном изменении условий опыта один вид установившихся автоколебаний сменяется другим.

Выделяют три стадии вибрационного горения:

1. Поверхность пламени за стабилизатором имеет приблизительно коническую поверхность горения, характерную для точеч-

ного источника поджигания. Фронт пламени подвижен, что ведет к возникновению неустойчивости. Четкой регулярности нет. Амплитуда колебаний давления незначительна.

2. Эта стадия является переходной к мощным автоколебаниям. Она характеризуется явно выраженной периодичностью горения и достаточно большими амплитудами колебаний. Переход от первой стадии ко второй происходит практически мгновенно. В зависимости от условий опыта вторая стадия может иметь механизмы обратной связи. Причиной поддержания колебаний может являться периодический срыв горящих молей со стабилизатора, наподобие срыва вихрей за плохообтекаемым телом.

3. В отличие от второй стадии, имеющей тот или иной вид в зависимости от конкретных условий опыта, третья стадия внешне проявляется обычно одинаковым образом – забросом пламени вверх по потоку в области, лежащие перед стабилизатором. Этот заброс вызывает такие изменения в процессе, которые можно рассматривать как причину появления в уравнениях, описывающих вибрационное горение, существенных нелинейных членов, которые ограничивают амплитуды колебаний. Здесь уже нельзя говорить о вихреобразовании за стабилизатором и о колебаниях поверхности как о главных причинах поддержания вибрационного горения.

Область горения, в которой происходят заметные колебания теплоподвода, соответствует начальному участку зоны горения. В среднем за период на начальном участке может выделяться мало тепла, в то время как колебательная составляющая тепловыделения будет существенной. Это естественно, поскольку начальные участки, где горение еще не развилось полностью, особенно чувствительны к колебаниям параметров поступающей топливной смеси. Кроме того, в начальных участках зоны горения расположен фронт пламени, который может менять свое положение [1].

Причиной самовозбуждения колебаний является совокупность механизмов обратной связи, способных действовать в начальные стадии развития вибрационного горения. Вихреобразование за стабилизатором или в холодной части течения не будет подстраиваться к акустическим частотам при малых амплитудах акустических колебаний. Иначе срывы вихрей за стабилизатором перестраивались бы на акустические частоты и без горения. Поэтому можно говорить о механизмах обратной связи, действующих с самого начала (например, механизм, связанный с волнообразованием на фронте пламени), и о механизмах, которые появляются лишь после того, как амплитуда колебаний достигла некоторых значений.

Это в полной мере относится к горению за плохообтекаемым телом, когда начальный участок фронта пламени расположен в области малых скоростей потока и является ламинарным. Основная же часть пламени является турбулентной и практически не реагирует на бесконечно малые акустические возмущения.

Таким образом, наиболее вероятной причиной вибрационного горения можно считать волнообразование начального участка фронта пламени за плохообтекаемым телом.

5.2. Передаточная функция пламени при горении однородной смеси за плохообтекаемым телом

Г.Н. Абрамович [150] показал, что линия, соединяющая точки, в которых скорость потока равна нулю, проходит ниже горизонтальной оси под углом $\Psi_0 \approx 1^\circ$. Горение возникает практически сразу за кромкой стабилизатора. Удержание пламени в потоке возможно, если в начальной точке скорость течения равна нормальной скорости распространения пламени. Поэтому удерживающая точка будет располагаться несколько выше линии нулевой скорости.

Примем, что начальная точка пламени лежит на оси x . Предлагаемая модель пламени представлена на рис. 5.1.

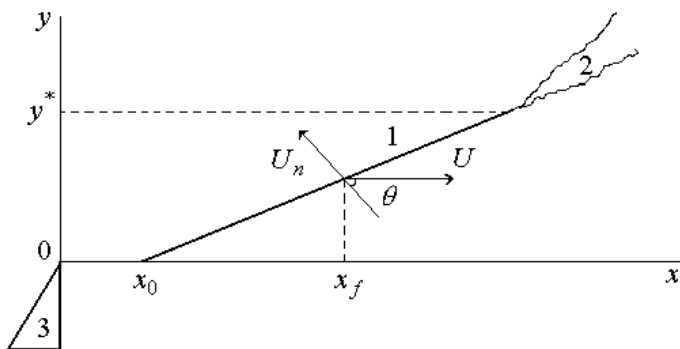


Рис. 5.1. Модель пламени: 1, 2 – ламинарная и турбулентная части пламени; 3 – стабилизатор

Ламинарная часть фронта пламени считается бесконечно тонкой, его кривизна не учитывается, точка стабилизации $(x_0, y = 0)$, где горение и сопутствующие процессы протекают достаточно медленно, предполагается неподвижной. Перемещение любой точки фронта пламени определяется кинематическим соотношением:

$$\frac{\partial x_f}{\partial t} + \frac{U_n}{\cos \theta} = U. \quad (5.1)$$

Это уравнение аналогично выражению (4.5) для пламени, которое образуется при истечении смеси из отверстия, и не учитывает ускорение, связанное с гидродинамической неустойчивостью пламени.

Если скорость потока имеет периодическую составляющую, каждая точка фронта пламени будет перемещаться в пространстве. Стабилизация любого элемента фронта пламени будет также нару-

шена, т.е. его ориентация в пространстве будет периодически меняться.

При малых колебаниях

$$\vartheta = \bar{\vartheta} + \vartheta'(t), \quad \vartheta'/\bar{\vartheta} \ll 1.$$

Для турбулентных пламен, находящихся в потоках с высокими скоростями, угол $\bar{\vartheta}$ близок к $\pi/2$, тогда $\operatorname{tg} \vartheta \rightarrow \infty$ и

$$\frac{U_n}{\cos \vartheta} = U_n \left(1 + \operatorname{tg}^2 \vartheta\right)^{1/2} \approx U_n \operatorname{tg} \vartheta = U_n \frac{\partial x_f}{\partial y}.$$

Уравнение (5.1) принимает вид:

$$\frac{\partial x_f}{\partial t} + U_n \frac{\partial x_f}{\partial y} = U.$$

Положим

$$U = U_0(y) + u'(y, t), \quad x_f = \bar{x}_f(y) + x'_f(y, t).$$

Если колебания скорости потока отсутствуют, из уравнения (5.1) получается выражение, описывающее стационарное пламя:

$$\frac{\partial \bar{x}_f}{\partial y} = \frac{U_0(y)}{U_n(y)}. \quad (5.2)$$

Для решения этого уравнения необходимо знать распределения скорости потока и нормальной скорости распространения пламени. Такие задачи теории горения чрезвычайно сложны и являются предметом отдельного исследования. Наблюдения показывают, что осредненный фронт пламени имеет небольшую кривизну, поэтому его часто аппроксимируют прямыми линиями или конической поверхностью – в зависимости от формы сечения камеры сгорания. Такому приближению соответствует условие $\operatorname{tg} \bar{\vartheta} = U_0/U_n = \operatorname{const}$,

а положение пламени описывается выражением, которое получается после интегрирования уравнения (5.2):

$$\bar{x}_f = x_0 + y \operatorname{tg} \bar{\theta}.$$

В рассматриваемом случае пламя – плоское и, если пренебречь небольшим закруглением фронта пламени вблизи точек стабилизации, его можно аппроксимировать прямой до точки, начиная с которой происходит турбулизация пламени.

Колебания фронта пламени описываются уравнением:

$$\frac{\partial x'_f}{\partial t} + U_n(y) \frac{\partial x'_f}{\partial y} = u'(y, t). \quad (5.3)$$

В общем случае колебания скорости потока в пограничном слое отстают по фазе от колебаний в ядре потока [54]. Вблизи стенки фазовый сдвиг достигает 45° . На расстоянии порядка толщины акустического пограничного слоя $(2\nu/\omega)^{1/2}$ этот сдвиг практически исчезает. Ширина акустического пограничного слоя мала по сравнению с шириной ламинарного, а тем более – турбулентного пограничного слоя. Следовательно, можно положить, что колебания скорости в рассматриваемом пограничном слое происходят в фазе с колебаниями скорости основного потока.

Так как скорость потока при удалении от точек стабилизации очень быстро принимает значения, близкие к скорости на границе струи u'_s , можно положить $u'(y, t) \approx u'_s(t) = u_s \exp(i\omega t)$.

Нормальная скорость распространения пламени имеет минимальное значение в точке стабилизации, где происходит теплообмен с поверхностью стабилизатора и разбавление исходной смеси продуктами сгорания. При перемещении вдоль фронта пламени эта скорость будет увеличиваться до некоторого значения U_n^* , соответствующего точке перехода к турбулентному режиму горения.

Параллельно возрастает скорость набегающего на фронт пламени потока. Так как ламинарная часть пламени расположена в области малых скоростей, можно принять линейное распределение, аналогичное тому, какое имеется внутри вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя [97]. Тогда в первом приближении $U_0/U_n = \text{const}$ можно положить

$$U_n = n_1 + n_2 y, \quad (5.4)$$

где $n_1 = U_{n,0}$ – значение нормальной скорости распространения пламени в точке стабилизации; $n_2 = (U_n^* - U_{n,0})/y^*$.

Решение уравнения (5.3) ищем в виде $x'_f = F_S(y) \exp(i\omega t)$. После подстановки получается обыкновенное неоднородное дифференциальное уравнение

$$U_n(y) \frac{dF_S}{dy} + i\omega F_S = u_S.$$

Если ввести новую функцию $\Phi_S = i\omega F_S - u_S$, сделать замену переменной на $y' = n_1 + n_2 y$, получается выражение

$$\frac{d\Phi_S}{\Phi_S} + \frac{i\omega}{n_2} \frac{dy'}{y'} = 0,$$

которое легко интегрируется. Возвращаясь к исходным переменным и первоначальной функции, получаем:

$$F_S(y) = (i\omega)^{-1} [c(n_1 + n_2 y)^{-i\omega/n_2} + u_s],$$

а постоянную c определяем из граничного условия $F_S(0) = 0$, которое является следствием допущения о неподвижности точки стабилизации пламени.

Окончательное выражение, описывающее колебания фронта пламени относительно среднего положения, имеет вид:

$$x'_f = \frac{e^{i\omega t} u_s}{i\omega} [1 - (1 + Ny)^{-\kappa}], \quad N = n_2/n_1, \quad \kappa = i\omega/n_2. \quad (5.5)$$

Массовый расход смеси, пересекающей ламинарную часть фронта пламени, определяется из уравнения (4.2), которое после переобозначений имеет вид:

$$\dot{m}_f = \rho_{1,0} \int_{S_f^*} U_n dS = \rho_{1,0} \left(\int_{S_s^*} U_s dS - \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_s^*} dV \right).$$

Далее рассматриваем горение в канале прямоугольного сечения:

$$S_s^* = hy^*, \quad dV = x_f dS = x_f h dy.$$

Дополнительное количество смеси, сгорающей за единицу времени, обусловленное колебаниями скорости набегающего потока, определяем с учетом выражения (5.5):

$$m'_f = m'_0 - \rho_{1,0} h \int_0^{y^*} \frac{\partial x'_f}{\partial t} dy = m'_0 - \rho_{1,0} u'_s h \int_0^{y^*} [1 - (1 + Ny)^{-\kappa}] dy,$$

где $m'_0 = \rho_{1,0} u'_s h y^*$ – колебания расхода смеси, набегающей на нетурбулизированную часть фронта пламени; h – ширина канала в направлении, перпендикулярном оси y .

При интегрировании учитывалось выражение (5.4) и преобразование степенных функций в экспоненциальную форму, например:

$$y^\kappa = e^{\ln y^\kappa} = e^{\kappa \ln y}.$$

Окончательное выражение имеет вид:

$$m'_f = \frac{m'_0(1+i\omega\tau^*)}{(m-1)[1+(\omega\tau^*)^2]} \left(me^{-i\omega\tau^* \ln m} - 1 \right), \quad (5.6)$$

$$\text{где } \tau^* = \frac{1}{n_2} = \frac{y^*}{U_n^* - U_{n,0}}; \quad m = \frac{U_n^*}{U_{n,0}}.$$

Изменение скорости тепловыделения, связанное с колебаниями начального участка фронта пламени, который в канале прямоугольного сечения имеет две стороны, определяется в соответствии с выражениями (4.4), (4.17):

$$q'_* = 2g_fm'_f = K_L u'_s, \\ \bar{K}_L = K_L U_{s,0} / Q_{*,0}, \quad Q_{*,0} = 2\rho_{1,0} g_f U_{s,0} S_s^*. \quad (5.7)$$

С учетом формулы (5.6) выражения для действительной и мнимой частей безразмерной передаточной функции ламинарной части пламени при горении однородной смеси за стабилизатором в канале прямоугольного сечения имеют вид:

$$\bar{X}_u = \frac{2}{(m-1)[1+(\omega\tau^*)^2]} \left[m \cos(\omega\tau^* \ln m) - 1 + m\omega\tau^* \sin(\omega\tau^* \ln m) \right]; \\ \bar{Y}_u = \frac{2}{(m-1)[1+(\omega\tau^*)^2]} \left[\omega\tau^* m \cos(\omega\tau^* \ln m) - \omega\tau^* - m \sin(\omega\tau^* \ln m) \right]. \quad (5.8)$$

Для расчета границы неустойчивости достаточно знать минимальную часть передаточной функции.

5.3. Автоколебания газа в канале при горении за стабилизатором пламени

Проведем исследование условий возбуждения колебаний газа в канале при горении однородной смеси за плохообтекаемым телом, размеры которого малы по сравнению с длиной волны.

В подразд. 5.2 было показано, что энергия, необходимая для возбуждения колебаний, выделяется на коротком начальном участке пламени. В этом случае реальную протяженную область теплоподвода можно заменить плоскостью (см. рис. 3.1, *a*) и воспользоваться результатами, полученными в главах 2 и 3.

Для продольных колебаний идеального газа форма сечения канала не имеет значения и можно применить уравнение (2.13) для частот колебаний газа в трубе с произвольным расположением скачка температуры. Рассмотрим канал, открытый на выходе и акустически закрытый на входе (т.е. прохождение звука в систему подачи не учитывается). Из граничного условия $u'_1(0, t) = 0$ с учетом выражения (2.1) для акустической скорости, следует $\varphi_1 = \pm \pi/2$. Подставляя это значение и формулу (2.14) в уравнение (2.13), получим:

$$\frac{b}{2\omega} - \beta \operatorname{tg} \left[\frac{\omega\beta}{b} \ln \left(\frac{a - bx^*}{a - bl^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{b}{2\beta\omega} \right) \right] + \frac{c_2^*}{c_1} \operatorname{ctg} \left(\frac{\omega x^*}{c_1} \right) = 0. \quad (5.9)$$

Исследуем влияние градиента скорости звука в горячем газе на частоты колебаний в канале с рассматриваемыми граничными условиями на концах. Пусть горение происходит на входе в трубу, т.е. $x^* = 0$. В уравнении (5.9) появляется неопределенность последнего слагаемого. После преобразований получается выражение:

$$\operatorname{ctg} \left[\frac{\omega\beta}{b} \ln \left(\frac{a - bx^*}{a - bl^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{b}{2\beta\omega} \right) \right] = 0. \quad (5.10)$$

Если градиент скорости звука отсутствует, $b = 0$, $\beta = 1$. Сделаем преобразование, аналогичное (2.9):

$$\left[\frac{\omega \beta}{b} \ln \left(\frac{a - bx^*}{a - bl^*} \right) \right]_{x^*=0, b \rightarrow 0} = \left[-\frac{\omega}{b} \ln \left(1 - \frac{bl^*}{c_2^*} \right) \right]_{b \rightarrow 0} = -\frac{\omega l^*}{c_2^*}.$$

Тогда уравнение (5.10) упрощается, а его решение имеет вид:

$$f_n = \frac{c_2^*(n - 0,5)}{2l^*}, \quad (5.11)$$

что совпадает с известным в теории звука результатом, приведенным в главе 2.

Были выполнены расчёты для трубы длиной 0,8 м, диаметром 0,045 м, полностью заполненной горячим газом ($x^* = 0$). Градиент скорости звука изменялся от нуля до максимального значения, соответствующего полному охлаждению газа при достижении конца трубы. Были использованы три значения температуры на входе в трубу, соответствующие горению предварительно приготовленной смеси пропана с воздухом и диффузионному горению твёрдых веществ. На рис. 5.2 и 5.3 представлены зависимости первых двух частот колебаний от градиента скорости звука, полученные из уравнения (5.10) и формулы (5.11). Увеличение градиента скорости звука приводит к уменьшению частот колебаний практически по линейному закону, причем для высоких частот оно более заметное. Одно из простых объяснений такой зависимости заключается в следующем. Частота колебаний обратно пропорциональна времени пробега звуковой волны по трубе от начала до конца и обратно [125]. Чем больше градиент скорости звука при постоянном ее значении на входе в трубу, тем больше время пробега звуковой волны, так как среднее значение скорости звука в трубе уменьшается. При увеличении температуры газа на входе в трубу частоты колебаний для фиксированных значений градиента скорости звука выше. Это естественно, так как частота колебаний в трубе, запол-

ненной газом с одинаковой температурой ($b=0$), прямо пропорциональна скорости звука, а $c_2^* \sim \sqrt{T_2^*}$.

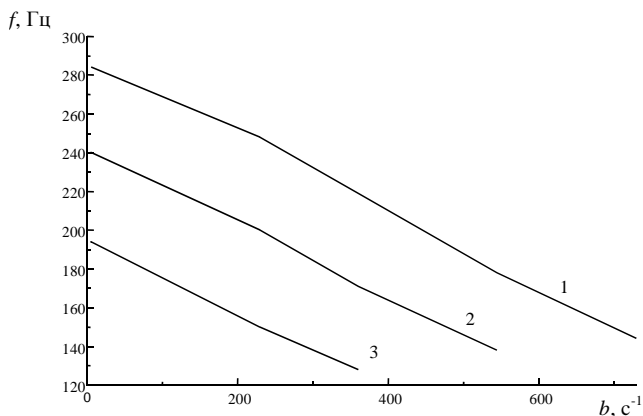


Рис. 5.2. Зависимость первой (наименьшей) частоты от градиента скорости звука:

$$1 - T_2^* = 2143 \text{ К}; 2 - T_2^* = 1532 \text{ К}; 3 - T_2^* = 1000 \text{ К}$$

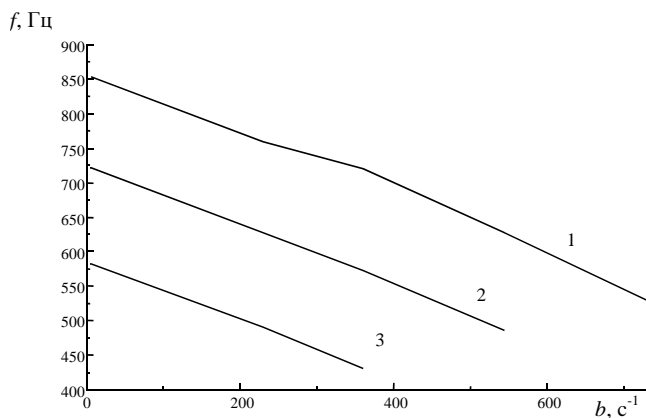


Рис. 5.3. Зависимость для второй частоты от градиента скорости звука:

$$1 - T_2^* = 2143 \text{ К}; 2 - T_2^* = 1532 \text{ К}; 3 - T_2^* = 1000 \text{ К}$$

В табл. 5.1 приведены результаты расчётов для трубы 0,8 м: $f_{1,0}$ и $f_{2,0}$ – первая и вторая частоты колебаний в отсутствие градиента скорости звука, ($b = 0$); параметр b_{\max} – максимальное значение, соответствующее заданным значениям длины трубы и температуры газа на входе в трубу (T_2^*), Δf_1 , Δf_2 – разница частот, полученных при $b = 0$ и $b = b_{\max}$.

Таблица 5.1

Влияние градиента скорости звука на частоты колебаний.

T_2^* , К	$f_{1,0}$, Гц	$f_{2,0}$, Гц	b_{\max} , с ⁻¹	Δf_1 , Гц	Δf_2 , Гц
1000	194	582	360	66	151
1532	240	721	545	102	236
2143	284	853	730	140	324

Результаты показывают, что эта разница довольно значительная. Например, при увеличении градиента скорости звука первая из частот колебаний уменьшается почти в 2 раза, а вторая – более чем в 1,5 раза ($T_2^* = 2143$ К).

Довольно часто для приближенной оценки частот колебаний используют среднюю скорость звука и известные формулы для трубы, заполненной газом, имеющим постоянную скорость звука. Для канала, закрытого на входе и открытого на выходе, частота первой гармоники определяется из формулы (5.11) при $n = 1$. Для линейного распределения скорости звука среднее по длине трубы значение при $b = b_{\max}$:

$$\bar{c} = \frac{c_2^* + c_1}{2}, \quad c_2^* = (T_2^* / T_{1,0})^{1/2} c_1.$$

При $T_2^* = 1532 \text{ К}$, $T_{1,0} = 293 \text{ К}$, $c_1 = 343 \text{ м/с}$ вычисления дают $\bar{f}_1 = 176 \text{ Гц}$, тогда как с учетом градиента скорости звука $f_1 = 138 \text{ Гц}$.

Таким образом, оценка частот, основанная на усреднении скорости звука, некорректна, так как приводит к значительно завышенным значениям.

Для плоского пламени зависимость колебаний скорости тепловыделения от возмущений скорости потока, обтекающего стабилизатор, определяется выражением (5.7). По закону сохранения массы скорость потока в сечении, где расположена вершина стабилизатора, и в зазоре между кромками стабилизатора и стенками канала связаны соотношением $SU_1 = S_S U_S$, т.е. $u'_S / U_{S,0} = u'_{1,*} / U_{1,0}$ и $q'_* = \bar{K}_L Q_{*,0} u'_{1,*} / U_{1,0}$.

Следовательно, с учетом принятой схемы идеализации процесса горения плоскость теплоподвода можно расположить в сечении, где находится вершина стабилизатора пламени.

Полагая в выражении (3.15) для акустической мощности теплового источника $K_p = 0$, заменяя S_1 на S , получим:

$$A_c = \frac{(B-1)Sp_*^2 |\bar{K}_L|}{2Y_1} \sin \omega \tau_u.$$

В рассматриваемом случае с учетом значения ϕ_1 и выражений (2.1):

$$Y_1 = Y_{1,*} = ip'_1(x^*, t) / u'_1(x^*, t) = -\rho_{1,0} c_1 \text{ctg}(\omega x^* / c_1). \quad (5.12)$$

Так как мнимая часть передаточной функции пламени (5.8) имеет вид $\bar{Y}_u = -|\bar{K}_L| \sin \omega \tau_u$, получим:

$$A_c = - \frac{(B-1)S\bar{Y}_u p_*^2 \operatorname{tg}(\omega x^* / c_1)}{2\rho_{1,0}c_1}. \quad (5.13)$$

Задача определения границ вибрационного горения будет решаться энергетическим методом с использованием общих теоретических положений, разработанных в главе 3. На входе в канал потери акустической энергии отсутствуют, поэтому условие самовозбуждения колебаний (3.41) имеет вид:

$$a_{c,L} \geq a_{v,L} + a_{l,L}. \quad (5.14)$$

Равенство соответствует границам вибрационного горения. Из выражения (3.34), полагая $K_p = 0$, заменяя p_* на p_c , получим:

$$a_{c,L} = \frac{(B-1)S\bar{Y}_u \operatorname{tg}(\omega x^* / c_1)}{2\rho_{1,0}c_1} \quad (5.15)$$

Коэффициенты $a_{v,L}$, $a_{l,L}$ определяются по формулам (3.36), (3.39) с учетом выражений (3.35), (3.38).

В качестве примера возьмем экспериментальную камеру сгорания, разработанную Т.И. Назаренко (рис. 5.4) [142], длиной 0,8 м. Поперечное сечение входной секции – квадрат со стороной 40 мм. Боковые стенки выполнены из термостойкого стекла, что дает возможность изучать структуру пламени оптическими интерференционными методами в сочетании с высокоскоростной фотосъемкой. Стабилизатор – клин с углом при вершине 120° и степенью загромождения сечения камеры 0,66 распо-

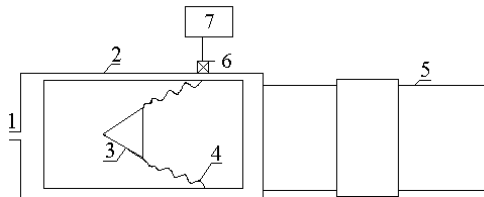


Рис. 5.4. Экспериментальная камера сгорания:
1 – подача смеси; 2 – камера сгорания;
3 – стабилизатор; 4 – пламя; 5 – секционная
труба; 6 – микрофон; 7 – измерительный блок

лагался на расстоянии 0,08 м от входа в секцию. Пропано-воздушная смесь поступала в камеру сгорания через узкую щель, площадь которой намного меньше площади сечения начальной секции. Поэтому прохождение звука в систему подачи не учитывается, а вход в камеру сгорания считается акустически закрытым.

Результаты эксперимента (рис. 5.5) показали, что вибрационное горение возникает сразу, как только удастся стабилизировать пламя. По мере увеличения скорости потока, обтекающего стабилизатор, границы возбуждения колебаний расширяются и располагаются по обе стороны от коэффициента избытка воздуха $\alpha = 1$. При этом частота колебаний газа возрастает (рис. 5.6), что объясняется увеличением средней по длине камеры температуры газа и скорости звука.

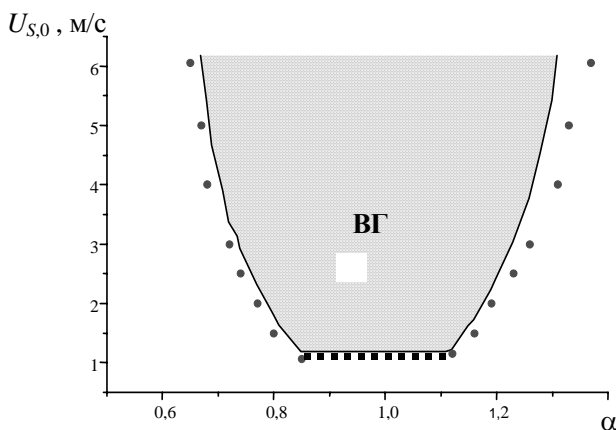


Рис. 5.5. Границы вибрационного горения:
ВГ – область вибрационного горения; точки – эксперимент; линия – расчет; пунктирная линия – проскок пламени в область перед стабилизатором.

Площади поперечных сечений квадратной секции и трубы-резонатора (внутренний диаметр 45 мм) почти равны. Известно, что уравнения, описывающие распространение продольных аку-

стических волн в прямоугольном и цилиндрическом каналах, одинаковы. Поэтому можно ожидать, что частоты колебаний в реальной камере сгорания будут почти такие же, как и в трубе той же длины при тех же граничных условиях.

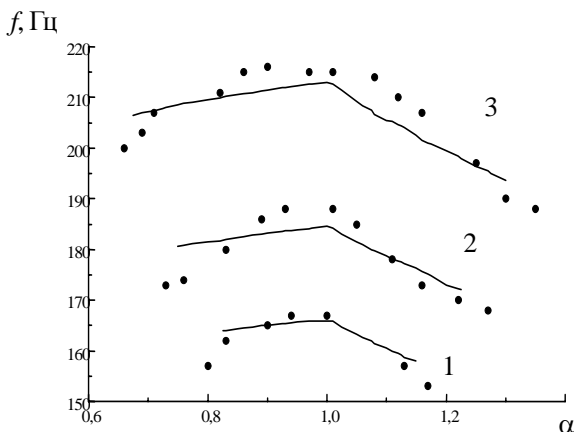


Рис. 5.6. Зависимость частоты колебаний от состава смеси: точки – экспериментальные данные; линии – расчет: 1 – $U_{s,0} = 1$ м/с; 2 – $U_{s,0} = 2$ м/с; 3 – $U_{s,0} = 6.06$ м/с

Температура газа на выходе из трубы определялась по эмпирической формуле:

$$T_{l,0} = (0,126 + 0,074U_{s,0})T_2^*.$$

Зная температуру горения и температуру газа на выходе из камеры сгорания, можно определить плотность газа и скорость звука на конце трубы: $\rho_{l,0} = \rho_{1,0}T_{1,0}/T_{l,0}$, $c_l = c_1(T_{l,0}/T_{1,0})^{1/2}$, которые необходимы при вычислении коэффициента $a_{l,L}$. Распределение скорости звука в горячем потоке ($c_2(x) = a - bx$) определяется по формулам:

$$a = \frac{c_2^* l - c_l x^*}{l - x^*}, \quad b = \frac{c_2^* - c_l}{l - x^*}, \quad c_2^* = \left(\frac{T_2^*}{T_{1,0}} \right)^{1/2} c_1. \quad (5.16)$$

Известно [148], что увеличение скорости потока, обтекающего стабилизатор, уменьшение нормальной скорости распространения пламени сокращают ламинарную часть пламени, а точка перехода к турбулентному горению имеет координату $y^* \sim 10^{-3}$ м. Аналитические зависимости этой координаты от $U_{S,0}$ и U_n отсутствуют. Диапазон скорости потока при проведении эксперимента был небольшим, и ее влияние не учитывалось. Для скорости обтекания 1,1 м/с была подобрана зависимость y^* от U_n , которая соответствует экспериментальным граничным значениям коэффициента избытка воздуха, между которыми происходит возбуждение колебаний:

$$y^* = 2,38U_n \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Эта зависимость использовалась в дальнейших расчетах. Параметры τ^* , m определялись с учетом известных значений $U_{n,0} = 0,08$ м/с, $U_n^* = 0,42$ м/с [151]. Значения нормальной скорости распространения пламени и температуры горения в зависимости от коэффициента избытка воздуха вычислялись по формулам, полученным в главе 4 при исследовании вибрационного горения в трубе с многоканальной горелкой.

Порядок расчета был следующий. Последовательно задавались значения коэффициента избытка воздуха. Из уравнения (5.9) вычислялись частоты колебаний и подставлялись в формулы (5.8), (5.15) и другие выражения, определяющие коэффициенты $a_{v,L}$, $a_{l,L}$. Фиксировались значения коэффициента избытка воздуха и частоты колебаний, при которых выполняется условие (5.14). Тем самым определялись границы вибрационного горения и зависимости частоты возбуждаемых колебаний от α . Расчеты показали, что

колебания происходят с наименьшей из возможных частот камеры сгорания.

На рис. 5.5 и 5.6 также приведены теоретические кривые, которые показывают, что результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Проведем качественный анализ условий самовозбуждения продольных колебаний газа в общем случае, когда положение стабилизатора пламени в камере сгорания может быть произвольным. Так как $Y_{1,*} = ip'_*/u'_{1,*}$, с учетом выражения (5.12) получим:

$$u'_{1,*} = \frac{S_S u'_S}{S} = \frac{p'_* \operatorname{tg}(\omega x^*/c_1)}{\rho_{1,0} c_1} e^{-i\pi/2}.$$

Эксперимент проводился при условии, когда стабилизатор пламени находился вблизи входа в камеру сгорания, так что $\omega x^*/c_1 < \pi/2$. Это значит, что колебания скорости потока, набегающего на фронт пламени, отстают от колебаний давления в зоне горения на $\pi/2$. Колебания скорости тепловыделения, в свою очередь, отстают от пульсаций скорости потока на $\omega\tau_u$. Тогда критерий Рэлея выполняется, если $\pi \leq \omega\tau_u \leq 2\pi$, т.е. условие самовозбуждения колебаний такое же, как в (4.29) для устройств с многоканальной горелкой.

В общем случае стабилизатор может занимать любое положение в камере сгорания. Могут возбуждаться колебания, соответствующие более высоким собственным частотам. Следовательно, возможны варианты, когда $\operatorname{tg}(\omega x^*/c_1) < 0$, т.е. колебания скорости потока в зазоре между кромками стабилизатора опережают возмущения давления в зоне горения. В этом случае согласно критерию Рэлея самовозбуждение происходит при условии $0 \leq \omega\tau_u \leq \pi$, т.е. возможны оба условия – (3.17) и (3.18), полученные ранее исходя

из общих представлений. В зависимости от положения стабилизатора и частоты колебаний условия возбуждения колебаний могут меняться из-за периодического характера функции $\operatorname{tg}(\omega x^*/c_1)$. Пусть стабилизатор пламени перемещается от входа к выходу из камеры сгорания. Тогда условия самовозбуждения колебаний будут чередоваться. Переходя к длине волны колебаний $\lambda = 2\pi c_1/\omega$, условие, при котором выполняется критерий возбуждения колебаний (3.18), имеет вид:

$$n < 2x^*/\lambda < n + 1/2, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.17)$$

Условие самовозбуждения колебаний имеет вид (3.17), если

$$n + 1/2 < 2x^*/\lambda < n + 1. \quad (5.18)$$

Когда стабилизатор находится в сечениях, для которых $2x^*/\lambda = n$, в соответствии с выражением (5.12) колебания скорости потока, а следовательно, и возмущения скорости тепловыделения равны нулю. При $2x^*/\lambda = n + 1/2$ отсутствуют колебания давления в зоне горения. В обоих случаях, как это следует из выражения (3.13), акустическая мощность теплового источника равна нулю, и самовозбуждения колебаний не происходит.

В рассматриваемом случае на входе в камеру сгорания амплитуда колебаний давления максимальна, или, как говорят, здесь расположена пучность давления. Тогда интервал (5.17) соответствует перемещению стабилизатора от пучности давления к узлу, а условие (5.18) означает, что движение стабилизатора происходит от узла к пучности.

Итак, получена передаточная функция пламени при горении за плохообтекаемыми телами, разработана методика расчета границ вибрационного горения и частоты возбуждаемых колебаний. Опи-

раясь на полученные результаты, можно в дальнейшем решить задачу по определению амплитуды автоколебаний газа в установках рассмотренного типа.

5.4. Обобщенная модель устройства вибрационного горения

С целью получения более общих результатов предлагается устройство, состоящее из двух последовательно соединенных труб (рис. 5.7). Выбор сделан из тех соображений, что обобщенная модель должна учитывать основные признаки камер сгорания промышленных энергетических установок, а с акустической точки зрения – обладать свойствами основных типов колебательных систем [152].

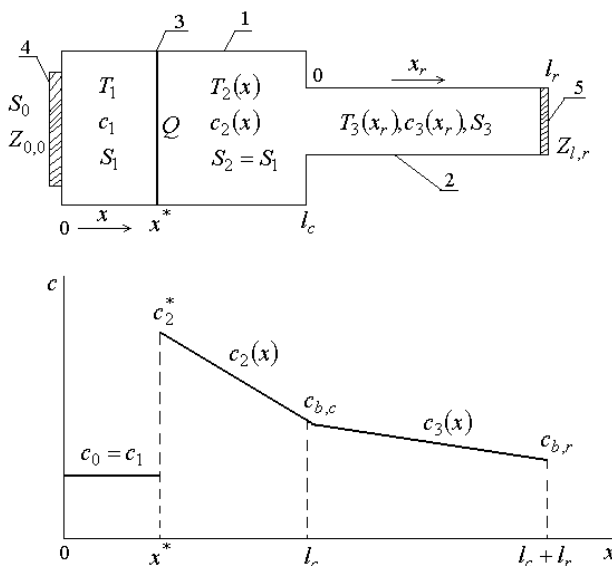


Рис. 5.7. Обобщенная модель устройства вибрационного горения: 1 – камера сгорания; 2 – резонансная труба; 3 – плоскость теплоподвода; 4 – входное устройство; 5 – выходное устройство

Нетрудно убедиться, что предлагаемая принципиальная схема имеет достаточно высокую степень общности. Прежде всего, это модель генератора горячего газа и трубы Шмидта, в которых резонансная труба необходима для ускорения продуктов сгорания. Если, например, Z_l – импеданс ускоряющего сопла, расположенного на конце первой трубы, получается модель камер сгорания ЖРД и ВРД. Поскольку импеданс входного устройства не конкретизируется, размеры труб – произвольные, схема отражает основные характерные признаки других камер сгорания, устройств вибрационного горения полезного назначения и лабораторных установок для проведения физических экспериментов.

В зависимости от геометрических параметров труб возможны следующие частные случаи:

1. В отсутствие резонансной трубы, а также при равенстве поперечных сечений камеры сгорания и резонансной трубы получается однотрубная модель.

2. Если первая труба намного шире второй, длина камеры сгорания мала по сравнению с длиной волны, колебательное движение в камере можно не учитывать. В этом случае имеем устройство емкость – труба.

3. При выполнении условий, указанных в п. 2, а также, если длина резонансной трубы намного меньше длины волны, модель принимает вид резонатора Гельмгольца.

Получим соотношения, определяющие границы вибрационного горения, частоту и амплитуду колебаний газа. Без резонансной трубы получается устройство, акустическая модель которого представлена на рис. 2.1, а схема идеализации области теплоподвода на рис. 3.1, а. Уравнение собственных частот колебаний (2.13) с учетом переобозначений имеет вид:

$$-\frac{b_2}{2\omega} + \beta_2 \left[\frac{\omega\beta_2}{b_2} \ln \left(1 - \frac{b_2 x^*}{a_2} \right) - \varphi_2 \right] + \frac{c_2^*}{c_1} \operatorname{tg} \left(\frac{\omega x^*}{c_1} + \varphi_1 \right) = 0. \quad (5.19)$$

С учетом формулы (2.12), а также граничных условий на входе в камеру сгорания:

$$Y_0 = i \frac{p'_1(0, t)}{u'_1(0, t)} = i \frac{p'_0 S}{u'_0 S_0} = i \varepsilon_0^{-1} Y_{0,0}, \quad \varphi_1 = \operatorname{arctg}(\varepsilon_0^{-1} Y_{0,0}). \quad (5.20)$$

В главе 2 была получена формула, которая после введения новых индексов имеет вид:

$$\varphi_2 = \frac{\omega\beta_2}{b_2} \ln \left(1 - \frac{b_2 l_c}{a_2} \right) - \operatorname{arctg} \left[\frac{1}{\beta_2} \left(\frac{b_2}{2\omega} + \frac{Y_{l,c}}{\rho_{l,c} c_{l,c}} \right) \right],$$

$$\rho_{2,0}(l_c) = \rho_{l,c}. \quad (5.21)$$

Для линейного распределения скорости звука в камере сгорания $c_2(x) = a_2 - b_2 x$, с учетом формул (5.16):

$$a_2 = \frac{c_2^* l_c - c_{l,c} x^*}{l_c - x^*}, \quad b_2 = \frac{c_2^* - c_{l,c}}{l_c - x^*}, \quad c_{l,c} = c_2(l_c). \quad (5.22)$$

Вторая труба заполнена горячим газом, выходящим из камеры сгорания. Предположим, что и в резонансной трубе скорость звука изменяется по линейному закону:

$$c_3(x_r) = a_3 - b_3 x_r.$$

Для этого распределения с учетом формул (5.22):

$$a_3 = c_{l,c} = a_2 - b_2 l_c, \quad b_3 = (a_2 - b_2 l_c - c_{l,r}) / l_r,$$

$$c_{l,r} = c_3(l_r). \quad (5.23)$$

Акустические возмущения скорости и давления в резонансной трубе описываются выражениями (2.10), (2.11), в которых необхо-

димо сделать соответствующие замены координаты и индексов. На стыке труб акустические возмущения газа, выходящего из камеры сгорания и входящего в резонансную трубу, связаны соотношениями:

$$p'_2(l_c, t) = p'_3(0, t), \quad S_c u'_2(l_c, t) = S_r u'_3(0, t).$$

Тогда мнимая часть импеданса на конце камеры сгорания

$$Y_{l,c} = -i \frac{S_c p'_3(0, t)}{S_r u'_3(0, t)} = -\rho_{3,0}(0) c_3(0) \epsilon_r^{-1} \left(\frac{b_3}{2\omega} + \beta_3 \operatorname{tg} \varphi_3 \right). \quad (5.24)$$

После подстановки этой функции в выражение (5.21), имея ввиду, что $\rho_{3,0}(0) = \rho_{l,c}$, $c_3(0) = c_{l,c}$, получим:

$$\varphi_2 = \frac{\omega \beta_2}{b_2} \ln \left(1 - \frac{b_2 l_c}{a_2} \right) + \operatorname{arctg} \left\{ \frac{1}{\beta_2} \left[\epsilon_r^{-1} \left(\frac{b_3}{2\omega} + \beta_3 \operatorname{tg} \varphi_3 \right) - \frac{b_2}{2\omega} \right] \right\}. \quad (5.25)$$

Граничное условие на конце резонансной трубы имеет вид:

$$p'_3(l_r, t) = i Y_{l,r} u'_3(l_r, t).$$

Из него следует:

$$\varphi_3 = \frac{\omega \beta_3}{b_3} \ln \left(1 - \frac{b_3 l_r}{a_3} \right) - \operatorname{arctg} \left[\frac{1}{\beta_3} \left(\frac{b_3}{2\omega} + \bar{Y}_{l,r} \right) \right],$$

$$\bar{Y}_{l,r} = Y Y_{l,r} / (\rho_{l,r} c_{l,r}), \quad \rho_{l,r} = \rho_{3,0}(l_r). \quad (5.26)$$

Итак, уравнение (5.19) с учетом формул (5.20), (5.25), (5.26) позволяет вычислить частоты собственных колебаний газа при любых размерах и условиях на входе и выходе из рассматриваемого устройства. Проведем анализ этого уравнения для некоторых частных случаев.

Пусть $l_r = 0$, $S_r = S_c$, а $Y_{l,r}$ – мнимая часть импеданса отверстия. Тогда $\varepsilon_r = 1$, $\rho_{l,r} = \rho_{l,c}$, $c_{l,r} = c_{l,c}$, а из формулы (5.26):

$$-\beta_3 \operatorname{tg} \varphi_3 = b_3 / (2\omega) + \bar{Y}_{l,r}.$$

Из выражения (5.24) следует $Y_{l,c} = Y_{l,r}$, а уравнения (2.13) и (5.19) совпадают. Это значит, что выражения (4.20) и (5.9) являются частными случаями уравнения (5.19).

Предположим, что размеры труб соответствуют условиям:

$$\omega l_c / c_2^* \ll 1, \quad S_r / S_c \ll 1. \quad (5.27)$$

В главе 3 было показано, что при условии малой протяженности области теплоподвода по сравнению с длиной звуковой волны получается плоскость теплоподвода, положение которой в реальной области не имеет значения. Первое из условий (5.27) означает, что длина всей камеры сгорания намного меньше длины волны. Поэтому положение зоны горения в первом приближении можно выбирать произвольно.

Пусть зона горения расположена в начале камеры сгорания. Полагая в уравнении (5.19) $x^* = 0$, имеем:

$$\frac{b_2}{2\omega} + \beta_2 \operatorname{tg} \varphi_2 - \frac{c_2^*}{c_1} \operatorname{tg} \varphi_1 = 0. \quad (5.28)$$

Из формулы (5.22) при $x^* = 0$ следует: $a_2 = c_2^*$, $b_2 = (c_2^* - c_{l,c}) / l_c$. Тогда для короткой камеры сгорания:

$$\frac{b_2 l_c}{c_2^*} = \frac{c_2^* - c_{l,c}}{c_2^*} \ll 1.$$

Разлагая логарифмическую функцию, входящую в первое слагаемое выражения (5.25), в ряд и ограничившись первым приближением, получим: $-\omega l_c / c_2^*$, что является величиной первого порядка малости, имея в виду условие (5.27). Далее определим $\operatorname{tg} \varphi_2$ и подставим в уравнение (5.28). В полученном выражении можно пренебречь членом, содержащим $\omega l_c / c_2^*$, сохранив выражение, в которое входит произведение $\varepsilon_r^{-1}(\omega l_c / c_2^*)$ с учетом второго условия (5.27). После преобразований получим:

$$\frac{b_3}{2\omega} + \beta_3 \operatorname{tg} \varphi_3 = \frac{\varepsilon_r c_2^* \operatorname{tg} \varphi_1}{c_1 \left[\frac{\omega l_c}{c_2^*} \left(\frac{b_c}{2\omega} - \frac{c_2^*}{c_1} \operatorname{tg} \varphi_1 \right) + 1 \right]}. \quad (5.29)$$

Первый и второй члены в квадратных скобках с учетом формулы (5.20) принимают вид:

$$\frac{b_2 l_c}{2c_2^*}, \quad \frac{\omega l_c}{c_1} \varepsilon_{0,c}^{-1} Y_{0,0}.$$

При условии $\varepsilon_{0,c} = S_0 / S_c \ll 1$, первым слагаемым в знаменателе выражения (5.29) можно пренебречь. Вводя объем камеры сгорания $V = l_c S_c$, получаем окончательно:

$$\frac{b_3}{2\omega} + \beta_3 \operatorname{tg} \varphi_3 + F_r^{-1} = 0;$$

$$F_r = \left(\frac{\omega V}{c_1 S_r} - \frac{\varepsilon_{0,r}}{\bar{Y}_{0,0}} \right) \frac{c_1}{c_2^*}, \quad \varepsilon_{0,r} = \frac{S_0}{S_r}, \quad \bar{Y}_{0,0} = \frac{Y_{0,0}}{\rho_{1,0} c_1}.$$

Легко убедиться, что после соответствующей замены индексов получаются выражения (2.22), (2.23), полученные в главе 2 для устройств типа емкость – труба. Влияние колебаний скорости теп-

ловыделения на частоты учтено в уравнении (3.25). Используя выражения для акустических возмущений (2.1), (2.10), (2.11), формулы $Y_{1,*} = -\text{Im}(p'_{1,*}/u'_{1,*})$, $Y_{2,*} = \text{Im}(p'_{2,*}/u'_{2,*})$, $B_0 X_u = (B-1)\bar{X}_u$, индексы принятые в данной главе, получим:

$$\left[1 + (B-1)\bar{X}_u\right] \left\{ -b_2/(2\omega) + \beta_2 \text{tg} \left[(\omega\beta_2/b_2) \ln(1 - b_2 x^*/a_2) - \varphi_2 \right] \right\} + (c_2^*/c_1) \text{tg}(\omega x^*/c_1 + \varphi_1) = 0$$

При $\bar{X} = 0$ это выражение совпадает с уравнением (5.19).

Рассмотрим задачу определения границ вибрационного горения и амплитуды установившихся колебаний. В изучаемом устройстве источник энергии автоколебаний один и расположен в камере сгорания. Общие потери акустической энергии складываются из энергии, поглощаемой в системе подачи, излучаемой на конце резонансной трубы и пристеночных потерь в обеих трубах. Энергетическое условие (1.5), соответствующее установившимся колебаниям, запишем в виде:

$$A_c = A_{v,c} + A_{v,r} + A_{0,c} + A_{l,r}. \quad (5.30)$$

Воспользуемся результатами, полученными в подразд. 4.4. Пристеночные потери в первой трубе определяются выражениями (3.35), (3.36), в которых сделана замена некоторых индексов:

$$A_{cv}^{(L)} = a_{v,c}^{(L)} p_c^2. \quad (5.31)$$

Резонансная труба заполнена горячим газом, скачка температуры нет, поэтому можно использовать первую из формул (3.42), изменив индексы:

$$A_{v,r}^{(L)} = a_{v,3}^{(L)} p_{3,0}^2, \quad p_{3,0} = |p'_3(0, t)|.$$

Из граничного условия на стыке труб следует:

$$p_{3,0} = |p'_2(l_c, t)| = p_{l,c}.$$

С учетом выражения (2.11) амплитуды колебаний давления на входе в резонансную трубу и в зоне горения связаны соотношением $p_{l,c} = D_{c,r} p_c$:

$$D_{c,r} = \frac{\rho_{l,c} c_{l,c} (1 - b_2 l_c / a_2)^{1/2} |b_2 (2\omega)^{-1} \cos \varphi_{2,l} + \beta_2 \sin \varphi_{2,l}|}{\rho_2^* c_2^* (1 - b_2 x^* / a_2)^{1/2} |b_2 (2\omega)^{-1} \cos \varphi_2^* + \beta_2 \sin \varphi_2^*|}, \quad (5.32)$$

где функции φ_2^* , $\varphi_{2,l}$ определяются по формулам, приведенным после выражений (3.35), (3.38) соответственно.

Тогда для пристеночных потерь в резонансной трубе (5.31) получим:

$$A_{v,r}^{(L)} = a_{v,r}^{(L)} p_c^2, \quad a_{v,r}^{(L)} = a_{v,3}^{(L)} D_{c,r}^2. \quad (5.33)$$

Потери, вызванные прохождением звука в систему подачи, определяются выражениями (3.40), (3.49), в которых вместо величин A_0 , $a_{0,L}$, $a_{0,N}$, S надо записать $A_{0,c}$, $a_{0,c}^{(L)}$, $a_{0,c}^{(N)}$, S_c соответственно.

Определим потери акустической энергии, обусловленные излучением звука на конце резонансной трубы. Амплитуда колебаний скорости потока на конце резонансной трубы связана с амплитудой колебаний давления в начале трубы соотношением:

$$u_{l,r} = |u'_3(l_r, t)| = D_{l,r} p_{3,0},$$

где с учетом новых индексов из второй формулы (3.42):

$$D_{l,r} = \frac{|\cos \varphi_{3,l}| (1 - b_3 l_r / a_3)^{1/2}}{\rho_{l,c} c_{l,c} |b_3 (2\omega)^{-1} \cos \varphi_3 + \beta_3 \sin \varphi_3|}; \quad (5.34)$$

$$\varphi_{3,l} = \varphi_3 - (\omega \beta_3 / b_3) \ln(1 - b_3 l_r / a_3). \quad (5.35)$$

Потери акустической энергии на конце резонансной трубы с учетом нелинейного характера излучения звука определяются выражениями типа (3.39), (3.48), в которых надо заменить $A_{l,L}$, p_c , $a_{l,L}$ S , $X_{l,L}$, D_l , A_l , X_l , u_l , $a_{l,N}$, b_l на $A_{l,r}^{(L)}$, $p_{3,0}$, $a_{l,r}^{(L)}$, S_r , $X_{l,r}^{(L)}$, $D_{l,r}$, $A_{l,r}$, $X_{l,r}$, $u_{l,r}$, $a_{l,r}^{(N)}$, $b_{l,r}$ соответственно. Переходя к амплитуде колебаний давления в зоне горения по формуле (5.32), получим:

$$A_{l,r} = (a_{l,r}^{(L)} + a_{l,r}^{(N)} p_c) p_c^2;$$

$$a_{l,r}^{(L)} = S_r X_{l,r}^{(L)} (D_{l,r} D_{c,r})^2 / 2, \quad a_{l,r}^{(N)} = S_r (D_{l,r} D_{c,r})^3 b_{l,r} / 2. \quad (5.36)$$

После подстановки величин A_c , $A_{v,c}$, $A_{v,r}$, $A_{0,c}$, $A_{l,r}$ в условие энергетического баланса (5.30) получим выражение, определяющее амплитуду колебаний давления в зоне горения:

$$p_c = \frac{a_c^{(L)} - a_{v,c}^{(L)} - a_{v,r}^{(L)} - a_{0,c}^{(L)} - a_{l,r}^{(L)}}{a_c^{(N)} + a_{0,c}^{(N)} + a_{l,r}^{(N)}}. \quad (5.37)$$

Эта формула является обобщением выражения (3.50), полученного для устройства, имеющего одну трубу – камеру сгорания.

Уравнение, описывающее границы вибрационного горения, получается из выражения (5.37) при условии $p_c = 0$:

$$a_c^{(L)} - a_{v,c}^{(L)} - a_{v,r}^{(L)} - a_{0,c}^{(L)} - a_{l,r}^{(L)} = 0. \quad (5.38)$$

Возьмем частный случай: $l_r = 0$, $S_c = S_r = S$, камера сгорания на выходе открыта, звуковые волны в систему подачи не проникают. Тогда $a_{0,c}^{(L)} = 0 = a_{0,c}^{(N)}$; по формулам (5.26), (5.34), (5.35):

$$\varphi_3 = -\arctg[(b_3(2\omega)^{-1} + \bar{Y}_{l,r})/\beta_3], \quad \varphi_{3,l} = \varphi_3,$$

$$D_{l,r} = (\rho_{l,c} c_{l,c} |\bar{Y}_{l,r}|)^{-1} = |Y_{l,r}^{-1}| = |Y_{l,c}^{-1}|.$$

Из выражения (5.25) следует:

$$\varphi_2 = (\omega\beta_2/b_2)\ln(1 - b_2 l_c / a_2) - \arctg[(b_2(2\omega)^{-1} + \bar{Y}_{l,c})/\beta_2],$$

что совпадает с формулой, полученной в главе 2, для трубы длиной l_c .

С учетом выражения (5.32), имея в виду, что $|Y_{l,c}| = p_{l,c}/u_{l,c}$, где $u_{l,c} = |u'_2(l_c, t)|$ и определяется в соответствии с формулой (2.10), получим:

$$D_{l,r} D_{c,r} = \frac{p_{l,c}}{p_c |Y_{l,c}|} = \frac{u_{l,c}}{p_c} = D_{l,c},$$

что совпадает с выражением (3.38) для трубы длиной l_c . Тогда из формул (5.36) следует: $a_{l,r}^{(L)} = a_{l,c}^{(L)}$, $a_{l,r}^{(N)} = a_{l,c}^{(N)}$. С учетом сделанных замечаний формула (5.37) принимает вид:

$$p_c = \frac{a_c^{(L)} - a_{v,c}^{(L)} - a_{l,c}^{(L)}}{a_c^{(N)} + a_{l,c}^{(N)}}. \quad (5.39)$$

После согласования индексов полученное выражение совпадает с формулой (4.21) для трубы с произвольным расположением зоны горения, в том числе для трубы с многоканальной горелкой на входе.

Уравнение границ вибрационного горения (5.38) имеет вид:

$$a_c^{(L)} = a_{v,c}^{(L)} + a_{l,c}^{(L)}$$

и отличается только формой записи индексов от равенства, полученного из выражения (5.14) при исследовании условий самовозбуждения колебаний газа в трубе при горении за стабилизатором пламени.

Рассмотрим второй пример, соответствующий условиям (5.27). Как и ранее, считаем, что потери акустической энергии на входе в первую трубу отсутствуют. Уже отмечалось, что в короткой камере сгорания положение плоскости теплоподвода не имеет значения в первом приближении. Положим $x^* = l_c$, тогда $\varphi_2^* = \varphi_{2,l}$. С учетом зависимостей плотности газа и скорости звука от температуры $(\rho_{l,c} c_{l,c})/(\rho_2^* c_2^*) = c_2^*/c_{l,c}$ – величина порядка единицы. Следовательно, в соответствии с формулами (5.32), (5.36):

$$D_{c,r} \approx 1, \\ a_{l,r}^{(L)} = S_r X_{l,r}^{(L)} D_{l,r}^2 / 2, \quad a_{l,r}^{(N)} = S_r D_{l,r}^3 b_{l,r} / 2.$$

Сравним пристеночные потери в трубах. В соответствии с формулой (2.35):

$$\frac{A_{v,c}}{A_{v,r}} \sim \frac{R_c l_c |u'_2(l_c, t)|}{R_r l_r |u'_3(0, t)|}.$$

В рассматриваемом случае $l_c/\lambda \ll 1$, $l_r \sim \lambda$. Тогда с учетом граничного условия на стыке труб:

$$A_{v,c}/A_{v,r} \sim (l_c/l_r)(R_r/R_c),$$

т.е. пристеночными потерями в камере сгорания можно пренебречь. Приравнивая нулю коэффициенты $a_{v,c}^{(L)}$, $a_{0,c}^{(L)}$, $a_{0,c}^{(N)}$, из формулы (5.37) получим

$$p_c = \frac{a_c^{(L)} - a_{v,r}^{(L)} - a_{l,r}^{(L)}}{a_c^{(N)} + a_{l,r}^{(N)}}.$$

После соответствующей корреляции индексов это выражение совпадает с формулой для амплитуды колебаний давления в установках типа емкость – труба, которые исследовались в главе 4.

В заключение рассмотрим устройство, представляющее интерес для дальнейших экспериментальных и теоретических исследований. Горение происходит на входе в первую трубу, где расположена многоканальная горелка. Продукты сгорания выводятся через вторую, более узкую трубу, открытую на конце. Полагая в уравнении частот колебаний (5.19) $x^* = 0$, получим:

$$b_2(2\omega)^{-1} + \beta_2 \operatorname{tg} \varphi_2 - (c_2^*/c_1) \operatorname{tg} \varphi_1 = 0, \quad \varphi_1 = \operatorname{arctg}(F_0 S_c / S_r);$$

функция F_0 была определена при выводе уравнения (4.20). Вторая труба открыта на конце и можно заменить реальную длину на эффективную. С учетом формулы (2.14)

$$\varphi_3 = (\omega \beta_3 / b_3) \ln(1 - b_3 l_r^* / a_3) - \operatorname{arctg}[b_3 / (2\omega \beta_3)].$$

Выражение (5.25) для функции φ_2 сохраняет свой вид.

Амплитуда колебаний давления может быть найдена по формуле (5.39). Числитель выражения (5.32) остается без изменений. В знаменателе необходимо положить $x^* = 0$, $\varphi_2^* = \varphi_2$ и воспользоваться полученными формулами для коэффициентов, входящих в выражение (5.39).

С целью упрощения расчетов можно использовать один обший для всей установки градиент скорости звука, который определяется для значений температуры горения и температуры газа на выходе из резонансной трубы. В этом случае:

$$b_2 = b_3 = (c_2^* - c_{l,r}) / (l_c + l_r), \quad \beta_2 = \beta_3, \quad a_2 = c_2^*,$$

$$a_3 = c_{l,c} = c_2^* - b l_c = c_2^* (l_r / l_c + c_{l,r} / c_2^*) / (1 + l_r / l_c).$$

Итак, уравнения (5.19), (5.38) и формула (5.37) дают результаты, соответствующие всем рассмотренным типовым устройствам. Поэтому нет необходимости начинать исследование вибрационного горения в какой-нибудь установке с выяснения, какого она типа. Тем более, что это связано с неопределенностью количественной оценки условия $l_c / \lambda \ll 1$, о чем говорилось в конце главы 4 при сравнении устройств типа емкость – труба и резонатора Гельмгольца. Кроме того, в общем случае такая же неопределенность возникает при оценке условия $S_r / S_c \ll 1$. Полученные обобщенные выражения (5.19), (5.25), (5.26) позволяют избежать указанных затруднений.

Глава 6. ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВИБРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ

При изучении акустической неустойчивости горения в камерах сгорания двигателей летательных аппаратов широко используются модельные устройства. Лабораторные установки, как правило, имеют несложную конструкцию, не требуют больших затрат на изготовление, допускают применение тонких методов, широкое изменение параметров при исследованиях, дают возможность проверки теорий и гипотез. В стендовых моделях реализуются процессы, параметры которых достаточно близки к показателям рабочего режима в реальном двигателе. Методической основой стендовых испытаний служит информация, полученная в лабораторных условиях.

6.1. Лабораторные модели форсажной камеры двухконтурного ТРД

Для исследования неустойчивости горения в форсажной камере двухконтурного турбореактивного двигателя была использована лабораторная модель, изображенная на рис. 6.1. Установка была разработана на основании результатов исследования вибрационного горения в двух акустически связанных трубах [80, 81], которые рассматривались как два взаимодействующих автоколебательных контура.

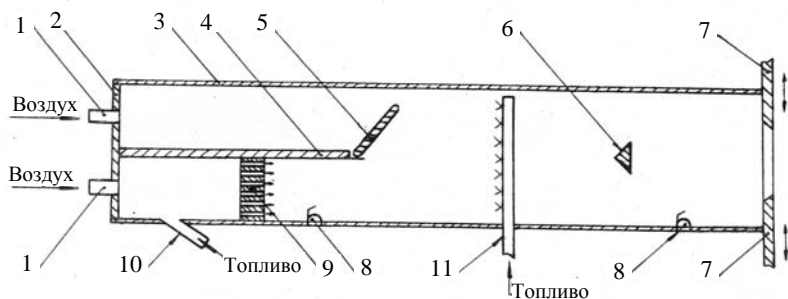


Рис. 6.1. Модельная двухканальная камера сгорания: 1 – воздуховод; 2 – днище; 3 – корпус; 4 – перегородка разделительная; 5 – заслонка; 6 – стабилизатор; 7 – сопло регулируемое; 8 – запальник; 9 – горелка многосопловая; 10 – топливопровод; 11 – коллектор вторичного топлива

Камера сгорания представляет собой канал прямоугольного сечения (60 x 10 мм), собранный из отдельных секций. Начальная секция камеры разделена продольной перегородкой длиной 0,2 м на два канала равных сечений. В первый из них – канал продуктов сгорания, где установлена многоканальная горелка, подаются топливо и окислитель, которые перемешиваются и сгорают. На выходе второго канала установлена заслонка, позволяющая частично или полностью перекрывать сечение и тем самым регулировать расход вторичного воздуха.

Следующая секция камеры сгорания длиной 0,4 м оборудована коллектором – распределителем топлива в потоке и стабилизатором, имеющим возможность перемещения вдоль камеры.

Выход камеры сгорания снабжен соплом с регулируемым сечением. Одна из секций оборудована оптическими стеклами для наблюдения за зоной горения. Горячие участки камеры сгорания защищены рубашкой водяного охлаждения.

Исследовались автоколебания, возникающие при горении пропано-воздушной смеси за стабилизатором с углом при вершине 80° и высотой основания стабилизатора 50 мм при фиксированных параметрах потока в первом контуре. Заслонка установлена под

углом 60° от оси, сопло полностью открыто. Условия эксперимента были такими, что сгорание топлива в первом контуре в отсутствие пламени за стабилизатором не приводило к вибрационному горению. Стабилизатор располагался на расстоянии 0,2 м от выхода из камеры.

Условия самовозбуждения колебаний определялись в зависимости от объемных расходов воздуха в контурах и теоретического коэффициента избытка воздуха в первом контуре, который вычислялся по формуле для пропано-воздушной смеси (4.28). Кроме того, использовался условный коэффициент избытка воздуха α_2 , который определялся по той же формуле после подстановки расхода воздуха через второй контур и расхода пропана, вводимого в поток перед стабилизатором пламени.

На рис. 6.2 приведена область возбуждения автоколебаний. Она – замкнутая, имеет нижний и верхний пределы по расходу воздуха. Диапазон значений α_2 выходит за «бедную» границу воспламенения пропано-воздушной смеси – 1,6. Это, видимо, связано с влиянием первого контура, в котором горючее в избытке. В зоне до стабилизатора происходит смешение потоков из контуров, частич-

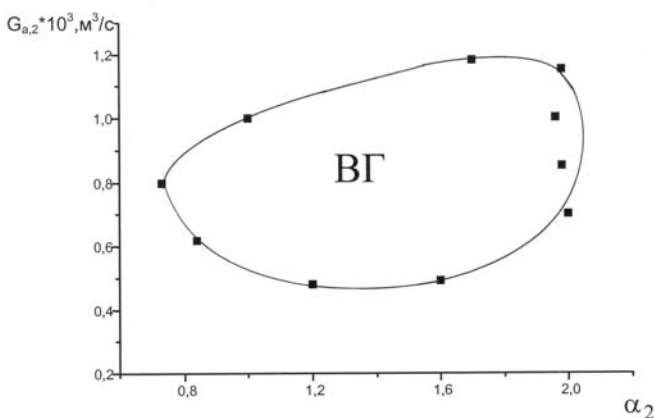


Рис. 6.2. Граница неустойчивости горения: $G_{a,1} = 0,536 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$; $\alpha_1 = 0,43$

ное выравнивание концентраций, и горение становится возможным.

Следует отметить, что автоколебания не появляются, если заслонка располагается под углами меньше 45° .

Область автоколебаний при фиксированных расходах воздуха во втором контуре и дополнительного топлива показана на рис. 6.3. Картина аналогичная предыдущему случаю. Область располагается за концентрационными пределами воспламенения, но горение реализуется, так как происходит смешение богатой смеси до стабилизатора с потоком из второго контура, в котором, наоборот, избыток окислителя. При увеличении расхода воздуха скорость потока из первого контура увеличивается и время перемешивания сокращается. Это приводит к «обогащению» первого и «обеднению» второго потоков, т.е. к уменьшению скорости тепловыделения в зоне горения и тем самым к уменьшению энергии автоколебаний. Чтобы вернуться в прежнее положение, необходимо снизить долю горючего в первом контуре. Этим, видимо, и объясняется смещение границ вибрационного горения в сторону увеличения α_1 при возрастании расхода воздуха $G_{\alpha,1}$.

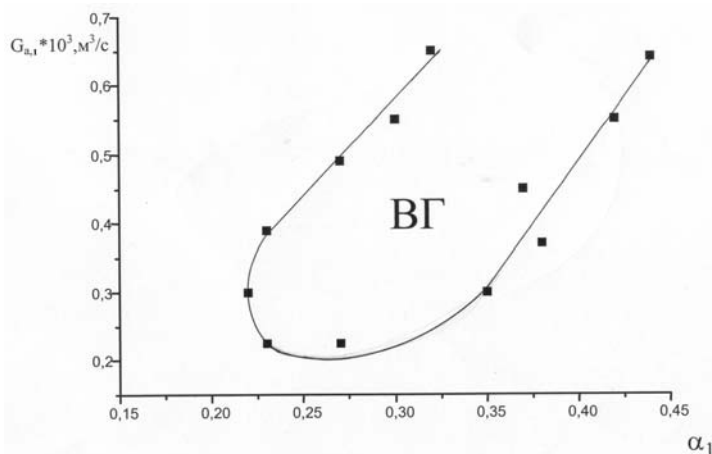


Рис. 6.3. Граница неустойчивости горения: $G_{\alpha,2} = 0,77 \cdot 10^{-3} \text{ l}^3/\text{c}$; $\alpha_2 = 1,61$

О частотной характеристике вибрационного горения можно судить по данным рис. 6.4. Наблюдаются колебания, частота которых в зависимости от состава смеси изменяется от 300 до 350 Гц. Распределение амплитуды колебаний давления вдоль камеры сгорания определялось с помощью охлаждаемого акустического зонда. При его перемещении от открытого конца камеры амплитуда монотонно возрастает и достигает максимального значения на расстоянии примерно 0,2 м, а потом уменьшается до минимальной величины при удалении на 0,4 м от конца. Затем амплитуда опять увеличивается по мере приближения ко входу во второй контур. Картина похожа на «эпюру» давления третьей гармоники колебаний в трубе, закрытой на входе и открытой на выходе. Это дает основание заключить, что вибрационное горение сопровождается колебаниями со второй из возможных частот изучаемой установки.

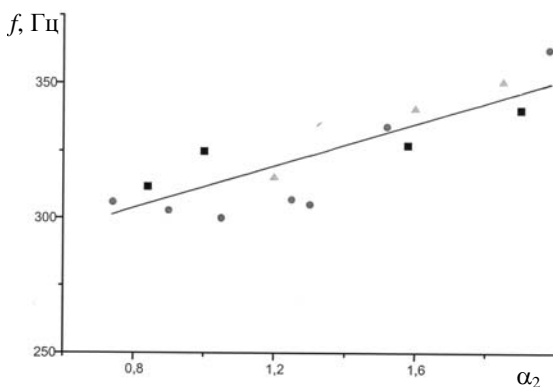


Рис. 6.4. Зависимость частоты автоколебаний от коэффициента избытка воздуха второго контура: $G_{a,1} = 0,536 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$, $\alpha_1 = 0,43$; $G_{a,2} = 0,83 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$ (●);

$G_{a,2} = 0,66 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$ (■); $G_{a,2} = 0,49 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$ (▲).

Таким образом, эксперименты показывают сложную зависимость появления автоколебаний за стабилизатором от условий течения до стабилизатора.

В работе [153] с целью уменьшения потерь тяги двигателя при обеспечении устойчивой работы предлагается уменьшить расход воздуха во втором контуре и перепустить соответствующее количество за фронтное устройство.

Для проверки данной идеи был проведен следующий эксперимент.

Запускалась модельная двухканальная камера сгорания и снималась область существования вибрационного горения. Затем расход воздуха в смеси до стабилизатора уменьшали и соответствующее его количество подавали в зону горения за стабилизатором и опять определяли границы появления вибрационного горения. Результаты эксперимента представлены на рис. 6.5. Видно, что с помощью перепуска части воздуха удастся сузить область появления автоколебаний.

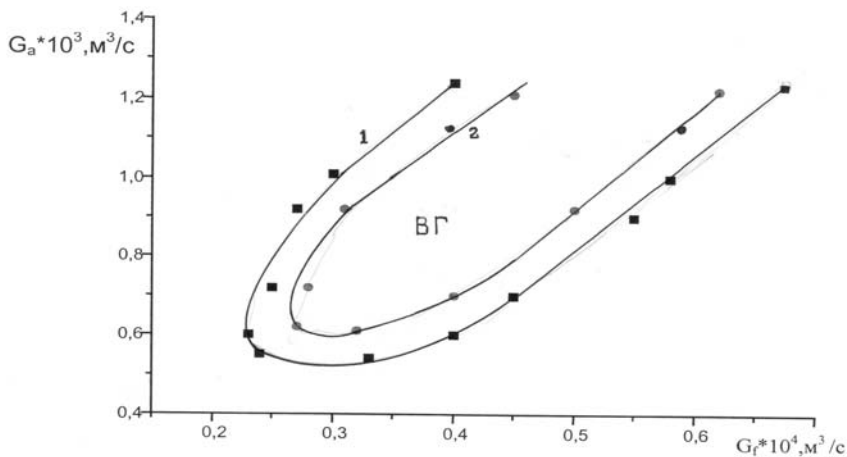


Рис. 6.5. Граница неустойчивости горения: 1 – горючая смесь подается до стабилизатора; 2 – часть воздуха перепускается за стабилизатор

На основании полученных результатов была разработана экспериментальная камера сгорания, схема которой дана на рис. 6.6. Камера содержит трубопроводы подвода воздуха 1 и 2, топливный

коллектор 3, общий выходной канал 4, в котором последовательно размещены дополнительный топливный коллектор 5 и стабилизатор пламени 6. В зоне смешения потоков из трубопроводов 1 и 2 установлен дополнительный элемент регулирования проходного сечения, выполненный в виде поворотных створок 7. Общий канал 4 снабжен элементом регулирования проходного сечения, который представляет собой две заслонки 8, перемещающиеся перпендикулярно продольной оси канала. Для измерения скорости газа при обтекании стабилизатора на стенках общего канала 4 установлены поворотные створки 9. Регулируемые элементы 7, 8, 9 перемещаются с помощью гидроприводов 10, сигналы на которые подаются с блока управления 11. Камера снабжена воспламенителями 12 и датчиками пульсаций давления 13.

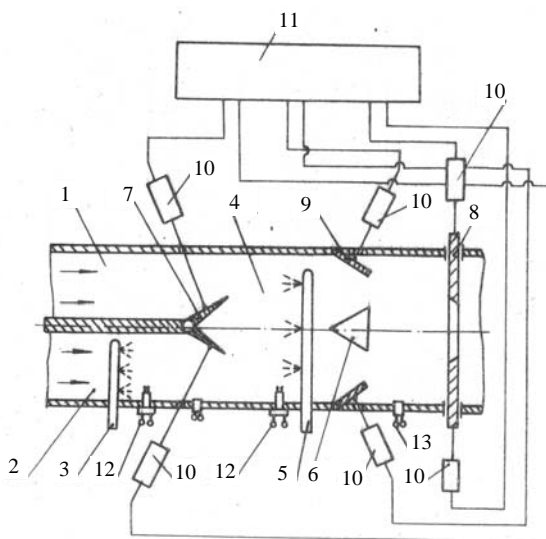


Рис. 6.6. Модельная камера сгорания

Камера сгорания работает следующим образом. В трубопроводы 1 и 2 подается сжатый воздух, в коллектор 3 – топливо. Обра-

зующаяся в канале 2 горючая смесь поджигается с помощью воспламенителя 12. Таким образом, в общий канал 4 поступает по одному каналу чистый воздух, а по другому – продукты сгорания. В общем канале 4 осуществляется дополнительный впрыск топлива через коллектор 5 и за стабилизатором пламени 6 образуется зона горения. Продукты сгорания удаляются в атмосферу через регулируемое сопло 8.

С помощью регулируемых элементов 7, 8, 9 устанавливается необходимый режим работы. Изменяя положение створок 7, находят условия, при которых возникает вибрационное горение в общем канале 4 при фиксированном положении элементов 8, 9. Аналогично определяется влияние на устойчивость горения различных положений поворотных створок 9 и заслонок 8 при неизменном положении створок 7, т.е. при постоянном составе смеси, поступающей в общий канал 4.

Таким образом, дополнительный элемент регулирования проходного сечения, установленный в зоне смешения потоков из трубопроводов подвода воздуха, позволяет исследовать влияние на устойчивость горения в общем канале состава смеси при неизменных геометрических и режимных характеристиках камеры сгорания. Влияние на условия появления вибрационного горения скорости обтекания стабилизатора пламени можно исследовать с помощью поворотных створок, установленных на стенках общего канала напротив стабилизатора.

В процессе работы измеряются следующие параметры:

- характерные размеры каналов и камеры сгорания;
- температура, давление, расход окислителя;
- температура, давление, расход горючего;
- температура среды в отдельных частях камеры сгорания;
- стационарные давления в отдельных частях камеры сгорания;

- амплитуда колебаний давления в отдельных частях камеры сгорания;
- частота колебаний, возбуждаемых горением;
- светимость факела за стабилизатором;
- скорость продуктов сгорания в отдельных частях камеры сгорания;
- координаты и размеры стабилизатора;
- степень перекрытия канала вторичного воздуха;
- степень перекрытия выходного сопла камеры сгорания.

Описанная установка может быть использована при разработке мер по обеспечению устойчивости рабочего процесса в полно-размерных камерах сгорания.

6.2. Влияние впрыска водяного пара на неустойчивость горения в модельной камере сгорания ГТД

В работе [153] отмечается, что впрыск капель воды или водяного пара в поток горючей смеси до стабилизатора пламени в камерах сгорания газотурбинных двигателей (ГТД) способствует устойчивости процесса горения. Однако пар можно вводить непосредственно в зону реакции — рециркуляционную зону за стабилизатором пламени, что пока не исследовано. Была поставлена задача определения оптимальных условий впрыска водяного пара, обеспечивающих устранение вибрационного горения в камерах сгорания ГТД [154]. Исследовалась модельная камера сгорания прямоугольного сечения (рис. 6.7) с внутренними размерами 0,01 x 0,06 м. Камера состоит из пяти секций длиной 0,11 м каждая. Три секции снабжены боковыми емкостями 2, которые сообщаются между собой и образуют водяную рубашку для охлаждения камеры сгорания и генерации пара. В первой секции располагается уголкового стабилизатор 3 (угол при вершине 106° , толщина створок 2 мм,

размах 0,055 м) и устройство 4 для впрыска водяного пара в поток горючей смеси. В рециркуляционную зону пар вводится через боковое отверстие и три канала внутри стабилизатора. Предварительно подготовленная пропано-воздушная смесь подается через распределительную многоканальную диафрагму 5 и входной коллектор 6. Линия подачи пара состоит из измерителя расхода 7 и регулирующих вентилей 8, 9. Колебания давления, возникающие в камере сгорания при вибрационном горении, регистрировались с помощью акустического зонда.

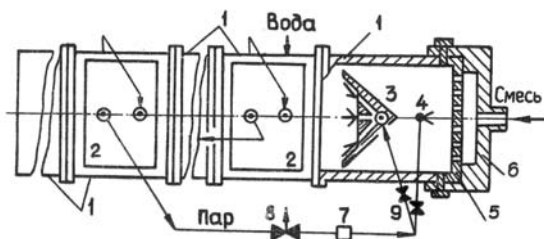


Рис. 6.7. Модельная камера сгорания

Границы вибрационного горения в зависимости от расходов топлива, воздуха и впрыскиваемого пара представлены на рис. 6.8. В отсутствие пара (кривая 1) невозможно достичь границ вибрационного горения, так как при обеднении или обогащении смеси колебания потока приводят к срыву пламени со стабилизатора (пунктирная линия). Имеется предел по расходу воздуха 0,85 г/с, ниже которого не удастся стабилизировать пламя. При фиксированном расходе воздуха вибрационное горение наблюдается в интервалах расхода пропана, включающих стехиометрические значения (прямая с-с). Для технического пропана стехиометрический расход определяется по формуле $\dot{m}_p^* = \dot{m}_a / 15,8$.

Впрыск водяного пара до стабилизатора пламени приводит к сокращению области тех значений расхода топлива и воздуха,

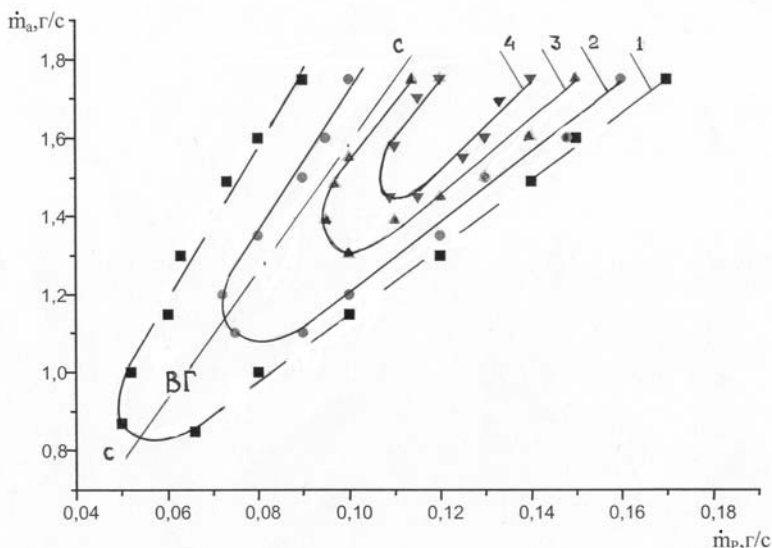


Рис. 6.8. Границы вибрационного горения: 1 – $\dot{m}_w = 0$; 2, 3 – $\dot{m}_w = 0,05$ г/с;
4 – $\dot{m}_w = 0,65$ г/с

при которых отмечается вибрационное горение. Появляется граница вибрационного горения (рис. 6.8, кривая 2), где колебания газа в камере сгорания прекращаются.

Зависимости частоты и амплитуды колебаний давления в сечении, удаленном на 0,15 м от открытого конца камеры сгорания, имеют максимумы, которые наблюдаются при расходе топлива, превышающем стехиометрическое значение для расхода воздуха 1,46 г/с (рис. 6.9). С увеличением расхода воздуха максимальное значение амплитуды и частоты колебаний возрастают. Введение пара приводит к понижению частот колебаний, соответствующих одинаковым расходам пропана. Это обусловлено тем, что наличие водяного пара понижает температуру горения и, следовательно, скорость звука в камере сгорания. При увеличении расхода пара максимум зависимости частоты колебаний от расхода горючего несколько смещается к стехиометрическому значению.

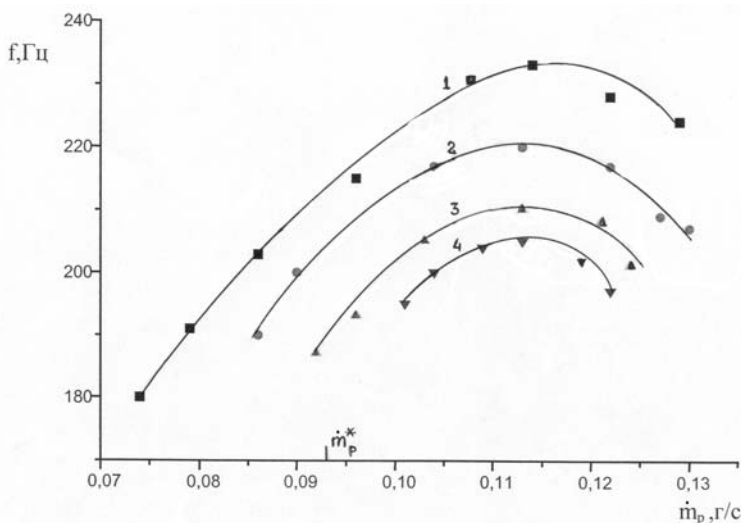


Рис. 6.9. Зависимость частоты колебаний от расхода топлива: $\dot{m}_w = 1,46$ г/с; 1 – $\dot{m}_w = 0$; 2 – $\dot{m}_w = 0,05$ г/с; 3 – $\dot{m}_w = 0,09$ г/с; 4 – $\dot{m}_w = 0,115$ г/с

Акустическое зондирование показало, что эпюра давления такая же, как и в канале, закрытом на входе, открытом на выходе, и соответствует первой (наименьшей) из частот камеры сгорания.

Впрыск пара способствует понижению амплитуды колебаний (рис. 6.10). По мере увеличения количества вводимого пара максимум амплитуды колебаний перемещается в сторону более богатых смесей. Для расхода воздуха 1,46 г/с линия, по которой перемещается точка максимальной амплитуды колебаний, пересекает ось абсцисс при расходе топлива $\dot{m}_p' = 0,111$ г/с и расходе пара 0,135 г/с, который далее будет называться критическим, так как в этом случае амплитуда колебаний равна нулю, т.е. вибрационное горение прекращается. Для расхода воздуха 1,72 г/с критический расход пара равен 0,17 г/с при расходе пропана 0,134 г/с.

Зависимость критического расхода пара от расхода топлива при фиксированном расходе воздуха представлена на рис. 6.11.

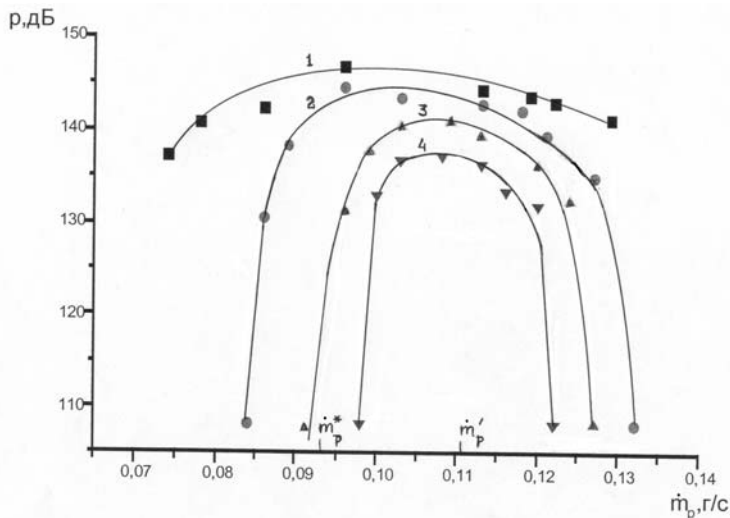


Рис. 6.10. Зависимость амплитуды колебаний давления от расхода топлива: $\dot{m}_a = 1,46$ г/с,
 1 – $\dot{m}_w = 0$; 2 – $\dot{m}_w = 0,05$ г/с; 3 – $\dot{m}_w = 0,09$ г/с; 4 – $\dot{m}_w = 0,115$ г/с

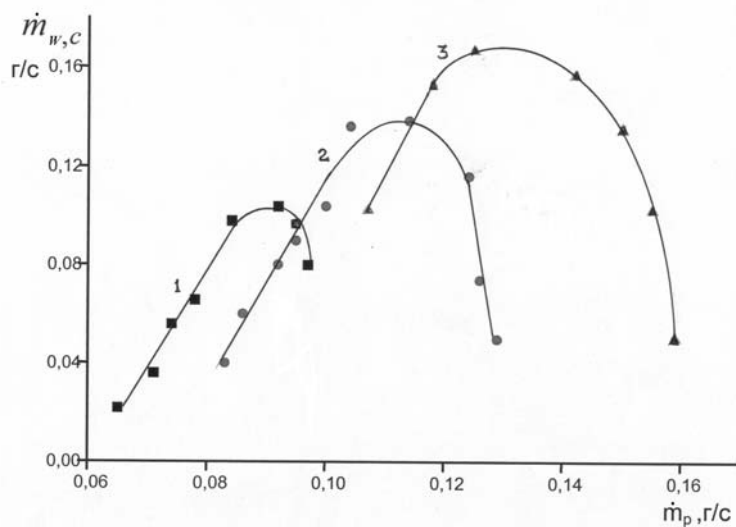


Рис. 6.11. Зависимость критического расхода пара от расхода топлива:
 1 – $\dot{m}_a = 1,21$ г/с; 2 – $\dot{m}_a = 1,46$ г/с; 3 – $\dot{m}_a = 1,72$ г/с

Кривая 2 на этом графике имеет тот же характер, что и кривая 1 на рис. 6.10, т.е. между амплитудой колебаний, которые необходимо устранить, и критическим расходом пара имеется соответствие. На это указывает и тот факт, что при увеличении расхода воздуха от 1,21 до 1,72 г/с максимальный критический расход пара возрастает от 0,103 до 0,17 г/с.

Таким образом, чем выше амплитуда колебаний (в отсутствие балласта), тем большее количество пара необходимо ввести в топливно-воздушную смесь для устранения вибрационного горения. При постоянном расходе воздуха путем измерения расхода пропана определялась максимальная амплитуда колебаний давления. Затем в поток вводился пар и измерялось его количество, необходимое для подавления колебаний. Данные говорят о том, что максимальный критический расход пара, необходимый для устранения вибрационного горения, зависит прямо пропорционально от максимальной амплитуды колебаний (рис. 6.12).

Для расхода топлива, при котором амплитуда колебаний отличается от максимальной, эта зависимость более сложная. Общим является непропорциональность изменения – медленное понижение амплитуды колебаний при малом расходе пара и быстрое уменьшение до нуля с приближением к критическому значению. Характерным является то, что при одинаковых первоначальных (без добавки пара) амплитудах колебаний для подавления вибрационного горения более богатых смесей требуется вводить большее количество пара.

Итак, в режиме вибрационного горения впрыск водяного пара в поток топливно-воздушной смеси до стабилизатора пламени приводит к следующему:

1. Происходит сокращение границ вибрационного горения, пределов стабилизации пламени и их смещение в сторону избытка топлива.

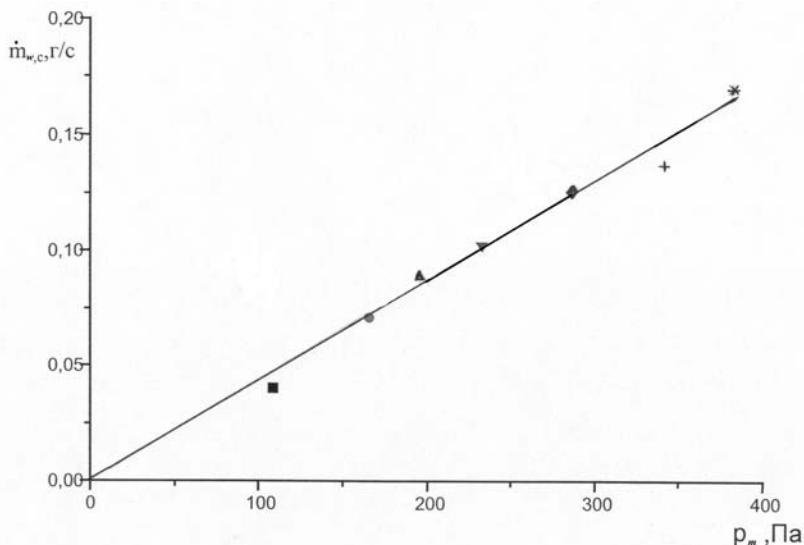


Рис. 6.12. Зависимость критического расхода пара от максимальной амплитуды колебаний: $\dot{m}_a = 0,85$ г/с, $\dot{m}_p = 0,057$ г/с (■); $\dot{m}_a = 0,98$ г/с, $\dot{m}_p = 0,069$ г/с (●); $\dot{m}_a = 1,1$ г/с, $\dot{m}_p = 0,082$ г/с (▲); $\dot{m}_a = 1,21$ г/с, $\dot{m}_p = 0,093$ г/с (▼); $\dot{m}_a = 1,34$ г/с, $\dot{m}_p = 0,102$ г/с (◆); $\dot{m}_a = 1,46$ г/с, $\dot{m}_p = 0,112$ г/с (+); $\dot{m}_a = 1,72$ г/с, $\dot{m}_p = 0,133$ г/с (*)

2. Амплитуда и частота акустических колебаний в камере сгорания понижается.

3. Для фиксированных значений расхода горючего и воздуха количество впрыскиваемого пара, необходимое для подавления акустических колебаний, увеличивается при повышении амплитуды колебаний, возникающих при горении незабалластированной смеси.

4. При одинаковых амплитудах колебаний для устранения вибрационного горения смесей, в которых выше содержание топлива, требуется добавка большего количества пара.

5. Чтобы подавить вибрационное горение при любом соотношении топлива и воздуха, необходимо ввести в смесь количество пара, соизмеримое с количеством топлива, зависящее прямо про-

порционально от максимальной амплитуды акустических колебаний при горении незабалластированной смеси.

В рециркуляционную зону пар впрыскивается тремя способами:

1) через два отверстия, симметрично расположенные относительно центра стабилизатора; выходя из отверстий, пар движется вдоль створок стабилизатора;

2) через одно центральное отверстие в направлении оси камеры сгорания;

3) через все указанные отверстия одновременно.

В табл. 6.1 приводятся результаты исследования влияния количества пара и способа его впрыска в рециркуляционную зону на режим горения ($\dot{m}_a = 1,46 \text{ г/с}$, $\dot{m}_p = 0,11 \text{ г/с}$). Если впрыскивать пар первым способом, наблюдается ослабление колебаний, но при расходе пара $0,05 \text{ г/с}$ происходит срыв пламени со стабилизатора, и горение в камере прекращается.

Таблица 6.1

Влияние впрыска пара на режим горения

Расход пара, г/с	Способ впрыска	Режим горения
0	Любой	Вибрационное горение
0,05	Вдоль створок	Срыв пламени
0,05	Комбинированный	Вибрационное горение
0,05	По центру	Вибрационное горение
0,065	Комбинированный	Срыв пламени
0,065	По центру	Вибрационное горение
0,07	По центру	Устойчивое горение
0,18	По центру	Срыв пламени

Когда пар вводится в рециркуляционную зону через центральное отверстие и расход его становится равным $0,07 \text{ г/с}$, колебания в камере сгорания прекращаются. При дальнейшем увеличении расхода пара до $0,18 \text{ г/с}$ процесс горения – устойчивый, после чего пламя срывается со стабилизатора.

Если впрыскивать пар третьим способом, то при его расходе 0,065 г/с происходит срыв пламени со стабилизатора и устранить вибрационное горение не удастся.

Эти результаты можно объяснить следующим образом. Когда пар впрыскивается вдоль створок стабилизатора, он достигает кромок и разрушает зону поджигания топливно-воздушной смеси, которая обеспечивает стабилизацию пламени. Если пар вводится по центру, он попадает в мертвое пространство вихревой зоны за стабилизатором и не нарушает гидродинамику потока.

Таким образом, для устранения вибрационного горения и обеспечения условий стабилизации пламени перспективным является впрыск пара по центру рециркуляционной зоны за стабилизатором пламени. Кривая 3 на рис. 6.8 соответствует границе неустойчивости горения для данного способа впрыска. Из сравнения кривых 2 и 3 видно, что при равном количестве впрыскиваемого пара кривая 3 ограничивает значительно меньшую область значений расхода пропана и воздуха, соответствующих вибрационному горению. Дальнейшее увеличение расхода пара, вводимого в центр рециркуляционной зоны, сокращает границу вибрационного горения (кривая 4), и при расходе пара 0,08 г/с колебания газа в камере прекращаются, горение становится устойчивым. Для сравнения: при впрыске пара до стабилизатора вибрационное горение исчезает при большем расходе пара (0,17 г/с).

Необходимо отметить, что при достаточно большом количестве впрыснутого пара области неустойчивости не включают стехиометрическую прямую (кривые 3, 4). Дело в том, что наличие небольшого количества пара в зоне горения позволяет устранить автоколебания вблизи первоначальной границы (кривая 1), где амплитуда колебаний газа невелика. При увеличении расхода пара прекращаются колебания с более высокой амплитудой и вибрационное горение сохраняется для расхода топлива и воздуха, при ко-

тором колебания газа в камере сгорания наиболее интенсивные. Измерения показали, что максимальная амплитуда колебаний давления в камере сгорания наблюдается для расхода пропана, превышающего стехиометрические значения.

Зависимости критического расхода пара, необходимого для устранения вибрационного горения, от расхода топлива имеют одинаковый вид в обоих сравниваемых случаях впрыска пара – до стабилизатора пламени и по центру рециркуляционной зоны (рис. 6.13). Кривые 1 и 2 имеют максимумы в средней части, так как эти участки соответствуют наиболее интенсивным колебаниям газа в камере. В количественном отношении более эффективен впрыск пара в рециркуляционную зону (кривая 2). Максимальный критический расход пара, впрыскиваемого в поток до стабилизатора пламени, равен 0,14 г/с (кривая 1), а подаваемого в центр рециркуляционной зоны – 0,08 г/с. Объяснить это можно тем, что часть пара, впрыскиваемого до стабилизатора, уносится потоком, минуя рециркуляционную зону, где происходят основные процессы,

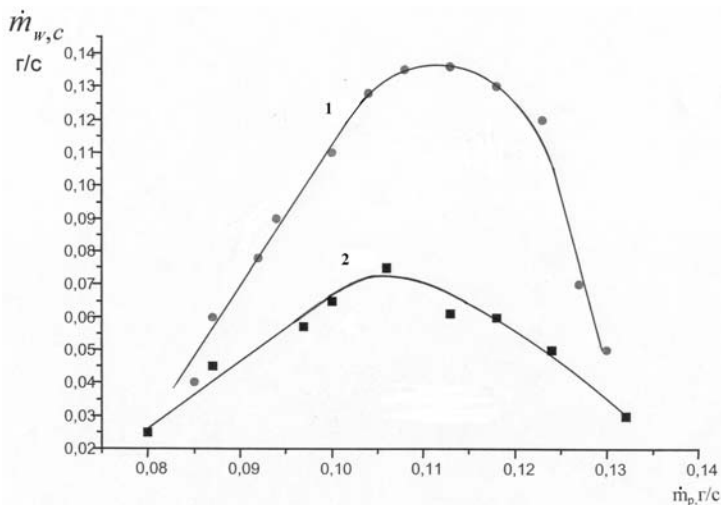


Рис. 6.13. Зависимость критического расхода пара от расхода горючего газа: $\dot{m}_a = 1,46$ г/с

влияющие на возбуждение вибрационного горения и амплитуду колебаний. Еще часть пара, попадая в холодный поток топливно-воздушной смеси, конденсируется и оседает на стенках камеры, не попадая в зону горения.

Итак, результаты проведенного исследования показали следующее:

1. Впрыск пара на стадиях подачи и горения топливно-воздушной смеси позволяет устранить вибрационное горение.

2. Количество пара, необходимое для подавления вибрационного горения, зависит от амплитуды акустических колебаний в камере сгорания, которые необходимо устранить, и доли топлива в смеси.

3. Наиболее эффективной для устранения вибрационного горения является подача пара по центру рециркуляционной зоны стабилизатора пламени.

6.3. Вибрационное горение твердого топлива в трубе, передаточная функция пламени

Анализ литературы, проведенный в главе 1, показал, что подавляющее большинство известных устройств вибрационного горения предназначено для сжигания газообразного и жидкого топлива. Физические закономерности и математические модели самовозбуждения колебаний при горении твердого топлива изучены недостаточно. Это делает невозможным совершенствование имеющихся или разработку новых устройств, более эффективных с точки зрения процесса горения и более экономичных в плане сокращения габаритов, энергозатрат и пр., например, печей для утилизации твердых промышленных и бытовых отходов.

Теоретический анализ условий самовозбуждения колебаний невозможен, если неизвестна так называемая передаточная функ-

ция пламени, связывающая колебания скорости тепловыделения с акустическими возмущениями потока в зоне горения. Решение таких задач вызывает серьезные математические затруднения. Поэтому разработка методики определения этих функций экспериментальным путем – актуальная задача.

Было проведено экспериментальное исследование автоколебаний газа в трубе, открытой на концах, возникающих при горении органического стекла [155]. Исследовалось влияние положения зоны горения в трубе, ее длины и диаметра на границы вибрационного горения, частоту и амплитуду колебаний газа.

Экспериментальная установка (рис. 6.14, а) состоит из камеры сгорания – трубы переменной длины, внутренним диаметром 55 мм, толщиной стенки 2 мм. Внутри трубы находится решетка, положение которой можно менять с помощью штока. На ней располагаются куски твердого топлива – образцы из оргстекла 10 x 20 x 2 мм. Измерительная аппаратура – микрофон, измеритель уровня звукового давления, усилитель и частотомер.

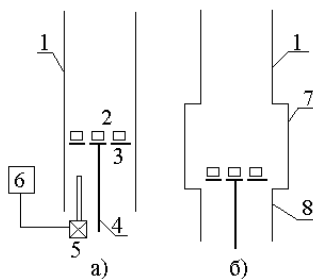


Рис. 6.14. Схема экспериментальной установки: 1 – труба; 2 – образцы; 3 – сетка; 4 – шток; 5 – микрофон; 6 – измерительный блок; 7 – емкость; 8 – входной патрубок

Эксперимент производился следующим образом: происходил процесс закладки кусков твердого топлива на сетку и его воспламенение, после чего горящие образцы вводились в трубу с помощью штока. Когда воспламенялось не все топливо, скорость тепловыделения была небольшой, и вибрационное горение не возбуждалось. С течением времени скорость тепловыделения увеличивалась, и когда процесс горения охватывал все куски твердого топлива,

возбуждалось вибрационное горение. Режим автоколебаний был устойчивым и длился 4–5 минут.

Горение образцов происходило на круглой решетке диаметром 50 мм из металлической сетки, имевший 42 ячейки (1 x 1 мм) на 1 см². Длина трубы изменялась в интервале от 0,7 до 2,27 м. Определялось нижнее и верхнее положения сетки, между которыми наблюдалось вибрационное горение. Область этих значений (в зависимости от длины трубы) при горении трех образцов представлена на рис. 6.15. Обнаружено, что минимальная длина трубы – 0,78 м, начиная с которой возможно самовозбуждение колебаний. При удлинении трубы до 1 м интервал значений безразмерной координаты \bar{x}^* , характеризующей положение сетки в трубе, быстро расширяется. Затем область значений параметров, при которых происходит самовозбуждение колебаний, несколько увеличивается, а для труб длиной более 1,8 м почти не изменяется.

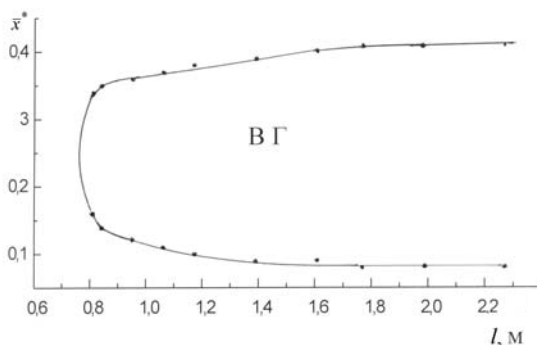


Рис. 6.15. Граница вибрационного горения

Таким образом, вибрационное горение наблюдается, когда горение происходит в нижней половине трубы. Наблюдения показали, что сетка не накаляется, то есть возбуждение колебаний типа трубы Рийке не происходит. Тогда можно утверждать, что вибрационное горение в рассматриваемом случае аналогично диффузи-

онному поющему пламени. Это значит, что причина колебаний связана с колебаниями скорости потока в зоне горения.

При изменении длины трубы от 0,8 до 2,27 м частота колебаний уменьшается от 230 до 80 Гц (рис. 6.16).

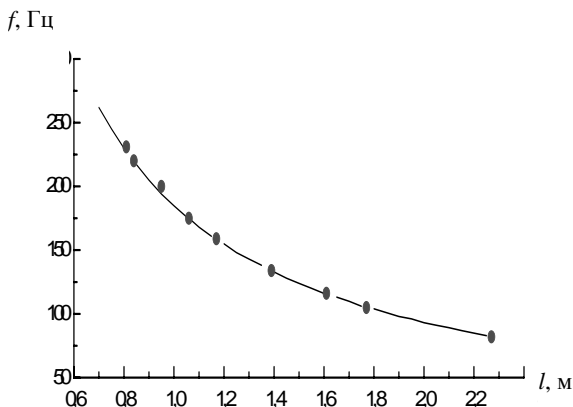


Рис. 6.16. Зависимость частоты колебаний от длины трубы: число образцов $n=3$; точки – эксперимент; линия – расчет

Измерения проводились при отношении расстояния решетки от нижнего конца к ее длине ($\bar{x}^* = x^*/l$), равном 0,25. Уровень звукового давления (УЗД) в сечении $x/l = 0,05$ в зависимости от длины трубы изменяется неравномерно (рис. 6.17). Максимальная за время выгорания образцов амплитуда колебаний p_m быстро возрастает при удлинении трубы от 0,8 до 1,06 м. В интервале 1,06 ÷ 1,08 м УЗД резко увеличивается, после чего продолжает медленно возрастать.

Визуальные наблюдения показали, что в трубе длиной 1,08 м в начальный период выгорания топлива вибрационное горение развивается так же, как в коротких трубах, но в некоторый момент времени происходит быстрый переход к режиму с интенсивными

колебаниями. В трубе длиной 1,06 м были определены зависимости частоты и амплитуды колебаний от времени.

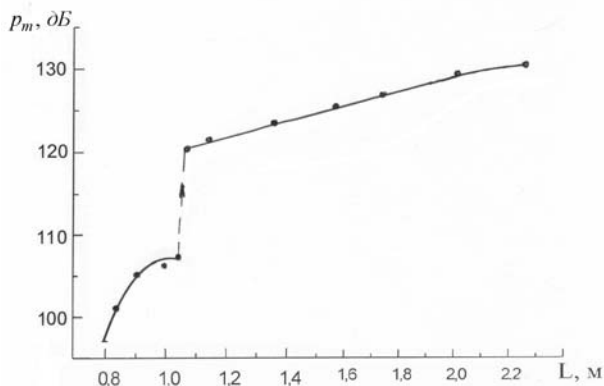


Рис. 6.17. Зависимость амплитуды колебаний давления от длины трубы: $n=3$

После введения горящих образцов в трубу вибрационное горение возникает не сразу (рис. 6.18). Задержка может быть связана с необходимостью перестройки гидродинамической, тепловой и диффузионной структуры течения в трубе и с особенностью горения оргстекла. После воспламенения поверхности образца часть выделяемой энергии тратится на его нагревание до температуры плавления, средняя тепловая мощность зоны горения недостаточна для самовозбуждения колебаний. Это известный экспериментальный факт, присущий всем устройствам вибрационного горения. После того, как образцы расплавятся, температура горения повышается и возникают колебания (рис. 6.18, кривая 1), амплитуда которых быстро возрастает, затем немного повышается, после чего постепенно падает (p_0 – амплитуда колебаний давления на входе в трубу). Затем колебания быстро затухают, хотя горение топлива продолжается еще некоторое время. Частота колебаний сначала имеет постоянное значение 166 Гц, а затем плавно уменьшается до 163 Гц. При увеличении числа образцов характер вибрационного

горения изменяется (рис. 6.18, кривая 2). Колебания с частотой 176 Гц возникают раньше, чем в предыдущем случае, что объясняется возросшей тепловой мощностью зоны горения. По мере выгорания топлива внезапно (в течение примерно пяти секунд) происходит резкое повышение амплитуды колебаний. Частота увеличивается до 184 Гц.

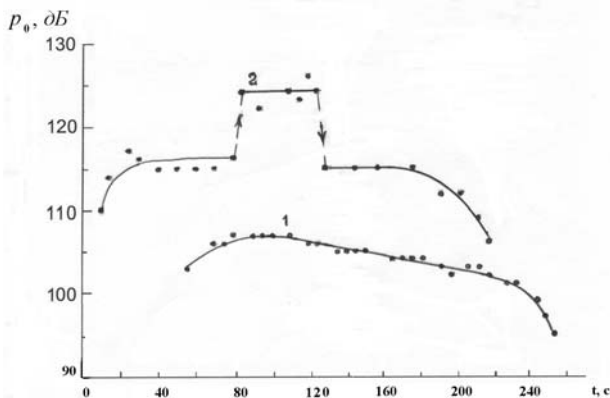


Рис. 6.18. Зависимость амплитуды колебаний давления от времени: 1 – $n=3$; 2 – $n=12$

Через кварцевые стенки трубы было видно, что характер горения топлива изменился. Сначала имелось одно большое пламя, аналогичное диффузионному факелу. Вблизи решетки фронт пламени был яркого желтого цвета и имел волнистый характер, а его оранжевая верхняя часть была охвачена турбулентными пульсациями. Наблюдался выход дыма и сажеобразование на стенках трубы. По мере усиления колебаний факел сокращался и распадался на отдельные очаги горения, охватывающие образцы и расположенные по обе стороны решетки. Пламя сильно турбулизировалось и становилось синим, дым исчезал. Этот режим наблюдался в течение некоторого времени, после чего амплитуда и частота колебаний за несколько секунд уменьшились до прежних значений. При этом происходил переход к горению в виде отдельных диффузион-

ных пламен (аналогично тому, что было в начальный период). Эту особенность вибрационного горения можно объяснить следующим образом.

Добавление числа образцов приводит к увеличению тепловой мощности зоны горения и, как следствие, к более раннему появлению вибрационного горения (еще до того, как образцы расплавились). Колебания – более интенсивные, чем при горении трех образцов. Амплитуда колебаний скорости потока меньше значения, обусловленного конвекцией, поэтому горение происходит над решеткой и охватывает только верхнюю часть поверхности образцов. После того как топливо прогрелось до температуры плавления, тепловая мощность зоны горения начинает увеличиваться, колебания усиливаются. Пламя начинает охватывать все большую часть поверхности каждого образца, скорость тепловыделения возрастает, что приводит к дальнейшему усилению колебаний. Амплитуда скорости потока становится больше среднего значения, и пламя проникает через решетку. Далее нелинейные эффекты ограничивают рост амплитуды колебаний. По мере выгорания топлива поверхность образцов сокращается до некоторого значения, после которого поддержание амплитуды колебаний на прежнем уровне становится невозможным. Ослабление колебаний приводит к сокращению горящей части поверхности образцов и дальнейшему уменьшению амплитуды колебаний. Пламя смещается вверх и закрепляется на верхней части образцов. Тепловой мощности диффузионных пламен достаточно, чтобы остановить процесс затухания колебаний и поддерживать их амплитуду на том же уровне, что и в начальный период выгорания топлива.

Наблюдения показали, что в трубе длиной 0,92 м при увеличении числа образцов описанный эффект не наблюдается. Это наводит на мысль, что имеется некоторое пороговое значение амплитуды колебаний, необходимое для перехода к режиму автоколебаний

с более высокой амплитудой и интенсивностью горения. В длинных трубах характер вибрационного горения иной. При $l = 2,27$ м колебания возникают практически сразу после введения пламени в трубу. Условия самовозбуждения колебаний в длинных трубах более благоприятные, поэтому даже при горении трех образцов в течение нескольких секунд пламя сокращается, колебания усиливаются и режим интенсивного горения топлива устанавливается, минуя промежуточную стадию.

В главе 5 были рассмотрены автоколебания газа в канале, возникающие при горении за стабилизатором пламени. Анализируя результаты наблюдений, Б.В. Раушенбах пришел к выводу, что существует несколько механизмов обратной связи, одни из которых приводят к мягкому самовозбуждению колебаний, а другие реализуются после того, как амплитуда колебаний достигает некоторого уровня. Обнаруженный эффект является одним из доказательств этого утверждения.

Опираясь на результаты эксперимента, можно предложить следующую физическую модель возбуждения вибрационного горения. Колебания скорости потока в сечении трубы, где расположена решетка, приводят к периодическим изменениям количества воздуха, поступающего в зону горения. При горении твердого топлива сначала выгорают летучие (газообразные) вещества. Изменение расхода воздуха с некоторым запаздыванием по времени из-за инерционности процесса диффузии приводит к колебаниям скорости тепловыделения при горении. Если фазовый сдвиг между колебаниями скорости тепловыделения и давления в зоне горения по модулю меньше $\pi/2$, т.е. когда газу в фазе его сжатия сообщается дополнительная энергия, а в фазе разрежения – отнимается, выполняется известное термодинамическое условие самозбуждения колебаний – критерий Рэлея. В трубе, открытой на обоих концах, как известно из линейной акустики, колебания скорости потока в ниж-

ней половине трубы для первой гармоники опережают колебания давления на $\pi/2$. Это значит, что возмущения скорости тепловыделения могут отставать по фазе от колебаний скорости воздуха, поступающего в зону горения, на угол, не превышающий π .

Для расчета частот колебаний воспользуемся уравнением (2.13) и формулой (2.14) для трубы, открытой на выходе. Граничное условие на нижнем открытом конце $p_1''(-\Delta l, t) = 0$, где Δl – концевая поправка. Тогда $\varphi_1 = \omega \Delta l / c_1$, а уравнение частот колебаний принимает вид:

$$-\frac{b}{2\omega} + \beta \operatorname{tg} \left[\frac{\omega \beta}{b} \ln \left(1 - \frac{bx^*}{a} \right) - \varphi_2 \right] + \sqrt{B} \operatorname{tg} \left[\frac{\omega(x^* + \Delta l)}{c_1} \right] = 0. \quad (6.1)$$

Расчет проводился при условии, что температура горения $T_2^* = 900$ К, а на выходе из трубы температура газа мало отличается от значения, соответствующего окружающей среде. Тогда $c_2(l) \approx c_1 = 343$ м/с. Теоретическая зависимость частоты колебаний газа от длины трубы удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными (см. рис. 6.16) [156].

В рассматриваемом случае колебания скорости тепловыделения вызваны возмущениями скорости потока воздуха, поступающего в зону горения, т.е. $q' = K_u u'_{1,*}$. Мнимая часть характеристического уравнения (3.25) имеет вид:

$$Y_{1,*} + [1 + (B-1)\bar{X}_u] Y_{2,*} = 0, \\ Y_{1,*} = -\operatorname{Im} \left(\frac{p'_1(x^*, t)}{u'_1(x^*, t)} \right), \quad Y_{2,*} = \operatorname{Im} \left(\frac{p'_2(x^*, t)}{u'_2(x^*, t)} \right). \quad (6.2)$$

Определяя $Y_{1,*}, Y_{2,*}$ с учетом выражений (2.1), (2.10), (2.11), подставляя их в уравнение (6.2), получим:

$$[1 + (B - 1)\bar{X}_u] \left\{ \beta \operatorname{tg} \left[\frac{\omega \beta}{b} \ln \left(1 - \frac{bx^*}{a} \right) - \varphi_2 \right] - \frac{b}{2\omega} \right\} + \sqrt{B} \operatorname{tg} \left[\frac{\omega(x^* + \Delta l)}{c_1} \right] = 0$$

В отличие от уравнения (6.1) полученное выражение содержит действительную часть безразмерной передаточной функции зоны горения, что позволяет учесть влияние источника энергии на частоту возбуждаемых колебаний. С другой стороны, если частота и другие параметры известны, \bar{X}_u можно вычислить по формулам:

$$\bar{X}_u = (1 - B)^{-1} L_x^{-1} \sqrt{B} \operatorname{tg}[\omega(x^* + \Delta l)/c_1]; \quad (6.3)$$

$$L_x = \beta \operatorname{tg} \left[\frac{\omega \beta}{b} \ln \left(1 - \frac{bx^*}{a} \right) - \varphi_2 \right] - \frac{b}{2\omega}, \quad (6.4)$$

в которых φ_2 определяется выражением (2.14).

Из общего условия самовозбуждения акустических колебаний (3.41) следует, что уравнение, описывающее границы вибрационного горения, имеет вид:

$$a_c = a_v + a_0 + a_l. \quad (6.5)$$

Дальнейший анализ будет вестись в линейной постановке, поэтому индекс L был опущен.

Акустическая энергия, генерируемая зоной горения, которую можно принять за плоскость теплоподвода, расположенную в некотором сечении трубы, определялась по формуле (3.21), в которой необходимо положить:

$$K_p = 0, \quad S_1 = S, \quad |K_u| \sin(\omega \tau_u) = -Y_u,$$

а также ввести безразмерную передаточную функцию. Тогда:

$$A_c = -0,25 \rho_{1,0} c_1 C_1^2 (B - 1) S \bar{Y}_u \sin[2\omega(x^* + \Delta l)/c_1].$$

Учтем выражение (3.34) и положим $a_c = a_u \bar{Y}_u$. После подстановки в уравнение (6.5) получим формулу для мнимой части безразмерной передаточной функции пламени:

$$\bar{Y}_u = (a_v + a_0 + a_l) / a_u. \quad (6.6)$$

Коэффициенты, стоящие в числителе этого выражения, определяются из соотношений (3.35)–(3.40), в которых необходимо сделать следующую замену:

$$p_c = p_{1,*} = \rho_{1,0} c_1 C_1 \left| \sin[\omega(x^* + \Delta l) / c_1] \right|.$$

Для трубы, открытой на концах, с учетом того, что температура газа на входе и выходе из трубы одинакова, следует:

$$X_{l,L} = -X_{0,L} = \rho_{1,0} (\omega R / 2)^2 / c_1.$$

Подставляя в формулы (6.3), (6.4), (6.6) экспериментальные значения частоты колебаний, координаты положения решетки, соответствующие границам вибрационного горения, термодинамические параметры и размеры установки, можно определить эмпирические значения действительной и мнимой частей передаточной функции пламени. В качестве примера была найдена мнимая часть передаточной функции пламени при вибрационном горении оргстекла (рис. 6.15). Результаты вычислений представлены на рис. 6.19.

Линейная аппроксимация полученных значений дала следующую зависимость:

$$\bar{Y}_u = -0,0084 - 0,0373l.$$

Видно, что мнимая часть передаточной функции отрицательна, ее абсолютное значение при удлинении трубы увеличивается, акустическая мощность зоны горения возрастает, условия для воз-

буждения колебаний улучшаются. Это соответствует приведенным экспериментальным данным.

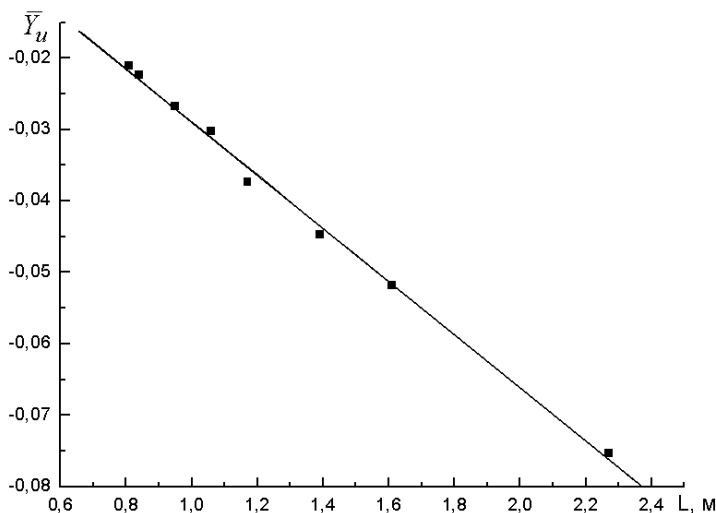


Рис. 6.19. Мнимая часть передаточной функции пламени

6.4. Автоколебания газа при горении твердого топлива в устройствах типа емкость – труба

Установки, описанные в патентной литературе и применявшиеся для научных экспериментов по изучению вибрационного горения твердых веществ, были типа трубы Рийке. Приведем результаты исследования автоколебаний газа, возникающих при горении в устройствах, состоящих из емкости и трубы [155].

На рис. 6.14, б представлена схема установки, состоящей из камеры сгорания в форме цилиндра с внутренним диаметром 0,1 м, длиной 0,14 м, и трубы – резонатора, размеры которой менялись в ходе эксперимента. Воздух поступал через входной патрубок длиной 0,1 м с внутренним диаметром 0,04 м. В качестве топлива

были использованы образцы древесины кубической формы, длина ребра 0,01 м. Измерялись частота и амплитуда колебаний давления в емкости.

Исследование показало, что в устройстве рассматриваемого типа вибрационное горение наблюдается, если удерживающая сетка располагается на расстоянии $0 \leq x^* \leq 0,012$ м от дна емкости, где находится выходное отверстие патрубка. Это объясняется тем, что самовозбуждение колебаний происходит под влиянием возмущений скорости воздушного потока на процесс горения. При истечении воздуха в камере сгорания образуется струя, ядро которой сужается, после чего скорость потока быстро падает до нуля [150]. Это значит, что на некотором удалении от дна емкости амплитуда колебаний скорости потока станет равной нулю, периодическая составляющая скорости тепловыделения исчезнет и вибрационное горение станет невозможным.

В табл. 6.2 приведены результаты измерений, полученные при $x^* = 5$ мм, максимальном объеме камеры сгорания $V_c = 1,1 \cdot 10^{-3}$ м³, числе образцов $n = 6$. Для трубы длиной 0,15 м отношение ее длины к длине волны возбуждаемых колебаний составляло $l/\lambda = 0,06$, где $\lambda = \bar{c}/f$. Для оценок использовалось значение $\bar{c} = 500$ м/с, соответствующее средней по длине трубы температуре газа 630 К. В этом случае камеру сгорания можно считать резонатором Гельмгольца. Для трубы длиной 0,6 м отношение l/λ равно 0,23, и получается устройство более общего типа, состоящее из емкости и трубы, обладающей собственными волновыми свойствами. Сравнение показывает, что при одном и том же объеме емкости и примерно одинаковой частоте одновременное удлинение и расширение трубы значительно повышает амплитуду колебаний. В устройствах рассматриваемого типа колебания совершает газ в трубе, который при

малых l/λ считается несжимаемым. Необходимая восстанавливающая сила возникает в результате сжатия и разрежения газа в емкости.

Таблица 6.2

Частота и амплитуда колебаний в зависимости от параметров трубы

l , м	d , мм	f , Гц	p_c , дБ	\bar{V}
0,15	15	200	132	0,024
0,25	20	198	137	0,071
0,45	25	195	139	0,201
0,6	30	190	141	0,385

Можно предположить, что соотношение средних масс газа в трубе и емкости влияет на условия самовозбуждения и параметры колебаний газа. Пусть объем емкости не изменяется. В узком и коротком горле масса газа невелика, его колебания не приведут к заметным изменениям давления в емкости, восстанавливающая сила, а следовательно, и амплитуда колебаний будет мала. Для приближенной оценки использовалось отношение объема газа в трубе к объему газа в емкости: $\bar{V} = 0,25\pi d^2 l / V_c$. Увеличение этого параметра (табл. 6.2) способствует повышению амплитуды колебаний.

Исследования, проведенные для коротких труб, показали, что при сокращении объема камеры сгорания частоты колебаний возрастают (рис. 6.20). Это объясняется тем, что частота колебаний в устройствах типа резонатора Гельмгольца обратно пропорциональна квадратному корню из объема емкости. Амплитуда колебаний ведет себя противоположным образом (рис. 6.21). Установлено, что имеется минимальный объем $0,746 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ и соответствующая максимальная частота 283 Гц, для которых еще возможно самовозбуждение колебаний. При уменьшении объема камеры сгорания от $1,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ до указанного минимального значения параметр \bar{V} увеличивается от 0,13 до 0,19, что должно повышать ам-

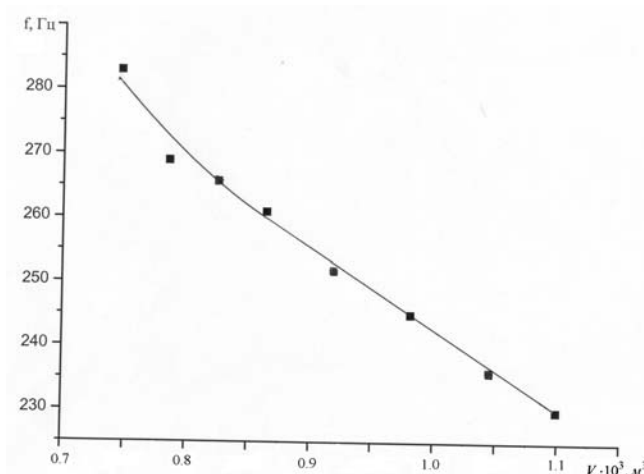


Рис. 6.20. Зависимость частоты колебаний от объема камеры сгорания:
 $d = 0,031$; $l = 0,21$; $n = 6$

плитуду колебаний. Тем не менее наблюдается противоположная тенденция, что можно связать с более сильным влиянием частоты колебаний. В рассматриваемом случае так же, как для образцов из оргстекла, процесс горения имеет диффузионный характер и происходит на удерживающей решетке. Можно полагать, что общие закономерности возбуждения вибрационного горения будут одинаковыми. Тогда наличие верхнего предела по частоте объясняется уменьшением акустической энергии, генерируемой пламенем, по мере приближения к указанному значению.

Влияние длины резонансной трубы на частоту колебаний газа в камере сгорания с постоянным объемом показано на рис. 6.22. Размеры установки были таковы, что верхнее предельное значение частоты колебаний оказалось равным 232 Гц при длине трубы 0,17 м. Ее удлинение до 1,02 м приводит к уменьшению частоты колебаний – быстрому уменьшению в начале и медленному в конце интервала. Для расчета частот использовалось уравнение (2.22) и формула (2.14). Вычисления проводились для температуры горения

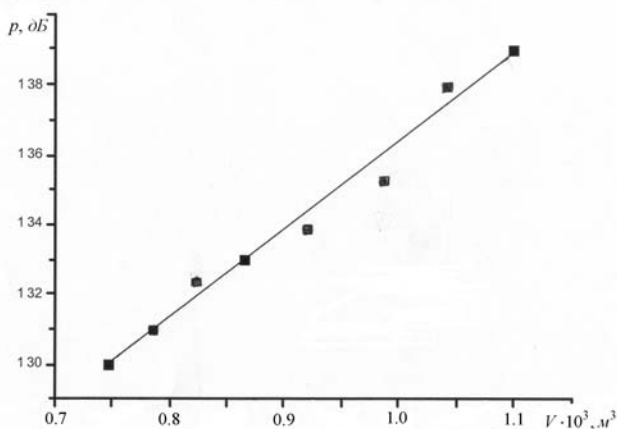


Рис. 6.21. Зависимость амплитуды колебаний давления от объема камеры сгорания: $d = 0,03 \text{ м}$; $l = 0,2 \text{ м}$; $n = 6$

$T_2^* = 900 \text{ K}$ и распределения $c_2^* = c_{2,0} = a - bx$ [156]. Функция F , входящая в уравнение, определяется выражением (2.23), которое после подстановки мнимой части импеданса входного патрубка (2.25) принимает вид:

$$F = \omega V (c_2^* S)^{-1} - \varepsilon_0 \text{ctg}(\omega l_0^* / c_0).$$

Коэффициенты, входящие в уравнение, определялись при условии, что для трубы длиной 1,02 м скорость звука на выходе равна 343 м/с. Теоретическая кривая приведена на рис. 6.22. Видно, что она удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

Амплитуда колебаний газа в интервале $0,17 \div 0,4 \text{ м}$ быстро возрастает от 136 до 141 дБ, после чего практически не изменяется. Удлинение трубы приводит к увеличению отношения колеблющейся и сжимаемой массы газа, а также к уменьшению частоты. Оба эти фактора, как отмечалось, способствуют повышению амплитуды колебаний. Дальнейшее ограничение роста амплитуды может быть обусловлено следующими причинами.

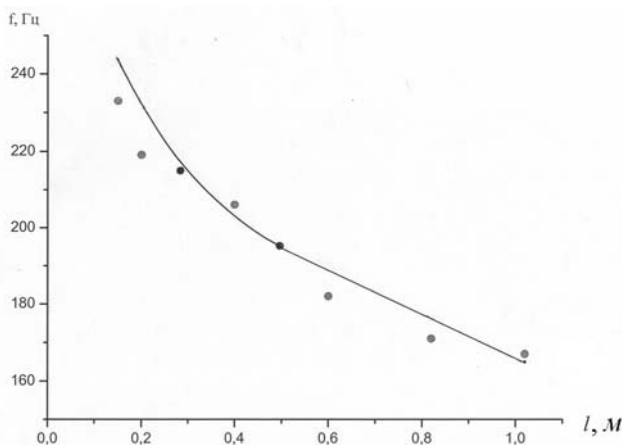


Рис. 6.22. Зависимость частоты колебаний от длины трубы:

$$d = 0,03 \text{ м}; V = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3; n = 6$$

Увеличение массы колеблющегося в трубе газа при неизменных размерах емкости приводит к тому, что доля колеблющегося газа, участвующего в создании упругой восстанавливающей силы, уменьшается. Если емкость сократить, то газ в ней практически не будет сжиматься, а только смещаться. В этом случае вибрационное горение может возникнуть только на более высоких частотах, когда имеет значение сжимаемость всего газа в трубе. Дополнительным фактором является возрастание пристеночных потерь акустической энергии из-за увеличения боковой поверхности трубы.

Самовозбуждение колебаний становится возможным при горении более двух образцов, причем при увеличении их числа амплитуда колебаний сначала возрастает (рис. 6.23), но после того как появляется второй слой топлива ($n > 6$), она практически остается постоянной. Частота колебаний газа постепенно повышается от 188 до 192 Гц.

В заключение отметим, что необходимы дополнительные данные о влиянии на самовозбуждение колебаний сорта топлива, сте-

пени его загрузки, параметров решетки, условий на входе в емкость-камеру сгорания и пр., которые должны быть получены для более широкого диапазона размеров установки – это позволит наблюдать колебания с частотами менее 80 Гц. Что касается представленных результатов, то их можно рассматривать как основу для дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

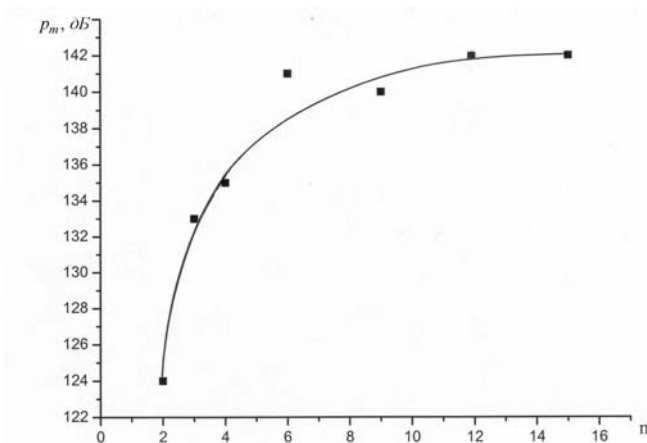


Рис. 6.23. Зависимость амплитуды колебаний давления от числа образцов:

$$d = 0,03 \text{ м}; l = 0,6 \text{ м}; V = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Раушенбах Б.В.* Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1961. 500 с.
2. *Рогинский О.Г.* О вибрационном горении // Акуст. журн. 1961. Т.7, вып. 2. С. 131–154.
3. Неустойчивость горения в ЖРД / Под ред. Д.Т. Харье и Ф.Г. Рирдона. М.: Мир, 1975. 869 с.
4. First International Symposium on Pulsating Combustion. Proceedings. Sheffield, 1971.
5. Rott N. Thermoacoustics // Advanced Applied Mechanics. 1980. Vol. 20. P. 135–175.
6. *Беляев Н.М., Белик Н.П., Польшин А.В.* Термоакустические колебания газожидкостных потоков в сложных трубопроводах энергетических установок. Киев: Вища школа, 1985. 160 с.
7. *Higgins B.* On the sound produced by a current of hydrogen gas passing through a tube // Journal Natural Philosophy, Chemistry and the Arts. 1802. Vol.1. P.129.
8. Jones A.T. Singing flames // JASA. 1945. Vol.16. N 4. P.254–266.
9. Afanas'ev V.V., Abrukov S.A., Kidin N.I. and Kuz'min A.K. Conditions for the excitation of a laminar kinetic singing flame // Combustion Explosion, Shock Waves. 1995. Vol. 31. P. 423–436.
10. *Подымов В.Н.* О новом виде поющего пламени // Физика. 1959. № 3. С. 171–172. (Изв. высш. учеб. заведений).

11. *Теодорчик К.Ф.* Автоколебательные системы. М.; Л.: ГИТТЛ, 1952. 271 с.
12. Rijke P.L. Notiz uber eine neue Art, die in einer am beiden Enden offenen Rohre enthaltene Luft in Schwingungen zu versetzen // Pogg. Ann. Phys. und Chem. 1859. Vol. 107. S. 339–345.
13. *Марченко В.Н., Тимошенко В.И.* Исследование термической генераций звука в трубе Рийке // Акуст. журн. 1970. Т.16., вып. 2. С.274–275.
14. *Мароне И.Я., Таракановский А.А.* Исследование возбуждения звука в трубе Рийке // Акуст. журн. 1967. Т. 13., вып. 2. С. 261–263.
15. Sondhauss C. Uber die Schallschwingungen der Luft in erhitzten Glassrohren und gedeckten Pfeifen von ungleicher Weite // Pogg. Ann. Phys. und Chem. 1850. Vol. 79. S. 1–34.
16. *Абруков С.А.* О границах вибрационного распространения пламени в узких трубках // Труды II Всесоюз. науч.-техн. конф. по вибрационному и пульсационному горению. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1963. С. 13–22.
17. *Абруков С.А.* Зависимость пределов вибрационного распространения пламени от температуры, давления и добавки инертных примесей // Материалы III Всесоюз. совещ. по теории горения. М.: Изд-во АН СССР, 1960. С. 44–50.
18. *Подымов В.Н., Галиуллин Р.Г.* О вибрационном горении обращенного пламени // Исследование тепло- и массообмена в технологических аппаратах. Минск: Наука и техника, 1966. С. 254–259.
19. *Кондратьев В.И.* Моделирование осциллограммы звука, излучаемого открытым поющим пламенем // Вибрационное горение в некоторых модельных устройствах. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1970. С. 55–71.

20. *Соловьев В.В.* К вопросу вибрационного горения в высоконапряженных топочных камерах // Инж.-физ. журн. 1959. № 1. С. 25–31.
21. *Рогинский О.Г.* О подавлении вибрационного горения в котлах с камерными топками // Труды II Всесоюз. науч.-техн. конф. по вибрационному и пульсационному горению. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1963. С. 113–122.
22. *Дубровский О.В.* Экспериментальное исследование пульсационного горения жидкого топлива в камерах сгорания стационарных газотурбинных установок // Теплоэнергетика. 1959. № 6. С. 56–61.
23. *Жеребцов И.М., Христич В.А.* Влияние некоторых конструктивных и режимных факторов на вибрационное горение газа в камерах сгорания газотурбинного типа // Труды ЦКТИ. Л., 1965, вып. 64. С. 8–14.
24. *Калугин Я.П., Арсеев А.В.* Исследование пульсаций в доменных воздухонагревателях // Пульсационное горение / НТО ЭП. Челябинск, 1968. С. 153–161.
25. *Марголин А.Д., Щурин Р.М.* Вибрационное горение в газовых печах с беспламенными панельными горелками // Труды ЦКТИ. Л., 1965. Т. 64. С. 49–50.
26. *Щурин Р.М.* Исследование причин возникновения режима вибрационного горения в промышленных печах с панельными горелками // Труды ЦКТИ. Л., 1965. Т. 64. С. 36–41.
27. *Христич В.А., Жеребцов И.М., Шпекторова Т.Я., Варварский В.С.* Вибрационное горение в высоконапорном парогенераторе ВПГ–50 и некоторые возможности его устранения // Пульсационное горение / НТО ЭП. Челябинск, 1968. С. 135–140.
28. *Стрельников А.П., Ларионов В.М., Талантов А.В. и др.* Исследование зависимости частоты колебаний при вибрационном горении от геометрии устройства // Опытнo-конструкторские

- и научно-исследовательские работы в области нефтепромыслового оборудования. Казань: Таткнигоиздат, 1976. С. 98–104.
29. *Раушенбах Б.В.* и др. Физические основы рабочих процессов в камерах сгорания ВРД. М.: Машиностроение, 1964. 347 с.
30. *Бондарюк М.М., Ильяшенко С.М.* Прямоточные воздушно-реактивные двигатели. М.: Оборонгиз, 1958. 382 с.
31. *Фенни Дж., Форни Г., Гармон Р.* Камеры сгорания прямоточных воздушно-реактивных двигателей // Вопросы ракетной техники, №2. М.: Иностран. лит., 1952. С. 77–97.
32. *Эдвардс Дж.* Увеличение тяги турбореактивных двигателей с помощью форсажных камер // Вопросы ракетной техники, № 5. М.: Иностран. лит., 1955. С. 65–67.
33. *Мошкин Е.К.* Нестационарные режимы работы ЖРД. М.: Машиностроение, 1970. 336 с.
34. *Артамонов К.И.* Термоакустическая устойчивость. М.: Машиностроение, 1982. 261 с.
35. Жидкие и твердые ракетные топлива / Под ред. Ю.Х. Шаулова. М.: Иностран. лит., 1959. 231 с.
36. Berman K., Cheney S. Combustion studies in rocket motors // J. Amer. Rocket Soc. 1953. Vol.23. P. 89.
37. *Эллис Х., Оджерс И.* Экспериментальное исследование неустойчивости горения в ракетных двигателях // Вопросы горения и детонационных волн. М.: Оборонгиз, 1958. С. 631.
38. *Смит Р., Спрингер Д.* Неустойчивость горения в ракетных двигателях, работающих на твердом топливе // Вопросы горения и детонационных волн. М.: Оборонгиз, 1958. С.643–648.
39. *Вильямс Ф.А.* Теория горения. М.: Наука, 1971. 616 с.
40. *Смит Е.* Ракетные двигатели на твердом топливе // Вопросы ракетной техники, №4. М.: Иностран. лит., 1958. С.147–160.
41. *Скубачевский Г.С.* Авиационные газотурбинные двигатели. М.: Машиностроение, 1981. 551 с.

42. *Клаузер Ф.* Работа диффузоров прямоточных реактивных двигателей при сверхзвуковых скоростях полета // Вопросы ракетной техники, №1. М.: Иностран. лит., 1955. С. 29–42.
43. Теория двухконтурных турбореактивных двигателей / Под ред. С.М. Шляхтенко. М.: Машиностроение, 1979. 431 с.
44. Нестационарное распространение пламени / Под ред. Дж. Маркштейна. М.: Мир, 1968. 438 с.
45. Putnam A.A., Dennis W.R. Organ-pipe oscillations in a burner with deep ports // JASA. 1956. Vol.28. P.260.
46. *Патнем А., Деннис В.* Исследование вибрационного горения в горелках // Вопросы ракетной техники, № 5. М.: Иностран. лит., 1954. С. 69–97.
47. Putnam A.A., Dennis W.R. A survey of organ-pipe oscillations in combustion systems // JASA. 1956. Vol.28. P.246.
48. *Прохоров А.В., Фурлетов В.И.* Экспериментальное исследование возбуждения вибрационного горения однородной смеси в модельной камере // Физика горения и взрыва. 1979. № 3. С. 40–47.
49. Теория топочных процессов / Под ред. Г.Ф. Кнорре. М.; Л.: Энергия, 1966. 491 с.
50. *Палеев И.И., Кацнельсон Б.Д., Таракановский А.А.* Теплообмен и массообмен частиц в потоке при пульсациях // Труды II Всесоюз. науч.-техн. конф. по вибрационному и пульсационному горению. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1963. С. 150–162.
51. *Синельников А.С.* Применение метода пульсационных потоков в химической технологии топлива // Труды II Всесоюз. науч.-техн. конф. по вибрационному и пульсационному горению. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1963. С. 163–166.
52. *Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Болдарев А.М., Терлеев П.Н.* Тепло- и массообмен в звуковом поле. Новосибирск: Наука, 1970. 253 с.

53. *Галиуллин Р.Г., Репин В.Б., Халитов Р.К.* Течение вязкой жидкости и теплообмен тел в звуковом поле. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1978. 128 с.
54. *Галицейский Б.М., Рыжов Ю.А., Якуш Б.В.* Тепловые и гидродинамические процессы в колеблющихся потоках. М.: Машиностроение, 1977. 256 с.
55. *Подымов В.Н., Северянин В.С., Щелоков Я.М.* Прикладные исследования вибрационного горения. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1878. 219 с.
56. Shuster K., Fishman M., Goldstein A., Gutfinger C. Agglomeration of submicrometer particles in weak periodic shock waves // *Phys. Fluids*. 2002. Vol. 14. P. 1802–1824.
57. *Гуляев А.И., Кузнецов В.М.* Коагуляция аэрозолей под действием периодических ударных волн // *Акуст. журн.* 1962. Т. 8, вып. 4. С. 473–475.
58. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Галиуллин Р.Г., Галиуллина Э.Р.* Нелинейные колебания аэрозоля в закрытой трубе // *Проблемы энергетики*. 2002. №9–10. С. 3–8. (Изв. высш. учеб. заведений).
59. *Ганиев Р.Ф., Кобаско Н.И.* и др. Колебательные явления в многофазных средах и их использование в технологии. Киев: Техника, 1980. 143 с.
60. *Нигматуллин Р.И.* Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Т.1. 464 с.
61. *Севастьянов И.М., Танин К.С.* Взаимосвязь основных параметров камер пульсирующего горения типа резонатора Гельмгольца // *Физика горения и взрыва*. 1975. №5. С.750–755.
62. *Севастьянов И.М.* Исследование колебательных характеристик резонатора Гельмгольца при колебаниях конечной амплитуды // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1976. №5. С.185–186.

63. Tang Y.M., Waldherr G., Jagoda J.I. and Zinn B.T. Heat Release Timing in a Nonpremixed Helmholtz Pulse Combustor // Combustion and Flame. 1995. Vol.100. P.251–261.
64. *Гладышев В.Н.* Об автоколебаниях при фронтальном горении топливной смеси в резонаторе с сосредоточенными параметрами // Инж.-физ. журн. 1999. Т. 72, №5. С.1033–1040.
65. *Боровченко Е.А., Парнас А.Л.* Экспериментальное изучение условий возбуждения вибрационного горения при сжигании жидкого топлива // Труды II Всесоюзн. конф. по вибрационному горению. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1963. С.142–149.
66. Reynst F.N. Pulsating Combustion. London: Pergamon Press. 1961.
67. *Бабкин Ю.Л.* Работы по пульсационному сжиганию жидких топлив // Труды I Всесоюз. конф. по вибрационному горению / ГИАП. М., 1962. С. 77–78.
68. *Бабкин Ю.Л., Шилин А.Н.* Блок камер для пульсирующего горения мазута БКПГ–5000 // Пульсационное горение / НТО ЭП. Челябинск, 1968. С. 84–86.
69. *Северянин В.С.* Горение частицы твердого топлива в пульсирующем потоке // Энергетика. 1975. №6. С. 144–146. (Изв. высш. учеб. заведений).
70. А.с. 348821 СССР. Камера пульсирующего горения / Северянин В.С., Лысков В.Я. // Б.И. 1972. №25.
71. А.с. 694734 СССР. Устройство для сжигания топлива в пульсирующем потоке / Ф.Н. Имамутдинов, В.Н. Подымов, А.П. Стрельников и др. // Б.И. 1979. №40
72. А.с. 556274 СССР. Устройство для сжигания кускового твердого топлива в пульсирующем потоке /Ф.Н. Имамутдинов, Т.И. Назаренко // Б.И. 1977. №16.

73. А.с. 673809 СССР. Устройство для сжигания кускового твердого топлива в пульсирующем потоке /Ф.Н. Имамутдинов, Т.И. Назаренко // Б.И. 1979 №26.
74. А.с. 800485 СССР. Устройство для сжигания кускового твердого топлива в пульсирующем потоке /Ф.Н. Имамутдинов, Т.И. Назаренко // Б.И. 1981. №4.
75. Carvalho J.A. Behavior of solid particles in pulsating flows // Sound and Vibration. 1995. Vol. 185. P.581–593.
76. Lacava P.T., Carvalho J.A., McQuay M.Q. Pulsating combustion characteristics of a spray flame in a Rijke tube with two different atomizers // Fuel. 1997. Vol. 76, №9. P. 845–851.
77. Dubey R.K., Black D.L., McQuay M.Q. and Carvalho J.A. The effect of acoustics on an ethanol spray flame in a propane-fired pulse combustor // Combustion and Flame. 1997. Vol. 110. P. 25–38.
78. Carvalho J.A., McQuay M.Q., Gotac P.R. The interaction of liquid reacting droplets with the pulsating flow in a Rijke-tube combustor // Combustion and Flame. 1997. Vol. 108. P. 87–103.
79. Ларионов В.М., Подымов В.Н. Об одном механизме вибрационного горения в камере Бабкина // Физика горения и методы ее исследования. Чебоксары: Изд-во Чуваш. ун-та, 1973. Вып. 3. С. 22–27.
80. Ларионов В.М., Подымов В.Н. Некоторые свойства вибрационного горения в двух акустически связанных трубах // Авиационная техника. 1975. № 1. С. 86–90. (Изв. высш. учеб. заведений).
81. Ларионов В.М., Подымов В.Н. Влияние акустической связи на шум и амплитуду вибрационного горения в трубах // Вибрационное горение. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1977. С. 23–28.

82. *Северянин В.С., Дерещук Б.М.* О перспективах использования пульсирующего горения // Энергетика. 1977. №5. С.138–143. (Изв. высш. учеб. заведений).
83. Proceeding of the Symposium on Pulse Combustion Application. Atlanta. USA, 1982.
84. Proceeding of the Symposium (International) on Pulse Combustion. Monterey. USA, 1991.
85. Proceeding of the Workshop in Pulsating Combustion and its Applications. Mornington. Australia, 1995.
86. *Вольфберг Д.Б., Троицкий А.А.* Основные итоги XIV Конгресса Мировой энергетической конференции // Теплоэнергетика. 1990. №2. С.2–8.
87. А.с. №1123 на полезную модель. Устройство для сжигания кускового твердого топлива / Назаренко Т.И., Ваньков Ю.В., Кочергин А.В., Павлов Г.И. // Б.И. 1995. № 11.
88. *Павлов Г.И., Вишнев И.Ц., Кочергин А.В.* Сжигает отходы и нагревает воду без дыма и без пыли // Рос. специализир. журн. Энерго. 2001. № 1. С. 44–47.
89. *Павлов Г.И.* Генерация пульсаций в дожиговой камере // Сб. трудов 10-й сессии Рос. акуст. общества / ГЕОС. М., 2000. Т.2. С.88.
90. *Павлов Г.И., Шакуров Р.Ф.* Исследование физических принципов слоевого горения в коаксиальной КВГ // Вестник КГТУ им. А.Н. Туполева. 2003. №2. С.24–36.
91. *Стрелков С.П.* Введение в теорию колебаний. М.: Наука, 1964. 437 с.
92. *Раушенбах Б.В.* Об одном замечании Рэлея, связанном с термическим возбуждением звука // Докл. АН СССР. 1953. Т. 91. №4. С. 749–752.
93. *Вуллис Л.А., Еришин Ш.А., Ярин Л.П.* Основы теории газового факела. Л.: Энергия, 1968. 250 с.

94. *Крокко Л., Чжень Синь-и.* Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях. М.: Иностран. лит., 1958. 351 с.
95. *Рэлей.* Теория звука. М.: Гостехиздат, 1955. Т.2. 300 с.
96. *Неймарк Ю.И., Аронович Г.В.* Об условиях самовозбуждения поющего пламени // Журн. электротехнич. физики. 1955. Т.28, вып. 5. С. 567–578.
97. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
98. *Натанзон М.С.* Неустойчивость горения. М.: Машиностроение, 1986. 248 с.
99. *Митрохин В.Т.* Выбор параметров и расчет центростремительной турбины на стационарных и переходных режимах. М.: Машиностроение, 1974. 227 с.
100. *Махин В.А., Присяжков В.Ф., Белик Н.П.* Динамика жидкостных ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1969. 384 с.
101. *Крокко Л., Грей Д., Гарри Д.* О роли времени запаздывания в возбуждении продольных высокочастотных колебаний в камере сгорания ЖРД // Вопросы ракетной техники, №5. М.: Иностран. лит., 1959. С. 24–29.
102. Crocco L., Harrje D.T., Reardon F.H. Transverse combustion instability in liquid-propellant rocket motors // J. Amer. Roc. Soc. 1962. Vol.32, N3. P.366–373.
103. Merk H.J. Analysis of heat-driven oscillations of gas flows. P. 1. // Appl. Sci. Res. 1956/57. A6. P.317.
104. *Дорошенко В.Е., Зайцев С.Ф., Фурлетов В.М.* О двух режимах работы модельной камеры сгорания как термоакустической автоколебательной системы // Журн. техн. физики. 1967. № 1. С. 64–70.
105. *Якупов Р.Г.* Расчет автоколебаний газов в форсажной камере сгорания с учетом нелинейных свойств зоны теплоподвода //

- Авиационная техника. 1968. № 4. С.24–29. (Изв. высш. учеб. заведений).
106. Lores M.E., Zinn B.T. Nonlinear longitudinal combustion instability in rocket motors // AIAA Paper. 1973. N 217.
107. Culick P.E.G., Levine J.N. Comparison of approximate and numerical analyses of nonlinear combustion instability // AIAA Paper. 1974. N 201.
108. Rott N. Thermally driven acoustic oscillations. Part II: Stability limit for helium // J. Appl. Math. Phys. (ZAMP). 1973. Vol. 24. P. 54–72.
109. Галиуллин Р.Г., Ревва И.П., Халимов Г.Г. Теория термических автоколебаний. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1982. 155 с.
110. Ilgamov M.A., Zaripov R.G., Galiullin R.G., Repin V.B. Nonlinear oscillations of gas in a tube // Appl. Mech. Rev. 1996. V.49, N 3. P. 137–154.
111. Ильгамов М.А. Колебания упругих оболочек, содержащих жидкость и газ. М.: Наука, 1969. 182 с.
112. Зарипов Р.Г., Давыдов Р.И., Сонин Н.В. Продольные нелинейные колебания газа в закрытой трубе // Прикл. математика и техн. физика. 1999. № 6. С. 61–63.
113. Зарипов Р.Г., Давыдов Р.И., Сонин Н.В. Нелинейные колебания газа в окрестности открытого конца трубы // Авиационная техника. 2001. №3. С. 1–4. (Изв. высш. учеб. заведений).
114. Зарипов Р.Г., Сонин Н.В., Галиуллин Р.Г., Галиуллина Э.Р. Нелинейные резонансные колебания газа во внешнем поле вблизи открытого конца трубы // Теплофизика и аэромеханика. 2001. Т.8, № 2. С. 251–257.
115. Галиуллин Р.Г., Галиуллина Э.Р., Ларионов В.М. Резонансные колебания газа в трубе при наличии осевого градиента температуры // Авиационная техника. 1997. № 4. С. 50–53. (Изв. высш. учеб. заведений).

116. Галиуллин Р.Г., Тимохина Л.А., Филипов С.Е. Резонансные колебания в закрытой трубе со скачком температуры // Авиационная техника. 2002. № 4. С. 33–36. (Изв. высш. учеб. заведений).
117. Yoon H.G., Peddieson J.J., Kenneth R.P. Mathematical modeling of a generalized Rijke tube // Engineering Science. 1998. Vol.36. P.1235–1254.
118. Lieuwen T., Zinn B.T. Application of multipole expansions to sound generation from ducted unsteady combustion process // Sound and Vibration. 2000. Vol. 235, N 3. P.405–414.
119. Bisio G., Rubato G. Sondhauss and Rijke oscillations – thermodynamic analysis, possible applications and analogies // Energy. 1999. Vol.24. P.117–131.
120. Lawn C.J. Interaction of the acoustic properties of a combustion chamber with those of premixture supply // Sound and Vibration. 1999. Vol. 224. N5. P. 785–808.
121. Fleifel M., Annaswamy A.M., Ghoneim Z.A. and Ghoniem A.F. Response of a laminar premixed flame to flow oscillations: a kinematic model and thermoacoustic instability results // Combustion and Flame. 1996. Vol.106. P.487–510.
122. Im H.G., Law C.K., Kim J.S., Williams F.A. Response of counterflow diffusion flames to oscillating strain rates // Combustion and Flame. 1995. Vol. 100. P. 21–30.
123. Boshoff–Mostert L., Viljeen H.J. Analysis of combustion–driven acoustics // Chemical Engineering Sciences. 1998. Vol. 53, N9. P. 1679–1687.
124. Artyukh L.Y., Itskova P.G., Lukyanov A.T. Mathematical modeling of stability of a nonadiabatic laminar premixed flame // Heat Mass Transfer, 1997. Vol. 40, N9. P.2235–2240.
125. Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1960. 336 с.

126. Скучик Е. Основы акустики. М.: Иностранная литература, 1959. Т.1. 388 с.
127. Stuhltager E., Thomann H. Oscillation of a gas in a open-ended tube near resonance // Appl. Math. Phys. 1986. Vol. 37. P. 155–175.
128. Гладышев В.Н. О собственных частотах составного резонатора // Акуст. журн. 1984. Т. 30, №3. С. 391–392.
129. Матвеев Н.М. Методы интегрирования обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: Высшая школа, 1967. 564 с.
130. Иовлева О.В., Ильин Э.А., Заринов Р.Г., Ларионов В.М. Расчет частот акустических колебаний газа при горении в трубе // Тез. докл. V Междунар. конф. «Нелинейные колебания механических систем». Н. Новгород, 1999. С. 108.
131. Van Wijngarden L. On oscillations near and at resonance in open pipes // Engin.Math. 1968. Vol.2, N 3. P. 225–240.
132. Merk H.J. Analysis of heat-driven oscillations of gas flows. Part III // Appl.Sci.Res. 1957/58. A7. P.175.
133. Merk H.J. Analysis of heat-driven oscillations of gas flows. Part IV // Appl.Sci.Res. 1957/58. A7. P.192.
134. Ларионов В.М. Критерий возбуждения акустических колебаний в системе с многоканальной горелкой // Горение в потоке: Межвуз. сб. / Казан. авиац. ин-т. Казань, 1980. С. 31–36.
135. Ларионов В.М., Подымов В.Н. О границах возбуждения колебаний в системе с многоканальной горелкой // Физика горения и взрыва. 1984. №5. С. 81–83.
136. Ларионов В.М. Расчет границ вибрационного горения в камерах типа резонатора Гельмгольца // Авиационная техника. 1989. №3. С. 101–103. (Изв. высш. учеб. заведений).
137. Хитрин Л.Н. Физика горения и взрыва. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1957. 442 с.

138. *Льюис Б., Эльбе Г.* Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968. 592 с.
139. *Ларионов В.М.* Экспериментальное изучение возбуждения акустических колебаний в системе с многоканальной горелкой // *Авиационная техника*. 1980. № 3. С. 64–68. (Изв. высш. учеб. заведений).
140. *Ларионов В.М.* Об одной особенности вибрационного горения в системе с многоканальной горелкой // *Авиационная техника*. 1983. № 3. С. 85–86. (Изв. высш. учеб. заведений).
141. *Ларионов В.М., Назаренко Т.И.* Методика акустического расчета камер сгорания тепловых машин, работающих в режиме вибрационного горения // *Авиационная техника*. 2000. №4. С. 68–69. (Изв. высш. учеб. заведений).
142. *Галиуллин Р.Г., Ларионов В.М., Назаренко Т.И., Тимохина Л.А.* Колебательные процессы в ограниченных и неограниченных струях // Тез. докл. III Междунар. конф. «Неравновесные процессы в соплах и струях». М., 2000. С. 97–98.
143. *Галиуллин Р.Г., Галиуллина Э.Р., Зарипов Р.Г., Ларионов В.М.* Нелинейные колебания однородного и неоднородного газа в трубах // Аннотации докл. VIII Всерос. съезда по теоретической и прикладной механике. Пермь, 2001. С. 174.
144. *Ларионов В.М., Назаренко Т.И.* О возбуждении автоколебаний при горении в резонаторе Гельмгольца // *Авиационная техника*. 1988. №1. С. 101–103. (Изв. высш. учеб. заведений).
145. *Белодед О.В., Ларионов В.М.* Расчет вибрационного горения в резонаторе Гельмгольца // Тез. докл. VIII Четаевской междунар. конф. «Аналитическая механика, устойчивость и управление движением». Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2002. С. 232.
146. *Ларионов В.М., Белодед О.В.* Вибрационное горение в энергетических установках типа резонатора Гельмгольца //

- Проблемы энергетики. 2003. № 1–2. С. 47–53. (Изв. высш. учеб. заведений).
147. Патнэм А., Деннис В. Автоколебания при горении в трубе // Вопросы горения и детонационных волн. М.: Оборонгиз, 1958. С. 392–396.
148. Складов В.А., Фурлетов В.А. Влияние поперечной к потоку стоячей звуковой волны на турбулентное пламя // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, №2. С. 49–57.
149. Фурлетов В.А. Прекращение периодического образования вихрей за стабилизатором в акустически задемпфированной камере после воспламенения смеси // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, №2. С. 65–71.
150. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960. 715 с.
151. Вильямс Г., Хоттел Г., Скарлок А. Стабилизация и распространение пламени в газовом потоке большой скорости // Вопросы горения. М.: Иностран. лит., 1953. С. 31–64.
152. Белодед О.В., Ларионов В.М., Зарипов Р.Г. Приложение теории термоакустических колебаний газовых потоков к системам с горением // Тез. докл. VI науч. конф. «Нелинейные колебания механических систем». Н. Новгород: Изд-во Нижегород. гос. ун-та, 2002. С. 98.
153. Пчелкин Ю.М. Камеры сгорания газотурбинных двигателей. М.: Машиностроение, 1984. 280 с.
154. Быковец А.П., Ларионов В.М., Марчуков Е.Ю. Влияние впрыска водяного пара на вибрационное горение в модельной камере сгорания // Авиационная техника. 1992. №3. С. 71–74. (Изв. высш. учеб. заведений).
155. Ларионов В.М., Белодед О.В., Филипов С.Е. Некоторые особенности вибрационного горения кускового твердого топлива // Тезисы докл. XIV Всерос. межвуз. науч.-техн. конф.

«Внутрикамерные процессы в энергетических установках, акустика, диагностика, экология» / Казан. филиал воен. артил. ун-та. Казань. 2002. С. 72.

156. *Ларионов В.М., Белодед О.В.* Расчет частот колебаний газа в устройствах вибрационного горения твердого топлива // Тез. докл. XIV Всерос. межвуз. науч.-техн. конф. «Внутрикамерные процессы в энергетических установках, акустика, диагностика, экология» / Казан. филиал воен. артил. ун-та. Казань. 2002. С. 73.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

A – поток акустической энергии

A_c – акустическая мощность теплового источника

A_d – общие потери акустической энергии

A_v – пристеночные потери акустической энергии

A_0, A_l – акустические энергии, излучаемые на концах трубы

a – коэффициент в линейном распределении скорости звука

a_c, a_v, a_0, a_l – коэффициенты зависимостей A_c, A_v, A_0, A_l

от амплитуды колебаний давления в плоскости теплоподвода

$B = c_{p,2}T_{2,0}/c_{p,1}T_{1,0} \approx T_2^*/T_{1,0}$ – отношение средних температур газа

на передней и задней сторонах плоскости теплоподвода

$B_0 = (B - 1) U_{1,0}/Q_0$

b – градиент скорости звука в горячем газе

b_q – коэффициент нелинейности в зависимости $q'(u'_1)$

b_N – коэффициент нелинейности в зависимости $A_c(p_c)$

$b_{0,0}, b_0, b_l$ – коэффициенты, учитывающие нелинейный характер

излучения звука на концах установки

C – максимальная амплитуда колебаний скорости потока

c – скорость звука

$c_{2,0} = c_2(0), c_2^* = c_2(x^*),$

c_v, c_p – удельные теплоемкости

D – функции, связывающие амплитуды колебаний скорости и давления на различных участках изучаемой установки

d – диаметр камеры сгорания, труб, каналов, отверстий

F – функция, учитывающая акустические свойства входного устройства и объем камеры сгорания

F_0 – функция, зависящая только от параметров входного устройства

F_1 – функция F с поправкой, см. (4.34)

$F_r = F$ после замены индексов

f – частота колебаний

$G_{V,a}, G_{V,p}$ – объемные расходы воздуха и пропана, соответственно

$G_{a,1}, G_{a,2}$ – объемные расходы воздуха в двухконтурной установке

g_f – теплотворная способность единицы массы топлива

h_f – высота пламени

i – мнимая единица

K_u, K_p – передаточные функции пламени, связывающие колебания скорости тепловыделения с возмущениями скорости и давления, соответственно

$\bar{K}_u = \bar{X}_u + \bar{Y}_u$ – безразмерная передаточная функция

$k = \omega/c$ – волновое число

L – длина газоподающей трубки в установке «поющее» пламя

l – длина камеры сгорания, труб, каналов

l^* – эффективная длина трубы

Δl – концевая поправка

$M_0 = U_0/c$ – число Маха

M_S – «присоединенная» масса газа при обтекании тел
 \overline{m}_S – безразмерная «присоединенная» масса, см. (2.15)
 \dot{m} – массовый расход газа
 $\Delta \dot{m}$ – изменение массового расхода газа при скачкообразном увеличении скорости потока
 m' – периодическая составляющая массового расхода
 $m = U_n^* / U_{n,0}$ – используется в формуле (5.6)
 $N = n_2 / n_1$, n_1 , n_2 – коэффициенты зависимости $U_n(y)$, см. (5.4)
 n – натуральный ряд чисел
 P – давление
 p – амплитуда колебаний давления
 $p_c = |p_1(x^*, t)| = p_{1,*}$ – амплитуда колебаний давления в плоскости теплоподвода, в зоне горения
 Pr – число Прандтля
 \ddot{I}_{ik} – тензор плотности потока импульса
 Q – скорость теплоподвода к газу, скорость тепловыделения при горении
 Δq_b – изменение скорости тепловыделения, соответствующее Δu_b
 $Q_{*,0}$, q'_* – соответствуют ламинарной части пламени при $y = y^*$
 R – радиус трубы
 R^* – газовая постоянная
 r – радиальная координата
 r_b – радиус отверстий многоканальной горелки
 S – площадь поперечного сечения канала, отверстия
 S_S^* – часть площади зазора между кромкой стабилизатора и стенкой канала при $0 \leq y \leq y^*$, см. рис. 5.1

S_0 – общая площадь отверстий горелки, площадь сечения входного патрубка

T – температура

T_2^* – средняя температура газа на правой стороне плоскости теплоподвода

T_c – температура горения

t – время

t_p – период колебаний

U – скорость потока

U_n – нормальная скорость распространения пламени

$U_{n,0}, U_n^*$ – значения $U_n(0)$ и $U_n(y^*)$ для пламени за стабилизатором

u'_0 – акустическая скорость на выходе из системы подачи

u – амплитуда колебаний скорости

Δu_b – скачкообразное увеличение скорости истечения смеси из отверстия

V – объем камеры сгорания

V_0 – объем входной емкости

$V_{0,f}$ – объем пространства между отверстием и основанием пламени

\bar{V} – отношение объемов газа в трубе и емкости

x – продольная координата

x^* – расстояние от входа в трубу (камеру сгорания) до плоскости теплоподвода

Y_V – мнимая часть импеданса емкости, см. (3.28)

y – поперечная координата

y^* – ширина ламинарной части пламени за стабилизатором

$Z = X + iY$ – акустический импеданс

$Z_0 = -p'_1(0,t)/u'_1(0,t)$ – импеданс на входе в трубу

$Z_{0,0} = -p'_0/u'_0$ – импеданс входного устройства

$Z_{1,*} = -p'_1(x^*,t)/u'_1(x^*,t)$ – импеданс на левой стороне плоскости
теплоподвода

$Z_{2,*} = -p'_2(x^*,t)/u'_2(x^*,t)$ – импеданс на правой стороне плоскости
теплоподвода

$Z_l = -p'_2(l,t)/u'_2(l,t)$ – импеданс на конце трубы

α – коэффициент избытка воздуха

$\beta = \left[1 - (b/(2\omega))^2\right]^{1/2}$ – параметр в решении уравнения (2.6)

$\gamma = c_p/c_v$ – отношение удельных теплоемкостей

δ_{ik} – единичный тензор

ε_S – отношение максимальной площади поперечного сечения плоскообтекаемого тела к площади сечения канала

$\varepsilon_0 = \varepsilon_{0,r}$ – отношение общей площади отверстий горелки к площади
ды трубы – камеры сгорания или площади резонансной трубы

ζ – отношение средней температуры газа в плоскости теплоподвода к температуре горения

$\theta \approx 1$ – безразмерный параметр, используемый при выводе уравнения (3.11)

λ – длина звуковой волны

$\mu = (2\omega v_2)^{1/2}/R$ – коэффициент трения

μ_2 – безразмерный параметр, см. формулы (3.26)

$\xi = r/r_b$ – безразмерная радиальная координата

ρ – плотность газа

ρ_2^* – средняя плотность газа в плоскости теплоподвода

τ – время запаздывания колебаний скорости теплоподвода к газу относительно акустических возмущений; время запаздывания горения
 τ_u – время запаздывания относительно колебаний скорости потока
 τ_p – время запаздывания относительно колебаний давления
 $\tau_0 = 2\tau_u$ – максимальное время переходного процесса пламени над отверстием при $U_n \neq \text{const}$
 φ – угол, зависящий от граничных условий на концах канала
 $\Psi(t)$ – функция, определяющая кривую выгорания топлива
 ψ – фазовый сдвиг между колебаниями скорости теплоподвода к газу и колебаниями давления в области теплоподвода
 ω – угловая (циклическая) частота
 ω_n – значения частот с учетом порядковых номеров
 ω_0 – собственная частота резонатора Гельмгольца
 $\omega_{0,0}$ – собственная частота колебаний газа в многоканальной горелке

Индексы

' (штрих) – возмущения термодинамических параметров
 0 – на входе в камеру сгорания; средние значения термодинамических параметров
 1 – течение газа до плоскости теплоподвода
 2 – течение газа после плоскости теплоподвода
 3 – течение газа в резонансной (второй) трубе
 a – воздух
 b – горелка
 c – камера сгорания

f – фронт пламени

l – на конце трубы

p – пропан

r – резонансная (вторая) труба

w – водяной пар

L – линейное приближение

N – нелинейное приближение

S – стабилизатор пламени:

V – в акустической емкости,

* – в сечении $x = x^*$,

l – в сечении $x = l$.

l, c – на конце камеры сгорания,

l, r – на конце резонансной (второй) трубы,

c, r – для связи акустических возмущений в камере сгорания и резонансной (второй) трубе.

Второй индекс 0 – средние значения для термодинамических параметров; для акустических возмущений, в сечении $x = 0$.

Сокращения

ВГ – вибрационное горение

ВРД – воздушно-реактивный двигатель

ГТД – газотурбинный двигатель

ДТРД – двухконтурный ТРД

ЖРД – жидкостной ракетный двигатель

ПВРД – прямоточный ВРД

ТРД – турбо-реактивный двигатель

УЗД – уровень звукового давления

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Автоколебания газа 9, 102
–, принципиальная схема 26
– – установившиеся 39, 81, 86
Акустическая
– емкость 52, 121
– мощность теплового
источника 68, 70, 75
– – зоны горения 105
– неустойчивость горения 13
– энергия 38, 68
Амплитуда установившихся
колебаний 86, 111, 120

Вибрационное горение 92, 147
–, отрицательные последствия 12
–, положительные эффекты 18
–, применение на практике 22
–, стадии развития 132
Влияние впрыска водяного
пара 175
– градиента скорости звука 141
– длины резонансной трубы 198
Волновое число 42
Волнообразование на
поверхности пламени 86, 134
Время запаздывания
горения 29, 33, 35, 105, 119

Входное устройство 52

Горелка многоканальная 17, 102
Горение за плохобтекаемым
телом 130
– однородной смеси 93
– твердого топлива в слое 183
Градиент скорости звука 44, 141
Граница неустойчивости 36, 75, 167
Границы вибрационного
горения 116, 146, 147, 175, 185

Длина звуковой волны 54

Зона горения 131, 181, 186
– рециркуляционная 132, 180

Идеализация процессов в области
теплоподвода 62, 145
Импеданс 42
– входного устройства 46
– на открытом конце трубы 61
Источники энергии
автоколебаний 26

Камера вибрационного горения 19, 20
– сгорания модельная 166, 171, 174

– экспериментальная 146

Квазилинейное

приближение 87, 105

Колебания газа в трубе

– вынужденные 38

– поперечные 13, 131

– продольные 13, 42, 131

– скорости теплоподвода

(тепловыделения) 29, 86, 190

– термоакустические 10, 62, 130

– методика теоретического
исследования 90

Коэффициент избытка воздуха 107

– нелинейности излучения
звука 89

– процесса горения 110, 121, 128

Кривая выгорания 101

Критерий Рэлея 34, 69

Линеаризация уравнений

гидродинамики 63, 67

Метод комбинированный 81

– нахождения передаточной
функции 193

– определения мнимой части
импеданса плохообтекаемого
тела 51

– энергетический 38

Механизм обратной связи

автоколебаний 26, 131

Модель пламени 135

– Раушенбаха–Мерка 33

– термоакустических
колебаний 62

– обобщенная 130

– устройства, акустическая 152

Нелинейные эффекты 85, 87

– излучения звука 39, 89

– процесса горения 37

Обобщенная модель устройства
вибрационного горения 152

Передаточная функция области
теплоподвода 28, 70

– пламени 93, 100, 102, 134

Период колебаний 68

Плоскость теплоподвода 43, 63, 152

Подавление вибрационного
горения 183

Потери на концах трубы 61, 89

– пристеночные 83

Поток акустической энергии 57, 68

Поющее пламя 10, 72

Резонатор Гельмгольца 10, 52, 112

Самовозбуждение звука 9, 11

– колебаний «мягкое» 18, 132

– «жесткое» 18

Связь обратная 26

– за счет процессов теплопередачи
и диффузии 27, 29, 30

– обусловленная
вихреобразованием 31, 132

– гидродинамической
неустойчивостью пламени 31

– колебаниями расхода 29

– периодическим
газообразованием 33

- Сравнение (согласование) результатов расчета и эксперимента 49, 116, 121, 128, 150, 199
- Схема автоколебательной установки принципиальная 26
- двухконтурного турбореактивного двигателя 16
- жидкостного ракетного двигателя 12
- трубы и распределение скорости звука 44

Температура горения 108

Типы устройств вибрационного горения 22

Труба резонансная 19, 20, 152, 198

- Рийке 10, 27, 71

Уравнения границы неустойчивости 76, 78, 84

- сохранения массы, импульса, энергии и состояния 63
- характеристические 75, 78
- частот колебаний 43, 47, 52, 54, 104, 117, 123, 153, 191

Условия возбуждения колебаний 68, 84, 110, 127, 146, 190

- на плоскости теплоподвода 63, 67
- соответствующие типовым устройствам 129, 153, 163

Устройства вибрационного горения, примеры 20, 22, 183

- – – типы 22

Утилизация отходов, сжигание 23, 183

Формула акустической мощности теплового источника 69, 75

- амплитуды установившихся колебаний давления 89, 160

Фронт пламени, колебания 137

- – начальный участок 134
- – переходной процесс 95, 97
- – скорость распространения 101, 107

Частота колебаний, влияние на границы вибрационного горения 115

- – собственная 43, 116, 118
- – с учетом влияния колебаний скорости тепловыделения 117, 155

Эффект Зондхаусса 11

Эффективная длина трубы 43

ЛАРИОНОВ Виктор Михайлович
ЗАРИПОВ Ринат Герфанович

**АВТОКОЛЕБАНИЯ ГАЗА
В УСТАНОВКАХ С ГОРЕНИЕМ**

Ответственный за выпуск О. П. Хабиббулина
Технический редактор С. В. Фокеева
Компьютерная верстка К. М. Жарков
ЛР № 020678 от 09.12.97

Подписано к печати

Формат 60х84 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Печ. л. 14,25. Усл. печ. л. 13,25. Усл. кр.-отт. 13,25. Уч.-изд. л. 12,83.
Тираж 100. Заказ В /Г .

Издательство Казанского государственного технического
университета
Типография Издательства Казанского государственного
технического университета
420111 Казань, К. Маркса, 10