

Интересно выявить отношение c_1 к другим характерным значениям скоростей в данной системе, например к длинноволновой скорости звука c_0 при той же деформации $-\Psi_x$. Для c_0 имеем выражение [1, 2]

$$(14) \quad c_0^2 = \frac{3}{2} (-\Psi_x)^{1/2} c^2.$$

Из (13), (14) легко заметить, что в силу (11) справедливо соотношение $c_1 [(-\Psi_x)] > c_0 [(-\Psi_x)]$.

Гиперболичность уравнения (12) означает устойчивость решения (9). Отметим, что соответствующая газодинамическая аналогия найдена и при описании быстроосциллирующих решений уравнений пузырьковой жидкости с несжимаемой несущей фазой при колебаниях, близких к резонансным [6].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-14880).

ЛИТЕРАТУРА

1. Нестеренко В. Ф. Распространение нелинейных импульсов сжатия в зернистых средах // ПМТФ.— 1983.— № 5.
2. Нестеренко В. Ф. Импульсное нагружение гетерогенных материалов.— Новосибирск: Наука, 1992.
3. Nesterenko V. F. Pulse compression nature in a strongly nonlinear grained medium // Proc. 2nd Intern. Sympos. on Intense Dynam. Loading and its Effects, June 9—12, 1992, Chengdu, China.— Chengdu: Sichuan Univ. Press, 1992.
4. Нестеренко В. Ф. Примеры «звукового вакуума» // ФГВ.— 1993.— № 2.
5. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны.— М.: Мир, 1977.
6. Гаврилюк С. Л. Уравнения модуляций для пузырьковой смеси с несжимаемой несущей фазой // ПМТФ.— 1989.— № 2.

г. Новосибирск

*Поступила 11/XII 1992 г.,
в окончательном варианте — 22/II 1993 г.*

УДК 534.28:536.46

Б. И. Малинин

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ФОРСУНОЧНОЙ ГОЛОВКИ МОДЕЛЬНОЙ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ ЖРД НА ВОЗБУЖДЕНИЕ В НЕЙ ПОПЕРЕЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ ГАЗА

Интерес к работам, связанным с исследованием вибрационного горения в разного рода горелочных устройствах, резко возрос с развитием и совершенствованием ракетной и авиационной техники [1—3]. Повышение теплонапряженности ЖРД происходило путем увеличения диаметра камеры сгорания и уменьшения ее длины. Все это приводило к возникновению в камере сгорания больших по амплитуде поперечных колебаний газа, вызывавших разрушение материальной части [4]. Для каждого вновь создававшегося двигателя требовался большой объем доводочных работ, причем опыт доводки одного двигателя не всегда мог быть использован при разработке другого. Особенно много проблем по обеспечению устойчивости возникло при разработке двигателей, когда хотя бы один из компонентов топлива подавался в камеру сгорания в газообразном состоянии через продольные каналы. В натуральных камерах сгорания ЖРД выбор диаметра каналов, как правило, обусловлен схемой смесеобразования и размерами камеры [4]. В первую очередь этот выбор связан с обеспечением высокой полноты сгорания, т. е. с протяженностью зоны горения.

В связи с дороговизной исследований на натуральных изделиях возникла необходимость моделирования этого процесса. Преимущество модельных

исследований очевидно: меньшие материальные затраты, мобильность в получении большего объема информации, возможность в обследовании целого ряда конструктивных и режимных параметров, влияющих на условия возбуждения поперечных колебаний газа. Один из наиболее удачных способов моделирования процесса возбуждения акустических (поперечной формы) колебаний газа в натуральных камерах сгорания ЖРД — методика испытаний, изложенная в [5]. Суть ее состоит в сжигании заранее перемешанной (однородной) горючей смеси бензина с воздухом практически при атмосферном давлении в упрощенной по конструкции камере сгорания. Преимуществом данной методики является исключение из рассмотрения таких процессов (распыливание, перемешивание и испарение компонентов топлива), которые сами по себе могли бы оказывать влияние на условия возбуждения колебаний газа в камере сгорания. Было выявлено влияние целого ряда конструктивных и режимных параметров камеры сгорания на условия возбуждения поперечных колебаний газа. Получено качественное совпадение результатов модельных испытаний с натурными.

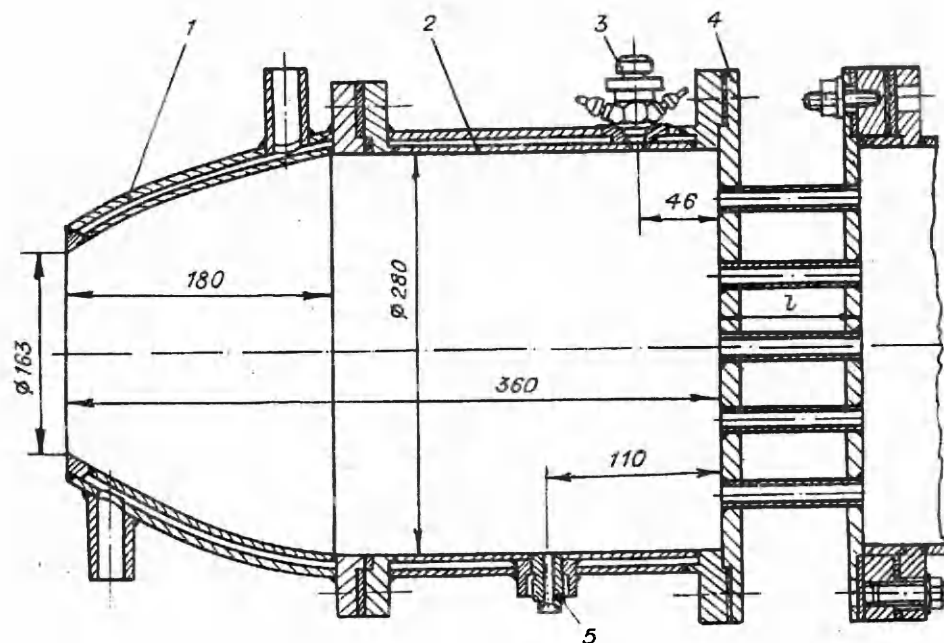
Из [2, 6—8] известно, что в ряде случаев радикальное средство подавления акустических колебаний в том или ином горелочном устройстве — применение специальных акустических поглотителей, устанавливаемых как внутри, так и вне камеры сгорания. Однако их постановка на натуральных объектах значительно усложняет конструкцию камеры сгорания. Перспективной для подавления вибрационного горения представляется возможность использования для этих целей тех или иных конструктивных параметров форсуночной головки без существенных изменений конструкции камеры сгорания. По имеющимся литературным источникам, независимого влияния того или иного конструктивного параметра форсуночной головки на подавление поперечных колебаний определено не было. Как правило, изменение одного конструктивного параметра головки сопровождалось изменением других, так же влияющих на устойчивость процесса горения.

Данная работа посвящена экспериментальному изучению влияния конструктивных параметров форсуночной головки камеры сгорания на устойчивость процесса горения относительно поперечных колебаний газа в ее огневой полости. В качестве исследуемых независимых параметров отдельно выявлены: длина, диаметр и форма конусности газовых каналов и проницаемость форсуночной головки при неизменности других конструктивных и режимных параметров.

1. Экспериментальная модель и методика испытаний. Опыты проводились на камере сгорания с цилиндрическим участком диаметром 280 мм, схема которой приведена на рис. 1. Камера представляла собой сварную конструкцию из жаропрочной стали 1X18H9T и состояла из следующих основных частей: цилиндрического участка 2, профилированного сопла (насадка) 1 и форсуночной головки 4. Цилиндрический участок и насадок охлаждались водой. Форсуночная головка — также сварная конструкция из стали 1X18H9T, состоящая из двух днищ и вмонтированных в них трубок (газовых каналов). Толщина стенок трубок 1 мм.

В случае экспериментов по влиянию длины газовых каналов и проницаемости форсуночной головки длина каналов l_f варьировалась в диапазоне $6 \div 250$ мм; при этом в опытах использовались головки проницаемостью $\bar{f} = 0,134$ и $0,255$ (соответственно 73 и 139 отверстий, расположение отверстий сотовое, шаг между ними 30 и 22 мм). Под проницаемостью головки подразумевалось отношение суммарной площади газовых каналов в головке к площади поперечного сечения цилиндрического участка камеры.

В опытах с цилиндрическими каналами разного диаметра их внутренний диаметр выбирался равным 6; 12; 18,4 и 23,5 мм. Длина каналов варьировалась также в диапазоне $6 \div 120$ мм. В зависимости от диаметра каналов, расположенных в сотовом порядке, число их в головке изменялось. Так, в головках с диаметром каналов 6 мм имелось 283 отверстия (шаг между отверстиями 15 мм), с диаметром 12 мм — 73 (шаг 30 мм), с диаметром 18,4 мм — 31 (шаг 44 мм) и с диаметром 23,5 мм — 19 отверстий (шаг 56 мм).



Р и с. 1

В экспериментах с форсуночными головками, в которых устанавливались газовые каналы диффузорной ($\varphi = 3$ и 5°) и конфузорной ($\varphi = 3, 5$ и 10°) формы, изменялись как длина и начальный диаметр газовых каналов, так и проницаемость головки, подсчитанная по большему диаметру. Во всех случаях меньший диаметр каналов равен 12 мм.

Для получения однородной смеси жидкое горючее (бензин Б-70) впрыскивалось в поток нагретого воздуха. Коллектор с центробежными форсунками располагался на расстоянии 8 м от диффузора камеры сгорания в теплоизолированной трубе диаметром 150 мм, где происходило испарение и перемешивание его паров с воздухом. Воздух, поступающий от компрессора, нагревался в теплообменнике. Температура смеси при входе в камеру сгорания поддерживалась примерно постоянной и равной 473 К (с отклонением в некоторых случаях до 10 К). Расход воздуха измерялся мерной шайбой (нормальное сопло), расход горючего — с помощью ротаметра, отградуированного по штихпроберу. Статическое давление в камере p_k измерялось датчиком 5 на расстоянии 110 мм от форсуночной головки и варьировалось в пределах от 100 до 200 кПа. Измерение температуры воздуха и горючей смеси производилось хромель-копелевыми термопарами, соединенными с гальванометрами типа ПГУ. Горючая смесь поджигалась пусковым воспламенителем. После запуска камеры он отключался. Колебания давления в камере регистрировались с помощью тензометрических датчиков типа ДДТА-2 (линейность статической характеристики обеспечивалась до 300 кПа). Сигнал с тензометрического датчика поступал на тензостанцию УТС-12/35, с которой установленный сигнал подавался через фильтр на катодный осциллограф С1-16. Экран осциллографа фотографировался на флюорографическую пленку фотоаппаратом «Зоркий-6».

На цилиндрическом участке камеры сгорания, как правило, устанавливались два тензометрических датчика 3 в непосредственной близости от форсуночной головки (на расстоянии 46 мм) друг против друга по диаметру. Еще один датчик располагался по образующей одного из датчиков указанного выше сечения. В эксперименте отмечались совпадения фазы колебаний, регистрируемые датчиками, установленными по одной образующей, и сдвиг по фазе на полпериода (противофаза) для датчиков, установленных друг против друга в первом сечении, т. е. в камере сгорания фиксировались тангенциальные колебания газа. Для конкретных условий эксперимента

частота этих колебаний $\nu = 1,8 \div 2,1$ кГц, что соответствовало основному тону тангенциальных колебаний.

В экспериментах определялись границы области вибрационного горения в координатах расход горючей смеси G — коэффициент избытка воздуха α . Определение границы области вибрационного горения осуществлялось следующим образом. При определенном расходе воздуха увеличивали расход горючего до появления вибраций, а затем увеличивали его по возможности до исчезновения этих вибраций. Если же при данном расходе вибрации не возникали, расход воздуха увеличивали, а затем снова увеличивали расход горючего и т. д. Регистрация колебаний, а также их отсутствие фиксировались с помощью тензодатчиков. Возникновение вибрационного горения также наблюдалось и по изменению сечения пламени за срезом сопла. Погрешность в определении положения границы области вибрационного горения по расходу горючей смеси не превышала 5 %.

2. Результаты экспериментов. На рис. 2 и 3 приведены данные обработки результатов экспериментов для головок проницаемостью $\bar{f} = 0,134$ и $0,255$ соответственно. По оси ординат отложены значения средней по сечению скорости течения горючей смеси v_r в газовых каналах головки, при которых возбуждались тангенциальные колебания на границе области вибрационного горения при $\alpha \approx 1$ (когда условия для возбуждения колебаний газа максимальны), а по оси абсцисс — длина газовых каналов l_r исследованных головок.

Из рис. 2 и 3 видно, что постановка головок с разной длиной газовых каналов приводит к значительному изменению скорости течения смеси, при которой возникает вибрационное горение. Минимальная скорость течения смеси на нижней (по v_r) границе области вибрационного горения для одной и той же длины каналов практически одна и та же для головок как с $\bar{f} = 0,134$, так и с $\bar{f} = 0,255$. Отметим, что для головок с $\bar{f} = 0,255$ (рис. 3) в ряде случаев границы области вибрационного горения не были получены в силу тех или иных причин, в том числе и из-за достижения предельных возможностей экспериментального стенда. Достигнутые значения скорости течения смеси соединены штриховой линией.

В исследованном диапазоне длин каналов, как видно из рис. 2 и 3, имеются два четко выраженных минимума устойчивости — при $l_r = 48 \div 62$ мм и $156 \div 169$ мм. Намечается также очередной минимум при $l_r = 250$ мм. Максимум устойчивости четко просматривается при $l_r = 6 \div 12$; $100 \div 120$ и 210 мм.

Известно, что акустические свойства труб определяются при прочих равных условиях отношением длины канала к длине звуковой волны λ_r (для среды в газовых каналах $\lambda_r = c_r/\nu$, c_r — скорость звука в каналах, ν — частота колебаний). В наших опытах в основном фиксировалась частота, которая совпадала с одной из собственных частот поперечных колебаний газа в камере сгорания $\nu = \alpha_{mn}c_k/d_k$ [9,10], где c_k — изоэнтропическая скорость звука в огневой полости камеры, d_k — диаметр камеры, α_{mn} — корень m -й степени J_n — функции Бесселя первого рода (для основного тона тангенциальных колебаний $\alpha_{10} = 0,5861$). Скорость звука c_k определялась по

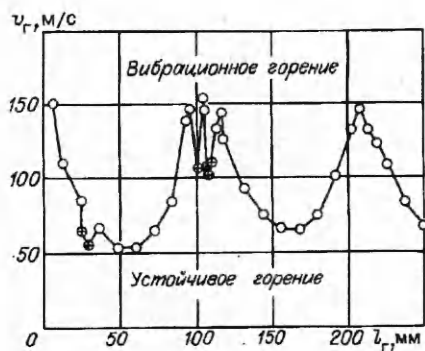


Рис. 2

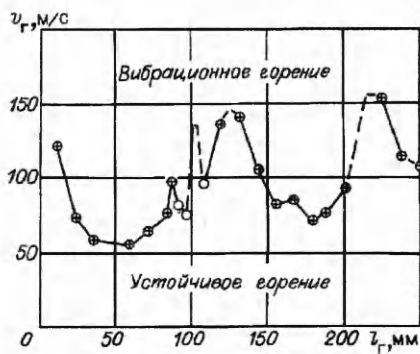


Рис. 3



Рис. 4

температуре продуктов горения при полноте сгорания, равной 100 %. Для исследуемой камеры сгорания с цилиндрическим участком диаметром 280 мм при коэффициенте избытка воздуха $\alpha \approx 1$ частота основного тона тангенциальных колебаний газа 1,96 кГц.

На рис. 4 представлены экспериментальные данные об устойчивости горения в зависимости от числа Маха M (отношение средней скорости течения в газовых каналах к величине скорости звука в этих каналах) и от отношения длины газовых каналов головки к длине звуковой волны λ_r для среды в этих каналах

(для основного тона колебаний в этих опытах при $T = 473$ К $l_r = 212$ мм). Здесь линия 1 соответствует условиям рис. 2, а линия 2 — условиям рис. 3.

Из рис. 4 видно, что минимумы и максимумы отстоят друг от друга на расстоянии, примерно равном $0,5l_r/\lambda_r$. Эта зависимость является одним из основных выводов данной работы, который можно использовать при конструировании камер сгорания. Отмеченный выше факт свидетельствует об акустической природе влияния длины газовых каналов.

Отметим, что в обработке результатов эксперимента не учитывалось то, что собственные частоты продольных колебаний газа в каналах форсуночной головки могут изменяться в зависимости от скорости течения. Искомую частоту собственных колебаний газа можно определить согласно [9] из простого соотношения $\nu_p = \nu_0/(1 - M^2)$ (ν_p и ν_0 — частоты колебаний с поправкой и без поправки на скорость течения смеси). Скорость течения горючей смеси для большинства опытов составляла от 40 до 150 м/с, соответственно поправка частоты на скорость в указанных пределах составила бы от 1 до 15 %. Однако в приведенных экспериментах каких-то особых отличий в величине частот колебаний отмечено не было.

Необходимо обратить внимание также и на то, что на всех представленных рисунках длина газовых каналов бралась физической (конструктивной), т. е. без каких-либо поправок, которые могли бы учитываться при выборе эффективной длины каналов головки [9, 11, 12]. Правомерность учета таких концевых поправок для газовых каналов головки для натуральных или модельных камер ЖРД не доказана, а из приведенных выше экспериментальных данных видно, что акустические свойства газовых каналов вполне удовлетворительно описываются ее физической (конструктивной) длиной.

Известно также, что относительная длина канала влияет на форму профиля скорости течения газа в поперечном сечении канала, что, вообще говоря, могло бы повлиять на положение границы области вибрационного горения. Проведенные опыты показали, что при изменении длины канала от 60 до 106 мм профили скорости в выходном сечении каналов были характерными для развитого турбулентного течения. Для каналов же длиной 12 и 24 мм пограничные слои со стенок еще не смыкались. Однако вид кривых на рис. 2 и 3 в сравниваемых диапазонах длин каналов $6 \text{ мм} < l_r < 96 \text{ мм}$ и $110 \text{ мм} < l_r < 210 \text{ мм}$ указывает на то, что изменение профиля скорости практически не влияет на границы области вибрационного горения и что в данных опытах решающую роль имеет изменение акустических свойств головки при варьировании длины каналов.

Отметим, что в экспериментах (см. рис. 2 и 3), кроме основного тона тангенциальных колебаний ($\nu = 1,8 \div 2,1$ кГц), фиксировались также колебания первого обертона этих же колебаний с частотой $\nu = 2,7 \div 3,1$ кГц в интервале длин каналов $28 \div 32$ и $95 \div 115$ мм (точки \otimes на рис. 2 и \circ на рис. 3). Амплитуда этих колебаний была существенно меньше, чем для основного тона. Характерным является то, что они обнаружены при длинах каналов, которые имели наихудшее отношение l_r/λ_r , что и для основного тона, т. е. $l_r/\lambda_r \approx 0,25$ и $0,75$, где длина звуковой волны λ_r определялась по частоте первого обертона тангенциальных колебаний. Таким образом, акустическое взаимодействие частот колебаний камеры сгорания с частотами

колебаний газовых каналов наиболее благоприятно при длинах каналов, в пределах которых укладывается кратное число полуволн, на частоте возбуждающихся в камере тангенциальных колебаний.

Таким образом, все полученные экспериментальные данные можно представить следующим образом. Наихудшая устойчивость процесса горения наблюдается при $l_r/\lambda_r = 0,25k$ ($k = 1, 3, 5, \dots$), а наилучшая — при $l_r/\lambda_r = 0,5p$ ($p = 1, 2, 3, \dots$). Выразив длину звуковой волны λ_r для среды газовых каналов форсуночной головки через скорость звука и частоту возникающих в камере сгорания тангенциальных колебаний газа ($\lambda_r = c_r/\nu$), получим, что наилучшая устойчивость процесса горения обеспечивается при

$$\frac{l_r}{D_k} = 0,25 \frac{k}{\alpha_{mn}} \frac{c_r}{c_k} \quad (k = 1, 3, 5, \dots),$$

а наилучшая устойчивость — при

$$\frac{l_r}{D_k} = 0,5 \frac{p}{\alpha_{mn}} \frac{c_r}{c_k} \quad (p = 1, 2, 3, \dots).$$

На рис. 5 приведена зависимость скорости течения горючей смеси на границе области вибрационного горения при $\alpha \approx 1$ от длины газовых каналов при различном их диаметре (каналы диаметром 6; 12; 18,4 и 23,5 мм обозначены соответственно цифрами 1—4). Проницаемость головок была неизменной ($\bar{f} = 0,134$). Видно, что увеличение диаметра каналов оказывает благоприятное влияние на положение границы области вибрационного горения. Наиболее четко это проявляется при длине каналов 100 ÷ 110 мм, т. е. так же, как и в опытах с каналами диаметром 12 мм (см. рис. 2). Наихудшая устойчивость процесса горения наблюдается при испытании форсуночных головок с каналами длиной $l_r \approx 0,25\lambda_r$, а наилучшая устойчивость — при $l_r \approx 0,5\lambda_r$. Из анализа данных рис. 5 вытекает важный вывод о том, что при прочих равных условиях для улучшения устойчивости процесса горения предпочтительнее выбирать внутренний диаметр каналов головки как можно большим. Применительно к камерам сгорания ЖРД с большим диаметром легче реализовать прочностные требования и снизить вес конструкции. Однако более высокая полнота сгорания топлива в камере сгорания легче обеспечивается при меньшем диаметре каналов. Поэтому необходим поиск компромисса по выбору диаметра газовых каналов. В случае обеспечения необходимого запаса по устойчивости с помощью выбора оптимальной длины газовых каналов $l_r \approx 0,5\lambda_r$ можно варьировать в определенной степени и другими конструктивными параметрами головки, в частности диаметром каналов, для улучшения других характеристик камеры сгорания. Как и в случае рис. 2 и 3, при испытаниях форсуночных головок с разным диаметром газовых каналов на некоторых режимах возникали тангенциальные колебания на первом обертоном с частотой $\nu = 2,7 \div 3,1$ кГц ($l_r = 28 \div 32$ мм и $95 \div 115$ мм).

На рис. 6 представлены результаты изменения скорости течения горючей смеси на границе области вибрационного горения при $\alpha \approx 1$ в зависимости от длины газовых каналов диффузорной формы с углом при вершине $\varphi = 3$ и 5° (кривые 1 и 2), линией 3 показана зависимость скорости течения смеси от длины каналов для головок с цилиндрическими каналами диаметром 12 мм, взятая из рис. 2. Во всех случаях испытаний головок с диффузорными каналами частота колебаний соответствовала основному тону тангенциальных колебаний.

Отметим, что с увеличением длины каналов и угла раскрытия каналов диффузорной формы в них возрастает опасность отрыва пограничного слоя от стенок каналов, что влечет за собой изменение фронтов горения. Для обнаружения этих явлений были проведены визуальные наблюдения за процессом стабилизации пламен (без постановки цилиндрического участка камеры сгорания) с целью определения предельного угла конусности и длины газовых каналов. Исследования показали, что для головки с $\varphi = 10^\circ$ и $l_r > 96$ мм происходил отрыв пограничного слоя и фронты пламени проникали внутрь каналов, для головок с $\varphi = 3^\circ$ и $l_r = 144$ мм стабилизация пламен

удовлетворительна вплоть до скорости течения $v_r \approx 154$ м/с, а с $\varphi = 5^\circ$ и $l_r = 132$ мм — до $v_r \approx 83$ м/с. Поэтому основные исследования проводились с диффузорными каналами с углом конусности 3 и 5° .

На рис. 7 приведены аналогичные результаты измерений скорости течения горючей смеси (на границе области вибрационного горения при $\alpha \approx 1$) в зависимости от длины газовых каналов конфузорной формы при $\varphi = 3, 5$ и 10° , показанные линиями 1—3, линия 4 — результаты испытаний для головки с цилиндрическими каналами диаметром 12 мм (см. рис. 2).

Таким образом, характер зависимостей, представленных на рис. 6 и 7, говорит о весьма значительном влиянии длины газовых каналов на пределы устойчивости процесса горения (по скорости течения) для различных φ . Так же как и для цилиндрических каналов, для конусных каналов наилучшая и наихудшая устойчивости процесса горения получаются примерно при тех же длинах каналов (соответственно при $l_r \approx 0,5\lambda_r$ и $0,25\lambda_r$). Имеются и некоторые отличия: 1) для диффузорных каналов ухудшение устойчивости при больших длинах каналов ($l_r = 108 \div 156$ мм); 2) для конфузорных каналов заметное улучшение устойчивости при коротких каналах ($l_r = 12 \div 84$ мм).

Значит, можно констатировать некоторое преимущество конфузорных каналов по сравнению с цилиндрическими. Кроме того, преимущество конфузорных каналов проявляется еще и в следующем. Как отмечалось ранее, в проведенных опытах с цилиндрическими каналами разного диаметра наблюдалось возникновение вибрационного горения на первом оберitone тангенциальных колебаний при неблагоприятных длинах каналов ($l_r \approx 0,25\lambda_r$ и $0,75\lambda_r$) для частоты первого обертона. Хотя колебания этой частоты были существенно меньшей амплитуды, чем колебания основного тона, но они реализовались при длинах каналов, близких к оптимальным, соответствующих основному тону тангенциальных колебаний ($l_r \approx 0,5\lambda_r$). Это обстоятельство вынуждает выбирать длину цилиндрических каналов в форсуночной головке меньше ее оптимальной величины. Поэтому важным результатом проведенных опытов с конусными каналами является то, что при изменении φ от 3 до 5° (как для конфузорных, так и для диффузорных каналов) не было обнаружено вибрационного горения на частоте первого обертона тангенциальных колебаний. Следовательно, для конусных каналов вариация длины каналов около оптимальной (для улучшения других характеристик камеры сгорания) возможна в довольно широком диапазоне.

Определенный практический интерес представляют экспериментальные исследования форсуночных головок, в газовых каналах которых располагались дополнительные трубки меньшего диаметра. Дополнительные трубки крепились с двух сторон при помощи пластин толщиной 1 мм. Так, в газовых каналах диаметром 23,5 мм размещались дополнительные трубки диаметром 18×15 мм и 13×10 мм. Аналогично в головках с газовыми каналами диаметром 18,4 мм размещались дополнительные трубки диаметром 14×12 мм и 10×8 мм. В практике подобные головки могли бы быть использованы при соосной подаче компонентов топлива. Результаты экспериментов показали, что положения границ области вибрационного горения для головок с каналами диаметром 23,5 и 18,4 мм, в которых по всей длине располагались дополнительные трубки с наружным диаметром от 10 до 14 мм, отличались между собой незначительно. Скорость течения горючей смеси v_r на границе для них была соответственно от 165 до 185 м/с. На рис. 5 отдельной точкой 5 показано значение скорости течения на границе области вибрационного горения для одной из испытывавшихся головок ($d_r = 23,5$ мм, диаметр трубок 13×10 мм). Для головок без дополнительных трубок скорость течения смеси на границе составляла для головок с каналами диаметром 23,5 и 18,4 мм соответственно 215 и 180 м/с. При постановке же трубок длиной 54 мм и диаметром 13×10 мм на входе каналов диаметром 23,5 мм устойчивость процесса горения практически не изменялась по сравнению с головками, в каналах которых дополнительных трубок не устанавливалось. Таким образом, дополнительные трубки в каналах оказывают влияние на устойчивость лишь тогда, когда они устанавливаются в выходном сечении каналов.

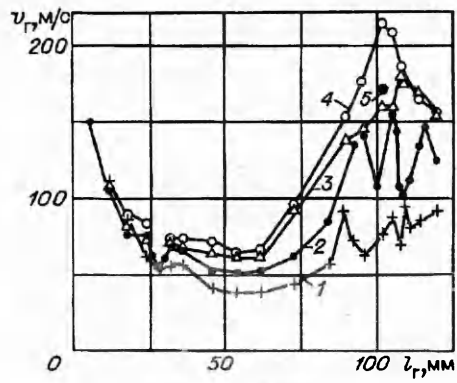


Рис. 5

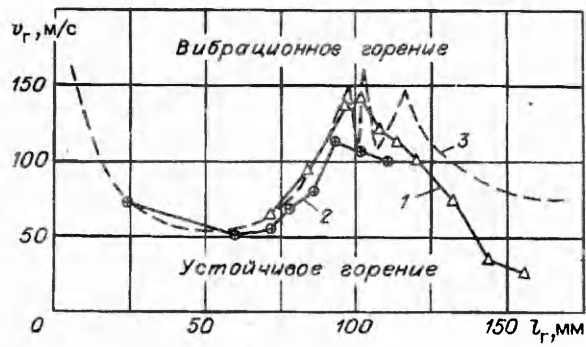


Рис. 6



Рис. 7

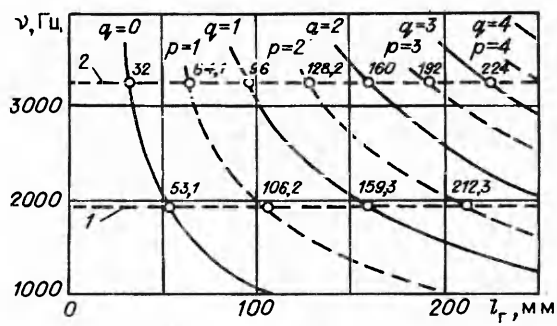


Рис. 8

Из рассмотрения влияния отдельных конструктивных параметров форсуночной головки на положение границы области вибрационного горения можно отметить, что влияние этих параметров связано с различными факторами. Если влияние длины каналов головки зависит от изменения их резонансных свойств, а влияние проницаемости головки связано с реализацией равенства скорости течения смеси в газовых каналах (т. е. независимости от проницаемости), то влияние диаметра газовых каналов и дополнительных трубок меньшего диаметра, располагаемых в устье этих каналов, предположительно можно связать с изменением протяженности зоны горения в камере.

Проанализируем главный (полученный в экспериментах) результат о взаимодействии продольных колебаний газа в полости газовых каналов и поперечных (тангенциальных) колебаний газа в камере сгорания. Их взаимная реакция происходит через резонанс их собственных частот. Наихудшую устойчивость будут обеспечивать форсуночные головки с каналами длиной $l_r \approx 0,25\lambda_r$, что соответствует условию резонанса частот продольных мод колебаний газовых каналов с поперечными (тангенциальными) колебаниями камеры сгорания, а наилучшую — форсуночные головки с газовыми каналами длиной $l_r \approx 0,5\lambda_r$, что отвечает «антирезонансу» для этих же частот колебаний.

Известно [10], что условию резонанса частот для акустических систем, жестко замкнутых с одной стороны и акустически открытых с другой, отвечает условие $l_r = (2q + 1) c_r / 4v$ ($q = 0, 1, 2, 3, \dots$), а условию «антирезонанса» этих же частот (аналогичных акустическим системам, жестко замкнутым или акустически открытым с двух сторон) — условие $l_r = pc_r / 2v$ ($p = 1, 2, 3, \dots$).

Для конкретных условий проведения опытов на модельной камере сгорания с цилиндрическим участком диаметром 280 мм на рис. 8 представлены расчетные данные изменения частот продольных мод колебаний в полости газовых каналов форсуночной головки (обозначенные линиями q и p) в зависимости от длины этих каналов, линии 1 и 2 — значения собственных частот тангенциальных колебаний для основного тона и первого обертона. Точки их пересечения с линиями p и q означают совпадение собственных частот продольных колебаний газа в полости газовых каналов головки и тангенциальных колебаний газа в камере, цифрами около этих точек показаны значения длин каналов, соответствующих условию резонанса (сплошные линии) и «антирезонанса» (штриховые) этих частот. Из рис. 8 видно, что условию резонанса частот отвечают именно головки с каналами длиной 53,1; 159,3 мм и т. д., а «антирезонанса» частот — 0; 106,2; 212,3 мм и т. д. Эти значения отвечают наихудшей устойчивости процесса горения при $l_r \approx 0,25\lambda_r$, $0,75\lambda_r$ и т. д. и наилучшей устойчивости при $l_r \approx 0\lambda_r$, $0,5\lambda_r$, $1\lambda_r$ и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение.— М.: ГИФМЛ, 1961.
2. Нестационарное распространение пламени/Под ред. Дж. Г. Маркштейна.— М.: Мир, 1968.
3. Натанзон М. С. Неустойчивость горения.— М.: Машиностроение, 1986.
4. Неустойчивость горения в ЖРД/Под ред. Д. Т. Харрье и Ф. Г. Рирдона.— М.: Мир, 1975.
5. Дорошенко В. Е., Зайцев С. Ф., Фурлетов В. И. О двух режимах работы модельной камеры сгорания как термоакустической автоколебательной системы // ПМТФ.— 1967.— № 1.
6. Lewis Laboratory Staff. A summary of preliminary investigations into the characteristics of combustion research in ducted burners.— Washington, 1958.— (Rept/NACA; N 1384).
7. Alexander G. Acoustic liner damps rocket combustion instability // Aviation Week and Space Technology.— 1965.— V. 83, N 6.
8. Patman A. A., Dennis W. R. Suppression of burner oscillations by acoustical dampers // Trans. ASME.— 1965.— V. 87, N 4.
9. Морз Ф. Колебания и звук.— М.; Л.: ГИТЛ, 1949.

10. Скучик Е. Основы акустики.— М.: Инлитиздат, 1959.
 11. Morse P. M., Ingard K. U. Theoretical Acoustics.— N. Y.: McGraw-Hill, 1968.
 12. Руденко А. Н., Шлыкова И. С., Эпштейн В. Л. Акустическая проводимость сверхзвуковых сопел с конической входной частью при продольных и продольно-поперечных колебаниях // Акуст. журн.— 1974.— Т. 20, вып. 4.

г. Москва

Поступила 24/VIII 1992 г.,
 в окончательном варианте — 23/XII 1992 г.

УДК 534.222.2

В. Д. Киселев, А. О. Максимов

ДИСПЕРСИОННЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ОПТОАКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ОКЕАНА

1. Введение. Применение лазеров для генерации акустических импульсов в натуральных условиях [1—3] позволило выявить ряд отличий в форме принимаемых акустических сигналов от регистрируемых в лабораторных условиях для пресной воды [4—6]. Принципиальным обстоятельством, различающим условия натурального и лабораторного экспериментов, является наличие в приповерхностном слое океана скоплений газовых пузырьков. Резонансное рассеяние на пузырьках приводит к заметной дисперсии акустических волн. В настоящей работе дано теоретическое описание дисперсионных искажений оптоакустических импульсов, обусловленных наличием газовых пузырьков. Следует также отметить, что проявлению дисперсионных эффектов благоприятствует то обстоятельство, что лазерные источники позволяют получать импульсы очень малой длительности. В очень широкий спектр этого сигнала входят компоненты с существенно различными законами эволюции, что, собственно, и приводит к проявлению искажений.

При построении теории этого эффекта будем ориентироваться на ситуацию, аналогичную условиям эксперимента [1, 3], когда источник формируется пучком CO₂-лазера с радиусом $a \sim 10^{-2}$ м, длиной волны $\lambda_0 = 10^{-5}$ м и длительностью импульса $\tau_L \sim 10^{-5}$ с. Имея в виду океанологические приложения, в частности реализацию метода дистанционного зондирования, будем анализировать в основном механизм генерации, реализующийся при взрывном вскипании и обеспечивающий значительно более эффективное преобразование электромагнитной энергии в акустическую, чем термоупругий и испарительный механизмы. Следует отметить, что теория возбуждения оптоакустических сигналов в однородной двухфазной среде для термоупругого механизма генерации была развита ранее [7].

Учет распределенных в жидкости газовых пузырьков приводит к заметной дисперсии акустических волн:

$$(1.1) \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c_\infty^2} [1 + \chi(\omega)], \quad \chi(\omega) = 4\pi c_\infty \int_0^\infty \frac{g(\bar{R}_0, z) R_0 dR_0}{\omega_0^2(R_0) - \omega^2 + 2i\delta_0\omega}.$$

Здесь k — волновое число; ω — частота; c_∞ — скорость звука в чистой жидкости; $\chi(\omega)$ — восприимчивость ($|\chi(\omega)| \ll 1$); $g(R_0, z)$ — функция распределения пузырьков по размерам; R_0 — радиус пузырька; $\omega_0(R_0)$ — собственная частота; δ_0 — постоянная затухания. Распределение пузырьков в приповерхностном слое крайне неоднородно по глубине. Согласно современным представлениям [8—10], $g(R_0, z) = g(R_0) \exp(-|z|/d)$ ($d \sim 2$ м), поэтому результаты [7] прямо применимы быть не могут.

Вместе с тем геометрические размеры оптоакустических импульсов в рассматриваемых условиях составляют несколько сантиметров, что позво-