

3) глубокое внедрение струй препятствует накоплению горючего за уступом, что, как известно [8], снижает полноту сгорания;

4) большие продольные и поперечные градиенты статического давления возле уступа значительно интенсифицируют перемешивание и способствуют более равномерному распределению горючего в потоке окислителя.

Таким образом, блокированный смеситель может использоваться для совершенствования рабочего процесса камер сгорания.

Поступила в редакцию 28/V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Тзян. ВРТ, 1952, 1.
2. Г. Эммонс. — В кн.: Основы газовой динамики. М.: ИЛ, 1963.
3. Б. П. Леонов, С. В. Штейнман, А. В. Куликов. ФГВ, 1971, 7, 4.
4. В. К. Баев, Г. В. Климчик. — В кн.: Физическая газодинамика (Аэрофизические исследования). Вып. 6. Новосибирск, 1976.
5. Е. С. Щетинков. ФГВ, 1973, 9, 4.
6. Дж. Э. Дрюри. РТК, 1978, 16, 4.
7. Шең, Подхай. РТК, 1977, 15, 10.
8. G. C. Ogg, G. A. Shcetz. AIAA — paper, 1980, N 80—0298.

ПРОДОЛЬНЫЕ ФОРМЫ КОЛЕБАНИЙ ГАЗА В ОСНОВНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ГТД

В. М. Сильверстов

(Москва)

При создании камер сгорания газотурбинных двигателей (ГТД) нередко наблюдаются регулярные продольные колебания давления значительной амплитуды, которые могут приводить к разрушению отдельных узлов и деталей камеры и значительному снижению ее работоспособности. В ходе доводочных работ удается теми или иными конструктивными изменениями устранить возникшие колебания давления или снизить их амплитуду до приемлемого уровня. Ввиду отсутствия четких представлений об акустических характеристиках камеры сгорания, а также о механизмах самовозбуждения и поддержания автоколебаний указанные конструктивные изменения находят эмпирическим путем. В связи с этим в настоящей статье излагается методика расчета акустического поля продольных форм колебаний в основной камере сгорания ГТД и приводятся некоторые результаты исследования первой продольной формы.

Расчетная схема основной камеры сгорания приведена на рис. 1, а. Рассматриваются два коаксиальных цилиндра: внутренний 1, соответствующий корпусу жаровой трубы, и наружный 2, соответствующий корпусу распределительного кольцевого канала, по которому движется воздух, поступающий от компрессора. В жаровой трубе происходит горение, туда подается топливо через форсунку, расположенную в левом торце (на схеме не обозначена). В цилиндрической стенке жаровой трубы сделаны отверстия — основные (четыре пояса крупных отверстий) и вспомогательные (7 поясов мелких). Вспомогательные отверстия служат для охлаждения воздухом стенок жаровой трубы, расход воздуха через них меньше расхода воздуха, поступающего через основные отверстия.

Расчет средних параметров течения газа в камере выполнен на основе известной и широко используемой методики гидравлического расчета основной камеры сгорания [1]. Геометрические и режимные параметры: диаметр жаровой трубы 120 мм, диаметр кольцевого канала 170 мм, длина жаровой трубы 320 мм. Камера разделена на 12 секций в соответствии с количеством поясов основных и вспомогательных отверстий; в основных поясах расположены по 8 отверстий диаметром 18 мм, во вспомогательных — по 34 отверстия диаметром 3 мм; объемный расход воздуха, поступающего в камеру, 0,8 м³/с, давление 1200 кПа, температура 734 К.

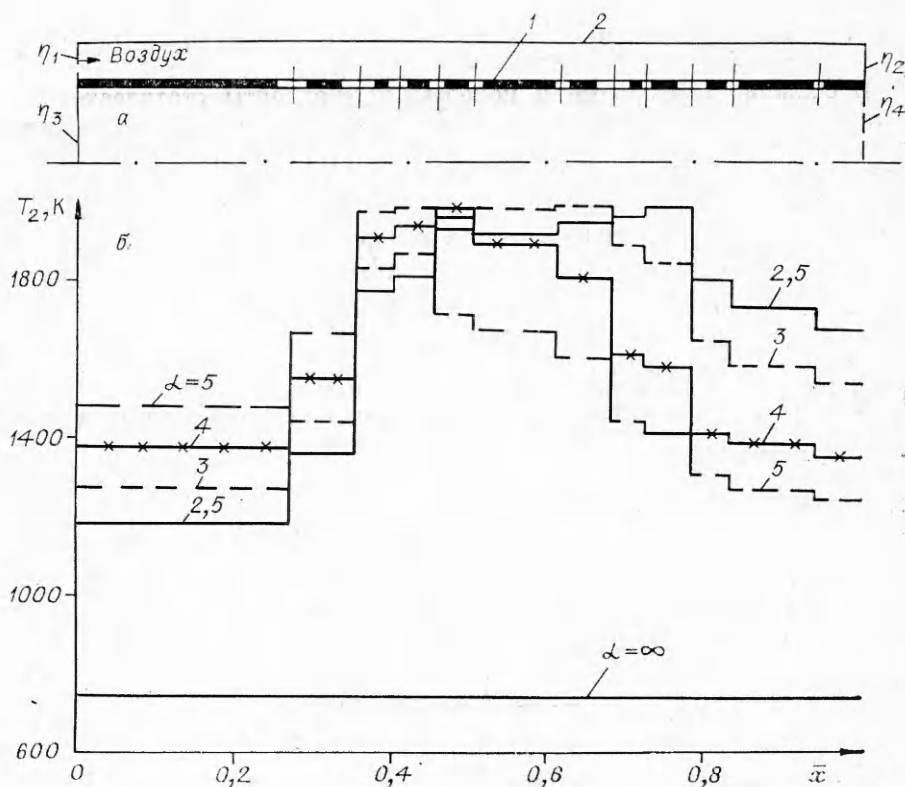


Рис. 1. Расчетная схема камеры сгорания (а) и распределения средней температуры газа в жаровой трубе при разных значениях коэффициента избытка воздуха (б).

Расчеты проведены при различных значениях коэффициента избытка воздуха α ($\alpha = G_v/G_t H$, где G_v и G_t — расходы воздуха и топлива, а H — стехиометрический коэффициент). Результаты приведены на рис. 1 и 2 в виде зависимостей средней температуры и скорости газа в жаровой трубе T_2 , v_2 и средней скорости в кольцевом канале v_1 от безразмерной координаты $\bar{x}$, отнесенной к общей длине камеры.

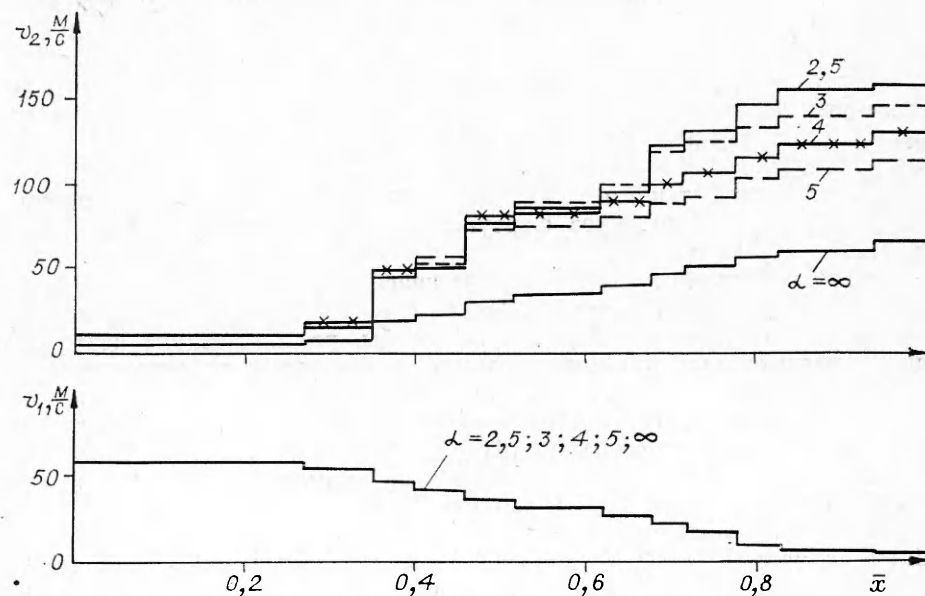


Рис. 2. Распределение средних скоростей газа в жаровой трубе v_2 и кольцевом канале v_1 . Цифры у кривых — значения коэффициента избытка воздуха.

В кольцевом канале средняя температура воздуха постоянна ($T_1 = 734 \text{ K}$), а средняя скорость не зависит от коэффициента избытка воздуха. Методика гидравлического расчета предполагает, что на каждом из участков камеры между поясами отверстий средние параметры течения остаются неизменными не только в поперечном, но в продольном направлении. Это же предположение принято и при расчете акустических характеристик камеры.

Таким образом, для каждой секции камеры, по предположению, справедливо уравнение распространения звука для однородной движущейся среды [2], которое может быть записано в следующем виде:

$$(1 - M_{ij}) \frac{\partial^2 \varphi_{ij}}{\partial x^2} - \frac{1}{c_{ij}^2} \frac{\partial^2 \varphi_{ij}}{\partial t^2} - \frac{2M_{ij}}{c_{ij}} \frac{\partial^2 \varphi_{ij}}{\partial t \partial x} = 0. \quad (1)$$

Здесь i — индекс, обозначающий полость кольцевого канала ($i = 1$) и жаровой трубы ($i = 2$); j — индекс секции, максимальная величина этого индекса зависит от количества поясов основных и вспомогательных отверстий, в данном конкретном случае j изменяется от 1 до 12; c — скорость звука; M — число Маха; t — время; x — координата; φ — потенциал, связанный с колебательной скоростью v' и колебательным давлением p' соотношениями

$$v' = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad p' = \rho \frac{d\varphi}{dt} = \rho \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + v \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right). \quad (2)$$

Нетрудно установить, что решение уравнения (1) с учетом (2) имеет вид

$$\begin{aligned} p'_{ij} &= \rho_{ij} \left(A_{1ij} e^{\frac{isx}{(1+M_{ij})c_{ij}}} + A_{2ij} e^{\frac{isx}{(1-M_{ij})c_{ij}}} \right) e^{-ist}, \\ v'_{ij} &= \frac{1}{c_{ij}} \left(A_{1ij} e^{\frac{isx}{(1+M_{ij})c_{ij}}} - A_{2ij} e^{\frac{isx}{(1-M_{ij})c_{ij}}} \right) e^{-ist}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь s — комплексная частота колебаний. Для всей камеры решение строится с помощью соотношений (3) с учетом условий перехода от одной секции камеры сгорания к другой. Из-за малости диаметра отверстий по сравнению с длиной волны продольных колебаний, которая составляет, как правило, несколько метров, можно считать, что колебательное давление не изменяется при переходе от одной секции к другой, т. е.

$$p'_{ij}|_I = p'_{ij+1}|_0, \quad (4)$$

где индекс I означает конечное сечение j -й секции, а индекс 0 — начальное сечение $(j+1)$ -й секции камеры.

Условие сохранения массы газа при переходе через пояс отверстий имеет вид

$$\begin{aligned} \rho_1 v_{1j} F_1|_I - \rho_1 v_{3j} F_3|_I &= \rho_1 v_{1j+1} + F_1|_0, \\ \rho_{2j} v_{2j} F_2|_I + \rho_1 v_{3j} F_3|_I &= \rho_{2j+1} v_{2j+1} F_2|_0, \end{aligned}$$

где F_1 , F_2 и F_3 — площади поперечного сечения кольцевого канала, жаровой трубы и общая площадь отверстий в j -м поясе. После линеаризации эти соотношения примут следующий вид:

$$\begin{aligned} v'_{1j}|_I - \frac{F_{3j}}{F_1} \frac{p'_{1j} - p'_{2j}}{\rho_1 v_{3j}}|_I &= v'_{1j+1}|_0, \\ v'_{2j}|_I + \frac{\rho_1 F_{3j}}{\rho_2 F_2} v_{3j} \left(\frac{p'_1}{\gamma p_1} - \frac{p'_2}{\gamma p_2} + \frac{p'_1 - p'_2}{\rho_1 v_{3j}^2} \right)|_I &= \frac{\rho_{2j+1}}{\rho_{2j}} v'_{2j+1}|_0. \end{aligned} \quad (5)$$

При получении (5) использованы следующие уравнения:

$$p' = c^2 \rho', \quad c^2 = \gamma p / \rho, \quad p_{2j+1} = p_{2j},$$

$$v'_3 = \frac{p'_1 - p'_2}{\rho v_3}.$$

Последнее соотношение получено в результате линеаризации уравнения Бернулли ($p_1 - p_2 = \rho_1 v_3^2 / 2$).

Решение, построенное с помощью уравнений (3)–(5), должно удовлетворять граничным условиям при входе в камеру сгорания и при выходе из нее. Эти условия эквивалентны заданию акустических проводимостей $\eta_1 - \eta_4$ (см. рис. 1). По определению акустической проводимости

$$\eta_1 = \frac{\rho_1 c_1 v'_{11}}{p'_{11}} \Big|_{x=0}, \quad \eta_2 = \frac{\rho_1 c_1 v'_{1,12}}{p'_{1,12}} \Big|_{x=L},$$

$$\eta_3 = \frac{\rho_{21} c_{21} v'_{21}}{p'_{21}}, \quad \eta_4 = \frac{\rho_{2,12} c_{2,12} v'_{2,12}}{p'_{2,12}} \Big|_{x=L},$$
(6)

где L — длина камеры.

Поскольку акустические поля в кольцевом канале и жаровой трубе зависимы друг от друга, необходимо ввести некоторый коэффициент, учитывающий эту зависимость. Таким коэффициентом может быть отношение амплитуд колебаний давления в кольцевом канале и жаровой трубе в каком-нибудь (вообще говоря произвольном) сечении камеры сгорания, например в начальном сечении жаровой трубы. В работе введена величина $\kappa = \frac{p'_{21}}{p'_{11}} \Big|_{x=0}$.

Граничные условия (6) могут быть удовлетворены не всегда, а лишь при некоторых дискретных значениях комплексной частоты s и комплексной величины κ .

Задача расчета акустических характеристик основной камеры сгорания сводится к нахождению собственных значений частоты s и отношения амплитуд κ таких, чтобы построенное указанным выше способом решение удовлетворяло граничным условиям. После нахождения этих значений может быть вычислено распределение амплитуд колебаний давления и скорости в кольцевом канале и жаровой трубе. Для решения поставленной задачи составлена программа на алгоритмическом языке ФОРТРАН-IV применительно к ЭВМ ЕС-1020М и БЭСМ-6.

Рассчитывалось акустическое поле первой формы продольных колебаний. При доводке основных камер сгорания эта форма колебаний встречается наиболее часто, и ее изучение представляет несомненный практический интерес. Первой форме колебаний соответствует наименьшее значение действительной части ($\text{Re } s$) комплексной частоты. Граничные условия (6) задавались по возможности близкими к условиям работы камеры в системе двигателя. Поскольку кольцевой канал заканчивается практически жесткой стенкой и расход воздуха через фронтальную часть (левый торец на рис. 1) жаровой трубы мал (для камер традиционной схемы менее 3% от общего расхода воздуха), при расчетах акустические проводимости η_2 и η_3 полагались равными нулю. η_4 также близка к нулю из-за большого перепада давлений на турбине, расположенной после камеры сгорания; η_1 зависит от акустических характеристик компрессора, которые точно не известны. По оценкам, акустическая проводимость на выходе из компрессора изменяется в пределах $-1 \leq \text{Re } \eta_1 \leq 0$. В связи с этим проведено параметрическое исследование, позволяющее составить представление о влиянии η_1 на характеристики камеры сгорания.

Кроме того, определено влияние коэффициента избытка воздуха на акустические характеристики камеры, так как в процессе эксплуатации камера работает при различных значениях этого коэффициента ($\alpha > 2,5$). Соответствующие расчеты проведены при $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta_4 = 0$ и $\alpha = \infty$;

5; 4; 3; 2,5. Акустическое поле в камере значительно изменяется при варьировании α от ∞ до 5, так как при этом существенно трансформируется распределение температуры газа в жаровой трубе (см. рис. 1). Дальнейшее обогащение смеси мало изменяет акустическое поле.

На рис. 3 приведены результаты расчета при $\alpha = \infty$ и $\alpha = 3$, где на оси абсцисс отложена безразмерная координата $\bar{x}$. Наличие потока слабо влияет на акустическое поле.

Распределения $\frac{|\dot{p}|}{\rho_1 c_1^2}$ и $\frac{|\dot{v}|}{c_1}$ при наличии потока газа, но в отсутствие горения (см. рис. 3, 3') отличаются от классических распределений в однородной неподвижной среде не более чем на 2%. При горении акустическое поле существенно изменяется, $|\dot{p}|$ в жаровой трубе меньше, чем в кольцевом канале, а $|\dot{v}|$ — существенно больше (из-за подогрева). Скачки колебательной скорости связаны с переходом через пояса отверстий.

Расчетные значения действительной и мнимой части безразмерной частоты, отнесенной к частоте первой формы продольных колебаний ($\text{Re } s$ и $\text{Im } s$), а также величины κ ($\text{Re } \kappa$ и $\text{Im } \kappa$) приведены на рис. 4 и 5 в зависимости от $1/\alpha$. Из-за связности полостей кольцевого канала и жаровой трубы собственные колебания камеры являются затухающими ($\text{Im } s < 0$), и для их поддержания необходима генерация волновой энергии в камере. Затухание обусловлено потерей вертикального импульса при колебательном перетекании газа через отверстия в жаровой трубе. Частота колебаний ($\text{Re } s$) при уменьшении α от 5 до 2,5 ($0,2 \leq 1/\alpha \leq 0,4$) меняется незначительно, изменение составляет примерно 3% от средней частоты, которая, в свою очередь, на 15–20% выше частоты собственных колебаний камеры в отсутствие горения.

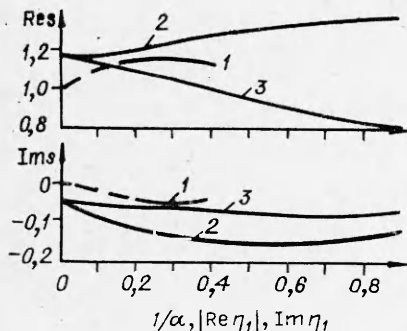


Рис. 4. Зависимость действительной $\text{Re } s$ и мнимой $\text{Im } s$ частей безразмерной частоты от $1/\alpha$ (1), $|\text{Re } \eta_1|$ (2) и от $\text{Im } \eta_1$ (3).

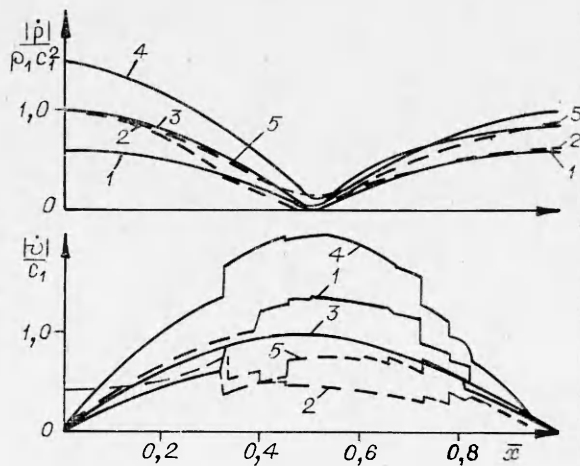


Рис. 3. Распределение безразмерных амплитуд колебаний давления $\frac{|\dot{p}|}{\rho_1 c_1^2}$ и скорости $\frac{|\dot{v}|}{c_1}$ в жаровой трубе (сплошные линии) и кольцевом канале (штриховые). 1, 2 — $\alpha = 3$, $\eta_1 = 0$; 3 — $\alpha = \infty$, $\eta_1 = 0$; 4, 5 — $\alpha = 3$, $\text{Re } \eta_1 = -0,6$, $\text{Im } \eta_1 = 0$.

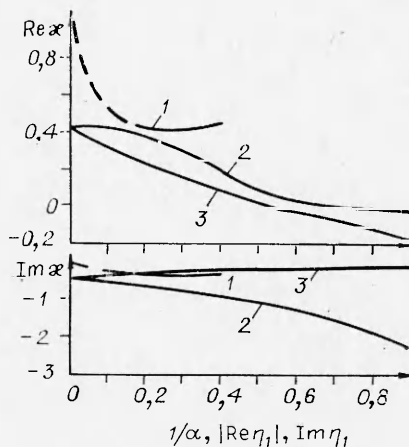


Рис. 5. Зависимость действительной $\text{Re } \kappa$ и мнимой $\text{Im } \kappa$ частей коэффициента отношения амплитуд от $1/\alpha$ (1), $|\text{Re } \eta_1|$ (2) и $\text{Im } \eta_1$ (3).

Влияние акустической проводимости η_1 изучалось при неизменных распределениях средней температуры и скорости в жаровой трубе и кольцевом канале, соответствующих $\alpha = 3$. Действительная часть акустической проводимости ($\text{Re } \eta_1$) определяет вынос акустической энергии из камеры сгорания в направлении компрессора (навстречу потоку). Если $\text{Re } \eta_1 < 0$, энергия выносится из камеры, а если $\text{Re } \eta_1 > 0$, энергия генерируется в начальном сечении камеры. Расчеты проведены при отрицательных значениях $\text{Re } \eta_1$ в диапазоне $0 \leq |\text{Re } \eta_1| \leq 0,9$ (соответствующем условию работы камеры в системе двигателя) для следующих граничных условий: $\text{Im } \eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta_4 = 0$. Результаты даны на рис. 4 и 5 (кривые 2). При увеличении $|\text{Re } \eta_1|$ возрастает вынос энергии и, следовательно, затухание колебаний $\text{Im } s$ уменьшается (рис. 4, 2). При этом значительно изменяется κ (рис. 5, 2), т. е. амплитудные и фазовые соотношения между колебаниями давления в жаровой трубе и кольцевом канале существенно меняются.

На рис. 3 дан пример распределения безразмерных амплитуд колебаний давления и скорости в жаровой трубе (4) и в кольцевом канале (5) при $\text{Re } \eta_1 = -0,6$. Из-за выноса энергии минимум $|\dot{p}|$ отличен от нуля и растет с увеличением $|\text{Re } \eta_1|$. По этой же причине отличается от нуля колебательная скорость в начальном сечении кольцевого канала.

Мнимая часть акустической проводимости $\text{Im } \eta_1$ варьировалась в пределах $0 \leq \text{Im } \eta_1 \leq 0,9$. Расчеты проведены при следующих условиях: $\text{Re } \eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta_4 = 0$, $\alpha = 3$. Результаты даны на рис. 4 и 5 (кривые 3). $\text{Re } s$ существенно уменьшается с увеличением $\text{Im } \eta_1$ (см. рис. 4). Это вызвано тем, что частота колебаний давления в камере в значительной степени определяется геометрией кольцевого канала и температурой входящего в камеру воздуха, а увеличение $\text{Im } \eta_1$ в какой-то степени соответствует удлинению кольцевого канала. $\text{Im } s$ слабо зависит от $\text{Im } \eta_1$ (см. рис. 4, 3). Некоторое уменьшение $\text{Im } s$ можно объяснить изменением условий взаимодействия колебаний давления в кольцевом канале и жаровой трубе в сечениях расположения отверстий. $\text{Re } \kappa$, $\text{Im } \kappa$, а следовательно и $|\kappa|$, уменьшаются с увеличением $\text{Im } \eta_1$ (см. рис. 5, 3). Это соответствует уменьшению $|\dot{p}|$ в жаровой трубе по сравнению с ее значением в кольцевом канале.

Распределения $\frac{|\dot{p}|}{\rho_1 c_1^2}$ и $\frac{|\dot{v}|}{c_1}$ в этой серии расчетов получались аналогичными распределениям, приведенным на рис. 3. Для кольцевого канала отличие сводится к смещению минимума амплитуды давления в сторону начального сечения, а для жаровой трубы — к увеличению минимального значения амплитуды давления и уменьшению наибольших значений этой амплитуды. Амплитуда колебательной скорости $|\dot{v}|$ в начальном сечении кольцевого канала становится отличной от нуля и существенно возрастает при увеличении $\text{Im } \eta_1$.

Среди других параметров, оказывающих влияние на акустическое поле в камере сгорания, выделим акустическую проводимость в начальном сечении жаровой трубы η_3 . В камерах традиционной схемы со щелевыми или терочными фронтowymi устройствами открытая площадь фронта не превышает 3—4% от общей открытой площади жаровой трубы и входная акустическая проводимость близка к нулю. Однако в жаровых трубах некоторых новых схем, когда через фронт подается 10, а то и 20% общего воздуха, η_3 существенно отличается от нуля. При этом основным и наиболее опасным эффектом является повышение амплитуды колебательной скорости вблизи фронтального устройства, т. е. вблизи зоны поджигания смеси, что может приводить к нарушению условий стабилизации пламени и способствовать возникновению неустойчивого горения.

Экспериментальная проверка предложенной методики расчета продольных форм колебаний проводилась на одnogорелочном модельном отсеке. Схема отсека дапа на рис. 6, б. Температура входящего воздуха T_1 , давление в камере p_1 , объемный расход V_k , коэффициент избытка возду-

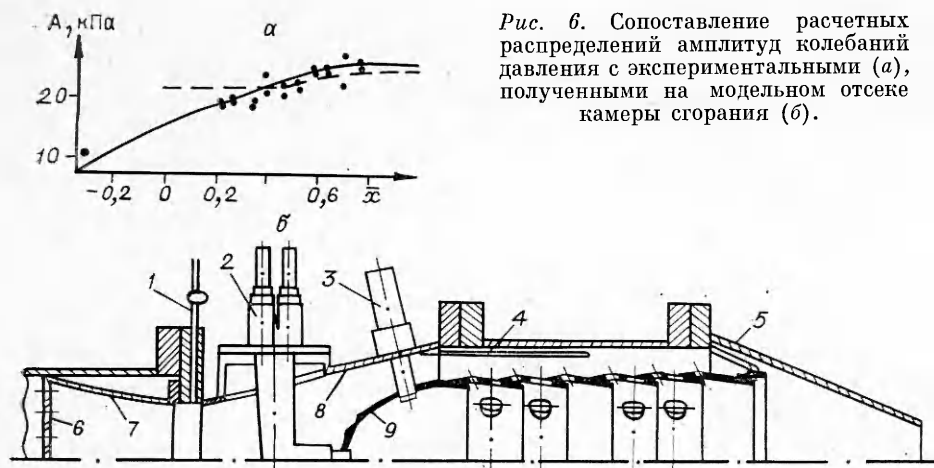


Рис. 6. Сопоставление расчетных распределений амплитуд колебаний давления с экспериментальными (а), полученными на модельном отсеке камеры сгорания (б).

ха α поддерживались постоянными ($T_1 = 420$ К, $p_1 = 400$ кПа, $V_k = 0,42$ м³/с, $\alpha = 3,45$). Керосин Т-1 подавался в камеру через форсунку 2. Начальное поджигание топлива осуществлялось свечой 3. Расход нагретого воздуха измерялся с помощью мерной шайбы, расход горючего — с помощью ротаметра, тарированного по штихпроберу. Температура поступающего в камеру воздуха измерялась хромель-копелевыми термопарами. Колебания давления регистрировались с помощью серийных индукционных датчиков давления ДМИ-06, установленных на волноводах. Использовался подвижный волновод 4, перемещающийся вдоль кольцевого канала, и неподвижный 1, расположенный на фланце при входе в диффузор камеры. Сигналы от датчиков поступали к двухканальному усилителю ИВП-2, а затем через четырехканальное согласующее устройство (ПНШ-4 — преобразователь напряжений) к светолучевому осциллографу Н-115. Одновременно, минуя ПНШ-4, сигналы подавались на анализатор с самописцем.

Обработка результатов измерений производилась по спектрограммам с анализатора. Перед диффузором установлен раструб 7, обеспечивающий плавное течение входящего воздуха. На раструбе расположена решетка 6 с проницаемостью $f = 0,42$ и коэффициентом сопротивления $\xi = 7,2$. Изменение безразмерного акустического импеданса (величины, обратной акустической проводимости) на решетке $\Delta z = \xi M$ (при $V_k = 0,42$ м³/с, $\Delta z = 0,64$). Отсек заканчивается коническим насадком 5 длиной 108 мм и диаметром выходного сечения 85 мм.

Результаты измерения амплитуды колебаний давления в кольцевом канале и во входном сечении диффузора обозначены точками на рис. 6, а, где по оси абсцисс отложена безразмерная координата, а по оси ординат — амплитуда колебаний давления в кольцевом канале. Измеренные значения амплитуды колебаний давления меняются вдоль отсека, достигая максимального значения вблизи выходного сечения. Для расчета первой продольной формы колебаний в модельном отсеке определены граничные условия при входе в отсек и при выходе из него и рассчитаны акустические характеристики диффузора.

Акустическая проводимость при входе в отсек измерялась методом длинной линии [3] с учетом среднего движения воздуха в трубопроводе. Для этого вместо диффузора и камеры сгорания устанавливался мерный участок с генератором звука (сиреной) и подвижным волноводом. Параметры воздуха в трубопроводе поддерживались такими же, как при огневых испытаниях на отсеке камеры сгорания. Для частоты 200 Гц (колебания с такой частотой возникли на отсеке при огневых испытаниях) акустическая проводимость при входе в диффузор оказалась равной $\eta_{вх} = -1,2 - 1,6i$ (где i — мнимая единица). Акустическая проводимость в выходном сечении жаровой трубы (η_4) рассчитывалась по методике [4]. Для частоты 200 Гц $\eta_4 = 0,02 + 0,09i$.

Акустические характеристики диффузора определялись расчетным путем. При этом поверхность диффузора заменялась ступенчатой поверхностью, так что в расчетах вместо диффузора рассматривался набор цилиндрических участков. При переходе от одного участка к другому поперечное сечение изменялось скачком, однако поток акустической энергии и масса колеблющегося газа не изменялись. Методика расчета диффузора предложена В. Л. Эпштейном.

Результаты расчета распределения амплитуды колебаний давления первой продольной формы в модельном отсеке приведены на рис. 6, а. Сплошная линия на этом рисунке — распределения в кольцевом канале, штриховая — в жаровой трубе. Кривые строились так, чтобы расчетное значение амплитуды колебаний давления совпадало с измеренным в выходном сечении кольцевого канала (в одной точке).

Характер изменения колебательного давления вдоль кольцевого канала в расчете и эксперименте практически одинаков, однако вычисленное значение частоты (185 Гц) оказалось меньше измеренной (200 Гц) примерно на 8%. Этот факт может быть объяснен тем, что распределение средней температуры газа в жаровой трубе на режиме неустойчивого горения из-за сильных колебаний несколько отличается от принятого в расчете. Следует также отметить, что в настоящей работе не рассматриваются механизмы генерации акустической энергии в камере сгорания ГТД, которые мало изучены, и при расчете акустического поля собственных колебаний камеры учитываются лишь потери акустической энергии. Частота автоколебаний, т. е. частота, определенная с учетом механизма генерации акустической энергии, может отличаться от собственной.

Таким образом, разработана методика приближенного расчета акустических характеристик основных камер сгорания, учитывающая изменение средней по сечению температуры и скорости газа по длине камеры, а также связность полостей кольцевого канала и жаровой трубы. Расчет установило, что частота колебаний определяется главным образом протяженностью кольцевого канала, акустической проводимостью в его начальном сечении и температурой воздуха, поступающего в камеру сгорания. Учет распределения температуры газа в жаровой трубе приводит к повышению частоты примерно на 20%. Следовательно, приближенную оценку частоты, как показали расчеты, можно сделать достаточно быстро без применения ЭВМ. Подчеркнем, однако, что при выявлении механизмов самовозбуждения и поддержания автоколебаний в камере сгорания, а также при отыскании средств подавления этих колебаний необходимо определить все параметры акустического поля собственной формы колебаний в камере.

Поступила в редакцию 19/VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Абрамович, В. Я. Безменов, И. П. Смирнова и др. Тр. ЦИАМ, № 279, 1956.
2. Д. И. Блохинцев. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981.
3. Л. Беранек. Акустические измерения. М.: ИЛ, 1952.
4. А. Н. Руденко, И. С. Шлыкова, В. Л. Эпштейн. Акустический ж., 1974, XX, 4.

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ И МЕХАНИЗМА ТЕРМООКСИДНОЙ ДЕСТРУКЦИИ ПОЛИБУТАДИЕНОВОГО КАУЧУКА В ПАРАХ ХЛОРНОЙ КИСЛОТЫ

*Б. П. Дидикин, О. П. Коробейников, В. Н. Орлов
(Новосибирск)*

Механизм горения смесевых твердых топлив характеризуется следующими основными стадиями процесса [1, 2]: реакциями в конденсированной фазе, в результате которых происходит газификация топлива,