

11. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний.— М.: Наука, 1981.
12. Мищенко Е. Ф., Розов Н. Х. Дифференциальные уравнения с малым параметром и релаксационные колебания.— М.: Наука, 1975.
13. Тодес О. М., Мелентьев П. В. Теория теплового взрыва. 2. Тепловой взрыв для мономолекулярных реакций // ЖФХ.— 1933.— 13, вып. 11.— С. 1594—1609.
14. Бабушок В. И., Гольдштейн В. М. Предел самовоспламенения: переходные режимы реакции.— Новосибирск, 1985.— (Препр./ИМ СО АН СССР; № 10).
15. Babushok V. I., Gol'dshtein V. M. Structure of the thermal explosion limit // Combust. Flame.— 1988.— 72.— P. 221—224.
16. Мержанов А. Г., Дубовицкий Ф. И. Квазистационарный тепловой режим протекания взрывных реакций // Докл. АН СССР.— 1958.— 120.— С. 1068—1071.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 24/IX 1991

УДК 536.8 + 621.4

М. С. Натанзон, О. М. Меньшикова

БИФУРКАЦИИ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ

Проведен теоретический анализ механизма возникновения низковоспроизводимых ВЧ-колебаний, обусловленных процессом горения. Рассмотрена модель, согласно которой это явление связано с возможной реализацией двух существенно различных режимов горения зоны обратного тока. Применительно к горению двух заранее перемешанных газов определены возможности работы смесительного элемента, при которых при одних и тех же граничных условиях возможно существование двух режимов горения, существенно отличающихся по характеристикам устойчивости. Математическая модель учитывает влияние химической кинетики и турбулентного смешения.

Процесс горения в высоконапряженных камерах сгорания склонен к потере устойчивости, приводящей к возникновению высокочастотных (ВЧ) колебаний, обусловленных акустикой. В первую очередь это относится к камерам сгорания ЖРД [1]. Поскольку возникновение ВЧ-колебаний приводит к разрушению конструкции, безусловное обеспечение устойчивости горения — важный и ответственный этап создания подобного рода камер сгорания.

Теория и опыт показывают, что возникновение ВЧ-колебаний может быть результатом мягкого или жесткого режима потери устойчивости (в зависимости от особенностей конструкции и условий работы). В первом случае запасы устойчивости контролируются экспериментальным определением границ устойчивости, во втором — определением предельного уровня искусственного возмущения давления в камере сгорания, при котором еще не возбуждаются ВЧ-колебания (см., например, [1, 2]).

Однако в процессе доводки камер, а также экспериментальных исследований изредка наблюдается возникновение ВЧ-колебаний, на первый взгляд, не вполне укладывающееся в имеющиеся представления о существовании двух режимов возбуждения. Имеется в виду такого рода ситуация, когда режим работы камеры расположен вдали от границ мягкого и жесткого режимов потери устойчивости и тем не менее процесс горения по невыясненным причинам теряет устойчивость [1]. Явление носит случайный характер и имеет низкую воспроизводимость. Предполагается, что причина потери устойчивости в этих случаях — незначительные, лежащие в пределах технологических допусков случайные вариации параметров системы смесеобразования и оказывающие сильное влияние на устойчивость системы.

Подобные предположения в ряде случаев вполне оправданны. Однако они неприменимы, когда варьирование конструктивными параметрами вблизи номинальных значений не приводит к заметному изменению границ устойчивости, а также тогда, когда описываемый вид плоховоспроизводящихся ВЧ-колебаний наблюдается при повторных испытаниях одно-

го и того же экземпляра камеры, и при этом отсутствуют какие-либо внешние возмущения, предшествующие возникновению ВЧ-колебаний.

Такому виду колебаний посвящена настоящая работа. Исходной позицией работы служит высказанное в [2] предположение о существовании особого вида бифуркации стационарного режима горения, приводящего к скачкообразному изменению положения границ мягкой и жесткой потери устойчивости.

Физическая картина явления

Организация процесса горения в высоконапряженных камерах сгорания характеризуется наличием сравнительно слабой системы обратных токов, примыкающих к торцевой поверхности форсуночной головки и ограниченных со стороны камеры сгорания поверхностями струи газа и жидкости, истекающих из форсунок. Схематично это представлено на рис. 1. Другая особенность горения в подобных камерах состоит в способности к самовоспламенению поступающего топлива. Последнее обусловлено высокими начальными температурами одного или обоих компонентов или же низкой энергией активации топлива.

Между зоной обратных токов и основным потоком газа (или газожидкостной смеси) происходит массо- и теплообмен. В зону обратных токов газ поступает в конце, а вытекает вблизи торцевой поверхности головки в районе корня струи газов, истекающих из форсунок. Высокая интенсивность турбулентной диффузии в зоне обратных токов приводит к существенному выравниванию полей концентраций и температур, что позволяет в первом приближении описывать эту зону моделью гомогенного проточного реактора. Из [3, 4] известно, что при одних и тех же значениях расхода, температуры и теплотворной способности смеси, поступающей в реактор, в нем при определенных условиях могут реализоваться два различных режима: низкотемпературный, при котором температуры на входе и на выходе из реактора практически равны, и высокотемпературный, когда в реакторе идет горение. Подобная неоднозначность наблюдается в широком диапазоне значений входных параметров, что приводит к появлению гистерезиса.

На рис. 2 представлена типичная зависимость температуры в проточном реакторе T^* от температуры поступающей в него горючей смеси T_0 (аналогичный вид имеют зависимости T^* от расхода и теплотворной способности смеси, поступающей в реактор). Из рис. 2 следует, что при температуре газа, поступающего в зону обратных токов, лежащей в области гистерезиса (например, $T_0 = T_a$), температура потока газа, поступающего к корню струи, зависит от предыстории процесса. Если в процессе выхода на стационарный режим со значением $T_0 = T_a$ температура газа, поступающего в зону обратных течений, не превышала температу-

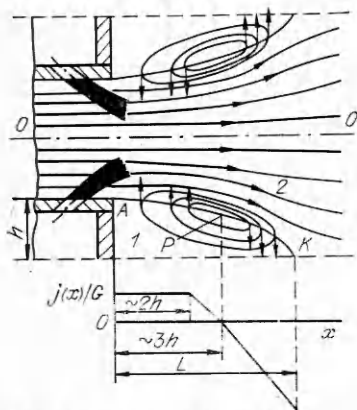


Рис. 1. Картина зоны обратных токов на многопрофильной головке и распределение плотности расхода потока газа, поступающего через границу зоны обратных токов.

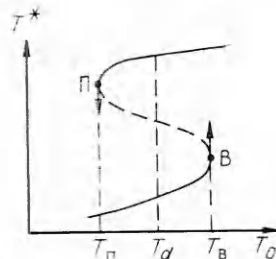


Рис. 2. Кривая гистерезиса.
П — потухание; В — воспламенение.

ры воспламенения T_v , то к корню струи на стационарном режиме будет поступать газ сравнительно низкой температуры (режим холодного обратного тока), в противном случае к корню струи подходит высокотемпературный газ. Стационарный режим горения в зоне обратных токов как бы запоминает то, что происходило на запуске.

Пусть условия работы камеры сгорания таковы, что в ней реализуется режим холодного обратного тока, однако начальная температура или энергия активации горючей смеси обеспечивает ее самовоспламенение. Фронт пламени в этом случае расположен на некотором расстоянии от форсуночной головки, зависящем от физико-химических свойств топлива и от чисто физических факторов, определяющих скорость образования гомогенной, способной к самовоспламенению смеси горючего и окислителя (более подробно см. ниже). Если помимо этого температура в обратном течении лежит в зоне гистерезиса, то при тех же внешних условиях может иметь место режим горячего обратного тока. Продукты сгорания, поступающие из обратного тока, в этом случае поджигают топливо из форсунок, в результате чего фронт пламени располагается в непосредственной близости к форсуночной головке.

Экспериментальные данные, подтверждающие существование двух различных структур зоны горения в камере сгорания и явление гистерезиса в зоне обратных токов, приведены в работе [5].

Точкам бифуркации стационарных режимов зоны обратных токов, представленным на рис. 2, соответствуют особые виды бифуркации пространственной структуры зоны горения. Поскольку изменение режима горения в камере сгорания сопровождается изменением его динамических свойств, то описанный вид бифуркаций приводит к изменению границ мягких и жестких режимов потери устойчивости.

Значения расходов и температуры компонентов, поступающих в камеру, на стационарном режиме строго регламентированы. В отличие от этого, выход камеры сгорания на стационарный режим сопровождается существенно большим и случайным разбросом параметров, обусловленным нестационарностью процесса. Последнее создает предпосылки к возникновению такого рода ситуации, когда поджигание области возвратных течений носит случайный характер. Приобретают случайный характер также пространственная структура зоны горения и устойчивость стационарного режима работы камеры сгорания. В частности, границы устойчивости могут случайным образом располагаться как в пределах, так и во вне диапазона регулирования стационарных режимов работы камеры.

Начальный участок зоны горения (до условного фронта пламени) занимает незначительную часть объема камеры сгорания, в силу чего изменение структуры зоны горения не оказывает влияния на полноту сгорания. (Отмеченное обстоятельство было экспериментально подтверждено в работе [5].) Это приводит к тому, что величины обычно измеряемых параметров стационарного режима (давление, расходы компонентов, экономичность) не позволяют идентифицировать режим горения в зоне обратных токов, и он оказывается «скрытым параметром».

Чтобы показать принципиальную возможность существования описанного вида бифуркации пространственной структуры зоны горения, в теоретической части работы [5] использована существенно идеализированная постановка задачи, позволившая, однако, выявить основные черты явления. Упрощена задача переходом к одномерной схеме, в которой наличие возвратных течений учитывалось косвенным образом. В настоящей работе рассматривается двумерная постановка, учитывающая значительно большее число действующих факторов, чем это выявлено в [5], а также исследуется влияние бифуркаций стационарных режимов на высокочастотную устойчивость горения.

Стационарный режим

Воспользуемся схемой течения газа в зоне горения из [6]. На рис. 1 видны две области: обратных токов 1, описываемая моделью гомогенного реактора, и основной поток 2. Границу зоны обратных токов АРК определим по данным работы [7, стр. 427—434], а расход поступающего в нее газа — по эмпирической формуле [6]

$$G = \xi h^2 u_0 \rho_0^* \quad (1)$$

Здесь ξ — безразмерный коэффициент; h — характерный размер зоны 1; u_0 — скорость газа на выходе из форсунки; ρ_0^* — плотность газа в возвратном течении. Распределение плотности расхода потока газа, поступающего через границу области 1, показано на рис. 1.

Течение и процесс горения газа в основном потоке опишем, следуя модели [8], в приближении пограничного слоя¹. Коэффициент турбулентного перемешивания в основном потоке определим соотношением [9]

$$\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right) = \frac{\varepsilon_H}{\delta} + \frac{\varepsilon_x}{\delta} x^2 \sqrt{2\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2}, \quad (2)$$

где ε_H — коэффициент турбулентного смешения в сечении $x = 0$; u , v — компоненты скорости.

Перейдем к описанию термических режимов зоны обратных токов. Условия работы гомогенного реактора, моделирующего область возвратного течения, отличаются от обычно рассматриваемых наличием обратной связи, возникающей за счет влияния параметров газа, покидающего реактор, на его входные параметры. Обратная связь обусловлена зависимостью протекания физико-химических процессов в основном потоке от температуры и состава газа, поступающего в него от возвратного течения.

Для описания состава газа наряду с концентрациями окислителя c_0 , горючего c_r и продуктов реакции c_n будем использовать концентрацию непрореагировавшей смеси стехиометрического состава \bar{c} :

$$\bar{c} = \frac{1+k}{k} c_0 \quad \text{при } \alpha < 1, \quad \bar{c} = (1+k) c_r \quad \text{при } \alpha > 1, \quad (3)$$

где k — стехиометрический коэффициент; α — коэффициент избытка окислителя.

В качестве параметров газа, поступающего в зону обратных токов, примем их осредненное значение по участку втекания:

$$G = \int_0^L j(x) dx, \quad g = \int_{L-l}^L j(x) dx, \quad (4)$$

$$T = \frac{1}{g} \int_{L-l}^L T(x) j(x) dx, \quad c = \frac{1}{g} \int_{L-l}^L \bar{c}(x) j(x) dx.$$

Здесь T и c — средние значения температуры и концентрации стехиометрической смеси, поступающей в реактор; L — длина области обратных токов; l — длина участка втекания (по данным [7], $l = 1/3L$); $T(x)$, $\bar{c}(x)$ — текущие значения температуры и концентрации основного потока на границе зоны обратных токов; $j(x)$, g — плотность и суммарный расход газа, поступающего в область обратного тока из основного потока. Величины $T(x)$, $c(x)$ и $j(x)$ определяются из расчета течения и процесса горения в основном потоке.

¹ В отличие от рассматриваемой здесь задачи, в [8] термический режим зоны горения определяется из предположения, что она заполнена продуктами полного сгорания.

Запишем полную систему уравнений, описывающих термический режим в зоне обратных токов, с учетом конечного значения скорости химической реакции.

Уравнение баланса массы:

$$g(c - c^*) = V k_x \rho^{*2} c_0^* c_{\Gamma}^* \sqrt{T^*} \exp(-E/RT^*), \quad (5)$$

где V — объем зоны обратных токов; k_x — предэкспоненциальный множитель; ρ — плотность газа. В (5) и ниже звездочкой отмечены параметры газа в зоне обратных токов. Левая часть (5) описывает скорость сгорания гомогенной смеси, выраженную через расход газа через реактор; правая выражает ту же величину через скорость химической реакции, описанную законом Аррениуса для бимолекулярной реакции.

Уравнение (5) удобно преобразовать к виду

$$\varphi_1 = 1 - c^*/c = a\varepsilon(c_{\Pi}^*, c^*, c)(T^*)^{-3/2} \exp(-E/RT^*), \quad (6)$$

φ_1 — полнота сгорания, вычисленная по балансу массы; c_{Π}^* — концентрация продуктов реакции;

$$a = V k_x \rho^2 / g R^2; \quad \varepsilon(c_{\Pi}^*, c^*, c) = \frac{k}{k+1} \frac{c^*}{c} \left[1 - c_{\Pi}^* - \frac{k}{1+k} c^* \right] \quad \text{при } \alpha < 1, \quad (7)$$

$$c_{\Pi}^* = 1 - c_0 - c_{\Gamma}.$$

Из решения задачи о движении и горении основного потока газа (уравнения обратной связи) получим

$$c = c(c_{\Pi}^*, c^*, T^*), \quad c_{\Pi} = c_{\Pi}(c_{\Pi}^*, c^*, T^*), \quad T = T(c_{\Pi}^*, c^*, T^*). \quad (8)$$

Уравнение теплового баланса для обратных токов сводится к равенству потоков энтальпий газа, поступающего и покидающего эту зону:

$$c_p(T - \tilde{T}) + I_{\Pi} c_{\Pi} + I_0 c_0 + I_{\Gamma} c_{\Gamma} = c_p(T^* - \tilde{T}) + I_{\Pi} c_{\Pi}^* + I_0 c_0^* + I_{\Gamma} c_{\Gamma}^*, \quad (9)$$

где c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении; T — стандартная температура; I_{Γ} , I_0 , I_{Π} — энтальпии горючего, окислителя и продуктов реакции, подбираемые из условия наилучшей аппроксимации зависимости $T^* = T^*(\alpha)$, полученной в результате термодинамического расчета, учитывающего диссоциацию. Из (9) с учетом (3) находим

$$\varphi_2 = \frac{c_p}{Hc} (T^* - T), \quad H = \frac{I_{\Gamma} + kI_0}{1+k} - I_{\Pi}, \quad (10)$$

φ_2 — полнота сгорания, вычисленная из условия теплового баланса; H — теплота сгорания.

Отметим, что зависимость $\varphi_2 = \varphi(T^*)$ вследствие влияния обратной связи, в отличие от классического проточного реактора, нелинейна.

Система уравнений (3), (6), (8), (10) замыкается условием стационарности

$$\varphi_1(T^*) = \varphi_2(T^*). \quad (11)$$

Как и для классического реактора, рассматриваемая система имеет в общем случае три стационарных решения, из которых только два, соответствующие верхнему и нижнему термическим режимам, устойчивы. Ее решение может быть существенно упрощено, если учесть некоторые специфические особенности процессов, протекающих в проточном реакторе. В силу экспоненциальной зависимости скорости химической реакции от температуры окисление горючей смеси на нижнем термическом режиме пренебрежимо мало ($c_{\Pi}^* \ll 1$, $c^* \approx c$), на верхнем же смесь стехиометрического состава ($c^* \ll 1$) практически полностью выгорает. Полагая в первом случае в (6), (7) $c_{\Gamma}^* = 0$, получим

$$\varphi_1 = \frac{ak}{1+k} \left[1 - \frac{k}{1+k} c^* \right] (T^*)^{-3/2} \exp(-E/RT^*), \quad (12)$$

$$c^* = c \quad \text{и} \quad T^* = T.$$

В представляющих интерес ситуациях (см. ниже) значение α газовой смеси, поступающей в обратный поток, должно отличаться от единицы. (В противном случае при суммарном значении $\alpha \sim 1$ не будет обеспечена достаточная неравномерность местных величин α по поперечному сечению струи.)

Для $c^* \ll 1$ в рассматриваемой ситуации $1 - c_{\Pi}^* - kc^*/(1+k) \approx \approx 1 - c_{\Pi}^*$, поэтому

$$\varphi_1 = \frac{ak}{1+k} \frac{c^*}{c} (1 - c_{\Pi}^*) (T^*)^{-3/2} \exp(-E/RT^*). \quad (13)$$

Выражая отношение c^*/c в правой части этого равенства через φ_1 и разбив полученное таким образом соотношение относительно φ_1 , получим

$$\varphi_1 = \frac{1}{1 + \frac{1+k}{ka(1-c_{\Pi}^*)} (T^*)^{-3/2} \exp(-E/RT^*)}, \quad (14)$$

$$c_{\Pi}^* = c_{\Pi} + c.$$

Процесс решения задачи сводится к следующему. Задаем значение T^* . В приближении пограничного слоя рассчитываются течение и горение газа в основном потоке [8]. Далее, используя полученные значения концентраций и температур на границе зоны обратных токов, по формуле (4) определяются c и T , после чего по (10) находится φ_2 . Если при этом $\varphi_2 \ll 1$, то φ_1 определяется по формуле (12), а при $\varphi_2 > 1$ — по (14).

Из описанной выше физической картины явления следует, что в низкотемпературном режиме зоны обратных токов положение фронта пламени в камере сгорания определяется временем индукции. В случае гомогенной смеси время индукции определяется законом Арреннуса и экспоненциально зависит от T_0 . Это приводит к тому, что диапазон начальных температур, в котором «индукционный фронт пламени» находится в пределах камеры сгорания, чрезвычайно мал. Положение существенно меняется, если есть жидкая фаза (см. [5]) или заранее перемешанные газы.

Время индукции при такой организации горения определяется не только временем химической индукции, но и скоростью образования гомогенной смеси, которая значительно более слабо зависит от температуры. Поэтому в рассматриваемой задаче первостепенную роль играет неравномерность полей концентрации и температур на срезе форсунки.

В базовом варианте расчета, приведенном для топливной пары керосин — кислород, газовый поток на срезе форсунки был представлен в виде двух слоев, один из которых (ближайший к зоне обратных токов) составлял 1/4 полного размера струи, а второй — 3/4. Для форсунки среднее значение $\alpha = 1$, параметры в первом слое — $c = 0,55$ ($\alpha = 0,197$), $T^0 = 500$ К, $u^0 = 34,5$ м/с, во втором слое — $c = 0,22$ ($\alpha = 6,0$), $T^0 = 810$ К, $u_0 = 60$ м/с, энергия активации топлива $E = 1,34 \cdot 10^5$ Дж/моль, $k_x = 0,25 \cdot 10^{10}$, $p = 0,8$ МПа.

На рис. 3 представлены зависимости $\varphi_1(T)$ и $\varphi_2(T)$ для базового варианта. Точке 1 отвечает режим холодного обратного тока, точке 2 — горячего. Видно, что режим холодного обратного тока достаточно удален от точки воспламенения, а горячего — от точки потухания. В первом случае запас по начальной температуре составляет примерно 50 К, во втором — 700 К. Пространственные структуры, отвечающие точкам 1 и 2, представлены на рис. 4.

Принципиальное значение имеет величина диапазона начальных па-

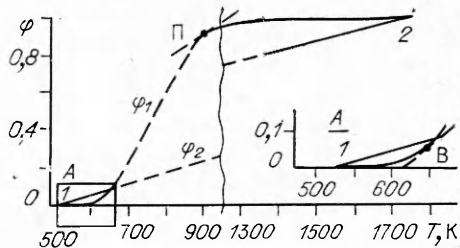


Рис. 3. Условия существования верхнего и нижнего термических режимов.

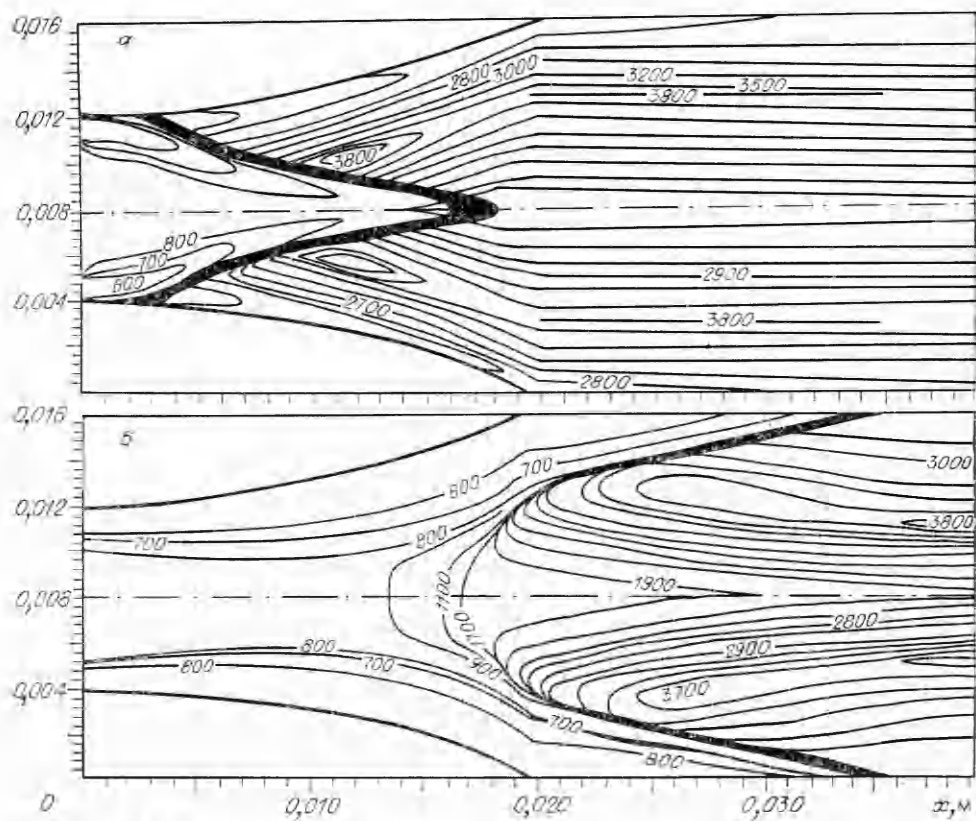


Рис. 4. Изотермы для режима с горячим (а) и холодным обратным током (б).

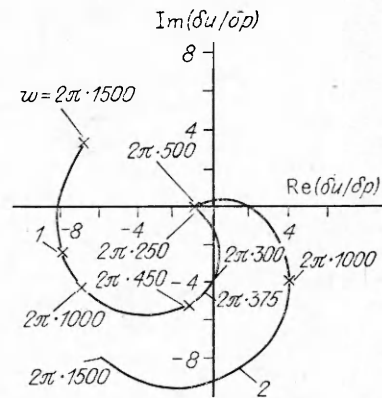
раметров, в котором наблюдается неоднозначная зависимость пространственной структуры зоны горения от режима работы форсунки. Расчеты показывают, что при выбранных базовых параметрах диапазон начальных температур в струйках с избытком горючего, при котором имела место двухзначность режимов, составил 100 К, а для струек с избытком окислителя — 75 К. Диапазон коэффициента избытка окислителя в струйках с избытком горючего (при фиксированном значении $\alpha = 1$ для форсунки в целом) оказался равным 0,15—0,3. Приведенные результаты показывают, что описанное явление в достаточной мере устойчиво по отношению к изменению начальных параметров.

Влияние бифуркаций стационарных режимов на устойчивость процесса горения

Теоретические исследования устойчивости камер сгорания на основе конкретных моделей процесса горения значительно расширяют возможности теории. Поскольку построение границ устойчивости требует в этом случае использование ЭВМ, исследования приобретают характер численных экспериментов. Однако их проведение существенно затруднено многофакторностью задачи и особенно тем, что в подавляющем числе случаев одни и те же факторы на разных режимах работы камеры сгорания (а при фиксированном режиме — в разных диапазонах частот) оказывают противоположное влияние на границы устойчивости.

В связи с отмеченной особенностью этого класса задачи возникает необходимость использовать такие алгоритмы их решения, которые позволили бы достаточно просто анализировать изолированное влияние отдельных факторов и динамических звеньев в широком диапазоне частот. Алгоритм, в значительной мере удовлетворяющий этому и некоторым другим важным требованиям, подробно описан в работе [2] (см. также

Рис. 5. Годограф частотной характеристики колебаний скорости.



[10—12]). Из теории следует, что необходимое условие потери устойчивости — расположение в правой полуплоскости комплексного переменного амплитудно-фазовой частотной характеристики

$$K(i\omega) = \delta u / \delta p. \quad (15)$$

Здесь δu и δp — комплексные амплитуды колебаний скорости газа и давления в конце зоны горения; ω — круговая частота колебаний на границе устойчивости. Это же условие во всех представляющих интерес ситуациях является одновременно и достаточным. В случае продольных акустических колебаний значение частоты связано с длиной камеры, соответствующей границе устойчивости, соотношением

$$L_k \approx 2\pi C / \omega \cdot n + l_k, \quad (16)$$

где C — скорость звука; L_k — длина камеры сгорания; l_k — длина зоны горения; n — порядковый номер тона продольных колебаний.

Отсылая за подробностями к работе [2], перейдем к описанию условий и упрощающих предположений, принятых при анализе влияния бифуркаций стационарного режима горения на устойчивость процессов в камере сгорания по отношению к продольным акустическим колебаниям.

Рассмотрим так называемую внутрикамерную неустойчивость. Примем, что колебания расходов и температур на выходе из форсунок отсутствуют. Помимо этого в первом приближении примем, что колебания массо- и теплообмена между зоной обратных токов и основным потоком не оказывают существенного влияния на $K(i\omega)$, следовательно, зона обратных токов может рассматриваться в качестве пассивной емкости. Задача определения $K(i\omega)$ после этого сводится к исследованию колебаний параметров в основном потоке газа с постоянными распределенными источниками и стоками вдоль границы области обратных токов, и ее решение можно найти, непосредственно используя стандартный алгоритм [2]. На рис. 5 представлена амплитудно-фазовая частотная характеристика базового варианта для режимов горячего (1) и холодного (2) обратного тока, которым соответствуют стационарные режимы, приведенные на рис. 4. Из сопоставления следует, что при одних и тех же значениях параметров на выходе из форсунок (расходе, соотношении компонентов, а также профилях начальных температур, концентраций и скоростей) устойчивость камеры сгорания существенно зависит от того, произошло или нет поджигание зоны обратных токов в процессе запуска. Так, при длине камеры 0,5 м, которой соответствует собственная частота первого тона продольных акустических колебаний $f = C/2L = 1000$ Гц, в режиме холодного обратного тока камера сгорания находится в глубине области неустойчивой работы ($\text{Re } K(i\omega) \approx 4$), а в режиме горячего обратного тока имеет место большой запас устойчивости, так как $\text{Re } K(i\omega) \approx -7$.

Достаточным условием для потери устойчивости является в этом случае неравенство

$$\text{Re } K(i\omega) < (\kappa + 1) / 2\kappa \approx 0,9,$$

где κ — показатель адиабаты (см. [2]).

В заключение остановимся еще на одном вопросе. В работе [1] отмечается отсутствие удовлетворительного объяснения наблюдаемых на некоторых камерах сгорания спонтанно возникающих на стационарных режимах микровзрывов, приводящих в ряде случаев к жесткому режиму

потери устойчивости. Из сопоставления рис. 4, а, б следует, что описанное явление допускает трактовку в качестве следствия воспламенения зоны обратных токов на стационарном режиме камеры сгорания в результате естественных флуктуаций процесса горения в основном потоке.

Проведенный анализ показывает, что описанная в работе [5] бифуркация, приводящая к изменению пространственной структуры зоны горения в камерах сгорания, выполненных по схеме газ — жидкость, имеет место и при горении предварительно перемешанных газов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неустойчивость горения в ЖРД/Под ред. Д. Т. Харье, Ф. Г. Рирдопа.— М.: Мир, 1975.— 872 с.
2. Натанзон М. С. Неустойчивость горения.— М.: Машиностроение, 1986.— 248 с.
3. Зельдович Я. Б., Воеводский В. В. Тепловой взрыв и распространение пламени в газах.— М.: ММИ, 1947.— Ч. I.— 294 с.
4. Вулис Л. А. Тепловой режим горения.— М.: ГЭИ, 1954.— 288 с.
5. Дубинкин Б. Н., Натанзон М. С., Чамьян А. Э. О двух режимах горения в камере сгорания с зоной рециркуляции // ФГВ.— 1978.— 14. № 6.— С. 3—41.
6. Щетинков Е. С. Физика горения газов.— М.: Наука, 1965.— 740 с.
7. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй.— М.: Физматгиз, 1960.— 716 с.
8. Меркулов И. В., Меньшикова О. М., Лапина З. С. Численная модель процесса вибрационного горения // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт.— 1990.— № 5.— С. 140—148.
9. Habiballah M., Lourme D., Pit F. A Comprehensive model for combustion stability studies applied to the ariane viking engine // AIAA Paper.— 1988.— N 86.— P. 1—7.
10. Натанзон М. С. Амплитудно-фазовый метод исследования вибрационного горения // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт.— 1981.— № 5.— С. 138—146.
11. Натанзон М. С. Матрицы частотных характеристик процесса горения // Там же.— 1983.— № 2.— С. 110—119.
12. Натанзон М. С., Лапина З. С., Меркулов И. В. Устойчивость горения в камере сгорания // Там же.— 1985.— № 4.— С. 137—146.

г. Москва

Поступила в редакцию 6/III 1991,
после доработки — 29/V 1991

УДК 536.46 : 621.45.022

В. А. Виноградов, С. А. Кобыжский, М. Д. Петров

ОРГАНИЗАЦИЯ ГОРЕНИЯ КЕРОСИНА В МОДЕЛЬНОМ ГПВРД

Приведены результаты экспериментов по организации горения керосина в плоской модели гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя в условиях внешнего обдува потоком с параметрами: $M_\infty = 6$, $p_\infty^* = (53 \div 55) \cdot 10^5$ Па, $T_\infty^* = 1500$ К. Изучена работа нескольких вариантов прямоугольной камеры сгорания с различными инжекторами керосина и стабилизирующими элементами при использовании водорода в качестве поджигающего топлива. Определены условия, при которых керосин горит в каналах постоянной площади с углами расширения 2 и 8° после отключения водорода.

Организовать горение керосина в гиперзвуковом прямоточном воздушно-реактивном двигателе (ГПВРД) со сверхзвуковым потоком в канале сложно из-за больших времен задержки воспламенения и реакции этого топлива, вследствие чего в канале необходимо устанавливать дополнительные поджигающие и стабилизирующие горение элементы (например, топливные форсунки дежурного факела с достаточно высокой концентрацией активных частиц или нишевые углубления на стенках, создающих локальные рециркуляционные зоны).

Воспламенение керосина и стабилизацию горения в ГПВРД лимитирует процесс смешения, которое в данном случае может существенно улучшить система скачков уплотнения, связанная с особенностями геометрии канала и волной горения (в [1] волна горения за уступом камеры