Доклады Академии наук СССР
1971. Том 201, № 6

УДК 536.8 + 621.4

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

В. В. БЕЛЫЙ

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ АВТОСТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАМЕНИ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ЖИДКОСТНОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

(Представлено академиком В. П. Глушко 11 V 1971)

Один из реализуемых в технике механизмов стабилизации пламени в проточной камере сгорания связан с явлением переноса горячих продуктов реакций в зону подготовительных процессов вихревыми токами, возникающими благодаря пространственной неоднородности поля скоростей. Такой механизм типичен для высокотемпературных реакторов, не содержащих специальных стабилизаторов пламени — например, для жидкостных ракетных двигателей. В монографии ([1]) отмечена особая роль вихревого поля в отношении устойчивости горения, хотя количественная сторона вопроса не рассмотрена.

О стабильности процесса горения обычно судят по характеру осциллограмм давления. Однако уже из элементарной теории проточных камер сгорания следует, что отсутствие интенсивных пульсаций давления — лишь необходимый, а совсем не достаточный признак жесткой стабилизации пламени. Это утверждение, имеющее довольно прозрачный физический смысл, непосредственно вытекает из уравнений, на которых основана теория внутрикамерной низкочастотной неустойчивости горения ([2]).

Будем описывать процесс горения посредством непрерывной функции $\psi(t, \tau)$ (безразмерная степень выгорания к моменту текущего времени t порции топлива, поступившей в камеру в момент $t-\tau$). В случае, если расход топлива постоянен во времени, основное уравнение теории ([2]) можно записать в виде

$$\theta_g\, d\varphi / dt + \varphi = -dT / dt, \tag{1}$$

где $\varphi(t)$ — безразмерные пульсации давления, θ_g — характеристическое время камеры сгорания; через $T(t)$ обозначено среднее время выгорания, которое следует в данном случае определить посредством преобразования

$$T(t) = \int_0^t \tau \frac{\partial\psi(t, \tau)}{\partial\tau}\, d\tau. \tag{2}$$

Приведенные формулы показывают, что сколь бы ни были велики пульсации величины $T(t)$, они не проявятся заметным образом в регистрограммах давления, если соответствующие процессы протекают достаточно медленно в масштабе времени θ_g (величина порядка единиц миллисекунд).

Косвенные указания существования инфранизкочастотных пульсаций величины $T(t)$ могли бы содержаться в результатах экспериментов, направленных на изучение отдельных сторон процесса горения и выполняемых более информативными методами, чем одна только регистрация давления на устойчивом режиме. Наличие таких нестационарностей могло бы при этом проявиться, например, в повышенном разбросе результатов измерений. Действительно, можно назвать ряд опубликованных исследований указанного типа ([3–6]), в которых отмечается плохая воспроизводимость экспериментальных результатов. Однако в этих работах отсутствует детальный анализ источников разброса: он включен в состав экспериментальных ошибок.

Недавно автором настоящего сообщения и сотрудниками были получены экспериментальные данные о свойствах процесса $T(t)$, которые дают известные основания уделить поставленному вопросу более серьезное внимание. Измерения выполнялись при устойчивом (в обычном смысле) горении топлива газообразный кислород — жидкий аммиак в модельной камере. Были обнаружены интенсивные инфранизкочастотные пульсации величины T с явно выраженной статистической природой.

На рис. 1 приведены результаты оценки нормированных автокорреляционных функций центрированного процесса $T(t) - \overline{T}$ для двух экспериментов длительностью по 10 сек. Среднеквадратичная точность оценок, найденная по формулам теории случайных процессов ([7]), составляет около 30%. При использовании аппроксимирующего выражения $r_{TT}(\tau) = \exp[-|\tau|/\theta]$ для временного масштаба θ получается значение $\sim 0{,}7$ сек. Этот результат может показаться тем более странным, что ни одно из характерных времен для экспериментальной камеры сгорания, из числа тех, которые обычно учитываются в теории ЖРД, не превосходит 10 мсек.

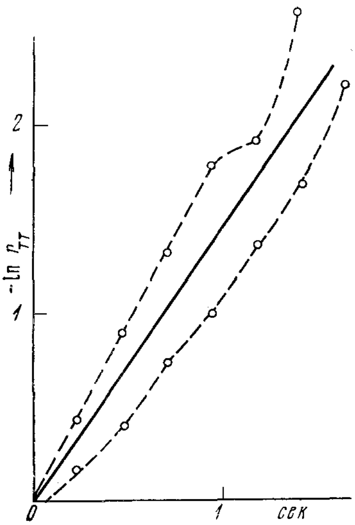

Рис. 1. Две оценки автокорреляционных функций процесса $T(t) - \overline{T}$ по экспериментальным данным

Вопрос о возможной физической природе столь низкочастотных процессов представляет несомненный интерес. Ниже предпринята попытка найти соответствующее объяснение, не связанное с гипотезой о нестационарной работе форсунок, к которой прибегли авторы работы ([8]). Обычно при рассмотрении устойчивости горения пренебрегают влиянием пространственной структуры пламени на скорость процессов массо- и теплообмена в зоне подготовки горючей смеси (см., например, ([2])). В действительности же такое влияние должно иметь место хотя бы за счет воздействия пространственной картины горения на термо- и гидродинамические характеристики стабилизирующего пламя вихревого поля.

При описании соответствующих эффектов следует учитывать релаксацию условий в вихревой зоне относительно изменений пространственной структуры пламени: соответствующее время релаксации θ_r, вероятно, может существенно превосходить характеристическое время камеры θ_g и время выгорания T. На рис. 2 изображена структурная схема механизма автостабилизации пламени, в которой учтена указанная обратная связь. Интенсивность подготовительных процессов W определяет временную структуру пламени T и, далее — его пространственную структуру X. Замыкание контура производится связью $X \to W$. Случайные пульсации условий массо- и теплообмена в зоне подготовительных процессов, обусловленные турбулентностью, учитываются независимым генератором возмущений $\tilde{W}$. Мгновенное состояние каждого из блоков структурной схемы рис. 2 будем описывать переменными $T(t)$, $X(t)$ и $W(t)$. Соответствующие определения могут быть основаны на осреднении посредством интегральных преобразований типа формулы (2).

Пренебрегая инерционностью связей $T \to X$ и $W \to T$, припишем им простую функциональную форму.

$$X = X(T); \quad T = T(W + \tilde{W}). \qquad (3)$$

Все инерционные свойства контура (включая, прежде всего, релаксационные свойства вихревого поля — см. выше) сосредоточим в звене $X \to W$, описав его посредством уравнения

$$\frac{dW}{dt} + \frac{1}{\theta_r} W = \frac{1}{\theta_r} W_{\text{ст}} [X(t)]. \qquad (4)$$

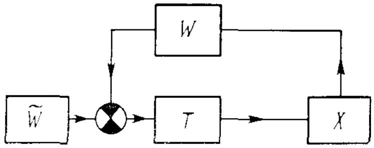

Рис. 2. Структурная схема механизма автостабилизации пламени

Пусть система уравнений $X = X(T)$, $T = T(W)$, $W_{\text{ст}} = W_{\text{ст}}(X)$ имеет решение X_0, T_0, W_0, отвечающее стационарному положению пламени. Вопрос о единственности такого решения, представляющий самостоятельный интерес, здесь не рассматривается.

Линеаризуем все три зависимости в окрестности точки T_0, X_0, W_0 и составим разности $T(t) - T_0$, $X(t) - X_0$, $W(t) - W_0$. Сохранив для этих разностей обозначения $T(t)$, $X(t)$ и $W(t)$, исключим из уравнения (4) $W_{\text{ст}}$ с помощью линеаризованных зависимостей. В результате получим

$$\frac{dW}{dt} + \frac{1}{\theta_r}(1-k)\, W = \frac{k}{\theta_r} \widetilde{W}(t), \qquad (5)$$

где k — статический коэффициент передачи контура. Нетрудно показать, что при введенных упрощениях пространственные изменения пламени $X(t)$ представимы в виде суммы двух случайных процессов: процесса $x(t)$ удовлетворяющего уравнению

$$\frac{dx}{dt} + \frac{k}{\theta_r} \frac{(1-k)}{k} x = \frac{k}{\theta_r} \tilde{x}(t), \qquad (6)$$

и случайных колебаний $\tilde{x}(t)$, которые имели бы место в случае, если бы обратная связь $X \to W$ отсутствовала. Статический коэффициент передачи k есть, очевидно, произведение коэффициентов $k_{WT} < 0$, $k_{TX} > 0$ и k_{XW}. Естественно принять, что $k_{XW} < 0$, т. е. удалению пламени от форсуночной головки соответствует уменьшение W, и наоборот. Последнее означает, что k (безразмерная величина) — положительное число. Условие устойчивости для уравнения (6) есть, очевидно, $k < 1$.

Уравнение (6) аналогично уравнению движения броуновской частицы в вязкой среде при наличии упругой силы

$$\frac{dx}{dt} + \frac{\alpha}{\gamma} x = \frac{\tilde{f}(t)}{\gamma}, \qquad (7)$$

где α — коэффициент упругости подвески, γ — коэффициент вязкого трения, $\tilde{f}$ — действующая на частицу случайная сила (инерционный член md^2x/dt^2 опущен). Сравнивая оба уравнения, мы видим, что изменения величин θ_r / k и $(1-k)/k$ в уравнении (6) действуют в тех же направлениях, что и изменения коэффициента трения γ и упругости подвески α в формуле (7) соответственно.

Согласно теории броуновского движения ([9]) мы можем ожидать, что при $k \to 1$ дисперсия процесса $x(t)$ должна неограниченно возрастать; одновременно должен увеличиваться характерный временной масштаб блужданий пламени $\theta_0 = \theta_r / (1-k)$. Именно эта величина наиболее просто поддается экспериментальному определению. Нетрудно, в частности, показать, что если процесс $\tilde{x}(t)$ имеет типичную для турбулентных пульсаций автокорреляционную функцию ([10])

$$\tilde{R}_{xx}(\tau) = \sigma^2 \exp[-|\tau|/\tilde{\theta}]$$

($\tilde{\theta}$ — характерный временной масштаб турбулентности), то автокорреляционная функция процесса $x(t)$ есть

$$R_{xx}(\tau) \approx \sigma^2 \frac{k^2\tilde{\theta}}{(1-k)\,\theta_r} \exp[-|\tau|/\theta_0]. \qquad (8)$$

Допустим, что в экспериментах, иллюстрируемых рис. 1, природа случайных пульсаций пламени отвечает рассмотренному механизму. Тогда можно утверждать, что оцененный в них временной масштаб θ как раз и есть величина θ_0.

Легко видеть также, что отношение скорости dx/dt, с которой возмущенное пламя стремится к стационарному положению, к величине возмущения x, равно $1/\theta_0$ (при условии, что случайной компонентной движения мы пренебрегаем). Естественно поэтому выбрать это число с размерностью обратного времени в качестве количественной характеристики жесткости автостабилизации пламени. Его экспериментальная оценка может выполняться методом возмущений, в частности импульсных, при условии, что имеется возможность непрерывного измерения положения пламени.

Рассмотренные явления, в тех случаях, когда они сильно выражены, могут оказаться существенными с точки зрения устойчивости горения в обычном (рэлеевском) смысле. В самом деле, случайные блуждания пламени должны приводить к изменениям динамических параметров, определяющих устойчивость к слабым возмущениям. Если речь идет об изменениях при времени порядка 1 сек. и даже несколько меньше, то задача может рассматриваться в квазистационарном приближении; здесь не лишено смысла говорить об изменяющихся по статистическим законам корнях соответствующих систем характеристических уравнений. Факт потери устойчивости можно при этом рассматривать как случайное событие. Вероятность того, что оно произойдет в течение некоторого заданного интервала времени, определяется статистическими свойствами корней характеристических уравнений. Соответствующая задача относится к области математической статистики. Пути к ее решению указаны в ([11]) (см. ([12])).

Не исключено, что малая скорость восстановления стационарного положения пламени может быть скрытой причиной некоторых особенностей в поведении ЖРД под действием сильных возмущений. Допустим, что в результате воздействия извне пространственная структура пламени существенно изменилась по сравнению со стационарной. Пусть при этом стационарному положению пламени отвечает устойчивая в линейном приближении система динамических уравнений, а возмущенному — неустойчивая. Если θ_0 достаточно мало, то за время восстановления стационарного положения пламени вибрационное горение (с линейным механизмом) не успеет развиться. Если же θ_0 того же порядка, что и характерное время развития колебаний от уровня шумов, то амплитуда пульсаций может достигнуть ощутимых значений. Дальнейшее поведение системы, спустя время порядка θ_0 и более, зависит, в частности, от того, в состоянии ли развившаяся неустойчивость поддерживать пламя в возмущенном положении.

Поступило
29 IV 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Б. Льюис, Г. Эльбе, Горение, пламя и взрывы в газах, ИЛ, 1968, стр. 555. [2] Л. Крокко, Чжен Синь-И, Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях, ИЛ, 1958, стр. 85. [3] L. Crocco, J. Grey, G. Mattews, Preliminary Measurements of the Combustion Time Lag in a Monopropellant Rocket Motor, V Symposium (Intern) on Combustion, 1955, p. 164. [4] C. Marshall, Burrows, Radiation Processes Related to Oxygen — hydrogen Combustion at High Pressures, X Symposium (Intern) on Combustion, 1965, p. 204. [5] Р. Сойер, П. Паргелис, Е. Макмаллен, Вопр. ракетной техники, № 2 (1969). [6] Ф. Рирдон, Вопр. ракетной техники, № 6 (1966). [7] Д. Бендат, Основы теории случайных шумов и ее применения, ИЛ, 1965, стр. 304. [8] T. Conn, J. Hester, R. Valentine, J. Spacecraft and Rockets, 4, № 12 (1967). [9] А. Эйнштейн, М. Смолуховский, Брауновское движение, Л., 1936, стр. 211. [10] А. С. Монин, А. М. Яглом, Статистическая гидромеханика, 2, М., 1967, стр. 16. [11] А. А. Свешников, Изв. АН СССР, Техническая кибернетика № 3 (1964). [12] В. В. Белый, М. Ф. Диментберг, ДАН, 177, № 5 (1967).