

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВЫГОРАНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ ВОДОРОДА В ВОЗДУШНЫХ КАНАЛАХ

Ю. М. Аннушкин

(Москва)

Диффузионное горение газообразных топлив в каналах применяется в различных областях техники, в том числе в реактивных двигателях, предназначенных для больших сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростей полета [1, 2]. При диффузионном горении газообразное топливо или продукты газогенерации твердых и жидких топлив [3—5] подаются в воздушный поток струями из многосопловых коллекторов. Сопла располагаются равномерно по площади поперечного сечения на входе в канал или на его стенках, причем их число достигает нескольких десятков или даже сотен [6—8].

При экспериментальном изучении закономерностей горения газовых топлив в каналах, как правило, применяются осесимметричные или плоские модели с одним [9, 10] или несколькими [5, 11, 12] соплами. Конструкции камер сгорания, используемые в настоящее время, в основном базируются на опыте предшествующих (модельных) исследований, так как инженерные методы расчета горения еще не развиты [13], а создание полноценной теории диффузионного горения газов с инженерными методами расчета, как отмечалось в [14], «дело будущего».

Не абсолютизируя знания, полученные опытным путем, отметим, что в теории горения они имеют первостепенное значение. Очевидно, обобщение экспериментальных данных на основе теоретических предположений — наиболее продуктивный путь создания инженерных методов расчета камер сгорания воздушно-реактивных двигателей.

Изучение закономерностей горения свободных факелов, развивающихся в дозвуковых [15] и сверхзвуковых [16, 17] потоках воздуха, в значительной степени способствует выяснению закономерностей выгорания топлива в каналах. В частности, при больших коэффициентах избытка воздуха в каналах (при $\alpha_k > 2,5$), когда на горении еще не сказывается заметным образом недостаток окислителя, закономерности горения, как показывает опыт [18], аналогичны закономерностям его горения в неограниченном пространстве [16, 17]. Влияние ограниченности пространства на эффективность горения и длину пламени l_ϕ в канале начинает заметно проявляться в том случае, когда коэффициент избытка воздуха α_k становится меньшим, чем среднее его значение в сечении, соответствующем окончанию свободного факела ($\tilde{\alpha}_\phi \approx 2,5$ [5]). Очевидно, что при $\alpha_k < \tilde{\alpha}_\phi$ (особенно при $\alpha_k \rightarrow 1$ или при $\alpha_k < 1$), т. е. в основной области режимов работы камер сгорания, закономерности горения газообразных топлив в каналах могут существенно отличаться от закономерностей их горения в свободном факеле, развивающемся в спутном потоке воздуха даже при одинаковой относительной скорости спутного воздуха $m_a = w_a/w_{та}$ в неограниченном пространстве и в канале (здесь и дальше индекс a относится к воздуху, индекс t — к топливу, а a соответствует начальному сечению смешения в топливной струе).

Для неограниченного факела (вне канала или в канале при $\alpha_k > 2,5$) обобщенная кривая выгорания газообразных топлив в форме $\eta_r = f(x/l_\phi)$, полученная ранее для низкокалорийных газовых топлив и приведенная в работе [15], не может быть использована для водорода, так как она существенно отличается от кривой выгорания водорода [10].

К настоящему времени имеется значительное количество экспериментальных данных по исследованию выгорания водорода в каналах при различных условиях. Для создания приближенного метода расчета камер сгорания, где в качестве топлива используется водород, требуется обобщение имеющихся результатов.

Схематизация рабочего процесса, теоретические предпосылки для обобщения

В [5] показано, что воздушно-газовые каналы с многосопловыми топливными коллекторами сложной формы можно условно разделить по числу сопел в коллекторе на N_c частей. При этом полагается, что в каждой из них смешение и горение происходят одинаково. В этом случае в осесимметричном или плоском модуле с изменяющейся по длине площадью $F^1(x) = F(x)/N_c$, имеющем диаметр единичного эквивалентного канала $D^1(x) = \sqrt{4/\pi \cdot F(x)/N_c}$ (рис. 1), относительную эквивалентную длину канала с многосопловым коллектором можно выразить следующим соотношением:

$$\bar{x} = \frac{x}{D_x^1} = x \sqrt{\pi/4 \cdot \frac{1}{F_x} \cdot N_c/F_0}, \quad (1)$$

где D_x^1 — среднее значение диаметра единичного (на одно сопло) канала на отрезке от начального сечения 0 до текущего сечения x ; $\bar{F}_x =$

$= \int_0^x \bar{F}(x) dx/x$ — среднее значение относительной площади канала на длине 0 — x ; $\bar{F}(x) = F(x)/F_0$ — относительная площадь канала.

На длине канала $x = l_K$ среднее значение площади поперечного сечения канала (F_K^1), средний диаметр эквивалентного осесимметричного канала D_K^1 и эквивалентная относительная длина канала $\bar{l}_K = l_K/D_K^1$ определяются соотношениями

$$F_K^1 = F_0/N_c \cdot \frac{\int_0^{l_K} \bar{F}(x) dx}{l_K}, \quad (2)$$

$$D_K^1 = \sqrt{\frac{4}{\pi} \cdot F_0/N_c \cdot \frac{\int_0^{l_K} \bar{F}(x) dx}{l_K}}, \quad (3)$$

$$\bar{l}_K = l_K \sqrt{\frac{\pi/4 \cdot N_c/F_0 \cdot 1}{\int_0^{l_K} \bar{F}(x) dx/l_K}}. \quad (4)$$

Смешение и горение (с точностью до влияния стенок) в каналах с многосопловыми коллекторами и в эквивалентных каналах с односопловыми коллекторами будут идентичными, если сохраняется одинаковой абсолютная длина $l_K = \text{idem}$ (в общем случае при диффузионно-кинетическом процессе) и выдерживается одинаковым изменение эквивалентного диаметра по длине $D^1(x) = \text{idem}$. При диффузионном горении газов, когда горение лимитируется смешением, а время реакции τ_n су-

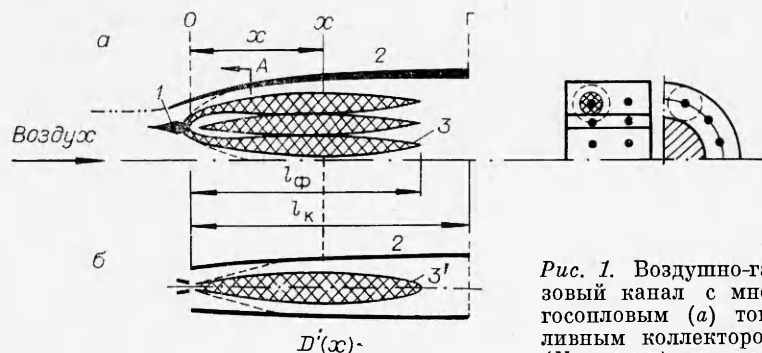


Рис. 1. Воздушно-газовый канал с многосопловым (а) топливным коллектором (N_c сопел) и эквивалентным каналом (б) идеализированной схемы с односопловым топливным коллектором ($N_c=1$).

1 — пилоны топливного коллектора; 2 — стенки канала; 3 — диффузионный факел пламени сложной формы; 3' — одиночный факел. I — плоский канал; II — кольцевой канал.

щественно меньше времени пребывания газа в канале $\left(\tau_R \ll \int_0^{l_v} \frac{dx}{w} \right)$, нет

необходимости выполнять первое из условий. В этом случае для процессов смешения каналы будут идентичными, если $\bar{l}_k = \text{idem}$.

Запись в интегральной форме $\bar{x}$ (1) и $\bar{l}_k$ (4) позволяет исключить из детального рассмотрения форму профиля поперечного сечения канала и закономерность изменения площади по длине, входящую под знак определенного интеграла. Задачу нахождения закономерности выгорания газообразного топлива в профилированном канале $F(x)$ можно свести к определению закономерности выгорания топлива в некотором цилиндрическом эквивалентном воздушном канале с диаметром D_k^1 и $N_c=1$.

Очевидно, что как в исходном многосопловом, так и в эквивалентном односопловом канале в зависимости от режима работы может быть реализовано три схемы горения [5]:

1) при $\alpha_k > \alpha_{\phi} \approx 2,5$ горение закончится раньше, чем границы струи сольются со стенкой канала. В этом случае (с точностью до влияния продольных градиентов давления) факел пламени, образующийся в канале, идентичен свободному факелу пламени при одинаковых начальных условиях смешения потоков ($\rho_a, m_a, \epsilon_v, \epsilon_a \dots = \text{idem}$);

2) при режимах работы в диапазоне $1 < \alpha_k < \alpha_{\phi}$ с уменьшением α_k от $\alpha_k = \alpha_{\phi}$ до $\alpha_k = 1$ длина зоны горения из-за недостатка окислителя (воздуха) и влияния начальных условий (отношения скоростей, плотностей и т. п.) увеличивается дополнительно от прямого влияния α_k (при $\alpha_k \rightarrow 1$ $l_{\phi} \rightarrow \infty$), так как теоретически полное смешение до одномерного стехиометрического соотношения компонентов на оси струи возможно лишь в бесконечности;

3) при $\alpha_k < 1$ и достаточной длине канала пламя замкнется на стенку, и с уменьшением α_k смешение будет улучшаться из-за увеличения избытка горючего (т. е. будет «выгорать» воздух, а топливо будет всегда в избытке).

Максимально возможное тепловыделение в канале $Q_{\max}$ (при $\eta_r = 1$) ограничено величинами: при $\alpha_k < 1$ $Q_{\max} = \alpha_k \cdot \bar{H}_u$; при $\alpha_k \geq 1$ $Q_{\max} = \bar{H}_u$ ($\bar{H}_u$ — теплотворная способность топлива). Нахождение теоретических координат для обобщения полноты сгорания η_r сводится в основном к нахождению параметров, определяющих l_k/l_{ϕ} .

Закономерности изменения длины факела даже в неограниченном пространстве (свободной струе или в канале при $\alpha_k > 2,5$) довольно

сложны. Так, теоретическую длину свободного факела пламени, развивающегося в спутном воздушном потоке, в соответствии с [19] можно определить из соотношения

$$\bar{l}_\Phi = l_\Phi/d_a = \frac{k_1}{\Phi \sqrt{\rho_a}} \cdot \sqrt{\frac{1}{c_s^2(1-m_a) + 2,8 c_s m_a}}. \quad (5)$$

Здесь $k_1 = 3,4 \div 3,6$; $c_s = 1/(1+L_0)$ — стехиометрическая концентрация, определяемая по стехиометрическому коэффициенту топлива L_0 ; $\rho_a = \rho_v/\rho_{Ta} = R_{Ta}T_{Ta}/R_vT_v$ — относительная плотность воздуха; d_a — диаметр начального сечения смешения топливной струи (совпадающий с диаметром сопла d_c при дозвуковом истечении и с диаметром изобарического сечения при нерасчетном недорасширенном истечении); Φ — среднее (на длине факела) значение углового коэффициента (наклон границы струи к оси на длине факела), зависящего от многих параметров, в частности от относительной скорости воздуха m_a , степени турбулентности спутного потока ϵ_v , и других параметров [19]. При $m_a = 0$ $\Phi \approx 0,2$.

При степени турбулентности воздушного потока $\epsilon_v = 3 \div 6\%$ средняя степень турбулентности в струе, генерируемая из-за разности скоростей топлива и воздуха, становится соизмеримой со степенью турбулентности спутного потока¹, что приводит к несущественному влиянию m_a на Φ [19]. Вследствие этого, даже большие градиенты давления, возникающие в каналах, изменяя соотношения скоростей (в среднем по длине факела), не могут заметно влиять на Φ и, следовательно, на длину пламени (см. (5)). О слабом изменении Φ в турбулентном спутном потоке при $m_a = \text{var}$ свидетельствует также монотонное уменьшение длины неограниченного пламени водорода при изменении m_a от 0,01 до 10 (рис. 2), происходящее примерно в соответствии с (5), если принять² $\Phi \approx \text{const}$.

Экспериментальные данные, полученные в свободной струе и в канале [18] (при $\alpha_k > 2,5$), дают практически единую зависимость $\bar{l}_\Phi = f(m_a)$ при сверхзвуковой ($M_v > 1$) и дозвуковой ($M_v < 1$) скорости спутного воздуха (см. рис. 2). Эксперименты и теория свидетельствуют также о том, что для водородного (свободного или ограниченного при $\alpha_k > \alpha_\Phi$) факела в условиях обтекания его турбулентным спутным воздухом при самовоспламенении топлива (при $T_v > 900$ K) или в условиях прикромочной стабилизации пламени у сопла длина свободного пламени определяется приближенным соотношением

$$l_\Phi \sim d_a \sqrt{(1+L_0)/\rho_a} \cdot (m_a)^{\epsilon_1}, \quad (6)$$

где $\epsilon_1 \approx -1/2$ — для струи водорода³, горячей в турбулентном потоке воздуха в диапазоне $0,01 < m_a < 10$ (см. рис. 2). При смешении газобразного топлива в канале отношение потоков масс $m_a\rho_a$ при всех α_k определяется соотношением

$$m_a\rho_a \approx \alpha_k L_0 \frac{\pi d_a^2 N_c}{4 F_x}, \quad (7)$$

¹ Кроме турбулентности спутного потока на смешение влияет турбулентность, генерируемая за кромками и уступами канала и топливного коллектора [19].

² Из-за слабого влияния первого слагаемого подкоренного выражения в уравнении (5) (при $\Phi = \text{const}$) $\bar{l}_\Phi \sim 1/\sqrt{m_a\rho_a}$.

³ В работах [16, 17] соотношение типа (6) абсолютизируется. Авторы распространяют соотношения в форме $\bar{l}_\Phi \sim 1/\sqrt{m_a\rho_a}$ на другие топлива (с $L_0 = \text{var}$) и на другие условия ($\epsilon_v = \text{var}$), что, как показано в [20], не соответствует действительности.

где $F_x = \frac{\int_0^x F(x) dx}{x}$ — средняя площадь поперечного сечения воздушного канала на участке $0-x$. Подставляя (7) в (6) и принимая во внимание, что для водорода $L_0 \gg 1$, для диапазона $m_a = 0,01 \div 10$ (при $\varepsilon_1 = -1/2$) можно записать

$$l_\phi \sim \sqrt{4/\pi \cdot F_x / N_c \cdot L_0 / \alpha_k} = D_x^1 \times \sqrt{L_0 / \alpha_k}. \quad (8)$$

Из (8) следует, что

а) длина факела струй водорода, развивающихся в канале, при всех α_k не зависит от диаметра сопла топливного коллектора. Это происходит потому, что с ростом диаметра (при $\alpha_k = \text{const}$) увеличивается отношение $\rho_a \cdot m_a$ и уменьшается l_ϕ (см. рис. 2) при сохранении абсолютной длины пламени. Необходимое число сопел можно выбирать, не сохраняя общей площади сопел в топливных коллекторах и их размеров, а следовательно, и перепадов давления на коллекторах;

б) длина пламени водорода в канале при $\alpha_k = \text{const}$ не зависит от отношения плотностей ρ_a и от отношения температур воздуха (T_a) и топлива (T_f), что в отличие от топлив с малыми L_0 [5] весьма благоприятно для обобщения единой зависимостью опытных данных по горению водорода, полученных при различных T_a^* и T_f^* .

Известно [5, 10, 15], что при диффузионном турбулентном горении газообразного топлива полнота его выгорания в условиях стабилизации пламени у кромок сопел в основном определяется отношением текущей длины канала к длине пламени

$$\eta_r = f(\chi), \quad \chi = x/l_\phi. \quad (9)$$

Следовательно, из (9) с учетом соотношения (8), справедливым и для канала при $\alpha_k/\alpha_\phi \geq 1$ можно получить

$$\chi \sim \bar{z} = \frac{x}{D_x^1} \sqrt{\frac{\alpha_k}{\alpha_\phi} \cdot \frac{1}{L_0}}, \quad (10)$$

где α_k/α_ϕ — приведенный коэффициент избытка воздуха; $L_0 = L_0/34,5$ — приведенный стехиометрический коэффициент.

Принимая во внимание [5], что при $1 < \alpha_k < \alpha_\phi$ длина пламени в канале из-за недостатка окислителя дополнительно увеличивается при-

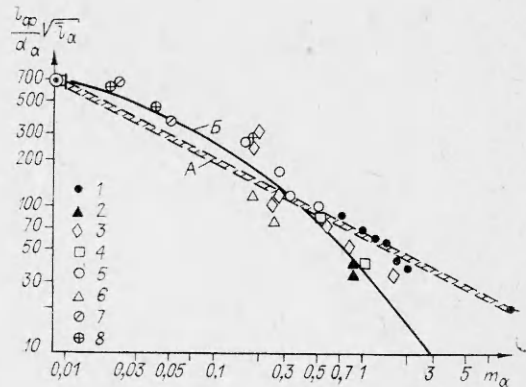


Рис. 2. Изменение приведенной (по ρ_a) относительной длины свободного факела водорода в зависимости от относительной скорости спутного потока воздуха.

Опыт: 1, 2 — струя водорода в сверхзвуковом потоке воздуха: 1 — $M_B = 1,546$, $\bar{\rho}_a = 17,5$, $T_a^* = 1170$ К, $T_f^* = 950$ К [16], 2 — $M_B = 1,98$, $\bar{\rho}_a = 3,75$, $T_a^* = 1870$ К, $T_f^* = 295$ К [18]; 3 — 8 — неограниченная струя водорода в дозвуковом потоке воздуха со стабилизацией пламени на кромках сопла [19]: 3 — $M_B \approx 0,5$, $\bar{\rho}_a = 14,5$, $T_a^* = T_f^* = 300$ К, 4 — $M_B = 0,33$, $\bar{\rho}_a = 14,5$, $T_a^* = T_f^* = 300$ К, $\bar{\delta} = \delta_{CT}/d_c = 2,5$, 5 — $M_B = 0,5$, $\bar{\rho}_a = 14,5$, $T_a^* = T_f^* = 300$ К, $\bar{\delta} = \delta_{CT}/d_c = 2,5$, 6 — $M_B = 0,88$, $\bar{\rho}_a = 14,5$, $T_a^* = T_f^* = 300$ К, $\bar{\delta} = \delta_{CT}/d_c = 2,5$, 7 — $M_B < 1$, $M_T > 1$, $\bar{\delta} = 0$, $T_a^* = T_f^* = 300$ К, 8 — $M_B < 1$, $M_T < 1$, $M_T < 1, \bar{\delta} = 1$, $T_a^* = T_f^* = 330$ К. Расчет: А — по (5) при $\varphi = \text{const}$; В — по [19] при $\varphi = f(m_a)$, $\varepsilon_B = 2 - 2,5\%$, при относительной толщине кромок сопла $\bar{\delta} = \delta_{CT}/d_c = 2,5$.

мерно пропорционально α_k , а при $\alpha_k < 1$ происходит улучшение смешения примерно обратно пропорционально α_k , можно записать теоретическую зависимость, в общем случае (при различных α_k и L_0) определяющую выгорание газообразного топлива в канале

$$\eta_r = f(\bar{z}), \quad (11)$$

где $\bar{z} = \bar{x} \frac{\bar{Y}}{\sqrt{\bar{L}_0}}$ — приведенная к $\alpha_k = \tilde{\alpha}_\phi$ и к $L_0 = 34,5$ эквивалентная

длина канала с многосопловым топливным коллектором; $\bar{x} = x \sqrt{\pi/4 \frac{N_c}{F_0}} \times$

$\times \sqrt{\frac{1}{\int_0^x \bar{F}(x) dx/x}}$ — эквивалентная длина канала; $\bar{Y} = [\alpha_k^v / \tilde{\alpha}_\phi]^j \sqrt{\alpha_k / \tilde{\alpha}_\phi}$ —

теоретическая функция, обратная изменению длины пламени в диапазоне режимов работы $\alpha_k = 0 \div \infty$ (приведено к $\alpha_k = \tilde{\alpha}_\phi$). Показатели степени v и j при горении водорода принимаются следующими:

$$j = 0 \text{ при } \alpha_k > \tilde{\alpha}_\phi = 2,5,$$

$$j = 1 \text{ при } \alpha_k < \tilde{\alpha}_\phi,$$

$$v = +1 \text{ при } 1 < \alpha_k < \tilde{\alpha}_\phi,$$

$$v = -1 \text{ при } \alpha_k < 1.$$

В соответствии с (11) полнота сгорания водорода не должна зависеть от скорости в канале. Теоретические оценки показали, что это утверждение будет справедливым для каналов с длиной не менее 0,1 м при давлениях в каналах $p_k \geq 30$ кПа. В этом случае время реакции при $M_k \leq 2$ составляет менее 10% времени пребывания газа в канале. Параметрами, определяющими выгорание водорода, будут в основном параметры, определяющие смешение.

Обобщенная кривая выгорания водорода в воздушно-газовых каналах

Имеющиеся опытные данные по горению водорода в воздушно-газовых каналах охватывают различные условия работы. Они получены в осесимметричных, плоских и кольцевых воздушных каналах. Во всех случаях использовались осесимметричные топливные сопла. Начальные условия опытов обобщаемого массива экспериментальных данных приведены в таблице, а результаты обобщения — на рис. 3. Начальные условия опытов: $T_B^* = 1100 - 2300$ К, $T_T^* = 286 - 880$ К, $M_k = 0,8 \div 3,23$; число сопел до нескольких сотен;

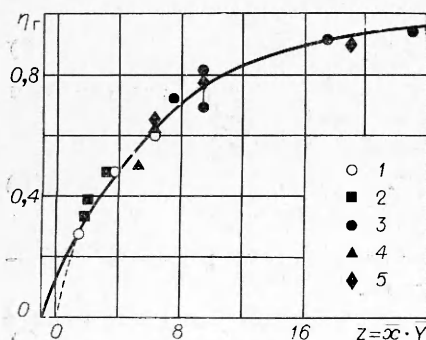


Рис. 3. Обобщенная приближенная кривая выгорания водорода в воздушно-газовых каналах при истечении топлива из осесимметричных сопел многосопловых и односопловых коллекторов ($M_k \leq 1$).
— аппроксимирующая зависимость (11');
--- интерполяция при $z = 0 \div 1$.

канал постоянного и переменного сечения при $F_r/F_0 = 1 \div 2$; углы γ подачи топлива в воздушный поток (по оси) от 0 до 30—90° (подача топлива под углом со стенок в сносящий поток); различные формы поперечного сечения канала; диаметр топливных сопел $d_c = 1 \div 17$ мм; длина каналов $l_k = 200 \div 840$ мм при $\bar{x} = 3,4 \div 33$; $\alpha_k = 0,2 \div 7$.

Несмотря на столь широкий диапазон варьирования начальных параметров, результаты по полноте сгорания удовлетворительно обобщаются единой кривой выгорания (см. рис. 3), которую в рабочем диапазоне $\bar{z} = 1 \div \infty$ можно представить аппроксимирующим соотношением

$$\eta_r \approx 1 - \exp[-0,13(\bar{z} + 1)]. \quad (11')$$

Кривая выгорания (см. рис. 3) является, по-видимому, тем пределом η_r , к которому можно стремиться, варьируя $\bar{z}$, так как все опытные данные получены в условиях достаточно равномерного распределения топлива в начале камеры сгорания, исключающих заметное слияние соседних факелов в многосопловых коллекторах (при относительном расстоянии между сопел не менее $\bar{s} = s/d_a = 3,5$).

Оценки показали, что все анализируемые опытные данные, приведенные на рис. 3, по величине m_a находятся в интервале $0,1 < m_a < 10$ и укладываются в интервал $m_a = 0,01 \div 10$ по влиянию m_a на l_ϕ (см. рис. 2).

В зависимости от закономерности $F(x)$ имеются опытные данные в условиях с положительными (при $F(x) = \text{const}$) градиентами давления при $p_x/p_0 = 1,5 \div 5$, а в расширяющихся каналах — с отрицательными градиентами при $p_x/p_0 = 0,1 \div 0,2$. Конструкция канала и топливного коллектора, а также режим работы (d_k , T_v^* , T_t^*) давали возможность на топливных соплах реализовать дозвуковые, звуковые и сверхзвуковые перепады давления, не оказывающие непосредственного влияния на эффективность горения водорода (как и d_a).

Полнота выгорания водорода в рассматриваемых экспериментах определена: 1) химическим анализом проб газов на выходе канала с осреднением по массе поля локальных полнот сгорания [6, 7, 11]; 2) по

⁴ В неограниченном пространстве при $m_a = 0,2-0,3$ и $\bar{s} < 3,5$ факелы начинают сливаться, что приводит к вытягиванию общего пламени с уменьшением $\bar{s}$.

Обозначения на рис. 3	T_v^*, K	T_t^*, K	T_t^*, K	M_k	N_c	F_r/F_0	Форма сечения канала	d_c , мм	γ , град	$\bar{x}$	Диапазон α_k	Ссылка
1	1100	300	0,8	1	1	1	Квадрат	17	0	3,4	1,5-7	Опыт автора
2	1250	300	~ 2	7	1	1	Прямоугольник	—	30-45	5,5	0,2-1,2	»
3	2100-2300	286-880	3,23	8-10	2	2	Круг	2,35-2,5	90	21,6-33	1,2-2,2	[11]
4	2260	—	2,7	7-11	2	2	Прямоугольник	—	90	~ 26	0,8-1,1	[12]
5	1670	880	~ 2	200-300	> 1	> 1	Кольцо	—	90	~ 26	1-2	[6]

Примечание. 1 — подача топлива в центр сечения, 2-5 — со стенок; 1, 2 — $F_r/F_0 = \text{const}$, 3-5 — $F_r/F_0 = \text{var}$, 3 — каждому значению α_k соответствует свое значение l_k .

усилию на тягоизмерительном станке в испытаниях с присоединенным воздухопроводом и при полном внешнем обтекании моделей набегающим потоком (например, [6]); 3) газодинамическими методами по распределению давления в каналах (аналогично методам, изложенным в [3]). Эти методы идентичны при полном учете теплопотерь в стенки моделей и сил трения в каналах.

Анализ зависимости $\eta_r = f(\bar{z})$ (см. рис. 3) показал правильность теоретических предпосылок. В частности, в опытах не обнаруживается заметного влияния на η_r температуры топлива и воздуха, формы поперечного сечения каналов, диаметра сопел (или их площади), перепадов давления на форсунках, абсолютных длин каналов.

Особо обращает внимание факт отсутствия заметного влияния на η_r числа M_k (при $M_k \geq 1$) в условиях, обеспечивающих устойчивое горение при самовоспламенении или стабилизации. Это свидетельствует о диффузионности процесса горения и слабом (в рамках приближенного анализа с погрешностью примерно $\pm 10\%$) влиянии кинетических факторов и возникающих в сверхзвуковых каналах псевдоскачков, дискретности течения, связанного с наличием локальных зон отрыва в сверхзвуковом потоке, отрывов потока у основания струй при подаче топлива со стенок и т. п.

Учитывая, что в каналах при подаче струй со стенок топливо (водород) частично «забрасывается» вверх по потоку воздуха в зоны отрыва (при $M_k > 1$) и частично сгорает в зонах рециркуляции, аппроксимирующую зависимость (11') можно условно распространить и на участок $\bar{z} = -1 \div 0$ (см. рис. 3, сплошная кривая), где при $\bar{z} = 0$ у кромок сопел или около уступов⁵ реализуется частичное сгорание водорода, $\eta_r \approx 0,13$.

Расчет и проектирование воздушно-газовых каналов по обобщенной кривой выгорания

Полученная закономерность выгорания водорода (см. рис. 3) позволяет решать ряд практических задач по приближенному расчету воздушно-газовых каналов с водородным топливом на этапе проектирования, в частности:

а) определять профили каналов $F(x)$ по заданному распределению среднего по сечению числа $M(x)$ с учетом теплоподвода при заданных температурах входящего воздуха и режиму работы (см. пример расчета рис. 4 при $M(x) = \text{const}$);

б) выбирать необходимое соотношение геометрических размеров канала и числа сопел в топливных коллекторах при заданных α_k и η_r , т. е. определять необходимое $\bar{x}$ по заданному η_r и далее определять соотношение между числом сопел N_c и относительной длиной канала

$$\xi_k = l_k/D_{\text{экр}} = l_k \sqrt{\pi/4 \cdot 1/F_k}, \text{ где } F_k = \int_0^{l_k} F(x) dx/l_k,$$

по заданному закону изменения η_r или выбранному $\bar{x}$ (рис. 5);

в) находить действительное изменение полноты сгорания водорода в конце канала при заданных N_c и α_k при выбранном или заданном законе изменения площади по длине $F(x)$ (рис. 6);

г) определять тяговые характеристики двигателей и полетные ха-

⁵ Как известно [6, 11], с целью увеличения устойчивости пограничного слоя и исключения или уменьшения передачи возмущений вверх по потоку перед топливным коллектором делаются уступы площади с расширением ее на 20—40%. Они же образуют и рециркуляционные зоны для стабилизации пламени.

характеристики летательных аппаратов с учетом эффективности горения топлива в камерах сгорания;

д) выбирать и реализовать необходимый закон теплоподвода в каналах с эшелонированным расположением сопел (см. ниже).

Профили воздушно-газовых каналов $F(x)$ можно определить из уравнений неразрывности течения по соотношению

$$\frac{F(x)}{F_0} \frac{p^*(x)}{p_0^*} \frac{\pi(\lambda)}{\pi(\lambda_0)} \frac{M(x)}{M_0} \sqrt{\frac{i_0^* \tau(\lambda_0)}{i^*(x) \tau(\lambda)}} \frac{1}{1 + 1/\alpha_K L_0} = 1, \quad (12)$$

$$i^*(x)/i_0^* \approx \frac{H_u \eta_T + C_{pT} T_T^* + \alpha_K L_0 i_B^*}{(1 + \alpha_K L_0) i_B^*};$$

где $\frac{p^*(x)}{p_0^*} = \sigma^*$ — коэффициент суммарных потерь полного давления на участке $0-x$, численное значение которого при необходимости может быть определено известными приближенными методами (например, по методике работы [21] для воздушного контура прямоточного типа); $\frac{\pi(\lambda) \cdot M}{\sqrt{\tau(\lambda)}} = \Phi$ — газодинамическая функция, зависящая от числа M по-

тока и показателя адиабаты; $i^* = \int_0^{T_T^*} C_p dT$ — энтальпия газа; $\pi(\lambda)$, $\tau(\lambda)$ — газодинамические функции в общепринятой форме; индекс 0 соответствует начальному сечению канала.

Из соотношения (12) можно записать уравнение, определяющее связь параметров течения с проходными сечениями канала

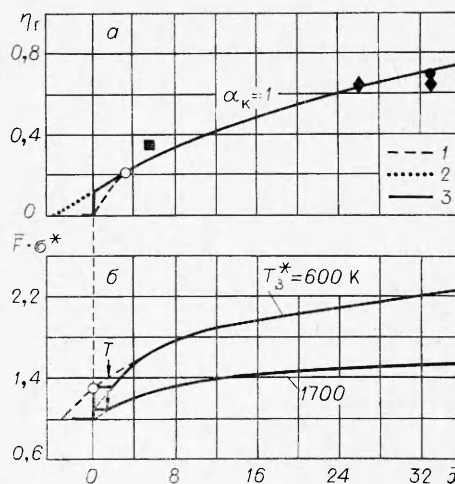
$$\bar{F}(x) \sigma^*(x) \approx \frac{\Phi(M_0)}{\Phi(M_x)} \sqrt{\left(\frac{H_u \cdot \eta_T + C_{pT} T_T^*}{L_0 i_B^* \alpha_K} + 1 \right) (1 + 1/\alpha_K \cdot L_0)}, \quad (12')$$

где $\bar{F}(x) = F(x)/F_0$ — изменение по длине относительной площади

$i_B^* = i_0^* \int_0^{T_B^*} C_{pB} dT$ — энтальпия воздуха на входе в канал.

Экспоненциальный характер выгорания водорода по длине канала при $M(x) = \text{const}$ требует повышенного расширения канала вблизи топливного коллектора. С увеличением потерь полного давления вдоль тракта при этом условии канал должен расширяться обратно пропорционально величине $\sigma^*(x) = p^*(x)/p_0^*$. Для течения в канале с притормаживанием потока ($M(x) > 1$) изменение может быть меньше, чем при $M(x) = \text{const}$, но не уменьшаться менее величины, соответствующей локальному $M(x) = 1$ (запирание сверхзвукового канала в промежуточных сечениях).

Рис. 4. Выгорание водорода на режиме $\alpha_K \approx 1$ (а) и необходимое при этом изменение площади канала для соблюдения условия $M(x) = \text{const}$ при $T_B^* = \text{var}$ (б). 1 — $z < 1$ (экстраполяция (11')); 2 — экстраполяция в точку $\eta_T = 0$ при $z = 0$; 3 — по соотношению (11') (условные обозначения экспериментальных точек см. на рис. 3).



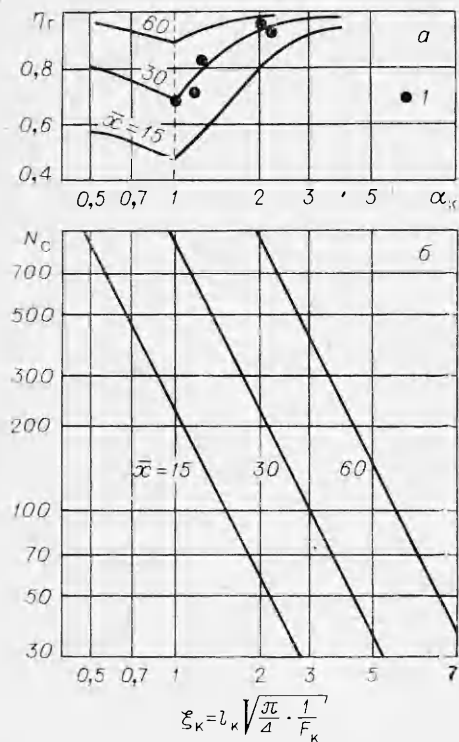


Рис. 5. Выбор соотношения между числом сопел N_c и относительной длиной канала $\bar{l}_k$ по заданной величине $\bar{x}$ (б), обеспечивающей необходимые значения η_r (а).

1 — эксперимент при $\bar{x}=22+31$ [11].

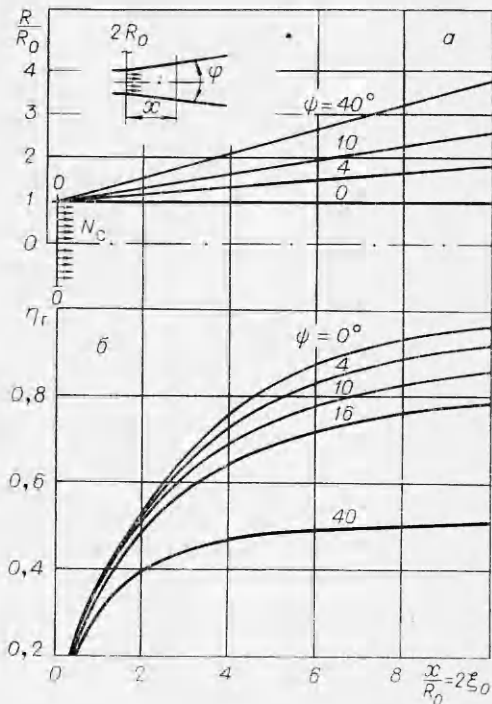


Рис. 6. Примеры кривых выгорания водорода, рассчитанные по обобщенной зависимости (11') в конических расширяющихся воздушно-газовых каналах, $\alpha_k = 1$, $N_c = 400$.

Следует отметить, что при $M(x) > 1$ с теплоподводом канал требует расширяться, но одновременно расширение канала приводит к уменьшению интенсивности теплоподвода (из-за изменения $\bar{x}$ при $F(x) > 1$) (см. рис. 6). Поэтому в практике проектирования прямоточных камер сгорания возникает задача оптимизации профиля расширяющегося канала с притормаживанием потока ($\partial M / \partial x < 0$) и последующим его разгоном в оставшейся части камеры сгорания и в сопле. Но при этом надо иметь в виду, что если процесс горения в камере не закончился, то в расширяющемся сопле заметного дожигания топлива не произойдет (см. рис. 6). Это явление прежде всего связано с тем обстоятельством, что при росте вдоль x диаметра канала или эквивалентного канала $D_{\text{экв}} = \sqrt{4/\pi F(x)}$, как, например, в конусообразно расширяющемся канале с постоянным угловым коэффициентом $\psi = dD/dx = \text{const}$ (см. рис. 6), изменение площади происходит по следующей зависимости:

$$\bar{F}(x) = F(x)/F_0 = [1 + \psi \xi_0]^2,$$

где $\xi_0 = x/D_0 = x/\sqrt{4/\pi \cdot F_0}$.

В соответствии с (1) эквивалентная длина

$$\bar{x} = \frac{x}{D_0} \sqrt{\frac{N_c}{F_x}} = \frac{\xi_0 \sqrt{N_c}}{\sqrt{1 + \psi \xi_0 + \frac{1}{3} \psi^2 \xi_0^2}}.$$

Видно, что с увеличением ψ и ξ_0 рост $\bar{x}$, а следовательно и η_r , существенно замедляется (см. рис. 6). В этом случае для повышения η_r необ-

ходимо увеличивать N_c , что в большей мере возможно в кольцевой камере с малой щелью, или в модульных конструкциях с большим числом пилонов, вынесенных в воздушный поток (как, например, в [22]).

Аналогичные качественные закономерности влияния расширения канала на η_r имеют место и в плоских каналах, так как при расширении канала в одной плоскости его площадь изменяется по соотношению

$$F(x) = h/h_0 = 1 + \psi \cdot x/h_0,$$

а эквивалентная длина канала

$$\bar{x} = \xi_0 \sqrt{N_c / (1 + \psi/2 \cdot \xi_0)},$$

где $\xi_0 = x/h_0$; h_0 — начальная высота плоского канала.

В соответствии с изменением $\bar{x}$ при $F(x) < 1$ (например, в суживающихся каналах с разгоном дозвукового или притормаживанием сверхзвукового потока) происходит более интенсивное увеличение полноты сгорания. Эти теоретические закономерности выгорания подтверждаются и экспериментом. В частности, в работе [18] показано, что интенсивность выгорания водорода в расширяющихся каналах уменьшается, а в суживающихся каналах увеличивается.

Полученное общее соотношение (11') позволяет не только качественно, но и количественно оценивать влияние закономерности изменения площади канала по длине на эффективность горения водорода⁶. Очевидно, что в соответствии с (11') и (12') для горения водорода наиболее благоприятны каналы с минимальной площадью проходного сечения, в которых реализуются течения с трансзвуковой скоростью ($M_k = 0,8-0,95$). Трансзвуковые каналы с минимальными поверхностями, по-видимому, предпочтительны и с точки зрения возможности их охлаждения хладоресурсом топлива с наименьшими его затратами. Полученные обобщения и расчетные соотношения справедливы лишь в том случае, если обеспечивается надежная стабилизация факела пламени (самовоспламенение или принудительное воспламенение со стабилизацией в зонах рециркуляции).

Выгорание водорода в каналах при эшелонированном распределении сопел

Распределенная подача топлива в воздушно-газовых каналах эшелонами (несколько поясов форсунок) применяется для изменения общей закономерности теплоподвода с форсированием его в конце канала, а также для получения желаемого изменения числа M по длине путем заданного теплоподвода.

Если имеется n -поясов, в каждом из которых N_i -сопел (диаметрами d_i), отстоящих от нулевого (контрольного) сечения на расстоянии x_i при общей длине участков смешения i -го топлива с массовым расходом G_{Ti} на длинах $l_k - x_i$, то, используя соотношение (11'), можно по частям произвести расчет выгорания каждого из i -поясов топлива на длине от нуля до $(l_k - x_i)$. Затем определить осредненный по длине закон относительного теплоподвода для всего топлива по соотношению

$$\eta_T(x) = \sum_{i=1}^n \bar{g}_{Ti}(x) \eta_{Ti}(x), \quad i = 1, 2, 3, \dots, n, \quad \bar{g}_{Ti} = \frac{G_{Ti}}{G_T}.$$

Выгорание топлива, истекающего из i -го ряда, имеющего N_i -сопел,

⁶ Влияние формы канала на η_r относится и к другим газообразным топливам.

определяется по общему соотношению (11') — по эквивалентной длине смещения i -го ряда топлива на участке от нуля до $l_k - x_i$

$$\bar{x} - \bar{x}_i = (x - x_i) \sqrt{\frac{\pi N_i}{4 F_0}} \sqrt{\frac{1}{x - x_i} \int_0^{x-x_i} \bar{F}(x) \frac{dx}{x - x_i}}$$

Значение $\bar{z}$ рассчитывается по величине $Y(\alpha)$ не по среднему α_k , реализуемому в конце канала, а по некоторому среднему значению α на рассматриваемом участке горения (от x_i до l_k), определяемому по среднему арифметическому расходу топлива в начале i -го участка и в его конце (сечении Γ)

$$\alpha_i^1 = \frac{2}{1/\alpha_i + 1/\alpha_\Gamma},$$

где $\alpha_i = \frac{G_B}{L_0 \sum_0 G_{Ti}}$ — коэффициент избытка воздуха в начале i -го участка.

Приближенные соотношения позволяют определить полноту выгорания i -й части и всего топлива (G_T), а после (рассмотренным ранее методом) произвести газодинамический, а также тепловой расчет канала с заданным (путем дискретного распределения рядов сопел по длине) расходом топлива и теплоподводом в канале.

Итак, проведенное на основе теории обобщение опытных данных позволило создать метод приближенного определения выгорания водорода в воздушно-газовых каналах, необходимый для проектирования прямоточных камер сгорания. Полученную обобщающую закономерность без предварительных подтверждений опытом не следует распространять на другие газообразные топлива с меньшими L_0 , поскольку род топлива влияет на $\bar{l}_\phi$ и η_Γ не только через стехиометрический коэффициент L_0 ; наблюдается также и отличие закономерностей влияния m_a на длину факела пламени.

Поступила в редакцию
21/V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Теория воздушно-реактивных двигателей. Под ред. С. М. Шляхтенко. М.: Машиностроение, 1975.
2. Р. И. Курзинер. Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. М.: Машиностроение, 1974.
3. Б. П. Леонов, С. В. Штейман, А. В. Куликов. ФГВ, 1971, 7, 4.
4. В. А. Чернов, Е. Н. Киселева. — В кн.: Кинетика и аэродинамика процессов горения топлив. М.: Наука, 1969.
5. Ю. М. Аннушкин, Л. Н. Дружинин, В. А. Сосуннов. — В кн.: Ф. А. Цандер и современная космонавтика. М.: Наука, 1976.
6. P. Contenson, R. Marguet, C. Huet. ICAS Paper, 1972, 24.
7. A. Mestre, L. Viand. Supersonic flow chemical processes and radiative transfer, Oxford, 1964.
8. A. Metzler, T. Martz. AIAA-Paper, № 70—715.
9. В. Н. Строкин, Л. А. Клячко. ИФЖ, 1969, XVII, 3.
10. В. К. Баев, В. А. Асаков. ФГВ, 1975, 11, 5.
11. F. Billig, J. Dagger, P. Waltrup. I-th Internat. Symposium of Air Breathing Engines, Marsel, 1972.
12. P. C. Rogers, J. M. Eggers. AIAA-Paper, № 73—1322.

13. Е. С. Шетинков.— В сб.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
14. Л. А. Вулис.— В сб.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
15. Л. А. Вулис, Л. П. Ярин. Аэродинамика факела. Л.: Энергия, 1978.
16. A. Ferri. J. of Roy. Aer. Soc., 1964, 68, 648.
17. A. Ferri. Supersonic combustion progress Astronautics, 1964, 2, 8.
18. R. A. Cookson, P. Flanagan, G. S. Penny. XII-th Symposium of combustion, Pittsburg, 1969.
19. Ю. М. Аннушкин. Тр. ЦИАМ, № 857, 1979.
20. Ю. М. Аннушкин, Г. Ф. Маслов. ФГВ, 1980, 16, 1.
21. Л. Н. Дружинин, Л. И. Швец, А. И. Ланшин. Тр. ЦИАМ, № 832, 1979.
22. J. R. Henry, G. Y. Anderson. I-th International Symposium of Air Breathing Engines. Marsel, 1972.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДЛИННОВОЛНОВАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ЛАМИНАРНОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ

В. И. Борисов, А. С. Плешанов
(Москва)

В [1], где излагалась линейная теория устойчивости ламинарного фронта пламени при произвольном изменении плотности, показано, что при числе Льюиса $Le \leq 1$, числе Пекле $Pe = u_1 \Lambda / \chi \gtrsim 25$ (u_1 — скорость газа в свежей смеси, Λ — длина волны возмущения, χ — температуропроводность) и реальных значениях безразмерной энергии активации $\bar{E} = E/(RT) \sim 10$ (T — температура, R — газовая постоянная) фронт пламени неустойчив. Высказано предположение, что устойчивость фронта достигается на нелинейном уровне. Данная работа содержит длинноволновый вариант нелинейной теории устойчивости.

В [1] показано, что основной границей области устойчивости является граница, на которой частота возмущений равна нулю. В случае, когда размеры всех диссипативных зон малы по сравнению с Λ , при малых числах Маха и в стационарной ситуации двумерные уравнения гидродинамики имеют известный вид

$$u_x + v_y = 0, \quad (1)$$

$$\rho(uu_x + vv_y) + p_x = 0, \quad \rho(uv_x + vv_y)p_y = 0, \quad (2)$$

где u и v — компоненты скорости по осям x и y соответственно; ρ — плотность; p — давление; индексы означают дифференцирование. Из (1) и (2) получим

$$B_x - vR = B_y + uR = 0, \quad (3)$$

где $B = p/\rho + 1/2(u^2 + v^2)$, $R = v_x - u_y$ — ротор скорости. Из (3) следуют условия вмерзженности

$$uB_x + vB_y = uR_x + vR_y = 0. \quad (4)$$

Введя функцию тока ψ соотношениями

$$u = \psi_y, \quad v = -\psi_x,$$

получим из (4)

$$\partial(\psi, B)/\partial(x, y) = \partial(\psi, R)/\partial(x, y) = 0,$$

т. е. $B = B(\psi)$, $R = R(\psi)$. Из (3) следует

$$-R = -B_\psi = \Delta\psi = f(\psi),$$

где f — произвольная функция.