

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДНО-КЕРОСИНОВОГО ТОПЛИВА В ВОЗДУШНО-ПРЯМОТОЧНОМ КАНАЛЕ

Ю. М. Аннушкин, Г. Ф. Маслов
(Москва)

Известно [1], что при достаточно больших температурах воздуха (800—1000 К) в условиях малых скоростей потока (120—220 м/с) при наличии зон рециркуляции, образующихся в следах плохо обтекаемых тел, может происходить самовоспламенение и горение углеводородных жидких топлив. Но при большой скорости воздуха в камерах сгорания (500—1000 м/с и более) обеспечить зажигание и стабилизированное горение углеводородных топлив, даже в условиях весьма больших температур воздуха (1200—1800 К), весьма трудно и без дополнительных интенсификаторов горения не представляется возможным.

Для обеспечения воспламенения и стабилизации горения углеводородных газообразных и жидких топлив в прямоточных камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей со сверхзвуковой скоростью потока [2, 3] в камеру, в частности, подается небольшое количество водорода, дающего устойчивое пламя в слутном и встречном потоках воздуха [4]. Несмотря на использование водорода в качестве воспламенителя и стабилизатора горения углеводородных топлив (в частности, керосина), систематических исследований по этому вопросу проведено мало.

Цель настоящей работы — определение закономерностей воспламенения, стабилизации и горения при применении двухкомпонентного топлива (керосин — водород) в прямоточной камере сгорания.

Методика экспериментального исследования. Для проведения экспериментов использовался воздушно-прямоточный канал (рис. 1), представляющий плоский модуль с квадратным сечением камеры сгорания (90 × 90 мм от сечения 3 до сечения 4). Площадь проточного тракта канала выбрана с таким расчетом, чтобы до подачи топлива (или при малом тепловом дросселировании) в камере сгорания (на участке 3—4) устанавливалась сверхзвуковая скорость, а при горении топлива при повышенном тепловом дросселировании реализовывалось дозвуковое течение, но с большой скоростью (число Маха $M_4 = 0,7 \div 0,75$)¹.

В принятой схеме (см. рис. 1) размер площади в сечении 4 выбран таким, чтобы на участке 2—4 затормозить поток от $M \approx 2$ до $M < 1$ с

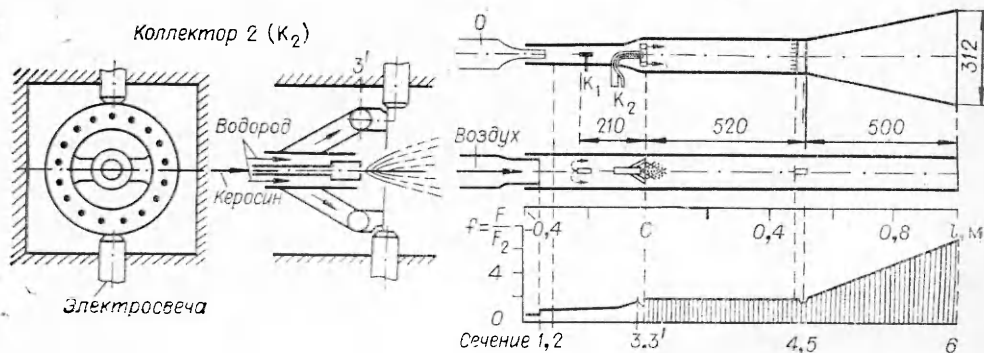


Рис. 1. Схема воздушно-газового канала.

¹ Так называемое двухрежимное смешанное течение, аналогичное течению, исследованному в [5].

повышением давления, но без нарушения течения в контрольном сечении 2. В сечении 2 (путем выбора соотношения площадей $F_1/F_2 = 0,58$) предусматривалась реализация постоянного (на всех режимах) течения с $M_2 \sim 2$. Критическое сечение на выходе из камеры сгорания, имеющее поджатие $F_3/F_4 \approx 0,912$ ($M_4 \approx 0,7$), образовано телом охлаждаемой гребенки, установленной в конце камеры сгорания для измерения поля чисел M по высоте капала.

Расширяющаяся часть сопла воздушного тракта (участок 5—6) имела полуугол раскрытия $12,5^\circ$ с расширением в одной плоскости и отношении площадей $F_6/F_5 = 3,81$, что соответствовало «идеальному» числу $M_{\text{зад}} \approx 2,78$. Стенки воздушно-газового канала (неохлаждаемые) выполнены из стали 1X18H9T толщиной 5—10 мм. Топливо в камеру подавалось через два коллектора (K_1 и K_2) (см. рис. 1). В коллектор 1 подавалось только жидкое топливо (керосин) и создавалась аэрозоль, поджигаемая ниже водородным факелом, горящим за коллектором 2. При подаче керосина в коллектор 2 через его центральную шнековую форсунку создавалась водородно-керосиновая взвесь, горящая в спутном воздухе. При одновременной работе обоих коллекторов создавалась воздушно-топливная и воздушно-водородная смеси, поджигаемые водородным факелом, горящим за вторым коллектором. Водород подавался из 17 отверстий (диаметром 4 мм) кольцевой части коллектора 2, совмещенной со стабилизатором пламени. Сначала в канал вводился водород, который при $T_v^* \geq 1050$ К самовоспламенялся², затем подавался (в один из коллекторов или в оба) керосин через одинаковые шнековые форсунки с выходными отверстиями диаметром 2 мм. Начальные температуры газообразного водорода и жидкого керосина $T_{H_2}^* = T_K \approx 300$ К.

Методика исследований основана на определении полноты сгорания топлива по критическому импульсу, определенному по показаниям тяги тягоизмерителя, для чего модель, устанавливаемая в барокамере, соединялась с ресивером через воздушно-лабиринтное уплотнение. Отсутствие касания в нем контролировалось во время испытания (с выводом на световую сигнализацию и осциллограф). Предварительно нагретый в электроподогревателе воздух (до $T_v^* = 1000 \div 1200$ К) подавался в камеру сгорания. Во время испытания (с длительностью режима 40—60 с) автоматически регистрировались параметры с циклом измерения 3 с. Топливо (водород и керосин) подавалось в камеру по двум независимым стендовым системам, предусматривающим регулирование и измерение расходов обоих топлив в необходимом диапазоне.

Воспламенение (и самовоспламенение) водорода контролировалось термопарой, установленной в конце капала в потоке, воспламенение и горение керосина — той же термопарой, а также по изменению давления в канале и тяге (усилию на тягоизмерителе).

В процессе исследования варьировались температура воздуха $T_v^* = 1000 \div 1200$ К, коэффициент избытка топлива в диапазоне $\beta_T = 1/\alpha_T = 0 \div 1$, относительный расход водорода в топливе $\bar{g}_{H_2} = G_{H_2}/(G_{H_2} + G_K) = 0 \div 1$, перераспределение керосина по двум коллекторам: а) $\bar{g}_{K_1} = 1$; б) $\bar{g}_{K_2} = 1$; в) $\bar{g}_{K_1}/\bar{g}_{K_2} = 0,5/0,5$. При этом определялись: 1) относительные расходы водорода в двухкомпонентном топливе (\bar{g}_{H_2}) или коэффициенты избытка водорода $\beta_{H_2} = G_{H_2}L_{0H_2}/G_v$, необходимые для воспламенения распыленного керосина (в условиях сверхзвукового течения) и для поддержания горения после воспламенения (при дозвуковой скорости в камере после воспламенения керосина); 2) характер течения в воздушно-газовом канале на различных режимах работы (при $\beta_T = \text{var}$, $\beta_{H_2} = \text{var}$); 3) закономерности изменения полноты сгора-

² Керосин не самовоспламенялся даже при $T_v^* = 1200$ К.

ния³ топлива (двухкомпонентного) в зависимости от коэффициента избытка топлива (β_T) при различных коэффициентах избытка водорода (β_{H_2}). Исследование проводилось при полном давлении в контрольном сечении $p_2^* \approx 2,5 \cdot 10^2$ кПа (при статическом давлении $p_2 \approx 0,3 \cdot 10^2$ кПа) и плотности потока массы воздуха через камеру сгорания $G_T/F_4 \approx 750$ кг/(с · м²).

Методика обработки опытных данных. Режим работы воздушно-прямоточной камеры сгорания, работающей на двухкомпонентном горючем, можно характеризовать двумя аргументами: суммарным коэффициентом избытка топлива $\hat{\beta}_T = G_T L_{OT} / G_B = \sum_{i=1}^{i=2} \beta_i$ (где $\beta_i = G_{Ti} L_{0i} / G_B$) и относительной массовой долей расходуемого водорода в суммарном расходе водородно-керосиновой топлива $\bar{g}_{H_2} = G_{H_2} / (G_{H_2} + G_K)$ (или коэффициентом избытка водорода в воздухе β_{H_2}), где $L_{OT} = \sum_{i=1}^{i=2} L_{0i} \bar{g}_i$ — стехиометрический коэффициент двухкомпонентного топлива; $\bar{g}_i = G_{Ti} / \sum_{i=1}^{i=2} G_{Ti}$ — относительная массовая доля i -го горючего в топливе.

Между \bar{g}_{H_2} и коэффициентом избытка водорода существует однозначное соотношение $\bar{g}_{H_2} = \beta_{H_2} / [\beta_{H_2} + (\beta_T - \beta_{H_2}) L_{0H_2} / L_{OK}]$. Распределение расхода керосина (g_{Kj}) по коллекторам характеризуется относительной долей: $\bar{g}_{K1} = G_{K1} / G_K$, $\bar{g}_{K2} = G_{K2} / G_K$. Полнота сгорания топлива (η_T) определялась из баланса физического теплосодержания по соотношению

$$\eta_T = \frac{i_T^* (1 + \alpha_T L_{OT}) - \alpha_T L_{OT} i_B^* - \sum_{i=1}^{i=1} \bar{g}_i c_{pi} (T_{i0}^* - 293) + Q_w}{Hu_T},$$

где $Hu_T = \sum_{i=1}^{i=2} Hu_i \bar{g}_i$ — теплотворная способность двухкомпонентного топлива; c_{pi} — удельная теплоемкость i -го горючего; T_{i0}^* — начальная температура i -го горючего (на входе в модель); $\alpha_T = 1/\beta_T$ — коэффициент избытка воздуха двухкомпонентного топлива; $i_B^* = i_{\beta_T=0}^*$ — удельное тепло содержание воздуха, входящего в камеру; Q_w — теплоотвод в стенки камеры сгорания и сопла.

Физическое удельное теплосодержание газа (i^*) в критическом сечении сопла 5 (см. рис. 1) и температура газа T_T^* определялись по удельному критическому импульсу $I^* = \frac{\Phi^*}{G_T} = \sqrt{2 \frac{k_T + 1}{k_T} R_T T_T^*}$ с использованием термодинамических I^* , i^* и T_T^* -диаграмм, рассчитанных предварительно (здесь $G_T = G_B + G_{H_2} + G_K$ — полный расход).

Полный импульс в критическом сечении сопла модели (Φ^*) определялся по показаниям тягоизмерителя (R_{CT}) и рассчитывался с использованием уравнения импульсов из соотношения $\Phi^* = [R_{CT} + \Phi_2 + p_H (F_6 - F_2)] / z(\lambda_6)$, где $\Phi_2 = G_B I_B^* z(\lambda_2)$; $I_B^* = \sqrt{2 \frac{k_B + 1}{k_B} R_B T_B^*}$; $z(\lambda_2) = 1,125$ (при $M_2 = 2$); $z(\lambda_6) = 1,244$ (при $k = 1,33$) и $\lambda_6 = \Phi \lambda_6 \lambda_{6пд} = 1,96$, $\lambda_{6пд} = 1,988$; p_H — давление в барокамере; F_6 и F_2 — соответственно площади проходных сечений 6 и 2.

Расход воздуха определялся по площади критического сечения сопла (сечение 1), давлению и температуре в ресивере и рассчитывался по соотношению $G_B = 0,396 F_1 q (\lambda = 1) p_0^* \mu_1 \sqrt{T_0^*}$. Коэффициент расхода оп-

³ Полагалось, что полнота сгорания водорода и керосина в комбинированном топливе совпадают.

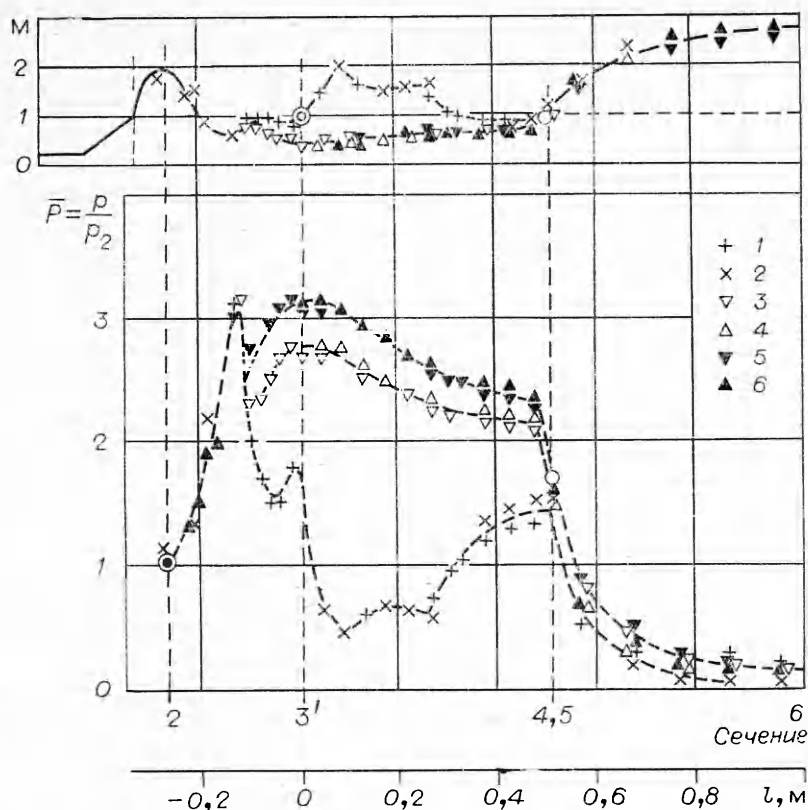


Рис. 2. Распределение давления и чисел M по длине воздушно-газового канала.
 $\beta_T = 0$: 1 — верх, 2 — низ; $\beta_T = 0,59$, $\beta_{H_2} = 0,045$: 3 — верх, 4 — низ; $\beta_T = 1,06$, $\beta_{H_2} = 0,077$: 5 — верх, 6 — низ.

ределен предварительной тарировкой входного (присоединенного) воздухопровода, которая показала, что $M_1 = 0,95$, а утечки через лабиринтное уплотнение составляли около 1%.

Относительные скорости потока λ и числа M вдоль воздушно-газового канала определялись в предположении одномерности течения без учета сил трения: на участке до подачи топлива по газодинамической функции $y(\lambda)$ с измерением температуры воздуха, давления на стенке и расхода воздуха; в камере сгорания постоянного сечения по газодинамической функции $r(\lambda) = r(\lambda_4)p/p_4$ (при $\lambda_4 = 0,727$, определенной по $q(\lambda_4) = F_5/F_4 = 0,912$); в расширяющемся сопле по функции $r(\lambda)$, определенной из соотношения $r(\lambda) = pF / \left[p_5 F_5 / r(\lambda_5) + \int_{F_5}^F p dF \right]$, и по функции $\pi(\lambda)$ без учета потерь полного давления $\pi(\lambda) = p\pi(\lambda_4)/p_4$.

Коэффициенты потерь полного давления на участках воздушно-газового канала определялись по соотношению $\sigma_{i-j}^* = p_j^*/p_i^*$. Полное давление рассчитывалось по статическому давлению и относительной скорости $p^* = p/\pi(\lambda)$.

При обработке опытных данных принято: для керосина $L_{ок} = 14,8$, $Hu_{к} = 43000$ кДж/кг; для водорода $L_{оH_2} = 34,5$, $Hu_{H_2} = 120000$ кДж/кг. Режимы работы в основном соответствовали диапазону $0 < \beta_T \leq 1$ (без переобогащения топливом).

Результаты исследования и их анализ. Из рассмотрения течения вдоль воздушно-газового канала (рис. 2) следует, что в нем до подачи топлива ($\beta_T = 0$) в сечении 3 образуется дополнительное промежуточное

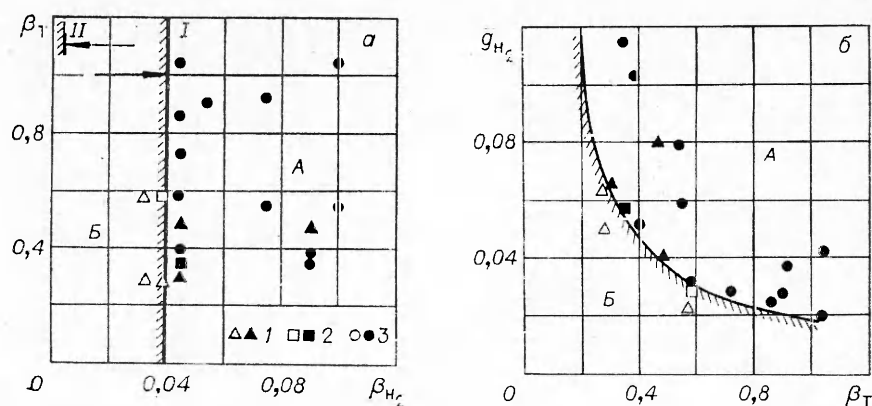


Рис. 3. Массовые соотношения водородно-керосинового топлива, необходимые для обеспечения воспламенения керосина и поддержания его горения.

А — область надежного воспламенения керосина факелом водорода. Б — область, где воспламенение не происходит. I — граница воспламенения ($\beta_{H_2 \min}$ при $\beta_T = \text{var}$), II — допустимое снижение β_{H_2} после запуска (без нарушения работы). Темные точки — зажигание в водородном факеле происходит, светлые точки — не происходит. 1 — коллектор 1; 2 — коллектор 2; 3 — оба коллектора ($\bar{g}_{K_1}/\bar{g}_{K_2} = 1$).

критическое сечение, перед которым реализуется дозвуковая скорость ($M_3 \approx 0,5$), а после него в камере сгорания реализуется сверхзвуковое течение ($M_4 \approx 2$) с последующим торможением к критическому сечению до $M_5 = 1$; перед коллектором 2 (в районе расположения коллектора 1) при $\bar{p}_s = 0$ происходит благоприятное для испарения жидкого топлива увеличение⁴ давления примерно в 3 раза (по сравнению с p_2), связанное с торможением потока воздуха перед коллекторами.

В условиях сверхзвуковой скорости воздуха в камере сгорания до организации в ней горения топлива (см. рис. 2) воспламенение керосина, как показал опыт, представляет большую проблему, но при определенных условиях воспламенение возможно с помощью водорода, самовоспламеняющегося в условиях течения в канале при $T_v^* \geq 1050$ К и ($\alpha_{H_2} = 10 \div 25$).

После воспламенения керосина с помощью необходимого расхода водорода в канале происходит перестройка течения (см. рис. 2 при $\beta_s > 0$) с реализацией на участке камеры сгорания дозвуковой скорости с числом M , увеличивающимся по длине от $M \approx 0,45$ до $M_4 \approx 0,7$ при достаточно равномерном поле по высоте канала в сечении 4. В сопле (на участке 5—6) происходит разгон потока с реализацией на срезе $M_6 \approx 2,7$ (вместо «идеального», определенного по отношению площадей, $M_{6 \text{ ид}} \approx 2,78$). Существенного расхождения статических давлений, измеренных по верхней и нижней образующим канала, не наблюдалось.

Воспламенение керосина в камере сгорания реализуется лишь в том случае, если после самовоспламенения водорода обеспечивается режим работы при β_{H_2} не менее 0,04 ($\alpha_{H_2} \leq 25$). При $\beta_{H_2} < 0,04$ воспламенение керосина не наблюдалось как при подаче его в один из коллекторов или одновременно в оба (рис. 3).

При $\beta_{H_2} \leq 0,04$ в ряде случаев при подаче керосина водородный факел гас; после прекращения подачи керосина самовоспламенение и горение водорода возобновлялось. Процесс при этом многократно повторялся (проверка проведена при $\beta_{H_2} = 0,04$; $\beta_T = 0,27$ при работе коллектора 1, $\bar{g}_{K_1} = 1$).

⁴ Без коллектора 2 реализуется сверхзвуковое течение и в области коллектора 1 без существенного увеличения давления.

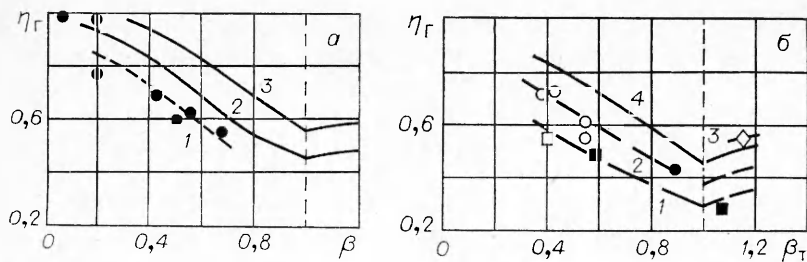


Рис. 4. Влияние режимов работы и состава водородно-керосинового топлива на полноту сгорания ($T_v^* = 1100 \text{ K}$).

а) водород ($\bar{g}_{\text{H}_2} = 1$): 1 — эксперимент ($l_{\text{к}} = 320 \text{ мм}$); 2 — расчет $\eta_{\text{гmax}}$ для $l_{\text{к}} = 320 \text{ мм}$, 3 — расчет $\eta_{\text{гmax}}$ для $l_{\text{к}} = 520 \text{ мм}$; б) смесь водорода с керосином ($0 < \bar{g}_{\text{H}_2} < 1$) $l_{\text{к}} = 520 \text{ мм}$: 1 — $\beta_{\text{H}_2} = 0,04 \div 0,075$, 2 — $\bar{g}_{\text{H}_2} = 0,11 \div 0,14$, 3 — $\beta_{\text{H}_2} = 0,22$, 4 — $\bar{g}_{\text{H}_2} = 1$ — расчет (с учетом различия расчета с опытом при $l_{\text{к}} = 320 \text{ мм}$); расширяющееся сопло — темные точки, светлые — без расширяющейся части сопла.

После воспламенения керосина в камере сгорания можно существенно (до $\beta_{\text{H}_2} \approx 0,004$) уменьшить относительный расход водорода. Это не приводит к заметному изменению устойчивости горения жидкого топлива в канале. С полным прекращением подачи водорода наступает срыв пламени.

Опыт показал, что относительный расход водорода, необходимый для воспламенения керосина, зависит от суммарного коэффициента избытка топлива (см. рис. 3, б), а величина $\beta_{\text{H}_2, \text{min}}$ является постоянной и не зависит от режима работы $\beta_{\text{т}}$ (см. рис. 3, а). Несколько лучшие условия для воспламенения и стабилизации пламени реализуются при работе коллектора 1 с подачей керосина против потока воздуха. Это можно объяснить лучшей подготовкой керосино-воздушной смеси с частичным испарением керосина при подходе к водородному стабилизирующему факелу.

Полнота сгорания двухкомпонентного топлива (рис. 4) зависит как от суммарного коэффициента избытка топлива, так и от коэффициента избытка водорода β_{H_2} . При $\beta_{\text{H}_2} < 0,004$ происходит срыв пламени, при $\beta_{\text{H}_2} > 0,04$ обеспечивается надежное воспламенение керосина и устойчивое горение без пульсаций и вибраций. С ростом β_{H_2} (см. рис. 4) от 0,04 — 0,075 до $\beta_{\text{т}}$ ($\bar{g}_{\text{H}_2} = 1$) полнота сгорания увеличивается на $\Delta\eta = 0,15 \div 0,2$, что свидетельствует о небольшом различии в полноте сгорания чистого водорода и керосина в условиях присутствия водорода в топливе в размере более 4—8%.

При форсировании рассматриваемого варианта камеры сгорания топливом ($\beta_{\text{т}} \rightarrow 1$) наблюдается заметное уменьшение полноты сгорания ($\eta_{\text{г}} \approx 0,7$ при $\beta_{\text{т}} \approx 0,4$ и $\eta_{\text{г}} \approx 0,4$ при $\beta_{\text{т}} \approx 1$ в условиях $\beta_{\text{H}_2} \approx 0,1$), аналогичное уменьшению полноты сгорания чистого водорода при диффузионном его горении в той же камере. Отметим, что заметного различия в полноте сгорания при подаче керосина в один из коллекторов или в оба не замечено. Это связано, очевидно, с тем, что при подаче керосина в коллектор 1 суммарная длина испарения и горения больше, но температура меньше, а при подаче в коллектор 2 длина меньше, но температура больше (подача распыленного керосина в водородный факел с $T_{\text{ф}}^* \approx 2300 \div 2500 \text{ K}$ вместо подачи в воздух с $T_{\text{в}}^* = 1000 \div 1200 \text{ K}$).

Не получено заметного различия в полноте сгорания топлива при исследованиях без расширяющейся части сопла и с ней. Это свидетельствует о том, что в расширяющейся (сверхзвуковой) части сопла, если незначительно и увеличивается полнота сгорания, то не более того тепла ($G_{\text{т}} H_{\text{и}} \Delta\eta_{\text{г}}$), которое теряется через его стенку (Q_{w}).

Потери полного давления в воздушно-газовом канале в основном связаны с переходом сверхзвукового течения в дозвуковое на участке 2—3 (см. рис. 1). При тепловом дросселировании (с увеличением β_T) потери уменьшаются. Коэффициент потерь полного давления на всей длине канала $\sigma_{2-4}^* = p_4^*/p_2^*$ составляет 0,4—0,45 в диапазоне $\beta_T = 0,4 \div 1$. Коэффициент потерь полного давления в камере сгорания, учитывающий и гидравлические потери на коллекторе 2, составляет 0,85—0,88 при $\beta_T = 0,4 \div 1$ при различных \bar{g}_{H_2} . Коэффициент потерь в скачках равен примерно 0,45 и практически не зависит от β_T (из-за промежуточного гидравлического дросселирования).

Выводы. В условиях сверхзвукового течения воздуха в исследованной камере при $p_R = (0,2 \div 0,4) \cdot 10^2$ кПа, $M = 1,5 \div 2$ самовоспламенение водородных струй, истекающих по потоку воздуха, происходит при $T_E^* \geq 1050$ К.

Стабилизация горения распыленного в воздухе (или в водородно-воздушном факеле) керосина в рассмотренных условиях реализуется при $\beta_{H_2} \geq 0,004$, а для зажигания керосина необходим $\beta_{H_2} \geq 0,04$. При стабилизации горения распыленного углеводородного топлива водородным факелом происходит существенное улучшение зажигания жидкого топлива с интенсификацией его горения.

Поступила в редакцию 10/XII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Груздев, Н. А. Малышевская, А. В. Талантов. ФГВ, 1979, 15, 2, 170.
2. J. J. Isaak, R. A. Cookson. AIAA J., 1973, 11, 7, 1036.
3. R. A. Cookson, J. J. Isaak. AIAA Paper 1974, N 74—1160.
4. Ю. М. Аннушкин, Г. Ф. Маслов. ФГВ, 1980, 16, 1, 26.
5. P. Contensou, R. Marquet, C. Huet. ICAS Paper, 1972, N 24.

УДК 536.46 : 517.94

АСИМПТОТИКО-ТЕПЛОВАЯ ТЕОРИЯ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМИ РЕАКЦИЯМИ

И. С. Любченко, В. В. Матвеев, Г. Н. Марченко
(Казань)

В тепловой теории зажигания обычно рассматриваются реагирующие системы, в которых протекает только одна экзотермическая реакция [1—3]. Реальные же процессы, как правило, характеризуются многостадийностью, и в общем случае при анализе макрокинетических закономерностей процесса зажигания необходимо учитывать специфику и характеристики каждой стадии. По этой причине результаты, полученные в рамках тепловой теории зажигания конденсированных веществ, применимы лишь в предельных случаях, когда скорость процесса определяется кинетикой одной из стадий. В общем же случае наличие нескольких реакций приводит к усложнению закономерностей процесса зажигания.

Цель настоящего исследования — разработка асимптотико-тепловой теории зажигания конденсированных веществ на случай одновременного протекания двух последовательных несамоускоряющихся экзотермических реакций.

Одномерная задача зажигания нелетучих взрывчатых систем, способных к двухстадийному последовательному превращению $A_0 \rightarrow A_1 \rightarrow A_2$, при ряде упрощающих предположений тепловой теории зажигания [1]