

УДК 533.6.011.55:621.452

© 1997 г. А.Н. КРАЙКО, В.Е. МАКАРОВ

ОДНОМЕРНАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ ВОДОРОДОВОЗДУШНОГО ГИПЕРЗВУКОВОГО ПРЯМОТОЧНОГО РЕАКТИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Предложена математическая модель сверхзвуковой камеры сгорания водородовоздушного гиперзвукового прямоточного реактивного двигателя. В основе модели лежит использование «кривой выгорания» – зависимости полноты сгорания от продольной координаты и от конструктивных особенностей камеры. Кривая выгорания, описывающая процессы смешения и горения водорода и воздуха, предполагается известной из предварительных расчетно-экспериментальных исследований указанных процессов при сверхзвуковой скорости потока. Прочие идущие в камере сгорания физико-химические процессы (возбуждение внутренних степеней свободы молекул, диссоциация водорода и кислорода, образование OH и NO) считаются равновесными.

1. Описываемая ниже модель камеры сгорания распадается на три подмодели: модель термодинамики смеси, модель «мгновенного объединения» (осреднения параметров без физического перемешивания) воздуха и вдуваемого в камеру водорода и модель одномерного течения и горения в канале постоянной или переменной площади его поперечного сечения. Первая из них – модель термодинамики смеси, которая в частном случае отсутствия водорода дает состав и термодинамические функции равновесного воздуха, предполагает известной «полноту сгорания по воде» η – долю молекул H_2 (при коэффициенте избытка воздуха $\alpha > 1$) или долю молекул O_2 (при $\alpha < 1$), вошедших в состав молекул H_2O . При известных α , η , температуре смеси T и давлении p доля молекул H_2 , вошедших в состав молекул OH, (ϵ_{OH}), степени диссоциации $H_2(\epsilon_H)$ и $O_2(\epsilon_O)$ и доля молекул O_2 , вошедших в состав молекул NO, (ϵ_{NO}) определяются условиями термодинамического равновесия, т.е. соответствующими законами действующих масс. Система нелинейных уравнений, к которым в таком случае сводятся указанные законы, затем упрощается благодаря дополнительным предположениям физического характера. В результате получают явные формулы, из которых последовательно находят ϵ_{OH} , ϵ_H , ϵ_O и ϵ_{NO} , а по ним – молекулярный вес μ , плотность ρ , удельная энтальпия h , «равновесно-замороженная» скорость звука a (замороженная по η , т.е. по реакции образования воды и равновесия по остальным процессам) и любые другие термодинамические переменные.

Упомянутые выше дополнительные упрощающие предположения сводятся к следующему. Недиссоциированный воздух по молярному составу принимается состоящим из 78% N_2 , 21% O_2 и 1% Ar. Согласно [1–4], при ожидаемых в рассматриваемых камерах температурах ($T < 3000$ К) и давлениях (0,01 атм $< p < 10$ атм) в исследуемой смеси в заметной влияющей на термодинамику количествах могут присутствовать H_2 , N_2 , O_2 , Ar, H_2O , OH, H, O, и NO. Из принимаемых равновесными реакций образования OH, диссоциации H_2 и O_2 и образования NO последняя менее всего влияет на концентрации O_2 , H_2 , OH, O и H, а диссоциация H_2 из-за меньшей энергии диссоциации несколько опережает диссоциацию O_2 . В соответствии с этим в законе действующих масс, который определяет ϵ_{OH} , пренебрежем наличием в смеси атомов водорода,

кислорода и молекул NO, т.е. положим $\epsilon_H = \epsilon_{OH} = \epsilon_{NO} = 0$. Затем аналогичным образом в законе действующих масс, определяющем ϵ_H , пренебрежем наличием в смеси O и NO, т.е. положим $\epsilon_O = \epsilon_{NO} = 0$ при уже найденном и отличном от нуля ϵ_{OH} . Аналогичным образом в законе действующих масс, определяющем ϵ_O , положим $\epsilon_{NO} = 0$. Наконец, при определении ϵ_{NO} учитываются найденные до этого ϵ_{OH} , ϵ_H и ϵ_O .

Для определения ϵ_χ , где χ – соответственно OH, H, O и NO, нужны выражения для констант равновесия K_χ , которые входят в законы действующих масс равновесных реакций образования перечисленных компонент

$$K_{OH} = \frac{p_{OH} p_{H_2}^{1/2}}{p_{H_2O}}, \quad K_H = \frac{p_H}{p_{H_2}^{1/2}}, \quad K_O = \frac{p_O}{p_{O_2}^{1/2}}, \quad K_{NO} = \frac{p_{NO}}{(p_{N_2} p_{O_2})^{1/2}} \quad (1.1)$$

Здесь p_χ – парциальное давление компоненты χ . Если x_χ – молярная доля компоненты χ , то $p_\chi = x_\chi p$. При $\alpha \geq 1$ молярные доли x_χ выражаются через α , η , ϵ_H , ϵ_O , ϵ_{NO} и ϵ_{OH} формулами

$$\begin{aligned} nx_{N_2} &= \alpha(0,78 - 0,21\epsilon_{NO}), & nx_{O_2} &= 0,21(\alpha - \eta - \alpha\epsilon_O - \alpha\epsilon_{NO} - 2\epsilon_{OH}) \\ nx_{H_2O} &= 0,42\eta, & nx_{Ar} &= 0,01\alpha, & nx_{H_2} &= 0,42(1 - \eta - \epsilon_H - \epsilon_{OH}) \\ nx_{OH} &= 0,84\epsilon_{OH}, & nx_H &= 0,84\epsilon_H, & nx_O &= 0,42\alpha\epsilon_O, & nx_{NO} &= 0,42\alpha\epsilon_{NO} \\ n &= \alpha + 0,421(1 + \epsilon_H) + 0,21(\alpha\epsilon_O - \eta) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Стоящие в левых частях равенств (1.1) константы равновесия, в согласии с [4–6], равны

$$\begin{aligned} K_{OH} &= \left(\frac{T}{33400}\right)^{5/4} e^{12,12 - 33400/T} (1 - e^{-2294/T}) \frac{1 - e^{5400/T}}{(1 - e^{-6130/T})^{1/2}} \\ K_H &= 8,6 \cdot 10^3 \left(\frac{T}{51963}\right)^{3/4} (1 - e^{-6130/T})^{1/2} e^{-25982/T} \\ K_O &= 3,1 \cdot 10^4 \left(\frac{T}{59365}\right)^{3/4} (1 - e^{-2256/T})^{1/2} e^{-29683/T} \\ K_{NO} &= 4,05 e^{-10809/T} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь и далее $[T] = K$, а $[p] = \text{атм.}$

Подстановка (1.2) и (1.3) в (1.1) приводит к системе четырех нелинейных уравнений, определяющих ϵ_{OH} , ϵ_H , ϵ_O и ϵ_{NO} . Точное решение этой системы невозможно без привлечения достаточно дорогостоящей (в смысле времени счета) итерационной процедуры. Изложенные выше упрощающие предположения позволяют избежать такой необходимости, сведя задачу к последовательному нахождению ϵ_{OH} , ϵ_H , ϵ_O и ϵ_{NO} по явным формулам

$$\begin{aligned} \epsilon_{OH} &= \frac{\eta K_{OH} \sqrt{\alpha + 0,42 - 0,21\eta}}{\sqrt{1,68(1 - \eta)p}} \\ \epsilon_H &= \frac{\sqrt{D_H - (\alpha + 0,21\eta + 0,42\epsilon_{OH})K_H}}{0,84(K_H^2 + 4p)} K_H \\ D_H &= (\alpha + 0,21\eta + 0,42\epsilon_{OH})^2 K_H^2 + 1,68(1 - \eta - \epsilon_{OH})(\alpha + 0,42 - 0,21\eta)(K_H^2 + 4p) \end{aligned}$$

$$\varepsilon_O = \frac{\sqrt{D_O} - (0,79\alpha + 0,42 + 0,42\varepsilon_H + 0,42\varepsilon_{OH})K_O}{0,42\alpha(K_O^2 + 4p)} K_O \quad (1.4)$$

$$D_O = (0,79\alpha + 0,42 + 0,42\varepsilon_H + 0,42\varepsilon_{OH})^2 K_O^2 + 0,84(\alpha - \eta - 2\varepsilon_{OH})(\alpha + 0,42 - 0,21\eta + 0,42\varepsilon_H)(K_O^2 + 4p)$$

$$\varepsilon_{NO} = \frac{(0,33\alpha - 0,07\eta - 0,07\alpha\varepsilon_O - 0,14\varepsilon_{OH})K_{NO} - \sqrt{D_{NO}}}{0,14\alpha(K_{NO}^2 - 4)} K_{NO}$$

$$D_{NO} = (0,33\alpha - 0,07\eta - 0,07\alpha\varepsilon_O - 0,14\varepsilon_{OH})^2 K_{NO}^2 - 0,0728\alpha(\alpha - \eta - \alpha\varepsilon_O - 2\varepsilon_{OH})(K_{NO}^2 - 4)$$

Зная молярный состав водородовоздушной смеси, т.е. α , η , ε_{OH} , ε_H , ε_O и ε_{NO} , нетрудно определить любые ее термодинамические функции. Так, если μ_χ – молекулярный вес молекулы или атома χ , то для молекулярного веса смеси μ с учетом равенств (1.2), суммируя по всем компонентам, для $\alpha \geq 1$ получим

$$\mu = \sum_\chi x_\chi \mu_\chi = \frac{0,84 + 28,96\alpha}{n} \quad (1.5)$$

с n из (1.2). Далее, в случае смеси каждая компонента которой ведет себя как совершенный газ (с переменными теплоемкостями), для плотности ρ , молярной (H) и удельной (h) энтальпий справедливы формулы

$$\rho^\circ \equiv R\rho = \frac{\mu p}{T}, \quad H = \sum_\chi x_\chi H_\chi, \quad h = \frac{H}{\mu} \quad (1.6)$$

Здесь R – универсальная газовая постоянная, $[\rho^\circ] = \text{атм} \cdot \text{К}^{-1}$, а H_χ – молярная энтальпия компоненты χ – известная функция T . При рассматриваемых температурах с высокой степенью точности для атомарных компонент $H_\chi = 5RT/2$, а учет вклада в H_χ вращательных и колебательных степеней свободы молекулярных компонент можно проводить в рамках модели жесткого ротатора – гармонического осциллятора. Последнее уже использовалось при получении выражений (1.3) для констант равновесия. В результате, в согласии с [4–6] и выражениями (1.2), (1.5) и (1.6), для удельной энтальпии смеси при $\alpha \geq 1$ получается формула

$$\begin{aligned} h^\circ \equiv R^{-1}h = & [4659\varepsilon_{OH} + 26215\varepsilon_H - 1839\alpha(1 - 0,21\varepsilon_O - 0,42\varepsilon_{NO} - 0,42\varepsilon_{OH}) + \\ & + 14841\alpha\varepsilon_O + 5405\alpha\varepsilon_{NO} - 14369\eta + (1,75 + 4,15\alpha + 0,375\alpha\varepsilon_O + \\ & + 0,75\varepsilon_H - 0,625\eta)T + 282(\alpha - \eta - \alpha\varepsilon_O - \alpha\varepsilon_{NO} - 2\varepsilon_{OH})\text{cth} \frac{1128}{T} + \\ & + 1996\alpha(0,78 - 0,21\varepsilon_{NO})\text{cth} \frac{1677}{T} + 680\alpha\varepsilon_{NO}\text{cth} \frac{1360}{T} + \\ & + 1533(1 - \eta - \varepsilon_H - \varepsilon_{OH})\text{cth} \frac{3065}{T} + \eta(574\text{cth} \frac{1147}{T} + 1315\text{cth} \frac{2630}{T} + \\ & + 1350\text{cth} \frac{2700}{T}) + 2628\varepsilon_{OH}\text{cth} \frac{2628}{T}](1 + 34,48\alpha)^{-1} \quad (1.7) \end{aligned}$$

где $[h^\circ] = \text{К}$.

Формулы, определяющие состав, молекулярный вес и удельную энтальпию при $\alpha < 1$, получаются из (1.2), (1.4), (1.5) и (1.7) заменой η на $\alpha\eta$. В итоге при любых $\alpha \geq 0$

и $1 > \eta \geq 0$ получаются явные выражения для плотности и удельной энтальпии как функций p , T , η и α . Эти выражения позволяют находить и любые производные от p и h , в частности входящие в формулу для равновесно-замороженной скорости звука

$$a = \left(\rho_p + \frac{1 - \rho h_p}{\rho h_T} \rho_T \right)^{-1/2} \quad (1.8)$$

в которой нижние индексы означают дифференцирование соответственно по T или p , при фиксированных η и α . Получающаяся согласно этой формуле скорость звука заморозена относительно реакции образования воды и равновесна по прочим физико-химическим процессам. Как будет видно из дальнейшего, в рамках описываемой модели именно по a из (1.8) определяется число Маха, фигурирующее в уравнениях одномерного течения в камере сгорания с известной зависимостью η от продольной координаты x , т.е. с заданной кривой выгорания и с равновесными ϵ_{OH} , ϵ_H , ϵ_O и ϵ_{NO} . Входящие в (1.8) частные производные удобно находить численным дифференцированием выражений для p и h так же, как это делалось в [7].

При $\alpha = 0$ формулы (1.2)–(1.8) описывают равновесно-диссоциирующий водород. Вплоть до начала однократной ионизации они являются практически точными. В другом предельном случае ($1/\alpha = 0$) они описывают равновесный воздух. Сравнение найденных по (1.2)–(1.8) для воздуха значений μ , ρ , h , a и отношения удельных теплоемкостей $\kappa \equiv c_p / c_v = p_p a^2$ при постоянных давлении (c_p) и объеме (c_v) с табличными данными [2] также показало весьма высокую точность этих формул. При $200 \leq T \leq 3000$ К и $0,01 \leq p \leq 10$ атм относительные различия ($\delta\phi$) табличных и рассчитанных по (1.2)–(1.8) величин удовлетворяют неравенствам $0 \leq (\delta\mu, \delta\rho) \leq 0,004$, $-0,015 \leq \delta h \leq 0,005$, $-0,002 \leq \delta a \leq 0,0005$ и $-0,005 \leq \delta\kappa \leq 0,0015$, как правило, не превышая долей процента. С высокой точностью при таких T и p формулы (1.2)–(1.4) определяют и молярный состав равновесного воздуха. Добавление к формулам (1.3) и (1.4) соотношений, описывающих равновесие и по реакции образования воды (см. ниже), позволяет при заданных p , T и α находить равновесные значения η . Получающиеся при этом результаты сравнивались с данными [3]. Выполненное сравнение подтвердило высокую точность построенной модели, в том числе по молярному составу, во всех рассчитанных в [3] примерах с $0,6 \leq \alpha \leq 1,5$ и $0,1 \leq p \leq 10$ атм.

В предлагаемой модели камеры сгорания водород подается в сверхзвуковой поток в малой окрестности входа. Известным начальным параметрам сверхзвукового потока воздуха, равновесное сжатие которого в воздухозаборнике рассчитывается с помощью описанной выше модели термодинамики при $1/\alpha = 0$, припишем индекс ноль. Назначение второй подмодели (модели мгновенного объединения потоков воздуха и водорода) – дать средние параметры, без знания которых невозможен дальнейший одномерный расчет. При этом в дополнение к параметрам с индексом ноль считаются известными: количество подаваемого водорода, т.е. коэффициент избытка воздуха $\alpha > 0$, и отношения β и γ соответственно удельных полных энтальпий и x – компонент полных потоков импульса вдуваемого водорода (с поправкой на x – компоненту сопротивления вдувающих устройств) и воздуха на входе в камеру. При нормальном вдуве водорода со стенок $\gamma = 0$.

По параметрам воздуха с индексом ноль и известным α , β и γ находятся константы

$$A = (\rho_0^\circ V_0^\circ)^2 \left(1 + \frac{0,029}{\alpha} \right)^2$$

$$B = \left(h_0^\circ + \frac{V_0^{\circ 2}}{2} \right) \left(1 + 0,029 \frac{\beta}{\alpha} \right) \left(1 + \frac{0,029}{\alpha} \right)^{-1}$$

$$C = (p_0 + \rho_0^\circ V_0^{\circ 2}) (1 + \gamma)$$

Здесь V – модуль скорости газа, $V^{\circ 2} = V^2 / R$. Если $[V] = \text{см/с}$, то $[V^{\circ 2}] = \text{К}$ при $R = 8,315 \cdot 10^{-7}$.

По константам A , B , и C осредненные начальные температура T в К и давление p в атм определяются из решения системы двух уравнений

$$2(h^{\circ} - B)\rho^{\circ 2} + A = 0, \quad (p - C)\rho^{\circ} + A = 0$$

в которых $h^{\circ} = h^{\circ}(T, p)$ и $\rho^{\circ} = \rho^{\circ}(T, p)$ даются формулами описанной выше модели термодинамики с известным α и $\eta = 0$. Данная система решается численно методом Ньютона с $T = T_0$ и $p = p_0$ в качестве начального приближения. После того как T и p определены, скорость «объединенного», хотя и не перемешанного потока дается формулой

$$V^{\circ} = \rho_0^{\circ} V_0^{\circ} \left(1 + \frac{0,029}{\alpha} \right) / \rho^{\circ}(T, p)$$

Модель мгновенного объединения опирается на законы сохранения потоков массы, количества движения и энергии на достаточно коротком начальном участке камеры сгорания. Этот участок, предшествующий началу реального перемешивания и горения, предполагается столь малым, что изменением площади его поперечного сечения F можно пренебречь. Определение средних параметров физически не перемешанных потоков воздуха и водорода при последующем использовании кривой выгорания, учитывающей постепенное их смешение, логически противоречиво. В рамках одномерной модели это противоречие устранимо лишь при принятии еще более грубой альтернативы – полного пренебрежения массой, количеством движения и полной энтальпией подаваемого в камеру водорода.

После определения осредненных по поперечному сечению параметров потока еще не смешавшихся воздуха и водорода дальнейший расчет ведется в рамках третьей подмодели – модели одномерного течения. Эта модель опирается на осредненные по площади поперечного сечения интегральные законы сохранения массы, x – компоненты количества движения и энергии, на первую модель (термодинамики) и на уже упоминавшуюся кривую выгорания – зависимость полноты сгорания η от x . В данном случае горение водорода в воздухе в основном лимитируется их смешением. Поэтому под η , как уже указывалось и как принято в модели термодинамики, будем понимать полноту сгорания по воде, т.е. долю молекул водорода (при $\alpha > 1$) или кислорода (при $\alpha < 1$), вошедших в молекулы воды. Такая зависимость должна находиться из специальных предварительных расчетных и экспериментальных исследований процессов смешения и горения водорода в воздухе и уточняться по мере накопления новых данных. В приводимых далее примерах зависимость η от x бралась из работы [8], несмотря на несколько иной смысл используемой там характеристики (см. также [9]).

Если пренебречь трением и отводом тепла в стенки, то в одномерном приближении законы сохранения потоков массы, x – компоненты количества движения и энергии примут вид

$$\rho V F = G, \quad \frac{d}{dx}(Fp + GV) = p \frac{dF}{dx}, \quad 2h + V^2 = 2H \quad (1.9)$$

Здесь F – площадь поперечного сечения камеры, G и H – константы, найденные по известным параметрам объединенного сверхзвукового потока, а ρ и h – функции T , p , η и константы α , определяемые формулами модели термодинамики. С учетом этого из (1.9) получим два дифференциальных уравнения

$$(M^2 - 1) \frac{dT}{dx} = \frac{\rho(1 - \rho_p V^2)h_{\eta} + (\rho h_p - 1)\rho_{\eta} V^2}{\rho h_T} \frac{d\eta}{dx} + \frac{\rho h_p - 1}{h_T} V^2 \frac{d \ln F}{dx} \quad (1.10)$$

$$(M^2 - 1) \frac{d \ln p}{dx} = \frac{\rho_T h_\eta - h_T \rho_\eta}{\rho h_T} V^2 \frac{d\eta}{dx} - \kappa M^2 \frac{d \ln F}{dx}$$

$$M = V / a, \quad \kappa = a^2 \rho / p$$

где индекс η , как и индексы T и p , означает соответствующее частное дифференцирование, a – равновесно-замороженная скорость звука, определяемая формулой (1.8), и κ – локальный показатель адиабаты. Уравнения (1.9) и (1.10) не изменяются, если в них, а также в (1.8) у ρ , h , V и a поставить верхний индекс градус.

Уравнения (1.10) вместе с первым уравнением из (1.9) и формулами модели термодинамики не только позволяют рассчитывать течение при заданных $\eta(x)$ и $F(x)$, но и находить распределение $F(x)$, обеспечивающее требуемое изменение любого параметра, в частности, T или p . Если, например, на некотором участке камеры постоянна температура T , то из (1.10) следует, что на нем F и p определяются уравнениями

$$\frac{d \ln F}{dx} = \frac{\rho(\rho_p V^2 - 1)h_\eta + (1 - \rho h_p)\rho_\eta V^2}{\rho V^2(\rho h_p - 1)} \frac{d\eta}{dx} \quad (1.11)$$

$$\frac{d \ln p}{dx} = \frac{\rho h_\eta}{(1 - \rho h_p)p} \frac{d\eta}{dx}$$

Аналогичным образом получают уравнения, определяющие форму канала $p = \text{const}$, $M = \text{const}$ и т.п. Согласно [8], зависимость η от x реагирует на изменение площади канала через переход от x к некоторой эффективной координате. Данное обстоятельство учитывалось в алгоритме, основанном на уравнениях (1.10), (1.11) и аналогичных им для других случаев.

Сделанные выше предположения о равновесном протекании всех физико-химических процессов, кроме реакции образования воды, накладывают ограничения на максимально возможную величину полноты сгорания η . Последняя не может стать больше величины η^e , отвечающей равновесию по реакции образования H_2O . Выписав соответствующий закон действующих масс, найдем, что $\eta = \eta^e$ при $\alpha \geq 1$ отвечает обращению в нуль функции

$$\Phi(\eta, T, p) = x_{\text{H}_2\text{O}}^2 K_{\text{H}_2\text{O}}^2 - x_{\text{H}_2}^2 x_{\text{O}_2} p \quad (1.12)$$

$$K_{\text{H}_2\text{O}} = \left(\frac{T}{28740} \right)^2 e^{11,96 - 28740/T} \cdot f(T)$$

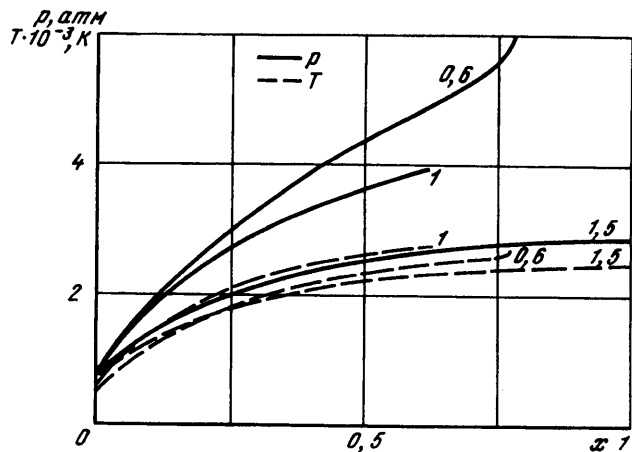
$$f(T) = \frac{(1 - e^{-2275/T})^{1/2} (1 - e^{-5260/T}) (1 - e^{-5400/T})}{1 - e^{-6130/T}}$$

$x_{\text{H}_2\text{O}}$, x_{H_2} и x_{O_2} , определяемых из (1.2)–(1.4).

В начальном сечении камеры, где $x_{\text{H}_2\text{O}} = 0$, Φ отрицательно. С ростом x , в согласии с кривой выгорания, первое слагаемое в (1.12) растет, а второе уменьшается, заведомо обращаясь в нуль при η , близком к единице. Как и ранее, при $\alpha < 1$ в (1.12) η следует заменить на $\alpha\eta$.

При интегрировании уравнений (1.10) и им подобных одновременно считается функция Φ и расчет заканчивается при таком x , для которого либо Φ обращается в нуль, либо при $\Phi < 0$ полнота сгорания η достигает заданной величины $\eta_e < 1$.

2. Приводимые далее результаты расчета течения в камере сгорания водородовоздушного гипрезвукового прямооточного реактивного двигателя, выполненные в рамках описанной выше математической модели, отвечают коэффициентам избытка воздуха $\alpha = 0,6, 1$ и $1,5$, начальным параметрам воздуха $T = 947 \text{ K}$ и $p_0 = 0,77 \text{ атм}$,



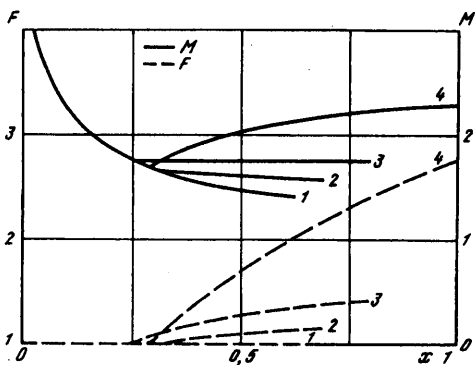
Фиг. 1. Распределения p и T по координате x , отсчитываемой от входа в камеру сгорания постоянной площади, для коэффициентов избытка воздуха $\alpha = 0,6; 1; 1,5$

$V_0 = 2093$ м/с ($M_0 = 3,46$) и вдуву водорода со стенок камеры по нормали к ее оси (оси x) со звуковой скоростью при температуре 300 К и давлении, равном давлению торможения за прямым скачком в потоке воздуха. Число подающих водород устройств было выбрано, в согласии с [8], таким, что в случае камеры постоянной площади при $\alpha = 1,5$ заданная поднота сгорания на ее выходе $\eta_e = 0,95$ достигалась при ее длине, равной 8 м. Далее продольная координата x , отсчитываемая от входа в камеру, отнесена к этой величине, а площадь поперечного сечения – к ее значению при $x = 0$.

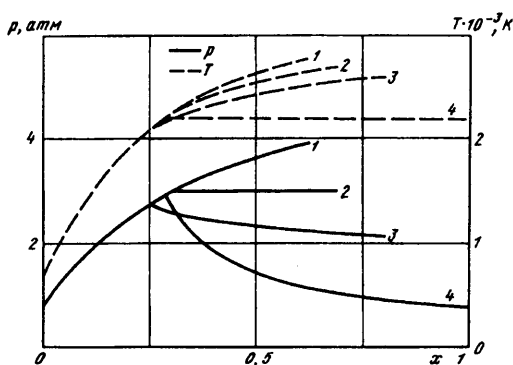
На фиг. 1 для камеры постоянной площади ($F \equiv 1$) сплошными кривыми даны распределения p в атм, а штриховыми T в К при трех значениях α , которые приведены около кривых. При $\alpha = 1$ расчет заканчивался достижением равновесия по воде, т.е. выполнением условия $\Phi(\eta, T, p) = 0$ с Φ из (1.12). Разумеется, на самом деле полное равновесие может устанавливаться лишь асимптотически при $x \rightarrow \infty$. Для $\alpha = 0,6$ и $1,5$ из-за более низкой температуры равновесие по H_2O при $x \geq 1$ не достигается. При $\alpha = 0,6$ кривые тем не менее обрываются из-за запираания потока (обращения в единицу числа Маха).

Наряду с камерой постоянной площади рассчитывались камеры, которые удовлетворяли одному из условий: $p(x) \leq p^m$, $M(x) \geq M_m$ и $T(x) \leq T^m$ с заданным минимально допустимым числом Маха (M_m), максимально допустимыми температурой (T^m) или давлением (p^m). На фиг. 2–5, которые относятся к $\alpha = 1$, кривые, отвечающие этим камерам, метяся цифрами: 1 – для камеры с $F \equiv 1$ и 2 – 4 – с ограничениями по p , M и T соответственно. Выбранные значения p^m , M_m и T^m даются горизонтальными участками кривых $p(x)$, $M(x)$ и $T(x)$. Появление участков постоянства p , M или T ведет к тому, что, начиная с некоторого x , камера расширяется, а значения x , отвечающие фиксированному η , увеличиваются.

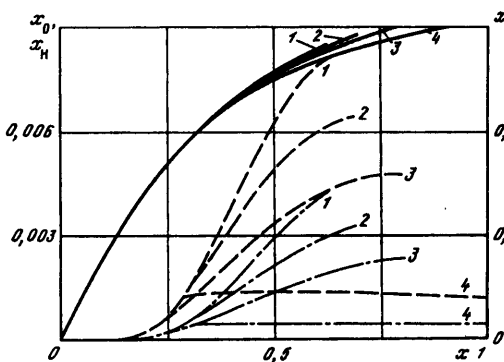
На фиг. 2 штрихами изображены зависимости от x площадей поперечного сечения рассчитанных камер, а сплошными линиями – отвечающие им распределения чисел Маха. На фиг. 3 для тех же камер даны распределения p и T сплошными и штриховыми линиями соответственно. Наконец, фиг. 4 и 5 для всех рассмотренных камер дают изменения по x молярного состава смеси. На фиг. 4 сплошные кривые представляют x_{H_2O} , штриховые – x_H и штрихпунктирные – x_O . На фиг. 5 сплошными



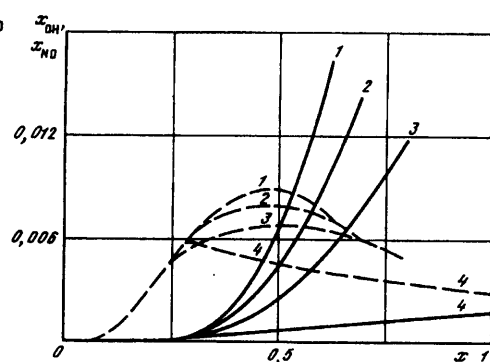
Фиг. 2. Распределение относительной площади F и числа Маха по x для четырех камер сгорания



Фиг. 3. Распределения p и T по координате x для четырех камер сгорания



Фиг. 4. Распределения по x молярных долей H_2O , N и O (сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии соответственно)



Фиг. 5. Распределения по x молярных долей OH и NO (сплошные и штриховые линии)

кривыми изображены x_{OH} , а штриховыми x_{NO} . Видно, что для всех камер сгорания молярные доли OH , N , O и NO весьма малы и к тому же $x_{OH} > x_N > x_O$. Это оправдывает упрощающие предположения, сделанные при переходе от нелинейной системы законов действующих масс к явным формулам (1.3). Камера, построенная с ограничением на температуру, реализует существенно меньшие x_{OH} , x_N , x_O и x_{NO} на выходе, что с учетом возможного замораживания состава в сопле приведет к меньшим потерям на неравновесность. Кстати, в случае $\alpha = 1$ в этой камере достигалась максимальная полнота сгорания ($\eta \approx 0,9$). Для других камер сгорания, как и для камеры постоянной площади, расчет заканчивался достижением равновесия по H_2O .

В отличие от чисто феноменологических моделей камеры сгорания (типа предложенной в [10]) модель данной работы учитывает главный лимитирующий горение процесс – смешение водорода с воздухом. Это обстоятельство может стимулировать специальные экспериментальные и расчетно-теоретические исследования (в рамках более сложных и одновременно идеализированных двумерных и пространственных постановок) с целью извлечения из них кривой выгорания, определяющей образование воды. Включение развитой модели в глобальную математическую модель гиперзвукового летательного аппарата делает реальным решение широкого круга оптимизационных задач. Наконец, принципиальная возможность достаточно правильного определения состава продуктов сгорания на выходе из камер разных типов позволит выработать стратегию совместного выбора формы камеры сгорания и

контура сопла, обеспечивающих малые потери на неравновесность. Указанные потери сравнительно жестко связаны с составом продуктов сгорания. Поэтому основной выигрыш можно рассчитать, воспользовавшись предположением о замороженном или равновесно-замороженном течении газа в сопле и соответствующей программой его профилирования, без привлечения полных уравнений химической кинетики.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-013-17514).

Авторы благодарят В.Н. Строкина, А.И. Ланшина, В.А. Степанова и Ю.М. Шихмана за стимулирующие обсуждения, а С.В. Бафталовского и В.А. Вострецову за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hilsenrath J., Beckett C.W., Benedict W.S. et al.* Tables of thermodynamic and transport properties of air, argon, carbon dioxide, carbon monoxide, hydrogen, nitrogen, oxygen and steam. Oxford; L.; N.Y.; Paris: Pergamon Press, 1960. 478 p.
2. *Предводителев А.С., Ступоченко Е.В., Плешанов А.С. и др.* Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 200 до 6000 К и давлений от 0,00001 до 100 атм). М.: ВЦ СССР, 1962. 268 с.
3. *Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П. и др.* Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Т. 3. Топлива на основе кислорода и воздуха. М.: ВИНТИ, 1973. 624 с.
4. *Гурвич А.В., Хачкурузов Г.А., Медведев В.А. и др.* Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М.: Изд-во АН СССР, 1962. Т. 1. 1162 с.; Т. 2. 916 с.
5. *Левич В.Г.* Введение в статическую физику. М.: Гостехиздат, 1954. 528 с.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 5. Статическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1976. 584 с.
7. *Крайко А.Н., Славянов Н.Н.* Выделение изэнтропы при расчете течений воздуха с равновесными физико-химическими превращениями // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33. № 1. С. 158–161.
8. *Аннушкин Ю.М.* Основные закономерности выгорания турбулентных струй водорода в воздушных каналах // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17. № 4. С. 59–71.
9. *Курзинер Р.И.* Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. М.: Машиностроение, 1989. 263 с.
10. *Латыпов А.Ф., Тенетов В.П.* Функциональная математическая модель силовой установки гиперзвукового летательного аппарата: Препринт № 4-83. Новосибирск: ИТиПМ СО АН СССР, 1983. 31 с.

Москва

Поступила в редакцию
29.XII.1995