

УДК 533.6.011

Эксергетический анализ прямоточного воздушно-реактивного двигателя

А.Ф. Латыпов

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: latypov@itam.nsc.ru

Выполнен эксергетический анализ возможных режимов подвода энергии в воздушный поток в канале прямоточного воздушно-реактивного двигателя. Для канала переменной площади сечения получено условие подвода заданного количества тепла в сверхзвуковой поток и условие перехода потока через скорость звука. Выполнен анализ течения в модельном канале прямоточного воздушно-реактивного двигателя при импульсно-периодическом подводе энергии. Для наглядного отображения возможных схем подвода тепла в таком канале предложена диаграмма в координатах температура–эксергия. Предложена конфигурация канала, в котором подвод тепла к сверхзвуковому потоку осуществляется с учетом ограничения статической температуры газа.

Ключевые слова: эксергия, диаграмма, прямоточный воздушно-реактивный двигатель (ПВРД), условие подвода тепла, импульсно-периодический подвод энергии.

ВВЕДЕНИЕ

Эксергия — термодинамическая функция, определяющая максимум удельной работы, могущей быть произведенной газом [1]. Для потока газа эксергия определяет максимальную скорость истечения во внешнюю среду. Поэтому для анализа термодинамического цикла авиационных двигателей и расчета их характеристик целесообразно применение этой функции.

Методы, используемые для расчета характеристик прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ПВРД), требуют задания некоторого множества определяющих величин, зависящих от газодинамических и геометрических параметров (например, [2, 3]). Эти методы мало пригодны при функциональном моделировании, когда отсутствует конструктивная схема моделируемого объекта. Представляется, что эксергетический метод является наиболее подходящим инструментом, т. к. в его основе лежит оценка потерь работоспособности газа в элементах двигателя вследствие необратимости процессов независимо от их природы [4–7]. Приращение энтропии в каком-либо элементе двигателя может быть задано на основе оценки верхнего и эталонного значений. Для получения верхней оценки необходимо знание условий, при выполнении которых возможно подвести к потоку данное количество энергии. Требуется также знание максимально допустимого

значения диссипации энергии. Если построить какой-либо базовый процесс, то на его основе можно вычислить эталонную оценку. Рабочее значение приращения энтропии в элементе задается как взвешенная сумма этих оценок (может быть задано и при наличии только верхней оценки). Их функциональные зависимости от входных и внешних условий дают основания для предположения о слабой зависимости весовых коэффициентов от режима работы двигателя. Эксергетический метод позволяет минимизировать количество определяющих параметров и строить иерархическую структуру математических моделей для вычисления их значений.

Отсутствуют достоверные экспериментальные результаты, свидетельствующие о сохранении сверхзвукового течения в канале при сгорании топлива с эквивалентным коэффициентом избытка воздуха $\alpha \cong 1$, тем более при ограничении статической температуры продуктов сгорания. Это условие важно при гиперзвуковых числах Маха полета и связано с ограничением диссоциации продуктов сгорания, т. к. диссоциация уменьшает эксергию потока газа. Необходимо определить условия, при которых было бы возможным организовать подвод тепла с учетом названных факторов.

Эксергия термодинамической системы¹

Пусть в термодинамическую систему поступает в единицу времени количество m_1 какого-либо вещества с параметрами p_1, T_1 и выходит такое же количество с параметрами p_2, T_2 (p — давление, T — температура). Составы входящих и выходящих веществ могут быть различными. Параметры внешней среды p_∞, T_∞ . К системе подводится количество тепла Q , и системой совершается работа A . Обозначим: h — энтальпия, S — энтропия, $h_i = h(p_i, T_i)$, $S_i = S(p_i, T_i)$, $i = 1, 2$, $h_i^\infty = h_i(p_\infty, T_\infty)$, $S_i^\infty = S_i(p_\infty, T_\infty)$. По определению, удельная эксергия выходящего вещества равна

$$e_2(p_2, T_2) = (h_2 - h_2^\infty) - T_\infty (S_2 - S_2^\infty). \quad (1)$$

С использованием закона сохранения энергии

$$h_2 = h_1 + Q - A$$

выражение (1) принимает вид

$$\begin{aligned} e_2(p_2, T_2) &= e_1(p_1, T_1) + Q - A - T_\infty \Delta S - \delta e, \\ \Delta S &= S_2 - S_1, \quad \delta e = (h_2^\infty - h_1^\infty) - T_\infty (S_2^\infty - S_1^\infty). \end{aligned} \quad (2)$$

Приращение энтропии ΔS обусловлено необратимыми процессами в системе и может быть вычислено при задании их физических моделей. Дефект эксергии δe связан с различием составов входящих и выходящих веществ. Для рабочих газов в ПВРД эта величина пренебрежимо мала.

Одномерное стационарное течение

Рассмотрим одномерное стационарное течение в канале с переменной площадью сечения $F(x)$ при подводе тепла, а также при наличии процессов диссипации энергии. Значения параметров потока (число Маха M_∞ , давление p_∞ ,

¹ Этот небольшой, но важный раздел, изложен в работе [8]. Для цельности изложения здесь он повторяется.

температура T_∞) во входном сечении F_0 заданы. Будем рассматривать течения только со сверхзвуковой скоростью во входном сечении, т.к. здесь нас интересуют условия формирования течений в канале ПВРД. Зададим также функцию $Q(x)$, определяющую количество подведенного тепла между входным сечением F_0 и сечением $F(x)$, и силу на единицу массы вещества $j(x)$, соответствующую процессу диссипации энергии.

Максимум энтропии

Пусть в некотором сечении $F(x)$ реализуется вариация числа Маха M вследствие вариации процессов диссипации энергии, происходящих до выделенного сечения. При этом сохраняются полная энтальпия газа и его расход. Определим вариацию энтропии. Из уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\delta T}{T} + \frac{(\gamma-1)M^2}{1+0,5(\gamma-1)M^2} \frac{\delta M}{M} &= 0, \\ \frac{\delta p}{p} - 0,5 \frac{\delta T}{T} + \frac{\delta M}{M} &= 0, \\ \delta \bar{S} = \frac{\delta S}{R} &= \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\delta T}{T} - \frac{\delta p}{p} \end{aligned}$$

следует (γ — показатель адиабаты, R — газовая постоянная, c_p — теплоемкость при постоянном давлении)

$$\delta \bar{S} = \frac{1-M^2}{1+0,5(\gamma-1)M^2} \frac{\delta M}{M}. \quad (3)$$

При числе Маха $M = 1$ энтропия достигает максимального значения.

Условия перехода через скорость звука

Запишем законы сохранения для элементарного объема dx :

$$\begin{aligned} \frac{T'}{T} + (\gamma-1)M^2 \frac{V'}{V} &= \frac{Q'(x)}{c_p T}, \\ \frac{p'}{p} - \frac{T'}{T} + \frac{V'}{V} &= -\frac{F'(x)}{F(x)}, \\ \frac{p'}{p} + \gamma M^2 \frac{V'}{V} &= -\frac{H'(x)}{RT}, \end{aligned} \quad (4)$$

где V — скорость потока, $H(x)$ — функция диссипации энергии, $H'(x) = j(x)$, штрих — дифференцирование по x . Определитель этой системы уравнений равен

$$\Delta_0 = \begin{vmatrix} 0 & 1 & (\gamma-1)M^2 \\ 1 & -1 & 1 \\ 1 & 0 & \gamma M^2 \end{vmatrix} = 1 - M^2,$$

и при $M = 1$ обращается в нуль. Для возможности продолжения непрерывного решения в точке $x = x_*$, в которой $M(x_*) = 1$, необходимо, чтобы определитель, получаемый заменой какого-либо столбца в определителе Δ_0 вектор-столбцом правой части уравнений, также был равен нулю. Получаемое при этом условие имеет вид (заменяется 3-й столбец)

$$\frac{Q'(x_*)}{c_p T} + \frac{H'(x_*)}{RT} - \frac{F'(x_*)}{F(x_*)} = 0. \quad (5)$$

Количество подводимого тепла

Определим условия, при выполнении которых возможно подвести к потоку заданное количество тепла Q между входным сечением F_0 и сечением $F(x)$.

Обозначено также: плотность ρ , скорость звука в набегающем потоке a_∞ . Индексы параметров: ∞ — внешней среды, набегающего потока, 0 — торможения, $*\infty$ — потока в критическом сечении, вычисленных для M_∞ при $Q = 0$.

Относительные величины:

$$\begin{aligned} \bar{p} &= p/p_\infty, \quad \bar{\rho} = \rho/\rho_\infty, \quad \bar{T} = T/T_\infty, \\ \Delta\bar{S} &= \Delta S/R, \quad \bar{Q} = Q/a_\infty^2, \\ \bar{F} &= F/F_0, \quad f = F/F_{*\infty}. \end{aligned}$$

Используя относительные величины и уравнение состояния $\bar{p} = \bar{\rho}\bar{T}$, запишем уравнения энергии, неразрывности и приращения энтропии:

$$\begin{aligned} \bar{T}_{0\infty} + (\gamma - 1)\bar{Q} &= \bar{T} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right), \\ \frac{\bar{p} M f}{\sqrt{\bar{T}}} \frac{\bar{F}_{*\infty}}{M_\infty} &= 1, \\ \bar{p} &= \bar{T}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \exp(-\Delta\bar{S}). \end{aligned} \quad (6)$$

Из первого и второго уравнений при значении $Q = 0$ следует:

$$\frac{\bar{F}_{*\infty}}{M_\infty} = \bar{T}_{*\infty}^{-\frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-2}}, \quad \bar{T}_{*\infty} = \frac{2}{\gamma+1} \bar{T}_{0\infty}. \quad (7)$$

Подставим величины в (6) из первого и третьего уравнений во второе и используем (7). Получим:

$$\begin{aligned} (1 + \theta)^{\frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1}} f \phi(M) &= \exp(\Delta\bar{S}), \quad \theta = (\gamma - 1) \frac{\bar{Q}}{\bar{T}_{0\infty}}, \\ \phi(M) &= M \left(\frac{2 + (\gamma - 1) M^2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1}}. \end{aligned} \quad (8)$$

В уравнении (8) функция $\phi(M)$ имеет максимальное значение при числе Маха $M = 1$, равно $\phi(1) = 1$, т. к. относительная вариация функции $\phi(M)$, как легко проверить, также определяется выражением (3). Но чем больше значение функции $\phi(M)$, тем больше допустимое значение приращения энтропии при заданном количестве подводимого тепла. Полагая $M = 1$, получим максимально допустимое приращение энтропии при подводе количества тепла $Q(x)$ между входным сечением F_0 и сечением $F(x)$

$$\Delta \bar{S}_{\max} = \frac{1}{2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \ln(1 + \theta) + \ln f. \quad (9)$$

Возможны следующие случаи:

1. $\Delta \bar{S} = \Delta \bar{S}_{\max}$. Стационарное решение единственно, число Маха в сечении $M = 1$;

2. $\Delta \bar{S} < \Delta \bar{S}_{\max}$. Возможны два стационарных решения. В зависимости от предыстории потока реализуется течение с дозвуковой или сверхзвуковой скоростью;

3. $\Delta \bar{S} > \Delta \bar{S}_{\max}$. Стационарное решение отсутствует. Но возможна такая перестройка потока, что реализуется первый случай. Уменьшение суммарного приращения энтропии при заданном значении θ может быть достигнуто увеличением средней температуры подвода тепла, т. е. подводом тепла полностью или частично в дозвуковой поток. Возникает прямой скачок уплотнения. Его положение определяется условием $\Delta \bar{S}(x_s) = \Delta \bar{S}_{\max}(\theta, f)$, где x_s — координата скачка уплотнения, т. к. для реализации сверхзвуковой скорости потока в выходном сечении канала должно выполняться также условие (5). Для расширяющегося канала значение $\Delta \bar{S}(x_s)$ предположительно минимально, т. к. при вариации x_s действуют два противоположных фактора. При увеличении x_s увеличивается приращение энтропии в скачке уплотнения (число Маха перед скачком больше), но уменьшается приращение энтропии при подводе тепла (средняя температура при подводе тепла больше). При уменьшении x_s действие факторов противоположное.

Изменение эксергии

Значение эксергии в сечении $F(x)$ согласно (2) равно

$$e = e_{\infty} + Q - T_{\infty} \Delta S.$$

В относительных величинах выражение для эксергии имеет вид ($\bar{e} = e/a_{\infty}^2$)

$$\bar{e} = \bar{e}_{\infty} + \frac{\bar{T}_{0\infty}}{\gamma - 1} \theta - \frac{\Delta \bar{S}}{\gamma}.$$

Дифференцируя функцию \bar{e} по θ , получим

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial \theta} = \frac{1}{\gamma - 1} \left(\bar{T}_{0\infty} - \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{1}{1 + \theta} \right) > 0.$$

При подводе тепла при условии $\Delta \bar{S} = \Delta \bar{S}_{\max}$ эксергия увеличивается.

Квазиодномерное нестационарное течение

В данном разделе приводятся результаты численного моделирования нестационарного течения в канале, моделирующий элемент прямооточного воздушно-реактивного двигателя, состоящий из участков с постоянным и расширяющимся сечениями. Конфигурация канала показана на рис. 1 (x_1, x_2, x_3, β — варьируемые параметры). В классической схеме подвод энергии в камере сгорания осуществляется за счет сгорания топлива в некотором политропном процессе. В данном случае энергия подводится к потоку газа в импульсно-периодическом режиме. Исключение из рассмотрения процессов смешения позволило определить непосредственное влияние параметров подводимой энергии (мощности, частоты импульсов, распределения источников по длине канала) на характеристики течения. Число Маха потока во входном сечении канала варьировалось в диапазоне значений $M_0 = 2,4 \div 4,0$. Соответствующие числа Маха полета $M_\infty = 6 \div 12$.

Мерой мощности подводимой энергии принята максимальная мощность энергии, выделяющейся при сгорании водорода в воздухе q [дж/кг]. Энергия за период времени Δt подводится в канале равномерно вдоль оси x в заданном диапазоне

$$\bar{Q}'(x) = k \frac{\gamma M_0 (q/a_0^2)}{(x_2 - x_1)} \Delta t, \quad x \in [x_1, x_2],$$

где $k \leq 1$ — задаваемый параметр. Расчет параметров течений производился на основе нестационарных квазиодномерных уравнений Эйлера. Относительное повышение температуры при однократном подводе энергии при постоянном объеме равно

$$\eta(x) = \frac{\Delta T(x)}{T_*(x)} = \gamma(\gamma - 1) \frac{k(q/a_0^2) \bar{u}(x)}{\text{Sh} \bar{T}_*(x)}, \quad \text{Sh} = \frac{\Delta x}{u_0 \Delta t},$$

где $\bar{u}(x) = u(x)/u_0$, $\bar{T}_*(x) = T_*(x)/T_0$ — распределение скорости и температуры газа в зоне $[x_1, x_2]$, Sh — число Струхалия. При $\text{Sh} \gg 1$ нагрев газа осуществляется малыми порциями ($\eta(x) \ll 1$), соответственно малы и импульсы давления.

В противном случае при возникновении скачков уплотнения, генерируемых большими импульсами давления, в них будут происходить дополнительные потери эксергии. Здесь расчеты выполнены при числе Струхалия $\text{Sh} \approx 200$. При импульсно-периодическом подводе энергии в начальный сверхзвуковой поток после завершения переходного процесса устанавливается периодический режим течения с малыми амплитудами колебаний параметров потока, т. к. $\text{Sh} \gg 1$. Ниже приведены некоторые результаты расчетов.

При значении энергии, подводимой в поток (начальное значение числа Маха $M_0 = 2,4$) в узкой зоне в цилиндрической части канала, соответствующем значению $k = 0,3$, всюду сохраняется

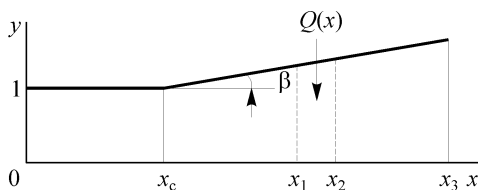


Рис. 1. Конфигурация канала.
 $x_c = 0,8$ — длина цилиндрической части, x_3 — полная длина канала, $x_1 \div x_2$ — зона подвода энергии, β — угол раскрытия канала.

сверхзвуковое течение. В зоне подвода энергии увеличиваются давление и температура (кривые 1, рис. 2). Аналогичный характер течения наблюдается при подводе такой же энергии в широкой области расширяющейся части канала (кривые 2) и сохраняется вплоть до значения $k = 0,39$. При значении $k = 0,4$ нарушается условие (9), и в цилиндрической части канала формируется скачок уплотнения, за которым поток является дозвуковым (кривые 3). Скачок уплотнения совершает колебательные движения малой амплитуды с частотой, равной частоте подвода энергии. Стационарное течение со скачком уплотнения, расположенным в цилиндрической части канала, не может быть реализовано вследствие его неустойчивости.

Следует отметить два факта, характерные для стационарных течений. При подводе энергии в сверхзвуковом потоке давление газа увеличивается, в дозвуковом потоке уменьшается. Структура течения в варианте 3 сходна со структурой течения при установившейся детонации, различаются лишь размеры характерных зон.

Кривые 4 (см. рис. 2) соответствуют течению в канале с большим углом раскрытия ($\beta = 45^\circ$), особенностью которого является наличие скачка уплотнения внутри зоны подвода энергии. Скорость потока за этим скачком дозвуковая, в конце зоны число Маха $M = 1$. Этот вариант приведен для того, чтобы показать, что такие течения возможны. Угол раскрытия камеры горения ПВРД мал. При малом угле раскрытия ($\beta = 2^\circ$) такое течение не реализуется.

Результаты расчета при подводе максимальной в принятой мере энергии $k = 1$ приведены на рис. 3. В этом случае также формируется скачок уплотнения, но в расширяющейся части канала. Энергия подводится в дозвуковой поток. Число Маха в малой окрестности правой границы зоны подвода энергии также равно единице. Далее поток имеет сверхзвуковую скорость.

На рис. 4 представлены распределения параметров по длине канала для значения числа Маха на входе в канал $M_0 = 3$ и при значениях $k = 0,75$ (кривая 1), $k = 0,80$ (кривая 2). При $k = 0,75$ скорость потока всюду сверхзвуковая. При $k = 0,80$ энергия подводится в дозвуковой поток.

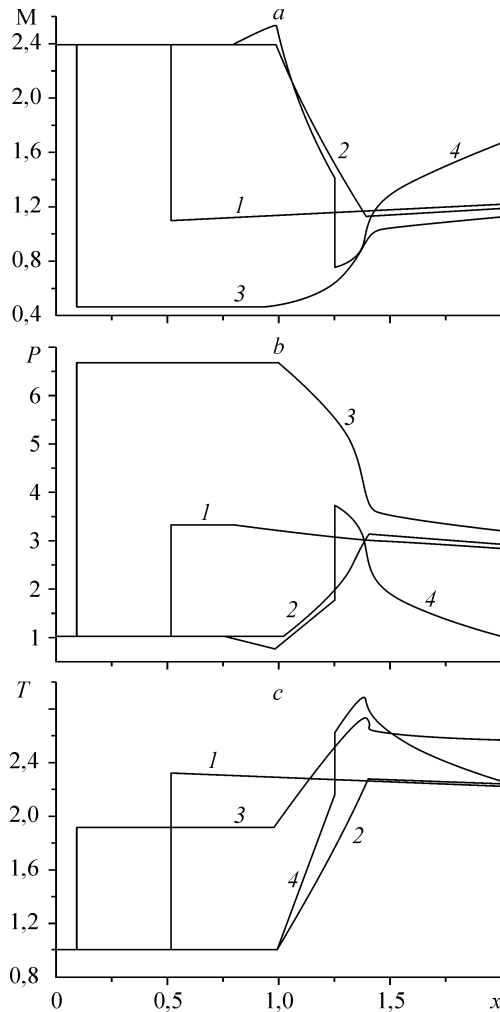


Рис. 2. Распределение числа Маха (а), давления (b) и температуры (с) по длине канала, $M_0 = 2,4$, $x_3 = 2$.
 $k = 0,3$ (1, 2), $0,4$ (3), $0,5$ (4), $x_1 = 0,50$ (1), $1,0$ (2-4), $x_2 = 0,52$ (1), $1,4$ (2-4), $\beta = 2^\circ$ (1-3), 45° (4).

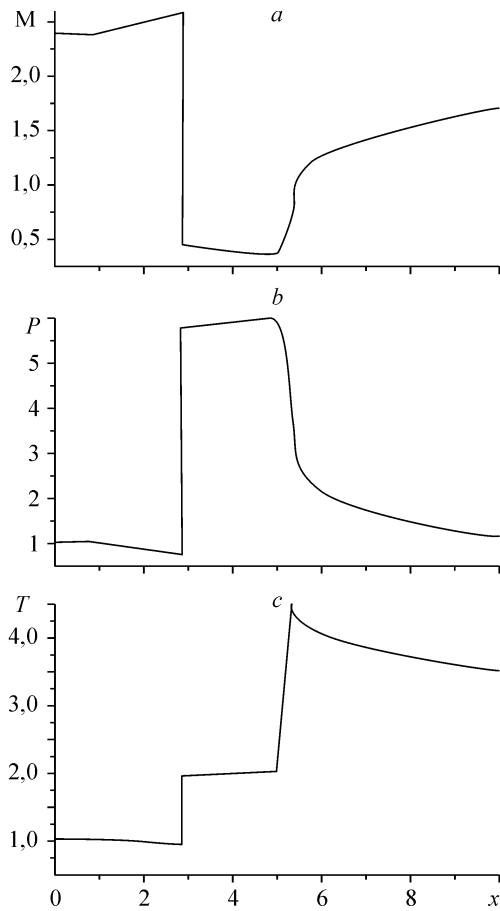


Рис. 3. Распределение числа Маха (а), давления (b) и температуры (с) по длине канала, $M_0 = 2,4$, $k = 1$, $\beta = 6^\circ$, $x_3 = 10$, $x_1 = 5,0$, $x_2 = 5,4$.

Скачок уплотнения расположен в цилиндрической части канала. На рис. 4, с показано влияние уменьшения числа Струхала ($Sh = 4$) на распределение параметров потока (представлена только зависимость $T(x)$, кривая 1'), зависимости $M(x)$, $p(x)$, $\rho(x)$ аналогичны. Поскольку подводимая энергия одна и та же, то при однократном воздействии приращение температуры в этом случае существенно больше. Поэтому и наблюдаются значительные колебания параметров потока.

Увеличение длины канала ($x_3 = 10$) и угла раскрытия ($\beta = 6^\circ$) позволяет подводить большее количество энергии ($k = 0,85$) при сохранении сверхзвуковой скорости потока. Распределение параметров M , p , T по длине канала качественно такое же, как и в варианте 1, которому соответствуют кривые 1 на рис. 4.

При подводе максимальной энергии ($k = 1$) в узкой зоне в канале длиной $x_3 = 10$ и углом раскрытия $\beta = 2^\circ$ формируется течение с дозвуковым участком. Скачок уплотнения располагается в расширяющейся части канала (рис. 5).

При подводе максимальной энергии в поток с начальным числом Маха $M_0 = 3,6$, $4,0$ всюду сохраняется сверхзвуковая скорость течения (рис. 6).

Соотношения (5) и (9) определяют структуру формирующихся периодических течений при больших числах Струхала. В настоящей задаче за скачком уплотнения $H'(x) = 0$, и поскольку в расширяющейся части $F'(x) > 0$, сечение $F(x_*)$ всегда расположено внутри зоны подвода энергии (как правило $x_* = x_2 - \varepsilon$, $\varepsilon \sim 0$). Течение за ним может быть как сверхзвуковым, так и дозвуковым и зависит от предыстории течения. Из выражений (4) и (5) следует:

$$\frac{M'}{M} = \lim_{M \rightarrow 1} \frac{\Delta_V - 0,5\Delta_T}{\Delta_0}, \quad (10)$$

$$M' = \frac{2-\gamma}{4} \frac{Q'}{c_p T} \left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{4(\gamma-1)}{(2-\gamma)^2}} \right].$$

Знак плюс соответствует сверхзвуковому течению, минус — дозвуковому. Здесь реализуется сверхзвуковое течение.

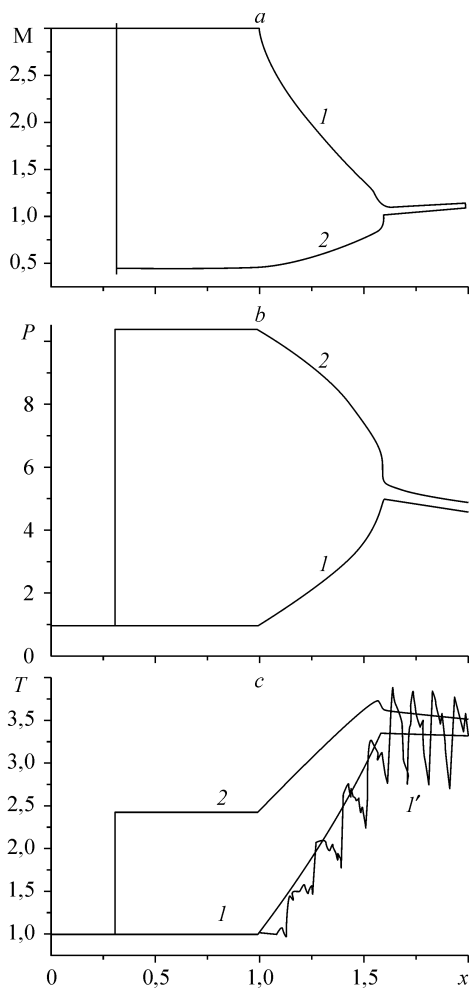


Рис. 4. Распределение числа Маха (а), давления (b) и температуры (с) по длине канала, $M_0 = 3,0$, $\beta = 2^\circ$, $x_3 = 2$, $x_1 = 1,0$, $x_2 = 1,6$.

$k = 0,75$ (1, 1'), $0,80$ (2), $Sh = 200$ (1, 2), 4 (1').

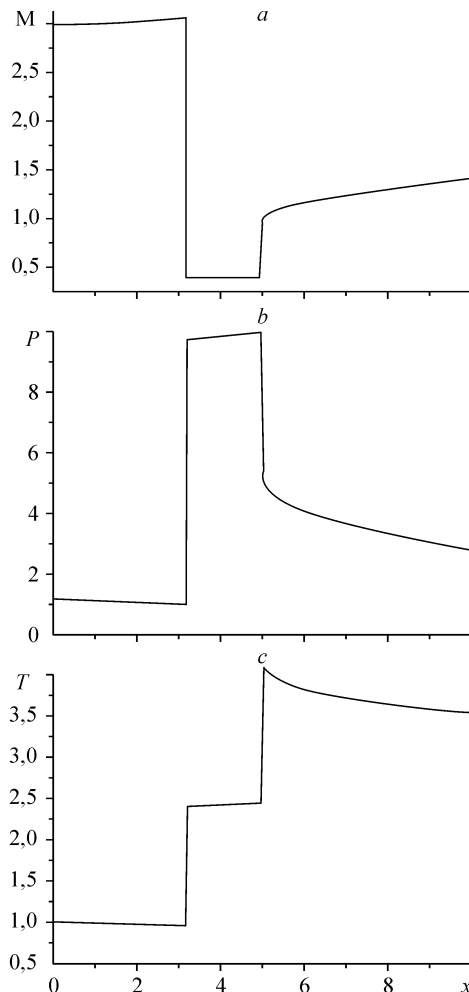


Рис. 5. Распределение числа Маха (а), давления (b) и температуры (с) по длине канала при подводе энергии в узкой зоне, $M_0 = 3$, $k = 1,0$, $\beta = 2^\circ$, $x_3 = 10$, $x_1 = 5,00$, $x_2 = 5,04$.

T, e-диаграмма

На \bar{T}_0, \bar{e} -диаграмме (рис. 7) представлены возможные схемы процесса подвода тепла в камере сгорания ПВРД (\bar{T}_0, \bar{e} — полная температура и эксергия нормированы соответственно на температуру торможения $T_{0\infty}$ и эксергию e_∞ набегающего потока). Изобары полного давления $\bar{p}_0 = p_0/p_{0\infty}$ и изотермы статической температуры $\bar{T} = T/T_{0\infty}$ определяются дифференциальными соотношениями:

$$\left. \frac{\partial \bar{T}_0}{\partial \bar{e}} \right|_{\bar{p}_0} = (1 - \tau_\infty) \left(1 - \frac{\tau_\infty}{\bar{T}_0} \right)^{-1},$$

$$\left. \frac{\partial \bar{T}_0}{\partial \bar{e}} \right|_{\bar{T}} = (1 - \tau_\infty) \left(1 - \frac{\tau_\infty}{\bar{T}} \right)^{-1}, \quad \tau_\infty = \frac{T_\infty}{T_{0\infty}}.$$

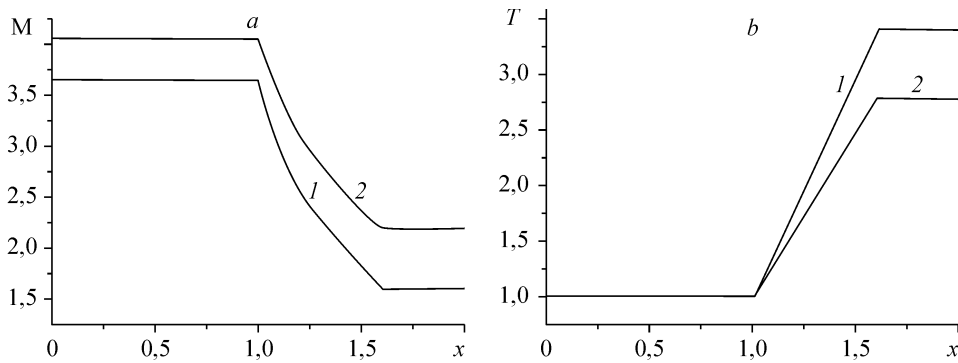


Рис. 6. Распределение числа Маха (а) и температуры (b) по длине канала, $k = 1,0$, $\beta = 2^\circ$, $x_3 = 2$, $x_1 = 1,0$, $x_2 = 1,6$.
 $M_0 = 3,6$ (1), $4,0$ (2).

Процесс *s1* соответствует сверхзвуковому течению, *d* — дозвуковому. В этих вариантах температура в конце подвода тепла меньше \bar{T}_{\max} . Они соответствуют относительно малым числам Маха полета $M_\infty = 3 \div 7$. Принято, что в конце подвода тепла число Маха равно единице, т. к. в этом случае при заданном количестве подводимой энергии допустимо максимальное приращение энтропии. Вариант *d* иллюстрирует псевдоскачковый режим подвода энергии. В этом варианте средняя температура подвода тепла больше, чем в варианте *s1*. Поэтому возможно достижение большего значения эксергии при одинаковом количестве подводимой энергии. Этот эффект обуславливается тем, что торможение потока в псевдоскачковом режиме происходит в системе косых скачков уплотнения и в слабом замыкающем прямом скачке уплотнения. И линия *d* на диаграмме мало смещается влево относительно линии *s1*. Площадь сечения канала в варианте *s1* больше, чем в варианте *d*, при числе Маха в сечении $M = 1$.

Представленные результаты численного моделирования показывают, что для гиперзвуковых скоростей полета даже при обеспечении сверхзвуковой скорости потока в зоне подвода энергии наблюдаются большие значения температуры газа. При числах Маха полета $M_\infty \geq 8$ необходимо контролировать максимальное значение температуры газа T_{\max} . Как отмечалось выше, это условие связано с ограничением диссоциации продуктов сгорания. Распределение подвода энергии по длине канала должно осуществляться с учетом этого ограничения. Вариант *s2* иллюстрирует этот случай. При достижении максимально допустимой статической температуры подвод тепла происходит при $T = \text{const}$. Для выполнения условия $T \leq T_{\max}$ необходимо изменить конфигурацию канала, так чтобы энергия подводилась в нескольких обособленных зонах (секциях), разделенных участками расширения, и сохранялась при этом всюду сверхзвуковая

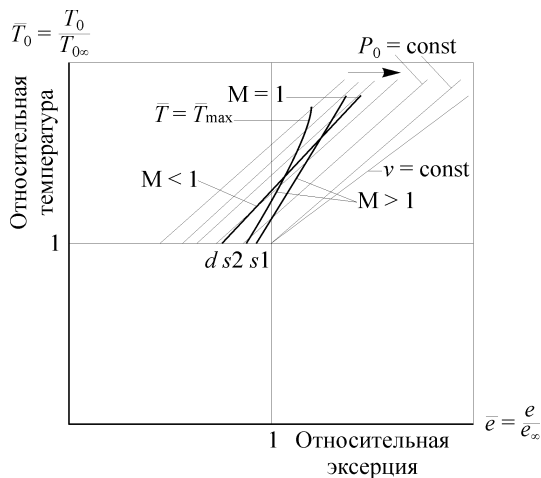
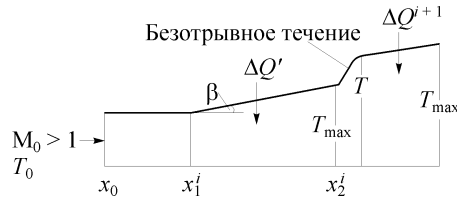


Рис. 7. T, e -диаграмма.

Рис. 8. Возможная конфигурация канала в случае подвода энергии в нескольких локальных зонах.



скорость течения. Возможная конфигурация канала показана на рис. 8. Конфигурация расширяющегося канала должна определяться из условия безотрывного течения при максимально допустимом значении угла раскрытия с целью уменьшения общей длины канала. В первом приближении распределение количества подводимой энергии по секциям можно определить из стационарных уравнений, которые удобно записать в дифференциальной форме (уравнения энергии, неразрывности и приращения энтропии)

$$\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right) \frac{T'}{T} + (\gamma - 1) M^2 \frac{M'}{M} = \frac{Q'(x)}{c_p T},$$

$$\frac{p'}{p} - 0,5 \frac{T'}{T} + \frac{M'}{M} = - \frac{F'(x)}{F(x)},$$

$$\frac{S'}{R} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{T'}{T} - \frac{p'}{p} = \frac{Q'(x) + H'(x)}{RT},$$

$$Q'(x) = c_n T'.$$

Штрих означает дифференцирование по x , c_n — теплоемкость в процессе подвода тепла. Значения параметров газа в начальном сечении канала задаются. Интегрирование выполняется до тех пор, пока не будет выполнено условие $T(x) = T_{\max}$ или не будет подведена вся заданная энергия. При выполнении условия $T(x) = T_{\max}$ происходит изоэнтропическое расширение и переход в следующую секцию подвода энергии. Степень расширения участков без подвода энергии либо задается, либо определяется по задаваемой температуре или задаваемому числу Маха в конце участка расширения.

Линия $v = \text{const}$, v — объем газа, иллюстрирует режим подвода энергии при постоянном объеме. При этом обеспечивается наибольшее значение эксергии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получено выражение для потока эксергии в термодинамической системе.

Для канала переменной площади сечения получено условие подвода заданного количества энергии в сверхзвуковой поток и условие перехода через скорость звука.

Выполнен анализ течения в модельном канале ПВРД при импульсно-периодическом подводе энергии. Получено, что при больших значениях числа Струхала устанавливается периодический режим течения с малыми амплитудами колебаний параметров. Структура течений определяется соотношением энтропии процесса и его максимально допустимым значением. Такой подвод энергии обеспечивает максимальное значение эксергии. При впрыске топлива в поток эксергия будет уменьшаться из-за приращения энтропии как при смешении потоков, так

и вследствие подвода энергии при меньшей температуре в некотором политропном процессе.

Для наглядного отображения возможных схем подвода тепла в канале ПВРД предложена T, e -диаграмма.

Предложена конфигурация канала, в котором подвод тепла к сверхзвуковому потоку осуществляется с учетом ограничения статической температуры газа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вукалович М.П., Новиков И.И. Техническая термодинамика. — Л.-М.: Госэнергоиздат, 1968. — 496 с.
2. Клячкин А.Л. Теория воздушно-реактивных двигателей. — М.: Машиностроение, 1969. — 512 с.
3. Зуев В.С., Макарон В.С. Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей. — М.: Машиностроение, 1971. — 367 с.
4. Латыпов А.Ф., Хенкин П.В. Параметрический анализ прямоточного воздушно-реактивного двигателя на водороде со сверхзвуковым горением // Вопросы газодинамики (Сб. тр. ИТПМ СО АН СССР). — Новосибирск, 1975. — С. 197–201.
5. Дулов В.Г., Латыпов А.Ф., Пупышев С.Б. и др. Эффективность крейсерского полета гиперзвуковых летательных аппаратов // Исследования по гиперзвуковой аэродинамике (Сб. научн. тр. ИТПМ СО АН СССР). — Новосибирск, 1978. — С. 151–172.
6. Латыпов А.Ф., Тенетов В.П. Функциональная математическая модель силовой установки гиперзвукового летательного аппарата // Препринт ИТПМ СО АН СССР № 4-83, Новосибирск, 1983. — С. 1–31.
7. Латыпов А.Ф. Функциональная математическая модель прямоточного и ракетно-прямоточного двигателей // Сб. тр. V Школы по методам аэрофизических исследований, ИТПМ СО АН СССР, Новосибирск, 1990. — С. 97–103.
8. Латыпов А.Ф. Оценка энергетической эффективности подвода тепла перед летательным аппаратом при сверхзвуковом полете с ускорением. Ч. I. Математические модели // Теплофизика и аэромеханика. — 2008. — Т. 15, № 4. — С. 573–584.

Статья поступила в редакцию 4 декабря 2008 г.