

УДК 533.6.01.6:621.452.22

© 1993 г. С. А. ЕГОРУШКИН, Ф. А. СЛОБОДКИНА

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРЯМОТОЧНЫХ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

Исследованы особенности газодинамического волнового процесса, возникающего в канале прямооточного воздушно-реактивного двигателя (ПВРД) при запуске его камеры сгорания или переключении режима подачи топлива. Обычно проектирование двигателя ведется на основе стационарных или квазистационарных представлений о газодинамических течениях в его тракте, причем часто его элементы (воздухозаборник, камера сгорания, сопло) рассматриваются отдельно. При таком подходе оказываются неизвестными области устойчивой работы и надежного запуска камеры сгорания, динамические нагрузки на стенки канала и ряд других явлений, знание которых необходимо при создании двигателя нового поколения, обеспечивающего большую дальность, скорость, высоту полета, маневренность.

При изучении нестационарных процессов в ПВРД необходимо моделировать все течение от входа в воздухозаборник до выхода из сопла, причем в некоторых случаях необходимо описание и внешнего обтекания летательного аппарата. При этом температура продуктов реакции в камере сгорания выше температуры начала диссоциации и, следовательно, уравнения движения продуктов сгорания должны учитывать их реальные термодинамические свойства.

В данной статье моделирование нестационарных процессов в канале основано на нестационарных квазиодномерных уравнениях Эйлера, содержащих «источниковые» члены, которые описывают приток-отток массы, импульса и энергии. Квазиодномерное приближение для течений в каналах ПВРД вполне оправдано, так как для них отношение $l/d \sim 20$ (l — длина, d — ширина канала). Движущаяся среда считается двухкомпонентной смесью химически активных веществ, что позволяет использовать реальные термодинамические характеристики топлива и продуктов сгорания.

Кроме того, модель рабочего процесса учитывает некоторые экспериментальные зависимости, например зависимость полноты сгорания от коэффициента избытка воздуха и внутрикамерных параметров, границы «бедного» и «богатого» срыва пламени и др.

Постановка задачи. Рассмотрим течение сжимаемой среды в канале переменной геометрии, представленной на фиг. 1. Здесь 1 — воздухозаборник, 2 — переходной канал, 3 — камера сгорания, 4 — фронтовое устройство. Ось x направим вдоль оси канала, ось y — перпендикулярно к ней, начало координат поместим на оси во входное сечение канала. Среда движется в положительном направлении оси x .

Выпишем уравнения квазиодномерного нестационарного течения в канале переменного сечения двухкомпонентной смеси химически реагирующих веществ, где в качестве одной компоненты приняты продукты сгорания, а в качестве другой — непрореагировавшее топливо

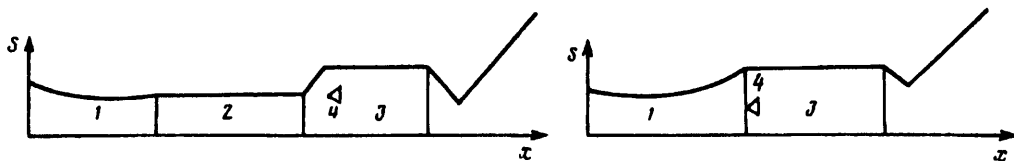
$$\frac{\partial \rho S}{\partial t} + \frac{\partial \rho u S}{\partial x} = M,$$

$$\frac{\partial \rho u S}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [S(p + \rho u^2)] = p \frac{\partial S}{\partial x} + F,$$

$$\frac{\partial E S}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u S \left(h + \frac{u^2}{2} \right) \right] = -p \frac{\partial S}{\partial t} + Q,$$

$$E = \rho h - p$$

(1.1)



Фиг. 1

Здесь ρ , u , p , h — плотность, скорость, давление и энтальпия смеси; $S(x,t)$ — площадь сечения канала, которая может меняться по x и по времени t , что позволяет учитывать подвижные элементы конструкции; M_s, F_s, Q_s — источниковые члены, описывающие приток-отток массы, импульса и энергии.

Для замыкания системы (1.1) необходимо определить энтальпию смеси h . Введем в рассмотрение средние по сечению концентрации компонент c_i (продукты сгорания) и c_f (несгоревшее топливо) и положим

$$h = c_i h_i + c_f h_f \quad (1.2)$$

Здесь h_f — энтальпия топлива, которая считается заданной функцией температуры, а h_i — энтальпия продуктов сгорания.

Предположим, что в зоне горения каждая частица газовой смеси находится в состоянии химического равновесия. Это справедливо, если характерное время протекания химических реакций оказывается существенно меньше времени турбулентного перемешивания и времени пребывания частицы смеси в зоне реакции [1]. В ПВРД с дозвуковой скоростью течения в камере сгорания указанные соотношения по времени выполняются. Эти соотношения могут измениться при протекании смеси через сопло, где поток, резко охлаждаясь, движется со сверхзвуковой скоростью. В таком случае время протекания химических реакций может стать сравнимым со временем пребывания газа в сопле, а неравновесность — существенной. Тогда можно использовать приближение «замороженного» течения [2].

Исходя из сказанного, величину h_i можно считать зависящей от каких-либо двух термодинамических параметров, например p и T , и от коэффициента избытка воздуха α , определяющего отличие состава смеси от стехиометрического: $h_i = h_i(p, T, \alpha)$. Распределение h_i можно заранее вычислить по методике, предложенной в [3].

Распределение концентраций компонент по камере сгорания определяется характеристиками турбулентного перемешивания. Математическое моделирование этого процесса представляет собой отдельную сложную задачу, которая решена только для нескольких частных случаев стационарных течений. Поэтому в данной работе используется довольно простая модель определения концентраций.

Предположим, что зона горения является поверхностью разрыва, степень перемешивания характеризуется одним интегральным параметром — полнотой сгорания топлива и что изменение концентраций компонент за зоной сгорания не учитывается.

Последнее предположение не эквивалентно условию «замороженности», так как оно означает, что не меняется только доля непрореагировавшего топлива, тогда как химический состав продуктов сгорания изменяется и локально равновесен.

Перечисленные предположения не позволяют детально описывать структуру течения в камере сгорания. Однако они удовлетворяют интегральным законам сохранения, довольно правильно отражают крупномасштабные движения среды и потому могут давать представления об изменениях газодинамических величин в нестационарных процессах в канале двигателя.

Запишем соотношения, замыкающие систему (1.1)–(1.2). Пусть поверхность разрыва, на которой происходит впрыск топлива, расположена в сечении

$x = x_b$, а поверхность тепловыделения — в сечении $x = x_*$, причем $x_* - x_b = \tau u$, где τ — время задержки воспламенения.

Тогда

$$c_1 = 1, \quad c_r = 0, \quad \alpha \rightarrow \infty \quad (x < x_b) \quad (1.3)$$

$$c_1 = 1 - c_r, \quad c_r = c_r^0 = \frac{G_r}{G_r + G_b}, \quad \alpha = \frac{G_b}{G_r z_0} \quad (x_b < x < x_*) \quad (1.4)$$

Здесь G_r , G_b — расходы топлива и воздуха через сечение x в секунду, z_0 — стехиометрический коэффициент. Соотношение (1.3) соответствует движению воздуха без примеси топлива, при этом могут быть учтены реальные свойства воздуха, отличные от свойств совершенного газа.

Правые части системы (1.1) имеют при этом вид

$$M_s = G_r \delta(x - x_b), \quad F_s = G_r u_r \delta(x - x_b)$$

$$Q_s = G_r (1/2 u_r^2 + h_r) \delta(x - x_b)$$

Здесь u_r — скорость впрыска топлива; h_r — его энтальпия; δ — дельта-функция, описывающая точечный источник.

С учетом того что в реакцию вступает только часть топлива, определяемая значением коэффициента полноты сгорания η , при $x > x_*$ концентрацию компонент и энтальпию смеси можно записать в виде

$$c_1 = 1 - c_r, \quad c_r = c_r^0 (1 - \eta) \quad (1.5)$$

$$h = c_r h_r + c_1 h_1(p, T, \alpha \eta^{-1})$$

$$\eta = 0, \quad \alpha > \alpha_+, \quad \alpha < \alpha_-, \quad \eta = \eta(\alpha, p, T^*, u), \quad \alpha_- < \alpha < \alpha_+$$

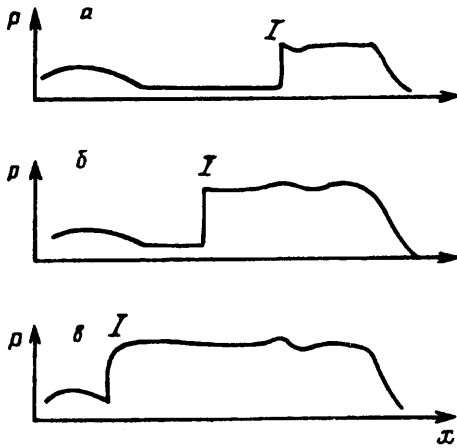
Здесь α_- , α_+ — границы «бедного» и «богатого» срывов пламени; p — статическое давление в камере сгорания; T^* — температура торможения набегающего потока. Значению $\eta = 0$ соответствует движение не реагирующей смеси воздуха и топлива, в частности $\eta = 0$ после срыва пламени в камере сгорания.

Описание различных нестационарных процессов в двигателе сводится, таким образом, к решению системы (1.1) вместе с замыкающими ее соотношениями (1.2) — (1.5). В качестве начальных условий задаются распределения параметров по каналу, соответствующие стационарному течению перед запуском камеры сгорания или некоторому стационарному режиму ее работы. В качестве краевых условий задаются параметры сверхзвукового потока на входе в воздухозаборник и условия сверхзвукового истечения на срезе сопла. Кроме того, известны внешние воздействия (например, изменение расхода топлива, изменение условий на входе), инициирующие нестационарные процессы.

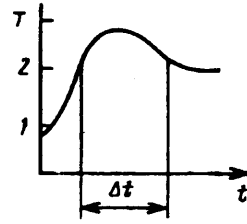
Для решения системы (1.1) используется метод С. К. Годунова [4]. Расчеты велись по явной схеме первого порядка точности, на подвижных сетках, с выделением основных поверхностей разрыва. В окрестности критических сечений канала и в области больших градиентов физических величин (например, в окрестности фронта тепловыделения) проводилось сгущение сетки.

Предложенная модель и численная схема позволили рассчитать разнообразные нестационарные процессы, связанные с изменением режимов подачи топлива (в том числе запуск камеры сгорания), с изменением формы канала $S(x, t)$, с появлением возмущений на входе в воздухозаборник (ударная волна).

При этом удастся проследить за движением замыкающего скачка уплотнения, определить динамические нагрузки на стенки канала, поля температуры, давления и скорости в разные моменты времени, получить зависимости расхода воздуха и коэффициента избытка воздуха в камере сгорания от времени и т. д.



Фиг. 2



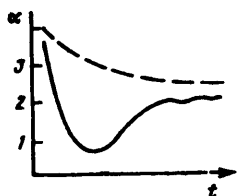
Фиг. 3

Результаты расчетов запуска камеры сгорания. Рассмотрим процесс запуска камеры сгорания модельного двигателя (фиг. 1) из начального состояния, соответствующего стационарному течению в канале ПВРД при заданных высоте и числе Маха полета летательного аппарата. Стационарное течение характеризуется сверхзвуковым участком в воздухозаборнике и переходном канале, который оканчивается скачком уплотнения перед фронтальным устройством камеры сгорания. Дозвуковой участок течения от ударной волны до горла сопла переходит снова в сверхзвуковой от горла сопла до выхода из него. Распределение давления перед запуском камеры сгорания в канале ПВРД схемы (фиг. 1, а) представлено на фиг. 2, а. На фиг. 2 положение ударной волны обозначено цифрой 1. При $t > 0$ в камеру сгорания начинает подаваться топливо, секундный расход которого меняется по закону: $G_T(t) = kt$ при $G_T < G_0$, $G_T = G_0$ при $G_T \geq G_0$. Время выхода расхода топлива на стационарное значение принималось равным $t_T = G_0/k = 0,02$ с. Величина G_0 выбиралась так, что $\alpha(G_0, G_b^0) = 2$, где G_b^0 — постоянный расход воздуха через входное сечение воздухозаборника.

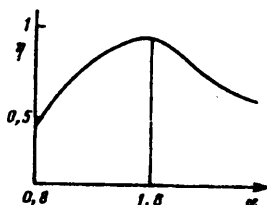
На фиг. 2, б, в показано распределение давления по каналу двигателя при $t = 0,03$ и $0,07$ с. При тепловыделении в камере сгорания замыкающий скачок уплотнения за время $\Delta t \sim 0,04$ с перемещается в новое положение равновесия в расширяющейся части канала воздухозаборника. При этом давление в переходном канале увеличивается на величину $\sim 0,25 p^0$. Таким образом, конструкция воздухозаборника и переходного канала должна выдерживать и резкое понижение давления (при открытии канала перед запуском камеры сгорания) и повышение давления при запуске камеры сгорания.

На фиг. 3 приведено изменение со временем температуры в среднем сечении камеры сгорания, которая достигала при запуске величины $T \sim 2,5 T^0$. Из-за кратковременности этого процесса ($\Delta t \sim 0,01$ с) подобное повышение температуры не представляется опасным. Оно объясняет отчетливо наблюдаемую в эксперименте вспышку в момент запуска. Причиной этого температурного всплеска является волна сжатия, распространяющаяся по нагретому газу, в результате чего его температура повышается еще больше и может превышать предельные значения, получаемые при стационарном сжигании данного топлива.

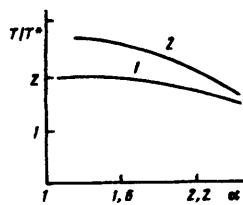
На фиг. 4 приведено изменение коэффициента избытка воздуха $\alpha(t)$ в камере сгорания при запуске. Штриховой кривой обозначена квазистационарная зависимость $\alpha_c(t)$, определяемая по формуле $\alpha_c(t) = G_b^0/z_0 G_T(t)$. Величины $\alpha_c(t)$ и $\alpha(t)$ могут различаться более чем в 2 раза. Это явление объясняется тем, что при запуске происходит внезапный и сильный разогрев газа в камере сгорания. Расширение нагретого газа приводит к образованию волны сжатия, движущейся



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

вверх по потоку и вызывающей торможение воздуха в переходном канале. В результате расход воздуха через камеру сгорания уменьшается и запуск происходит при существенно меньших значениях α . Для того чтобы избежать «богатого» срыва пламени при запуске, необходимо учитывать это свойство, т. е. увеличить значение α в начальные моменты времени.

Переходной канал между воздухозаборником и камерой сгорания препятствует возникновению ударной волны перед входом в воздухозаборник при запуске. Запуск при низких α в конструкциях с коротким переходным каналом или без него (см. фиг. 1, а) может быть неустойчивым вследствие образования ударной волны перед входом в воздухозаборник. В этом случае уменьшение расхода воздуха через двигатель может привести к тому, что горение в камере сгорания прервется и скачок уплотнения снова займет устойчивое положение в канале двигателя.

Учет зависимости полноты сгорания η от коэффициента избытка воздуха α и газодинамических параметров в камере сгорания дает дополнительные представления о развитии нестационарных процессов в двигателе. Характерный вид кривой $\eta(\alpha)$ приведен на фиг. 5. Кривая имеет максимум при $\alpha \sim 1,8-2,0$, соответствующий крейсерским режимам работы двигателя. Такой вид кривой приводит к практически важным выводам о характере оптимальных режимов работы двигателя на различных участках траектории. Рассмотрим, например, участок разгона. Он должен проходить за минимальное время, т. е. при максимальной тяге. Обычно для увеличения тяги создают топливовоздушные смеси, близкие к стехиометрическим, т. е. $\alpha \sim 1$. Однако из-за уменьшения η при $\alpha \rightarrow 1$ предполагаемое увеличение тяги создать не удастся. На фиг. 6 приведено изменение температуры в камере сгорания в зависимости от α при $\eta = \text{const}$ (кривая 2) и при $\eta = \eta(\alpha)$ (кривая 1). Эти зависимости получены в результате расчета нестационарного течения в канале двигателя при изменении режимов подачи топлива (расход топлива увеличивался, что приводило к уменьшению α и изменению внутрикамерных параметров). Из рассмотрения кривых 1 и 2 следует, что уменьшение полноты сгорания при $\alpha \rightarrow 1$ понижает максимальное значение температуры и давления в камере сгорания, что несколько уменьшает волну сжатия и, следовательно, уменьшается вероятность возникновения режима с ударной волной перед входом в воздухозаборник.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение. М.: Наука, 1986. 286 с.
2. Хайлов В. М. Химическая релаксация в соплах реактивных двигателей. М.: Машиностроение, 1975. 158 с.
3. Алемасов В. Е., Дрегалин А. Ф., Тишин А. П., Худяков В. А. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Т. 1. М.: Наука, 1971. 266 с.
4. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.