

УДК 533.697.2

Газодинамические проблемы при работе сверхзвуковых воздухозаборников в нерасчетных условиях (обзор)

Звегинцев В.И.

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

E-mail: zvegin@itam.nsc.ru

Анализируются современные представления о работе сверхзвуковых воздухозаборных устройств высокоскоростных воздушно-реактивных двигателей. Показано, что при нерасчетных режимах работы воздухозаборника течение в канале двигателя становится весьма сложным. Последнее приводит к непредсказуемым последствиям и, в частности, к незапуску воздухозаборника. Выражение «незапуск воздухозаборника» в настоящей статье рассматривается как синоним отсутствия теоретического понимания и предсказания происходящих газодинамических явлений. Предлагаются подходы к обеспечению авторегулирования системы «воздухозаборник-камера сгорания» для ПВРД. Указаны направления дальнейших исследований по обеспечению устойчивой работы воздухозаборных устройств в широком диапазоне полетных условий.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение, воздухозаборник, воздушно-реактивный двигатель, торможение потока, ударные волны, запуск/незапуск, противодействие.

Введение

Для торможения высокоскоростного потока воздуха, набегающего на воздушно-реактивный двигатель, используются воздухозаборники, которые оказывают геометрическое воздействие на поток и уменьшают число Маха захватываемого сверхзвукового потока (вплоть до дозвуковых значений) на входе в камеру сгорания. Обеспечение нормальной работы воздухозаборного устройства в диапазоне возможных режимов полета является одной из важных задач, которую решают конструкторы при создании любого воздушно-реактивного двигателя, в том числе ПВРД.

Практически во всех отечественных и зарубежных публикациях, посвященных сверхзвуковым воздухозаборникам, упоминается газодинамическое явление, которое обозначается словосочетанием «запуск (в англоязычном варианте — start) воздухозаборника» или «незапуск (unstart) воздухозаборника». Несмотря на принципиальную важность этого явления для работы воздухозаборника, автору не удалось найти в литературе четкого определения в разграничении и в использовании этих понятий. В ГОСТе 23851-79 записано: «Запуск сверхзвукового воздухозаборника — процесс выхода воздухозаборника смешанного или внутреннего сжатия на режим работы, характеризуемый изоэнтропическим сжатием сверхзвукового потока или сжатием в системе косых скачков уплотнения и замыкающем прямом скачке уплотнения внутри канала» [ГОСТ 23851-79]. Принимая

во внимание формальность такого определения, различные авторы вкладывают в него свои представления о том, что такое «запуск/незапуск». Например, в работе (Шихман и др., 2005) указано, что «...термин «запуск» используется для определения режима работы воздухозаборника, когда процессы во внутреннем канале не влияют на течение перед воздухозаборником и не изменяют его коэффициента расхода...». В противоположность понятию «запуск» под словом «незапуск» обычно интуитивно подразумевается нарушение газодинамической картины течения в воздухозаборнике, которое вызывает существенное ухудшение рабочих характеристик в отличие от нормального режима течения, обозначаемого словом «запуск».

Более мягким определением для обозначения нарушений в работе воздухозаборника является выражение «запирание воздухозаборника», которое неявно предполагает, что на входе появилась выбитая головная волна и расход воздуха через воздухозаборник стал равен нулю. С точки зрения автора настоящей статьи словосочетание «запирание воздухозаборника» в принципе является некорректным, так как практически в любой газодинамической ситуации расход воздуха через тракт воздухозаборника существует и может быть достаточно большим даже при выбитой головной волне.

Разница между слабым нарушением течения, которое происходит всегда при любом изменении условий работы воздухозаборника, и существенным нарушением течения, которое обозначается словом «незапуск» или «запирание воздухозаборника», на сегодняшний день все еще не определена. Следует признать, что словосочетание «незапуск воздухозаборника» при описании нарушений в работе воздухозаборника зачастую используется как синоним отсутствия понимания причин этих нарушений.

Известно большое количество публикаций, посвященных исследованию отдельных газодинамических процессов, вызывающих нарушение течения в воздухозаборнике, к ним, в частности, относятся изменение условий обтекания (числа Маха, угла атаки), формирование отрывных течений при взаимодействии скачков уплотнения с пограничным слоем на поверхностях сжатия, развитие высокочастотных пульсаций в потоке, вызывающих зуд или помпаж воздухозаборника, регулировка геометрии проточного тракта, повышение противодавления при горении в камере сгорания и т.д. В ряде современных публикаций, например, (Cui et al., 2015; Cui, Tang, 2014; Cui et al., 2012; Гунько, Кудрявцев и др., 2001; Гунько, Мажуль и др., 2001; Yentsch, Gaitonde, 2015), прослеживается понимание необходимости комплексного исследования разнообразных причин, приводящих к нарушению течения в воздухозаборнике. За простым термином «запуск/незапуск воздухозаборника» скрывается огромный пласт научно-технических проблем, который, по крайней мере, требует наведения порядка в понятийном аппарате. В настоящей работе на основе анализа понятий «запуск» и «незапуск» воздухозаборника сделана попытка систематизировать существующие представления о газодинамических процессах, обеспечивающих допустимые и недопустимые (существенные) изменения рабочих характеристик воздухозаборника.

1. Обеспечение режима «запуска» при проектировании воздухозаборника

Обычно воздухозаборник воздушно-реактивного двигателя проектируют для одного конкретного режима работы. При проектировании воздухозаборника основная цель заключается в решении газодинамической задачи торможения высокоскоростного набегающего потока до дозвуковых скоростей в камере сгорания с минимальными потерями полного давления (с минимальным приростом энтропии) при соблюдении определенных геометрических ограничений. При этом достигаются наиболее эффективные характеристики воздухозаборника, которые должны создавать максимальные тяговые характеристики. Естественно, что рассматриваемый воздухозаборник должен работать в режиме

«запуска», поэтому на этапе проектирования «незапуск» не планируется и рассматривается только как граница области расчетных характеристик.

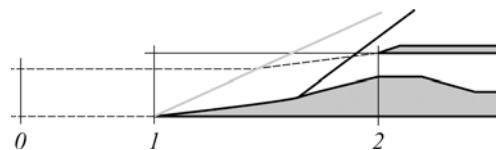
Запуск воздухозаборника, как признак реализации расчетного течения, определяется газодинамикой потока воздуха внутри разрабатываемой конструкции воздухозаборника. На запуск влияют наличие вязкости, взаимодействие пограничного слоя со скачками уплотнения в условиях отрицательного градиента давления, использование механизмов регулирования геометрии воздухозаборника, перепуск части захватываемого воздуха и т.д. В настоящее время методы проектирования воздухозаборников различных типов хорошо развиты и газодинамические проблемы на расчетном режиме их работы, как правило, не возникают.

Одной из принципиальных проблем в газодинамическом проектировании является получение максимально высокой степени геометрического сжатия потока, что позволяет получить минимально возможное значение числа Маха (в пределе $M = 1,0$) перед прямым скачком и, соответственно, минимальные потери полного давления при переходе через замыкающий прямой скачок. Получение максимально высокой степени геометрического сжатия особенно актуально для воздухозаборников внутреннего сжатия, в которых поток со всех сторон ограничен непроницаемыми стенками, в отличие от воздухозаборников внешнего или смешанного сжатия, где имеется возможность сброса излишней массы воздуха в окружающее пространство.

Для выяснения теоретических пределов максимально возможного геометрического сжатия захватываемой струи в стационарной постановке рассмотрим типичную схему воздухозаборника, представленную на рис. 1. На рисунке цифрами 0, 1, 2 указаны характерные сечения захватываемой струи, которые в дальнейшем будут соответственно описываться параметрами: F_0 — площадь сечения захватываемой струи в однородном набегающем потоке, F_2 — минимальная площадь потока, полностью охваченного стенками канала (горло воздухозаборника). В научной и учебной литературе широко используется такое понятие как характерная площадь F_1 — площадь проекции передних кромок воздухозаборника на плоскость, перпендикулярную вектору скорости набегающего потока (фронтальная проекция). Эта площадь хорошо видна в конструкции любого воздухозаборника и удобна для предварительной оценки ожидаемого расхода воздуха. В действительности реальный расход воздуха G_0 , соответствующий площади F_0 в невозмущенном потоке, всегда меньше ожидаемого расхода G_1 , соответствующего площади F_1 в невозмущенном потоке, что приходится учитывать введением специально определяемой величины — коэффициента расхода $G_0/G_1 = F_0/F_1 = \varphi \leq 1,0$. В ГОСТе 23851-79 записано: «...коэффициент расхода воздухозаборника — отношение действительного расхода воздуха в воздухозаборнике ГТД к максимально возможному расходу при заданной скорости сверхзвукового полета...». Необходимо отметить, что площадь F_1 не имеет прямого отношения к газодинамике рассматриваемого течения. С формальной точки зрения в качестве характерной площади можно взять любую площадь, соответствующую данной конструкции, например, площадь миделевого сечения летательного аппарата. Более того, площадь F_1 как фронтальная проекция меняется при изменении угла атаки, и это создает определенные трудности в интерпретации коэффициента расхода φ . В дальнейших рассуждениях речь будет идти только о площадях, соответствующих рассматриваемой трубке тока, а величина площади конструкции F_1 и понятие коэффициента расхода использоваться не будут.

Из одномерного уравнения расхода для трубки тока, захватываемой воздухозаборником, легко получить связь параметров в двух сечениях:

Рис. 1. Типичная схема воздухозаборника и характерные сечения захватываемой струи.



$$G_2 = \frac{P_{02} \cdot F_2 \cdot q(M_2)}{\sqrt{T_{02}}} = G_0 = \frac{P_{00} \cdot F_0 \cdot q(M_0)}{\sqrt{T_{00}}}, \quad (1)$$

$$\frac{F_2}{F_0} = \frac{P_{00} \cdot \sqrt{T_{02}} \cdot q(M_0)}{P_{02} \cdot \sqrt{T_{00}} \cdot q(M_2)} = \frac{q(M_0)}{\sigma_{02} \cdot q(M_2)}, \quad (2)$$

здесь P_0, T_0 — давление и температура торможения, $q(M)$ — газодинамическая функция, $\sigma_{02} = P_{02}/P_{00}$ — потери давления в воздухозаборнике, или коэффициент восстановления полного давления.

Обычно $T_{00} = T_{02}$ и $q(M_2 = 1) = 1,0$. Отсюда получаем простое выражение для максимально допустимой геометрической степени сжатия захватываемой струи:

$$f = \frac{F_2}{F_0} = \frac{q(M_0)}{\sigma_{02}}. \quad (3)$$

При $M_0 \leq 1$ потерями полного давления можно пренебречь ($\sigma \approx 1,0$, т.е. нет скачков уплотнения, только трение и гидравлические потери), поэтому

$$f = F_2/F_0 = q(M_0). \quad (4)$$

Полученная формула отражает равенство расходов в двух характерных сечениях захватываемой воздухозаборником трубки тока и в то же время охватывает все возможные ситуации для стационарного течения на входе воздухозаборника.

На рис. 2 показан диапазон возможных степеней геометрического сжатия струи $f = F_2/F_0$ в зависимости от числа Маха M_0 , полученный по приведенной выше формуле (4), при различных потерях полного давления $\sigma_{02} = P_{02}/P_{00}$ на участке сжатия. Видно, что за счет регулирования уровня потерь полного давления теоретически можно получить любую степень сжатия (вплоть до изэнтропического предела) при любом числе Маха. Подобного рода диаграммы встречаются во многих публикациях, посвященных проблемам запуска воздухозаборников (Герман, 1960; Гунько, Мажуль, 2015; Ogawa et al., 2010; Van Wie et al., 1996; Kantrowitz, Donaldson, 1945; Tahir et al., 2003), однако данные объяснения всегда носят описательный характер, например: «...на диаграмме показаны три области, разделенные двумя кривыми. Сверхзвуковое течение всегда реализуется в воздухозаборниках со степенью сжатия выше линии 1 («предел по Кантровицу»), сверхзвуковое течение не может быть реализовано при степенях сжатия ниже линии 2 (изэнтропический предел) и возможна реализация сверхзвукового течения при определенных условиях в области между кривыми 1 и 2...» (Ogawa et al., 2010). Приведенная выше формула (3) позволяет объединить и объяснить все возможные варианты сжатия струи в воздухозаборнике:

– если $\sigma_{02} = 1,0$ (потерь полного давления нет), то получаем изэнтропический предел геометрической степени сжатия F_2/F_0 или максимально возможное сжатие при отсутствии потерь полного давления;

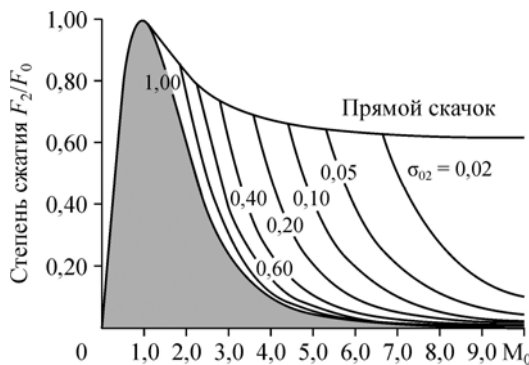


Рис. 2. Допустимая степень геометрического сжатия стационарного потока в воздухозаборнике с потерями полного давления.

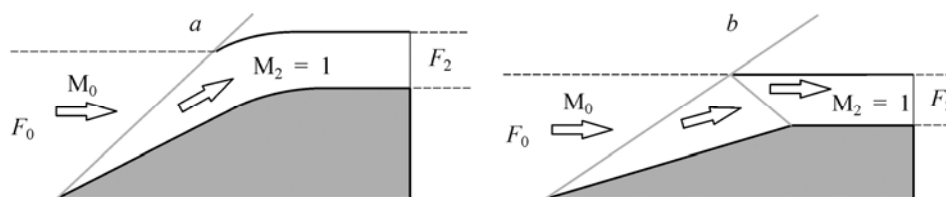


Рис. 3. Плоские воздухозаборники с максимальной степенью сжатия.
Односкачковый (а), двухскачковый (б).

– если $\sigma_{02} = \sigma_n$ (где σ_n — потери на прямом скачке, возникающем в набегающем потоке при M_0), то получаем предел степени сжатия по Кантровицу (Kantrowitz, Donaldson, 1945) (максимально возможное сжатие при максимальных потерях полного давления);

– если $\sigma_n \leq \sigma_{02} \leq 1$, то получаем произвольную степень сжатия, лежащую между двумя указанными пределами.

Таким образом, предлагается характеризовать воздухозаборник коэффициентом восстановления полного давления $\sigma_{02} = P_{02}/P_{00}$ (коэффициент потерь полного давления на участке сжатия) и геометрической степенью сжатия захватываемой струи $f = F_2/F_0$.

В качестве примера рассмотрим возможную степень сжатия плоских односкачкового и двухскачкового воздухозаборников (см. рис. 3) в зависимости от числа Маха набегающего потока. Результаты расчетов представлены на рис. 4 в виде штриховых линий 3 и 4. Видно, что двухскачковый воздухозаборник, создавая меньшие потери полного давления, позволяет достичь большей степени геометрического сжатия. Следует обратить внимание, что в данном случае не рассматривался сложный нестационарный процесс запуска, который обычно ассоциируется с подобными расчетами. Очевидно, что наличие вязкости может увеличить потери полного давления и представленные данные нужно будет корректировать, но и в этом случае формула (4) правильно отражает суть процесса — согласование расхода в двух сечениях захватываемой трубки тока.

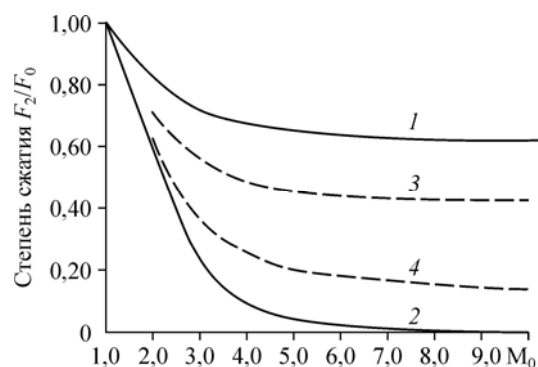
В любом случае на этапе газодинамического конструирования словосочетание «запуск воздухозаборника» означает, прежде всего, подтвержденную теоретически или экспериментально возможность реализации расчетного режима течения в разрабатываемой конструкции. Выражение «незапуск» на этапе газодинамического проектирования однорежимного воздухозаборника не имеет смысла.

2. Режим «незапуска» при изменении условий обтекания воздухозаборника

Ситуация с использованием термина «запуск/незапуск» кардинально меняется при изменении любых условий, принятых в качестве базовых при проектировании воздухозаборника (нерасчетные режимы работы). В основном при этом рассматриваются две группы базовых условий: условия на входе — изменение числа Маха

Рис. 4. Максимальная степень сжатия плоского воздухозаборника.

- 1 — предел сжатия по Кантровицу,
2 — изоэнтропический предел сжатия,
3 — односкачковый воздухозаборник,
4 — двухскачковый воздухозаборник.



набегающего потока, высоты полета, угла атаки воздухозаборника, и условия на выходе — изменение структуры замыкающих скачков уплотнения, появление отрывов пограничного слоя, тепломассоподвод в камере сгорания. Отличия указанных параметров от значений, принятых для расчета, приводят к искажению расчетной картины течения в воздухозаборнике фиксированной геометрии и, следовательно, к изменению (как правило, в худшую сторону) характеристик процесса сжатия. Существенное ухудшение рабочих характеристик воздухозаборника при изменении условий обтекания различные авторы характеризуют общим словосочетанием «незапуск (или запирание) воздухозаборника», хотя в данном случае следует указывать основание для применения этого термина. Вопрос заключается в количественной оценке влияния нерасчетных условий обтекания на характеристики процесса сжатия и в выработке допустимых пределов изменения этих характеристик. Рассмотрим влияние на работу воздухозаборника изменяющихся условий на входе.

Известно, что уменьшение числа Маха набегающего потока по сравнению с расчетным случаем приводит к уменьшению относительного расхода воздуха через воздухозаборник. Такая закономерность является неотъемлемой характеристикой воздухозаборника, о чем свидетельствует также формула (3), но при этом не принято использовать выражение «запирание воздухозаборника». Так, например, в работе (Внучков и др., 2014) при испытаниях воздухозаборника с центральным телом, рассчитанного на $M = 4$ (см. рис. 5*b*), было показано, что при уменьшении числа Маха набегающего потока до $M = 3$ и появлении выбитой волны на входе (см. рис. 5*a*), расход воздуха через воздухозаборник уменьшился на 32 % по сравнению с максимально возможным расходом при $M = 4$.

Процессы «запуска» и «незапуска» часто характеризуются локализованными особенностями течения, такими как набор подвижных ударных волн, контактных поверхностей, слоев скольжения и вихрей. Точный прогноз общего процесса запуска является довольно сложной задачей. В то время как наземные установки могут легко моделировать устойчивое состояние поведения воздухозаборника, воспроизведение переходных процессов запуска воздухозаборника в аэродинамических трубах является затруднительным ввиду ограничения визуализации и диагностики, особенно для осесимметричных течений, а также дорогостоящим, принимая в расчет экономику технического обслуживания и эксплуатации испытательного оборудования. В настоящее время нестационарные методы вычислительной аэродинамики (CFD) являются вполне конкурентоспособными средствами анализа течений в тракте ПВРД.

Анализ картины течения при изменении скорости набегающего потока обычно строится на весьма упрощенных и устаревших представлениях о течении на входе воздухозаборника, которые были предложены А. Кантровицем в 1945 году (Kantrowitz,

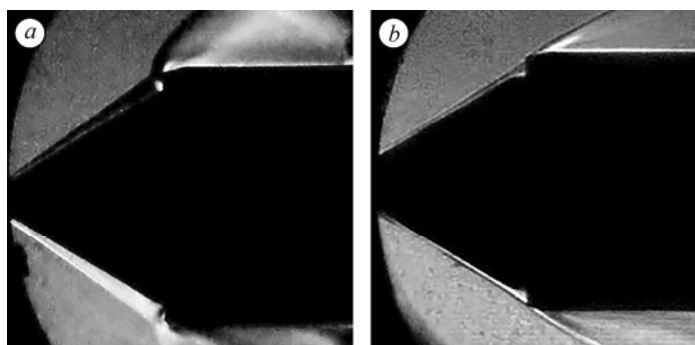


Рис. 5. Теневая картина обтекания модели воздухозаборника при $M = 3$ (а), $M = 4$ (б).

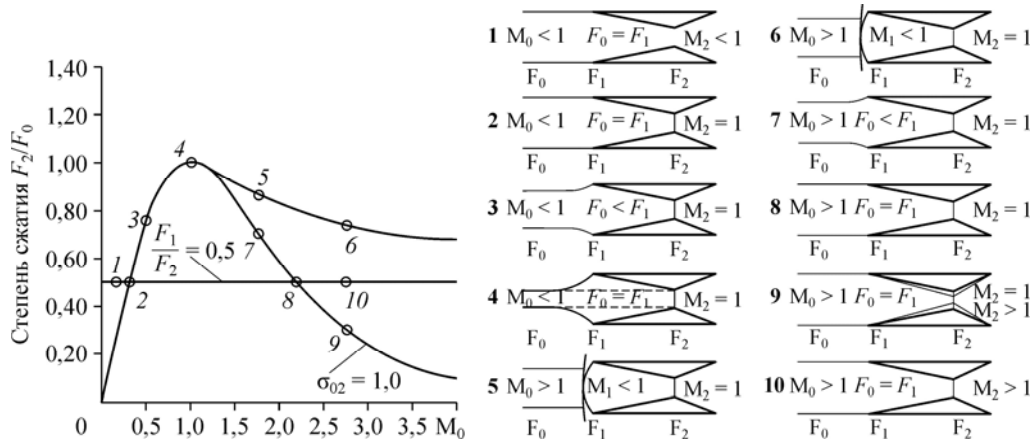


Рис. 6. Смена режимов течения на входе воздухозаборника фиксированной геометрии при изменении числа Маха набегающего потока.

Donaldson, 1945). Следуя этим представлениям, рассмотрим изменение картины течения на входе сверхзвукового воздухозаборника с фиксированным отношением площади горла к площади фронтальной проекции передних кромок ($F_2/F_1 = 0,5$) при изменении числа Маха набегающего потока (по аналогии с работой (Герман, 1960)).

При малых дозвуковых скоростях (точка 1 на рис. 6) течение по всему тракту воздухозаборника является дозвуковым. Расход соответствует трубке тока, вырезаемой передними кромками из набегающего потока ($F_0 = F_1$). Сужение тракта в горле приводит к ускорению потока, и в критической точке 2 в горле достигается скорость звука. Дальнейшее изменение расхода в горле по мере увеличения скорости регулируется соотношением $f = F_2/F_0 = q(M_0)$, и площадь захватываемой трубки тока F_0 начинает уменьшаться (точка 3). В точке 4 при $M = 1,0$ площадь $F_0 = F_2$. Это означает, что воздухозаборник не производит сжатия потока и захватывает минимально возможный расход.

Далее предполагается следующая картина течения (которая может быть справедлива для узкого класса воздухозаборников внутреннего сжатия). При переходе к сверхзвуковым скоростям полета в воздухозаборнике с малой степенью геометрического сжатия течение в горле остается сверхзвуковым. При увеличении степени сжатия (при уменьшении площади горла F_2) скорость в горле в некоторый момент достигает критического значения $M_2 = 1,0$. Дальнейшее уменьшение площади горла вызывает скачкообразную перестройку течения — на входе возникает головная волна (прямой скачок) и течение на участке сжатия теперь представляет собой разгон потока от дозвуковой скорости после прямого скачка до скорости звука в критическом сечении горла. Дальнейшее уменьшение площади горла F_2 приводит к пропорциональному уменьшению площади струи в набегающем потоке F_0 , что реализуется путем отхода прямого скачка от плоскости входа (выбитая головная волна) и перетекания части расхода воздуха за пределы воздухозаборника. Для такой схемы одномерного течения получена простая зависимость допустимой степени сжатия захватываемой струи от числа Маха набегающего потока, названная «предел Кантровица», график которой представлен на рис. 6 (точки 4–6). Точки 5 и 6 показывают, что по мере увеличения числа Маха степень сжатия несколько возрастает, но даже при $M \rightarrow \infty$ отношение $F_2/F_0 \rightarrow 0,6$. Выше линии, соответствующей пределу Кантровица, сжатие потока является недостаточным и течение в горле остается сверхзвуковым. Ниже этой линии течение, соответствующее рассматриваемой схеме, не может существовать. С другой стороны, если каким-либо способом убрать потери полного

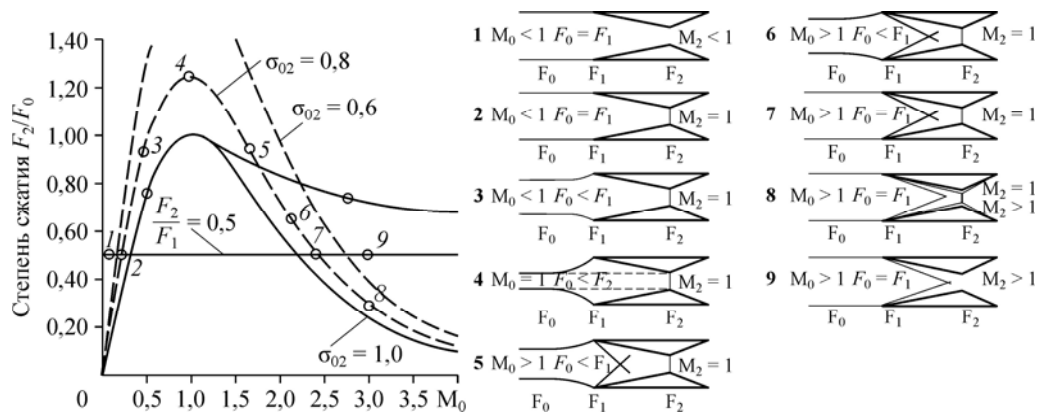


Рис. 7. Смена режимов течения на входе воздухозаборника фиксированной конфигурации с потерями полного давления при изменении числа Маха набегающего потока.

давления в воздухозаборнике, то допустимая степень сжатия $f = F_2/F_0$ понижается до изоэнтропического предела (точки 7–9). Ниже этого предела газодинамическое течение не может существовать в принципе.

Рассмотренный выше подход предусматривает два крайних значения потерь полного давления на участке сжатия: или потери в прямом скачке на входе, или полное отсутствие потерь. Однако еще в 1947 году К. Осватич (К. Ostwatitsch) предложил регулировать потери полного давления на участке сжатия за счет организации нескольких косях скачков перед горлом, например, за счет конического центрального тела. В этом случае на участке от входа до горла воздухозаборника потери полного давления могут приобретать любые промежуточные значения. Если известны потери полного давления, то предлагаемая оценка по формуле (3) позволяет в одномерной постановке легко объяснить переходные процессы при запуске воздухозаборника. В качестве примера на диаграмме рис. 7 показаны различные картины течения на входе в предположении заданных постоянных потерь полного давления ($\sigma_{02} = 0,8$). Видно, что при $M = 1,0$ наличие потерь требует уменьшения площади захватываемой струи ($F_2/F_0 = 1,25$). По мере увеличения скорости (точки 4–6) в горле сохраняется звуковое течение, а площадь захватываемой струи возрастает и одновременно увеличивается расход воздуха, попадающего в горло. Переход через линию между точками 5 и 6, соответствующую пределу Кантровица, практически не изменяет картину течения. В точке 7 площадь захватываемого потока становится равной площади фронтальной проекции воздухозаборника при сохранении звукового течения в горле. Дальнейшее увеличение скорости полета позволяет уменьшить площадь горла, сохраняя $M = 1,0$ (точка 8). Если площадь горла не меняется, то течение в горле становится сверхзвуковым (точка 9). Представленные на рисунке картины течения позволяют проследить его эволюцию на входе при различных значениях σ_{02} в зависимости от числа Маха полета M_0 . Диаграмма, связывающая площадь захватываемой струи с потерями полного давления, позволяет объединить и объяснить существующее многообразие экспериментальных данных по запуску различных воздухозаборников, которое можно видеть, например, на рис. 8, приведенном из работы (Van Wie et al., 1996).

В ряде современных работ рассматривается более правильный подход к анализу смены режимов течения на основе двумерной или пространственной картины. Так, в работе (Yamashita et al., 2013) показана трансформация течения в плоском воздухозаборнике ($F_2/F_1 = 0,8$) при изменении числа Маха набегающего потока от $M_0 = 0,3$ до $M_0 = 2,3$. Как видно из фотографий, приведенных на рис. 9, звуковое течение в горле

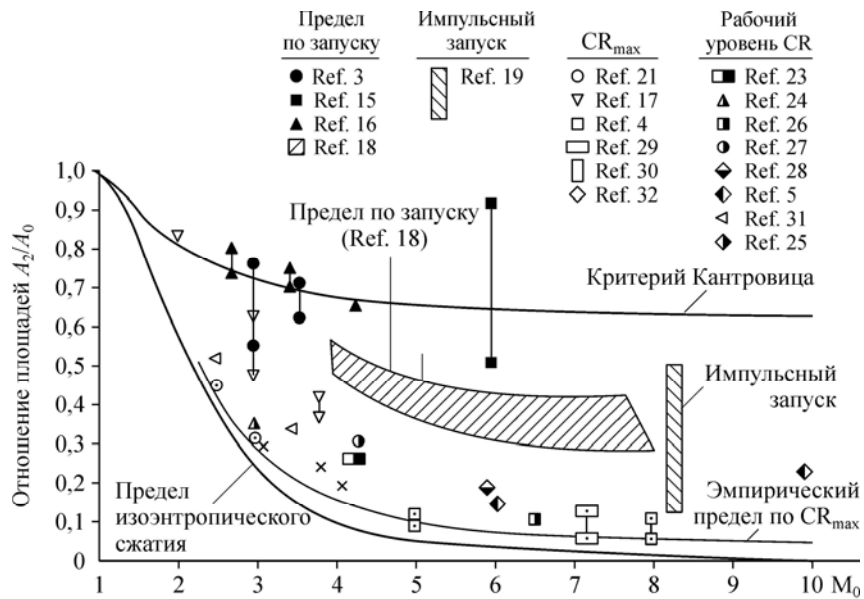


Рис. 8. Предельные (для запуска воздухозаборника) и максимальные степени уменьшения площади внутреннего канала.

устанавливается при $M_0 = 0,6$. В диапазоне от $M_0 = 0,6$ до $M_0 = 1,3$ происходит непрерывная перестройка течения с образованием прямого скачка на входе при $M_0 = 1,3$. Сверхзвуковое течение в воздухозаборнике устанавливается при $M_0 = 1,5$ и остается сверхзвуковым до $M_0 = 2,3$ и выше.

Из представленного на рис. 6 графика видно, что в горле рассматриваемого воздухозаборника скорость звука $M_2 = 1,0$ достигается при увеличении числа Маха набегающего потока от $M_0 = 0$ до $M_0 = 0,6$. При дальнейшем увеличении числа Маха до $M_0 = 1,63$ течение в воздухозаборнике проходит через точку, соответствующую изэнтропическому сжатию сверхзвукового потока до $M_2 = 1,0$. При $M_0 = 2,18$ на входе воздухозаборника может существовать прямой скачок, а в горле продолжает существовать звуковое течение $M_2 = 1,0$. При дальнейшем увеличении скорости набегающего потока в горле воздухозаборника образуется сверхзвуковое течение. Таким образом, в трансзвуковом и в сверхзвуковом диапазонах скоростей реальное течение в воздухозаборнике значительно отличается от схематического одномерного течения, показанного на рис. 6.

В работе (Tahir, 2008) был предложен следующий набор стационарных состояний двумерного течения на входе плоского воздухозаборника смешанного сжатия, представленный на рис. 10. При увеличении числа Маха потока прямой скачок перемещается ко входу в горло, взаимодействуя с формирующимся косым скачком от клина сжатия. Размеры прямого скачка и его вклад в потери полного давления на входе непрерывно уменьшаются. В результате в горле может быть получено сверхзвуковое течение без прямого скачка. Аналогичные результаты получены при исследовании процессов запуска двумерных воздухозаборников (см. рис. 11) в ударной трубе (Li et al., 2011).

В цикле работ сотрудников ЦАГИ (Николаев, 1970; Гурылев, Елисеев, 1972; Гурылев, 1972; Гурылев и др., 1973; Гурылев, Пиотрович, 1974; Гурылев и др., 1975; Гурылев, Трифонов, 1980; Гурылева и др., 2012) рассматривалось вязкое течение на входе воздухозаборника с образованием зоны отрыва пограничного слоя. Известно, что при числе Маха $M_0 > 1,2 \div 1,3$ на клиновидной или конической поверхности сжатия перед плоскостью входа в канал воздухозаборника возникает головная ударная волна, которая вызывает

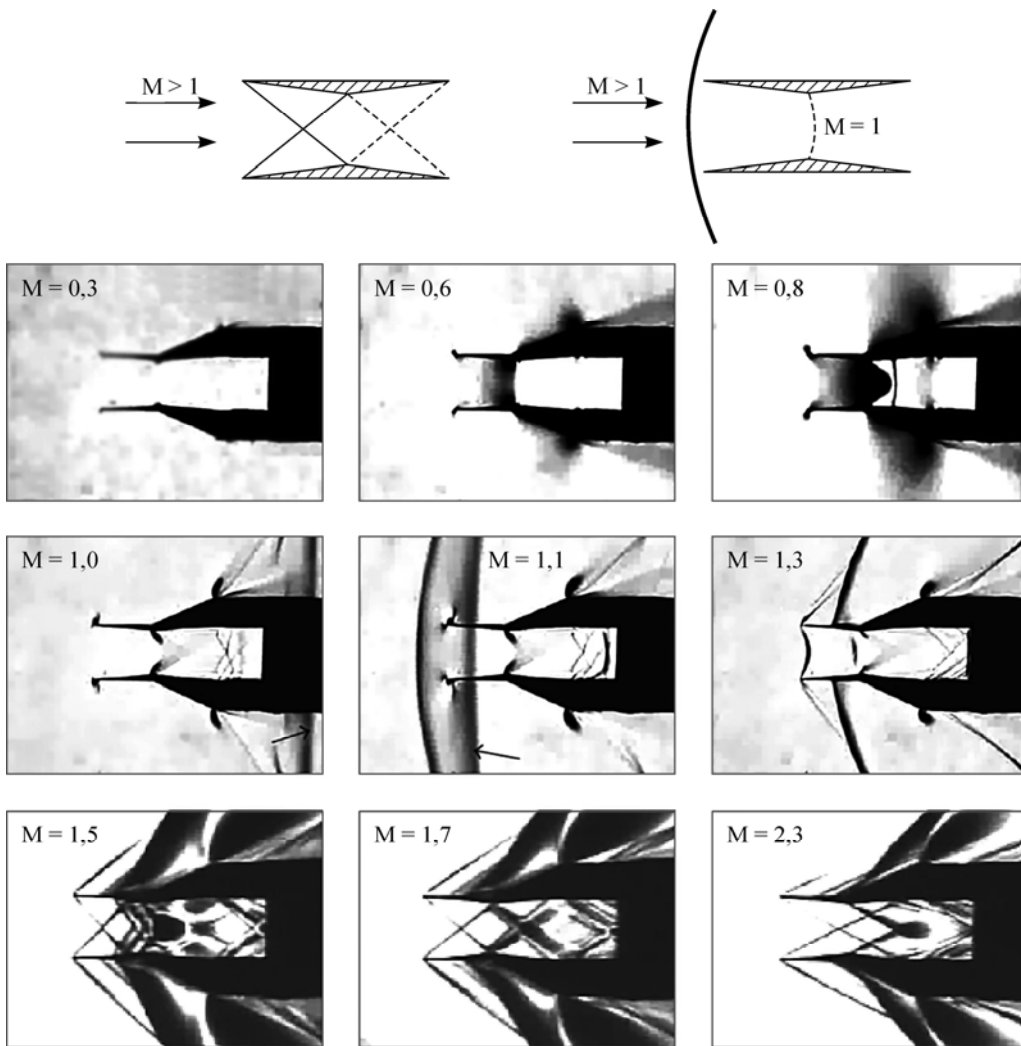


Рис. 9. Изменение картины течения в плоском воздухозаборнике с геометрической степенью сжатия, равной 0,8, при изменении числа Маха набегающего потока (Yamashita et al., 2013).

отрыв пограничного слоя. Ударная волна имеет λ -образную форму, а за точкой отрыва потока образуется отрывная застойная зона (см. рис. 12). При увеличении числа Маха точка отрыва потока будет смещаться вперед, а высота раздвоенной части головной волны будет возрастать и в конце концов станет равной высоте входа в канал. В этом случае

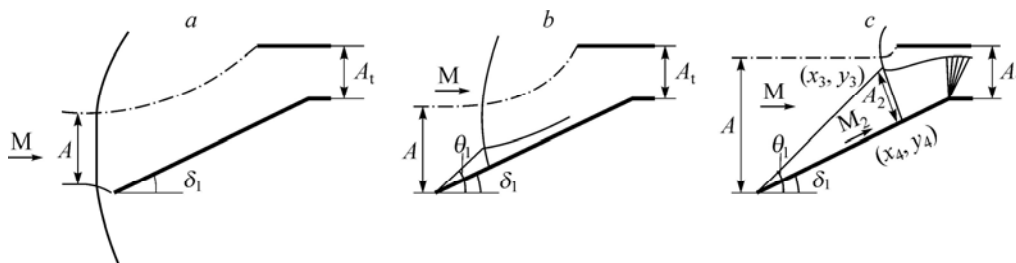


Рис. 10. Схема перестройки течения на входе воздухозаборника смешанного сжатия при увеличении числа Маха полета (Tahir, 2008).

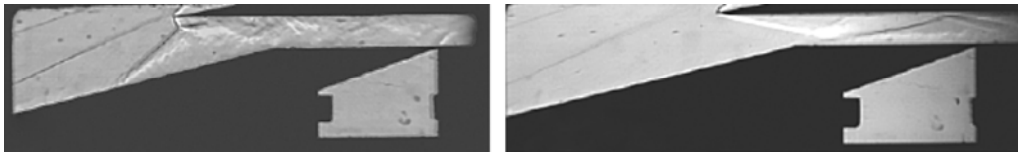


Рис. 11. Запуск воздухозаборника ($F_2/F_0 = 0,565$) в ударной трубе (Li et al., 2011).

Условия набегающего потока: $M = 5,5$, $P_0 = 0,78$ МПа, $T_0 = 712$ К, $Re_1 = 4,5 \cdot 10^6$ 1/м.

поток, втекающий в канал, пересекается двумя косыми скачками уплотнения. Таким образом, головная волна может быть: а) почти прямым скачком уплотнения, б) λ -образным скачком уплотнения, в) комбинацией двух скачков уплотнения. При больших углах наклона клина возникает нерегулярное пересечение скачков. При уменьшении числа Маха возможна скачкообразная перестройка течения. Срыв втекания происходит при гораздо меньшей площади горла по сравнению с величиной площади при запуске.

Учитывая важность изучаемого вопроса, были предложены и исследованы различные методы получения высокой степени сжатия при различных значениях числа Маха. В основном эти методы заключались в регулировании эффективной площади проточного тракта с помощью дополнительных створок и заглушек или в отводе (сливе) части потока. В рассмотренных выше ситуациях изменение расхода происходило автоматически за счет перестройки течения на участке внешнего сжатия. Такой же эффект можно получить путем перепуска части захватываемого воздуха через отверстия (перфорацию) в стенках участка внутреннего сжатия. Направление проектирования воздухозаборников с перепуском воздуха разрабатывалось, начиная с 1947 года, в целом ряде работ, например, (Бонни и др., 1959; Molder et al., 2004). В работе (Molder et al., 2004) предлагалось повысить запускаемую степень сжатия путем слива (перепуска) части захватываемого воздуха через отверстия в поверхностях внутреннего канала, и была приведена методология

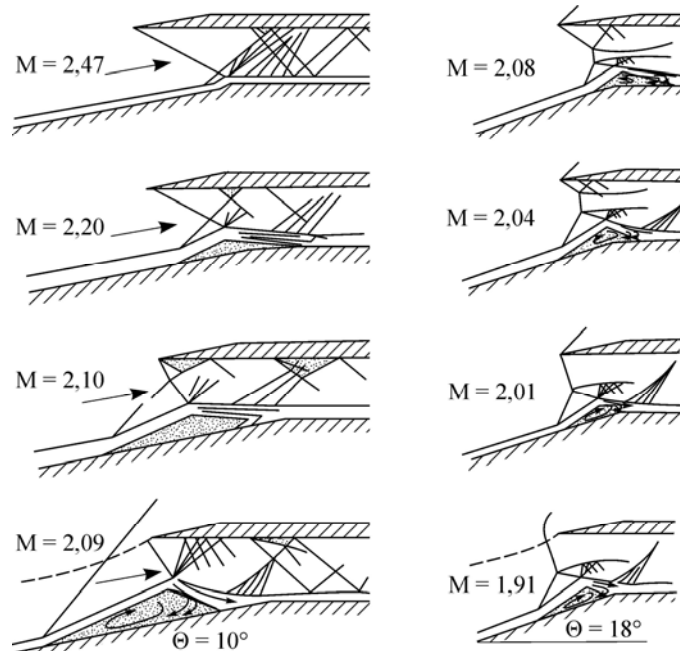


Рис. 12. Смена режимов течения на входе плоского воздухозаборника при изменении числа Маха набегающего потока (Гурылев, Пиотрович, 1974).

расчета площади перфорации для широкого диапазона рабочих условий. Регулирование за счет перепуска имеет существенные недостатки, к ним относятся сложность в изготовлении, недопустимо высокие аэротермические тепловые нагрузки и существенное сопротивление каналов слива при нерасчетных условиях. Реализация перепуска в воздухозаборниках ГПВРД представляет значительные трудности с практической точки зрения.

Другой вариант направлен на получение запущенного состояния воздухозаборников путем геометрической модификации канала (Гулько, Мажуль, 2013; Najafiyazdi et al., 2007) и, в частности, площади горла. Регулирование геометрии проточного тракта за счет продольного перемещения центрального тела используется в существующих конструкциях сверхзвуковых воздухозаборников, например, для самолета МиГ-21 или SR-71 (см. рис. 13).

В классическом лобовом воздухозаборнике регулирование по числу Маха происходит за счет того, что конус 1, закрепленный на штоке 2, перемещается по оси 3 с помощью гидроцилиндра 4. При этом происходит изменение площади горла и геометрии системы скачков. Этому же эффекта можно добиться перемещением соединенных между собой подвижных элементов поверхностей сжатия 5 и 6 с помощью гидроцилиндров 7, а также регулированием горла сопла путем перемещения поверхности 8. В патентах РФ (Медведев, 1997) и США (Genssler, 1987) описана рампа, выдвигающаяся поперек потока. Такое решение имеет важное преимущество. В дозвуковом потоке рампа работает со сливом пограничного слоя в обычном режиме. Следовательно, нет необходимости в устройстве сложной системы отсоса пограничного слоя. На сверхзвуковых скоростях для слива пограничного слоя используется организованная система волн сжатия.

В работах (Van Wie, Molder, 1992, Van Wie, 2000) рассматривались примеры регулирования геометрии воздухозаборника, включая регулирование площади горла модульного воздухозаборника Буземанна, который способен обеспечить высокие характеристики в гиперзвуковом диапазоне скоростей.

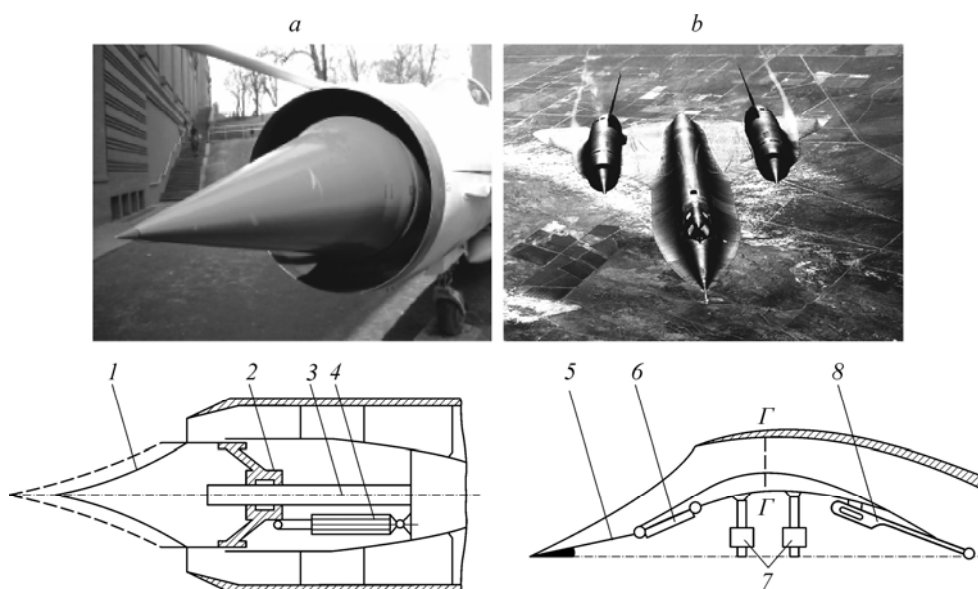


Рис. 13. Сравнение способов регулирования воздухозаборников.

a — классическое регулирование с помощью выдвигного конуса, *b* — регулирование горла с помощью изменения кривизны рампы; 1 — конус, 2 — шток, 3 — ось, 4 — цилиндр, 5 и 6 — поверхности сжатия, 7 — гидроцилиндр, 8 — перемещающаяся поверхность.

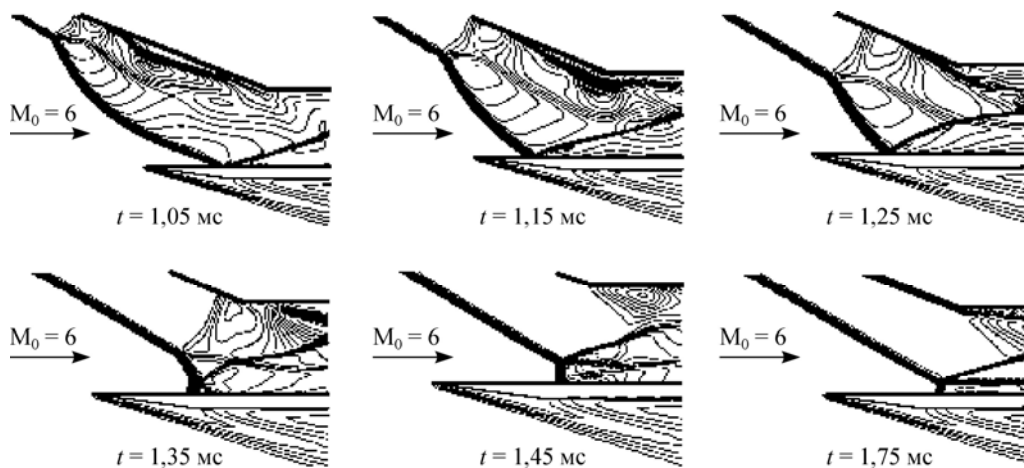


Рис. 14. Нестационарный переход от регулярного к нерегулярному взаимодействию (Fan, Tao, 2015).

В работах (Park, Ananthkrishnan et al., 2011; Park, Kim et al., 2011; Herrmann, Gulhan, 2015) изучались методы регулирования геометрии воздухозаборника в зависимости от изменяющихся параметров течения. Было показано, что скорость изменения геометрии должна соответствовать характерным частотам потока (10–100 Гц). Это условие требует высокого быстродействия исполнительных систем, обеспечивающих регулирование воздухозаборника.

Оригинальным является способ получения высокой степени сжатия за счет нестационарных эффектов, например, за счет прохождения ударной волны (ударный запуск) (Лашков, Никольский, 1962; Григоренко, 1982) или за счет огромного ускорения летательного аппарата (Tahir et al., 2003; Timofeev et al., 2008). В работе (Гилязетдинов, Затолока, 1975) сообщалось, что при испытаниях воздухозаборника внутреннего сжатия без центрального тела в импульсной аэродинамической трубе при $M = 7,6\text{--}8,2$ удалось реализовать степень сжатия $F_2/F_0 = 1/30$.

В работе (Fan, Tao, 2015) при помощи численного моделирования вязкого нестационарного течения была получена картина перехода от регулярного к нерегулярному взаимодействию скачков уплотнения при запуске плоского воздухозаборника (см. рис. 14). Однако практическое применение нестационарных эффектов для запуска реальных воздухозаборников вызывает большие сомнения.

Дополнительными факторами, влияющими на максимальную степень геометрического сжатия потока в воздухозаборнике, являются профиль скорости в горле и температура стенок. Известно, что с увеличением однородности потока уменьшается достижимое минимальное число Маха в горле, поэтому геометрия участка сжатия и реальный профиль скорости потока в горле оказывает существенное влияние на достижимые характеристики. Как показано в работах (Gurylev, Mame't'uev, 1978; Гурьев, Маметьев, 1975; Гурьев, Шкирин, 1978; Гунько, Мажуль, 2017), температурный фактор может оказывать существенное влияние на запуск воздухозаборника, но обоснованность использования этого параметра пока недостаточно аргументирована.

3. Режим «незапуска» при взаимодействии воздухозаборника и камеры сгорания

В настоящем разделе рассматривается влияние на работу воздухозаборника изменяющихся условий на его выходе, т.е. на входе в камеру сгорания. Проблема взаимодействия воздухозаборника и камеры сгорания является сложной для понимания и в то же

время остается одной из ключевых проблем при создании ПВРД. Как и ранее, будем считать, что словосочетание «незапуск воздухозаборника» при описании взаимодействия воздухозаборника и камеры сгорания означает существенное ухудшение рабочих характеристик воздухозаборника, однако четкого определения для применения данного термина и в этом случае также не существует.

Общеизвестно, что повышение давления при горении топлива в дозвуковой камере сгорания передается вверх против течения к воздухозаборнику и вызывает изменение режима течения в нем. Как указано в работе (Laurence et al., 2013), появление проблем в работе воздухозаборника вызвано, как правило, либо избыточным выделением тепла в камере сгорания, которое не согласуется с термически запертым состоянием критического сечения сопла, либо отрицательным градиентом давления, индуцированным горением и вызывающим отрывы пограничного слоя, которые распространяются вверх по течению от камеры сгорания и нарушают течение в воздухозаборнике. Считается, что критической точкой такого взаимодействия является «запирание воздухозаборника», которое приводит к тяжелым разрушительным последствиям как для двигателя, так и для летательного аппарата. Вариантами проявления «запирания воздухозаборника» являются «зуд» — высокочастотные, порядка сотен герц, пульсации потока с малой амплитудой, и «помпаж» — низкочастотные, порядка десятков герц, пульсации с большой амплитудой по давлению. Принято считать, что источником «зуда» являются колебания замыкающей системы скачков в диффузоре воздухозаборника, вызванные акустическими пульсациями в канале камеры сгорания. Источником «помпажа» являются нестационарные крупномасштабные зоны отрыва пограничного слоя, которые вызывают изменение распределения скачков на поверхностях сжатия воздухозаборника. Появление нестационарных режимов «зуда» или «помпажа», которые могут необратимо менять характер течения и приводить к физическому разрушению конструкции из-за больших пульсаций давления, очевидно, следует рассматривать в качестве крайней границы рабочего диапазона воздухозаборника.

Газодинамические явления в канале между горлом воздухозаборника и критическим сечением сопла являлись предметом многих расчетных и экспериментальных исследований, результаты которых были опубликованы в большом количестве литературных источников. Подробный перечень таких исследований приведен в публикации (Cui et al., 2015). Так, например, в работе (Shimura et al., 1998) были проведены эксперименты на крупномасштабной модели двигателя ГПВРД. По мере увеличения подачи топлива наблюдались импульсы давления, которые развивались с увеличивающейся частотой и с переходом к разрушению течения в воздухозаборнике. Причиной возникающих импульсов давления было признано формирование отрывных зон, распространяющихся вверх против течения. В работе (Culick, Rogers, 1983) анализировалась устойчивость нормальных скачков в расходящемся диффузоре входного устройства ПВРД. Было установлено, что в расходящихся каналах на нее может неблагоприятно влиять область отрыва, образовавшаяся вниз по течению после скачка. Согласно этим результатам можно сделать вывод, что физическое происхождение неустойчивости обусловлено снижением полного давления в отрывной области ниже по потоку от ударной волны.

Из обзора литературы видно, что проблема взаимодействия камеры сгорания и воздухозаборника ПВРД до настоящего времени остается мало изученной. Остаются вопросы, касающиеся сложного многократного взаимодействия ударных волн с пограничным слоем, сочетания тепловыделения и образующихся из-за этого ударных волн, а также эффектов теплового запирания. Несмотря на большое количество существующих теоретических и экспериментальных работ исследование физики взаимодействия камеры сгорания и воздухозаборника является актуальной задачей.

С точки зрения автора, основной причиной дестабилизирующего влияния камеры сгорания является фиксированная площадь критического сечения сопла, расположенного на выходе из камеры сгорания, которая ограничивает максимально возможный расход

вытекающих продуктов сгорания. Хорошо известно, что регулирование площади критического сечения сопла может существенно повысить тяговые характеристики ПВРД при изменении условий полета (Фомин и др., 2010), однако реальные конструкции регулируемого сопла для ПВРД пока не созданы из-за высоких тепловых нагрузок в области критического сечения.

Очевидно, что расход воздуха через горло воздухозаборника и расход продуктов сгорания через критическое сечение сопла должны быть согласованы. Однако если расход через горло воздухозаборника остается постоянным (при постоянных условиях полета), то в канале двигателя после горла при горении топлива происходит повышение температуры проходящего потока и одновременное уменьшение полного давления, что, в конце концов, приводит к уменьшению плотности и к уменьшению допустимого расхода продуктов сгорания, соответствующего термическому запираению ($M = 1,0$) критического сечения сопла фиксированной геометрии. До определенного момента (большая площадь критического сечения, высокая плотность и скорость продуктов сгорания) допустимый расход продуктов сгорания в сопле превышает или соответствует расходу воздуха на входе. Дальнейшее увеличение потерь полного давления или повышение температуры (увеличение теплоподвода) потребует и приведет к уменьшению расхода воздуха в горле воздухозаборника, что будет проявляться в различных нарушениях режима течения в воздухозаборнике.

4. Принципы согласования рабочих характеристик воздухозаборника и камеры сгорания

Обычно воздухозаборник ПВРД рассматривается и проектируется как устройство, которое включает в себя поверхности сжатия (торможения) и заканчивается в районе горла. Основной задачей при проектировании воздухозаборника считается получение максимально возможных его рабочих характеристик в диапазоне условий полета. Согласование рабочих характеристик воздухозаборника и камеры сгорания, как правило, ограничивается тем, чтобы не допустить влияния камеры сгорания на течение в канале воздухозаборника перед горлом. С этой целью, например, после горла организуют длинный канал с небольшим расширением (изолятор), который, по мнению конструкторов, исключает передачу возмущений из камеры сгорания.

В действительности в системе ПВРД (и ГПВРД) нет четкого разделения, где кончается воздухозаборник и начинается камера сгорания. За горлом любого воздухозаборника ПВРД следует участок проточного тракта — диффузор, где происходит переход от сверхзвукового течения в горле к дозвуковому течению в камере сгорания. Этот участок терминологически можно относить и к воздухозаборнику и к камере сгорания. Важно то, что именно этот участок определяет согласование рабочих характеристик воздухозаборника и камеры сгорания.

Для демонстрации принципов согласования воздухозаборника и камеры сгорания рассмотрим схему многорежимного ПВРД. В зарубежной литературе активно обсуждаются различные варианты многорежимных ПВРД. Например, в работе (Curran, Stull, 1972) была предложена концепция многорежимного ПВРД «Dual-mode ramjet». Для ее реализации используются две последовательно расположенные камеры сгорания с отдельными поясами подачи топлива, которые обеспечивают последовательно сверхзвуковое и дозвуковое горение. Аналогичные схемы изучались в России (Ogorodnikov et al., 2001). В то же время известны работы, в которых предлагается получить плавный переход от дозвукового к сверхзвуковому горению за счет изменения теплоподвода в камере сгорания постоянной геометрии с одним поясом подачи топлива. Широкий рабочий диапазон с дозвуковым и сверхзвуковым горением обеспечивает камера сгорания « $F = \text{const} + M = 1$ », принятая в работе (Затолока и др., 1978) для расчетов тяговых характеристик ГПВРД в диапазоне $M_0 = 3 \div 15$. В работе (Гунько, Шумский, 2014) рассматривалась двухрежимная

камера сгорания, которая в одном и том же канале обеспечивает подвод тепла сначала к дозвуковому, а затем и к сверхзвуковому потоку в соответствии с изменением относительного подогрева. Переход от сверхзвукового горения к дозвуковому горению при увеличении расхода топлива в камере сгорания постоянного сечения был продемонстрирован в экспериментальной работе (Звегинцев, 1993).

На рис. 15 изображена одномерная схема проточного тракта, принятая для расчетов и учитывающая характерные особенности рабочего процесса ПВРД в широком диапазоне изменения полетных условий. В соответствии с приведенной схемой процесс развивается следующим образом. На двигатель набегают сверхзвуковой поток с числом Маха M_0 . На участке 1–2 происходит сжатие и торможение потока. За горлом на расширяющемся участке 2–3 происходит либо разгон сверхзвукового потока, либо торможение дозвукового потока в зависимости от наличия и положения прямого скачка уплотнения. В цилиндрической камере сгорания 3–4 происходит подвод топлива с последующим горением с выделением энергии Q . За камерой сгорания поток проходит через критическое сечение сопла на участке 4–5 и разгоняется в сверхзвуковой его части на участке 5–6.

Для дальнейшего анализа возможного влияния камеры сгорания используется одномерная модель течения, основанная на уравнениях сохранения, записываемых для характерных сечений тракта двигателя, что позволяет получить простые и наглядные результаты. Связь теплоподвода в камере сгорания с характеристиками воздухозаборника в общем виде может быть получена из записанных ниже уравнений.

1. Уравнение сохранения массы для воздухозаборника, включая расширяющийся участок 2–3, имеет вид:

$$G_3 = G_2 = G_1 = G_0, \quad (5)$$

$$G_0 = \frac{P_{00} \cdot F_0 \cdot q(M_0)}{\sqrt{T_{00}}}, \quad G_1 = \frac{P_{01} \cdot F_1 \cdot q(M_1)}{\sqrt{T_{01}}}, \quad G_2 = \frac{P_{02} \cdot F_2 \cdot q(M_2)}{\sqrt{T_{02}}}, \quad G_3 = \frac{P_{03} \cdot F_3 \cdot q(M_3)}{\sqrt{T_{03}}}.$$

2. Уравнение сохранения массы для камеры сгорания включает добавленную массу топлива G_f :

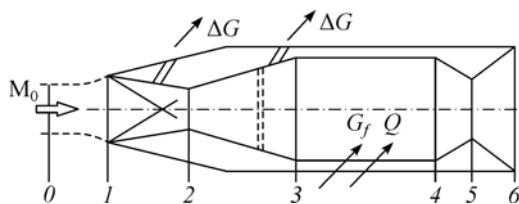
$$G_4 = G_5 = G_6 = G_0 + G_f, \quad G_f = G_0 / (\alpha \cdot L_0), \quad G_4 = G_5 = G_6 = G_0 \cdot (1 + 1/(\alpha \cdot L_0)),$$

$$G_4 = \frac{P_{04} \cdot F_4 \cdot q(M_4)}{\sqrt{T_{04}}}, \quad G_5 = \frac{P_{05} \cdot F_5 \cdot q(M_5)}{\sqrt{T_{05}}}, \quad G_6 = \frac{P_{06} \cdot F_6 \cdot q(M_6)}{\sqrt{T_{06}}}, \quad (6)$$

здесь α — соотношение между расходом воздуха и топлива (коэффициент избытка воздуха), L_0 — стехиометрическое соотношение. Из условия расхода через критическое сечение сопла следует:

$$G_4 = G_5 = G_6 = \frac{P_{05} \cdot F_5 \cdot q(M_5 = 1)}{\sqrt{T_{05}}}, \quad (7)$$

$$\frac{P_{05} \cdot F_5 \cdot q(M_5 = 1)}{\sqrt{T_{05}}} = G_0 \cdot (1 + 1/(\alpha \cdot L_0)). \quad (8)$$



Потери полного давления на участках сжатия, включая расширяющийся участок 2–3, составляют $\sigma_{02} = P_{02}/P_{00}$,

Рис. 15. Расчетная схема многорежимного ПВРД.

$\sigma_{23} = P_{03}/P_{02}$, $\sigma_{03} = P_{03}/P_{00}$. Потери полного давления на участке подвода тепла можно выразить как $\sigma_{34} = P_{04}/P_{03}$. Суммарный коэффициент восстановления полного давления по тракту двигателя составит

$$\sigma = P_{05}/P_{00} = \sigma_{02} \cdot \sigma_{23} \cdot \sigma_{34}. \quad (9)$$

Предполагается, что после подвода тепла течение происходит без потерь полного давления вплоть до среза сопла (сечение б), т.е. $P_{04} = P_{05} = P_{06}$. Тогда уравнение сохранения массы для критического сечения сопла примет вид:

$$\frac{P_{05} \cdot F_5 \cdot q(M_5 = 1)}{\sqrt{T_{05}}} = G_0 \cdot \left(1 + \frac{1}{\alpha \cdot L_0}\right) = \frac{P_{00} \cdot F_0 \cdot q(M_0)}{\sqrt{T_{00}}} \cdot \left(1 + \frac{1}{\alpha \cdot L_0}\right). \quad (10)$$

3. Уравнение сохранения энтальпии (в предположении равенства и постоянства теплофизических свойств воздуха и образующихся продуктов сгорания) запишется следующим образом:

$$T_{00} = T_{01} = T_{02} = T_{03}, \quad (11)$$

$$T_{04} = T_{05} = T_{06} = \frac{\alpha \cdot L_0 + Q}{T_{03} \cdot (1 + \alpha \cdot L_0)}, \quad (12)$$

здесь $Q = H_u/C_p$ — условная теплотворная способность 1 кг топлива. Степень повышения температуры (величина относительного теплоподвода) θ определяется как

$$\theta = \frac{T_{04}}{T_{03}} = \frac{T_{05}}{T_{00}} = \frac{\alpha \cdot L_0 \cdot T_{00} + Q}{T_{00} \cdot (1 + \alpha \cdot L_0)}. \quad (13)$$

Введем коэффициент расхода φ :

$$F_0 = F_1 \cdot \varphi, \quad (14)$$

$$\sigma = \frac{F_0}{F_5} \cdot q(M_0) \cdot \left(1 + \frac{1}{\alpha \cdot L_0}\right) \cdot \sqrt{\theta} = \frac{F_1 \cdot \varphi}{F_5} \cdot q(M_0) \cdot \left(1 + \frac{1}{\alpha \cdot L_0}\right) \cdot \sqrt{\theta}. \quad (15)$$

Обозначим $\frac{F_1}{F_5} \cdot q(M_0) \cdot \left(1 + \frac{1}{\alpha \cdot L_0}\right) = C$, тогда

$$\sigma = C \cdot \sqrt{\theta} \cdot \varphi \quad \text{или} \quad \left(\frac{\sigma}{C \cdot \varphi}\right)^2 = \theta. \quad (16)$$

Логарифмируя и дифференцируя выражение (16), получаем:

$$\frac{d\theta}{\theta} = 2 \cdot \frac{d\sigma}{\sigma} - 2 \cdot \frac{dC}{C} - 2 \cdot \frac{d\varphi}{\varphi}, \quad (17)$$

$$\text{если } C = \text{const, то } \frac{d\theta}{\theta} = 2 \cdot \left(\frac{d\sigma}{\sigma} - \frac{d\varphi}{\varphi}\right). \quad (18)$$

Формула (18) устанавливает основную связь между теплоподводом в камере сгорания с постоянным критическим сечением сопла и характеристиками воздухозаборника: увеличение теплоподвода должно сопровождаться увеличением коэффициента восстановления полного давления σ (уменьшением потерь полного давления) и/или уменьшением коэффициента расхода φ . Невыполнение этого требования может приводить к необратимой перестройке течения в воздухозаборнике. Наоборот, уменьшение теплоподвода должно сопровождаться уменьшением коэффициента восстановления полного давления σ (увеличением потерь полного давления) и/или увеличением коэффициента расхода φ .

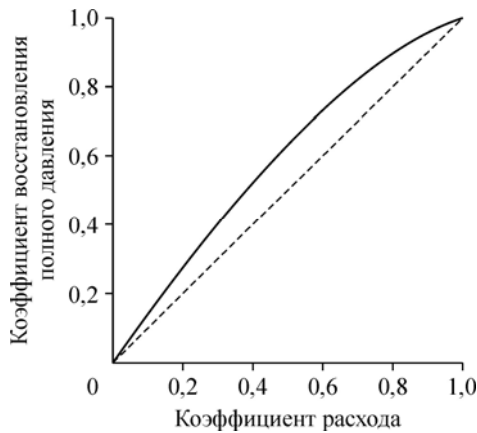


Рис. 16. Потери полного давления в замыкающем прямом скачке при изменении коэффициента расхода на участке сжатия воздухозаборника фиксированной геометрии. Пунктирная линия соответствует $\sigma = \varphi$.

Невыполнение этого требования не позволяет обеспечить звуковое течение в критическом сечении сопла, и поток в нем будет дозвуковым или сверхзвуковым в зависимости от условий в камере сгорания.

Дополнительно можно рассматривать случай, когда $C \neq \text{const}$.

$$\frac{dC}{C} = \frac{d(F_1/F_5)}{(F_1/F_5)} + \frac{d(q(M_0))}{q(M_0)} + \frac{d((1+1/(\alpha \cdot L_0)))}{(1+1/(\alpha \cdot L_0))}. \quad (19)$$

Расход газа по тракту двигателя можно уменьшить за счет слива части захватываемого потока на участке сжатия до горла воздухозаборника. В этом случае уменьшение расхода при постоянной величине потерь полного давления на участке сжатия приводит к уменьшению геометрической степени сжатия и увеличению числа Маха в горле:

$$q(M_2) = \frac{q(M_0)}{\sigma_{02}} \cdot \frac{F_0}{F_1} = \frac{q(M_0)}{\sigma_{02}} \cdot \varphi. \quad (20)$$

При увеличении числа Маха в горле возрастают потери полного давления в замыкающем скачке после горла. Уменьшение полного давления влечет за собой уменьшение плотности потока и соответствующее уменьшение допустимого расхода через критическое сечение сопла. На рис. 16 показано уменьшение коэффициента восстановления в замыкающем скачке в зависимости от коэффициента расхода до горла (кривая справедлива для всех чисел Маха полета). Видно некоторое запаздывание в уменьшении коэффициента восстановления по сравнению с уменьшением коэффициента расхода, которое позволяет повысить допустимый расход через критическое сечение сопла на 20–50 %.

Уменьшение расхода на входе в воздухозаборник приводит к уменьшению площади струи, захватываемой в набегающем потоке ($F_0 < F_1$, см. рис. 1), и к появлению дополнительной силы сопротивления, действующей на искривленную линию тока перед воздухозаборником (сопротивление по жидкой линии тока). Расход можно уменьшить за счет слива части потока на участке расширения после горла воздухозаборника. При этом на участке сжатия воздухозаборника получим $F_0 = F_1$, и дополнительное сопротивление по жидкой линии тока возникать не будет. При изменении расхода газа в камере сгорания потери полного давления на участке сжатия 1–2 не меняются, и обеспечивается более полная регулировка расхода через критическое сечение сопла. Следует иметь в виду, что уменьшение расхода воздуха в любом случае приводит к уменьшению абсолютных значений тяговых характеристик ПВРД. Применение такой регулировки допустимо только для согласования работы камеры сгорания и воздухозаборника.

По приведенному выше алгоритму были проведены расчеты характеристик ПВРД фиксированной геометрии со следующими площадями характерных сечений: $F_0 = F_1 = 1,0000$, $F_2 = 0,5945$, $F_3 = 3,1416$, $F_4 = 3,1416$, $F_6 = 3,1416 \text{ м}^2$. Рассматривался полет на высоте $H = 10 \text{ км}$ со скоростью $M = 2 \div 7$. В качестве топлива использовался керосин ($Q = 45000 \text{ кДж/кг}$, $L_0 = 15$, $\alpha = 1,0$). На каждом режиме изменялась величина теплоподвода за счет изменения полноты сгорания η в диапазоне $\eta = 0,0 \div 1,0$. Потери полного

давления на участке теплоподвода 3–4 соответствовали подводу соответствующего количества тепла при дозвуковом горении (Абрамович, 1991)

$$\sigma_{45} = \frac{[\gamma - (\gamma - 1) \cdot (1 - \sqrt{1 - (1/\theta)}) \cdot \theta]^{\gamma/\gamma - 1}}{1 + \gamma \cdot \sqrt{1 - (1/\theta)}}. \quad (21)$$

Исходно на участке сжатия 1–2 рассматривались потери полного давления, которые соответствовали потерям в плоском двухскачковом воздухозаборнике (см. рис. 3б) с углом наклона первого клина 20° . На участке 1–2 коэффициент расхода $\varphi = F_0/F_1 = 1,0$. Небольшая степень геометрического сжатия ($F_2/F_1 = 0,5945$) даже при малых числах Маха полета не приводила к запиранию горла воздухозаборника ($M_2 \geq 1,0$). Следовательно, течение после горла всегда было сверхзвуковым с замыкающим прямым скачком, расположенным в расширяющемся участке 2–3. В зависимости от теплоподвода в камере сгорания 3–4 положение прямого скачка в расширяющемся участке и его интенсивность менялись, что позволяло регулировать плотность холодного газа и обеспечить согласование его расхода и допустимого расхода в критическом сечении сопла с постоянной площадью F_5 . Аналогичная схема расчета с перемещением замыкающего прямого скачка в расширяющейся части канала воздухозаборника в зависимости от теплоподвода в камере сгорания при постоянной площади критического сечения сопла рассматривалась в работе (Park, Kim et al., 2011). Полученные в результате расчетов параметры потока на срезе сопла позволяют определить тягу двигателя следующим образом:

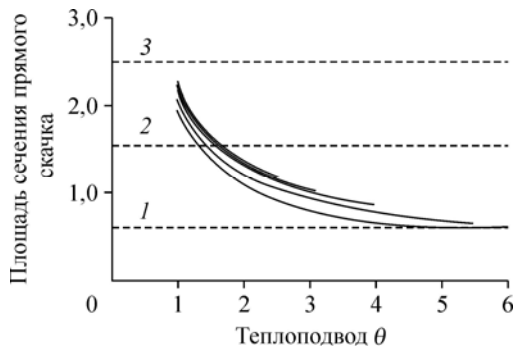
$$R = G_5 \cdot V_5 + (P_5 - P_0) \cdot F_5 - G_0 \cdot V_0, \quad (22)$$

а удельный импульс составит

$$I_{уд} = R/G_f. \quad (23)$$

5. Результаты расчетов

На рисунке 17 показана площадь сечения расширяющегося участка диффузора за горлом воздухозаборника, где располагается замыкающий прямой скачок уплотнения в зависимости от теплоподвода к потоку при постоянной площади критического сечения сопла. Различные кривые соответствуют разным значениям числа Маха полета M_0 . Из графика видно, что положение скачка слабо зависит от числа Маха полета M_0 . В целом при отсутствии теплоподвода ($\theta = 1,0$) прямой скачок располагается вблизи входа в камеру сгорания. По мере увеличения теплоподвода замыкающий прямой скачок уплотнения начинает перемещаться к горлу воздухозаборника. Число Маха сверхзвукового потока перед ним и величина потерь полного давления в прямом скачке уменьшаются. При увеличении теплоподвода до $\theta = 4-5$ (для $M = 2,0$ и $M = 3,0$) прямой скачок достигает горла. При достижении прямым скачком горла дальнейшее согласование расхода по



тракту обеспечивается за счет уменьшения расхода за горлом (уменьшения коэффициента расхода $\varphi < 1,0$). На рис. 18 показано изменение расхода в зависимости от теплоподвода при числе $M_0 = 2$.

Рис. 17. Перемещение замыкающего прямого скачка уплотнения в расширяющемся участке 2–3 при различных значениях теплоподвода в камере сгорания.

1 — площадь горла, 2 — площадь критического сечения сопла, 3 — площадь камеры сгорания.

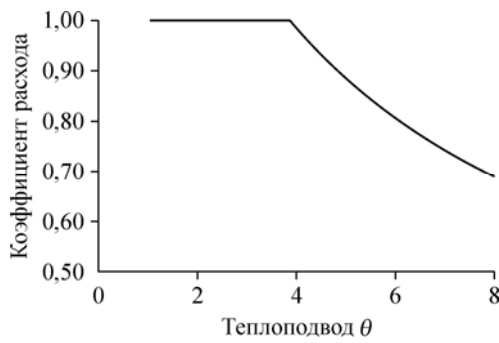


Рис. 18. Изменение расхода за горлом воздухозаборника при $M_0 = 2$.

Видно, что согласование расхода при увеличении теплоподвода от $\theta = 4$ до $\theta = 8$ требует уменьшения расхода на 30 %.

На рис. 19 отображено изменение абсолютной величины суммарного коэффициента восстановления полного давления

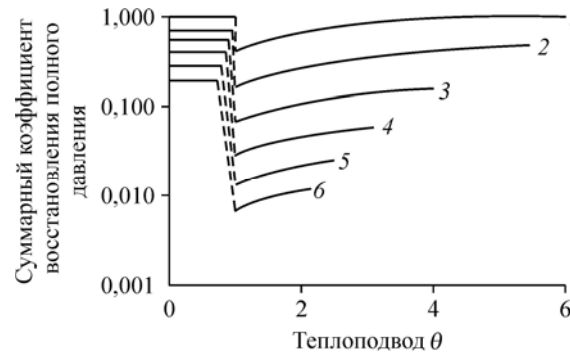
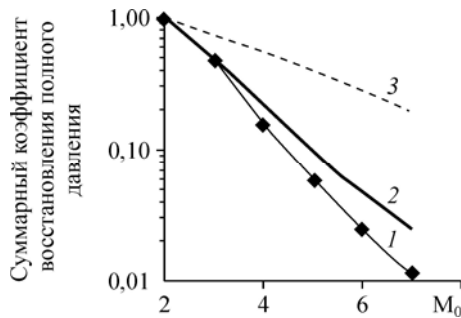


Рис. 19. Изменение суммарного коэффициента восстановления полного давления на входе в сопло ($\sigma = P_{05}/P_{00} = \sigma_{02} \cdot \sigma_{23} \cdot \sigma_{34}$) в зависимости от реализуемого теплоподвода в камере сгорания. $M = 2$ (1), 3 (2), 4 (3), 5 (4), 6 (5), 7 (6).

на входе в сопло ($\sigma = P_{05}/P_{00} = \sigma_{02} \cdot \sigma_{23} \cdot \sigma_{34}$) при перемещении замыкающего прямого скачка в расширяющейся части за горлом. В левой части рисунка (при $\theta < 1$) показаны значения коэффициента восстановления полного давления для сверхзвукового течения на участке сжатия воздухозаборника $\theta-2$ (см. рис. 15). Видно, что постоянная площадь критического сечения сопла приводит к необходимости дополнительных потерь полного давления, которые обеспечиваются перемещением замыкающего прямого скачка в зависимости от величины теплоподвода в камере сгорания. При этом суммарные потери могут на порядок превышать потери полного давления на участке сжатия воздухозаборника.

На рисунке 20 приведены значения суммарного коэффициента восстановления для сопла с регулируемой площадью критического сечения (замыкающий скачок расположен в горле) и для сопла с постоянной площадью критического сечения ($F_5 = 1,5394 \text{ м}^2$) при полном сгорании топлива ($\eta = 1$). Видно, что потери полного давления для регулируемого и нерегулируемого сопел отличаются примерно в два раза, в то время как они на порядок превышают потери на участке сжатия воздухозаборника.



Тягово-экономические характеристики многорежимного ПВРД с регулируемым и нерегулируемым соплами представлены на рис. 21 и 22. Двигатель с нерегулируемым соплом имеет провал по характеристикам

Рис. 20. Коэффициент восстановления полного давления при полном сгорании топлива ($\eta = 1$).

1 — для сопла постоянной геометрии, 2 — для регулируемого сопла, 3 — на участке внешнего сжатия воздухозаборника.

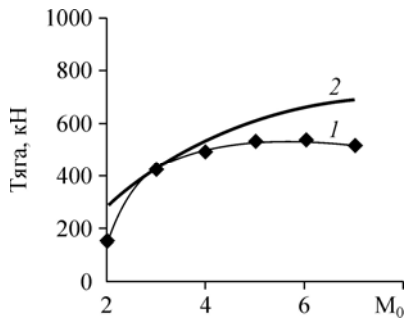


Рис. 21. Тяговые характеристики многорежимного ПВРД.

1 — для сопла постоянной геометрии, 2 — для регулируемого сопла.

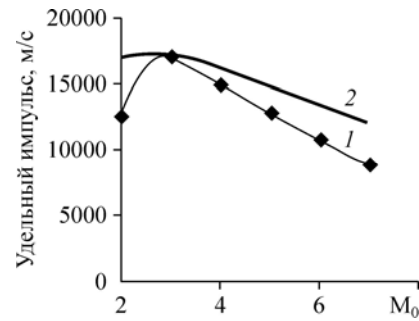


Рис. 22. Тягово-экономические характеристики многорежимного ПВРД.

1 — для сопла постоянной геометрии, 2 — для регулируемого сопла.

при $M = 2$ (из-за потерь расхода) и уменьшенные на 10–40 % тяговые характеристики при $M = 4-7$ (из-за потерь полного давления). В то же время в двигателе с регулируемым соплом обеспечивается автоматическое согласование рабочих характеристик воздухозаборника и камеры сгорания в диапазоне чисел Маха полета $M_0 = 2-7$ и теплоподвода $\theta = 1-7$.

Современная вычислительная газодинамика позволяет рассчитывать сложные пространственные сверх- и дозвуковые течения, в том числе и течения с химическими реакциями в камере сгорания. В работе (Trefny, Dippold, 2010) была предложена концепция свободнотруйной камеры сгорания постоянной геометрии, в которой сочетаются дозвуковые и сверхзвуковые режимы горения (см. рис. 23), что обеспечивает работу многорежимного ПВРД прямоточного двигателя в диапазоне чисел Маха полета от $M_0 = 2,5$ до $M_0 = 12$. На рис. 24 показаны результаты расчета сложного двумерного течения с горением этилена в рассматриваемой камере сгорания при $M_0 = 5$. Видны явно выраженные участки горения сверхзвукового струйного течения и периферийные рециркуляционные зоны дозвукового горения. Следует отметить, что, несмотря на сложный характер течения в камере сгорания, течение в критическом сечении сопла является довольно однородным и соответствует $M = 1,0$. Подобные расчеты в отличие от приведенной выше оценочной одномерной схемы расчета позволяют более правильно оценить потери полного давления по тракту двигателя. Однако задача согласования рабочих характеристик камеры сгорания и воздухозаборника в указанной работе не рассматривалась.

В экспериментальных исследованиях характеристики взаимодействия воздухозаборника и камеры сгорания можно изучать путем моделирования реального теплоподвода и реальной геометрии проточного тракта. Этот путь является очень сложным для реализации в наземных испытательных установках и практически используется только при проведении дорогостоящих и малоинформативных летных испытаний. В то же время при испытаниях в наземных установках давно и успешно применяется

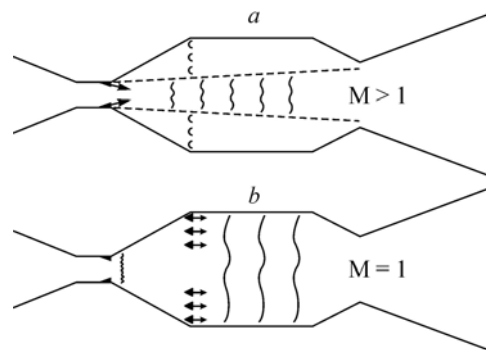


Рис. 23. Концепция свободнотруйной камеры сгорания многорежимного ПВРД (Trefny, Dippold, 2010).

а — горение в сверхзвуковой струе, б — горение в дозвуковом потоке.

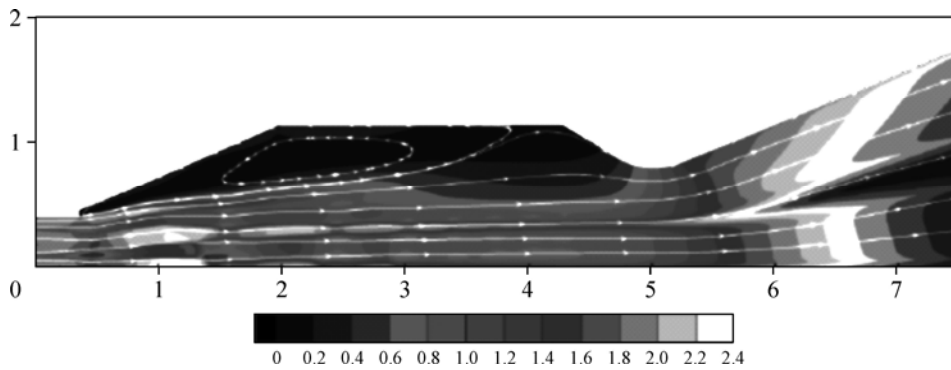


Рис. 24. Распределение чисел Маха в камере сгорания при горении этилена (Trefny, Dippold, 2010).

техника получения дроссельных характеристик воздухозаборников за счет изменения геометрической площади критического сечения сопла, установленного на выходе из канала двигателя. В этом случае течение полностью идентифицируется на участке между горлом воздухозаборника и соплом при различных значениях противодавления в камере сгорания. В частности, определяются суммарные потери полного давления в канале — потери в скачках, потери на смешение, потери на трение. Примеры измерения дроссельных характеристик приведены в работах (Herrmann et al., 2011; Herrmann, Gulhan, 2015; Herrmann et al., 2011; Chang et al., 2012; Lee et al., 2011).

Рассмотрим изменение структуры течения при дросселировании выходного сечения воздухозаборника (Гурылев и др., 1975). В основе перестроения структур течения при дросселировании лежит передача противодавления от дросселя вперед к основной части замыкающей системы скачков уплотнения по пограничному слою и зонам отрыва на стенках канала. На основании анализа материалов испытаний моделей при турбулентном пограничном слое можно выделить характерные структуры течения, показанные на рис. 25.

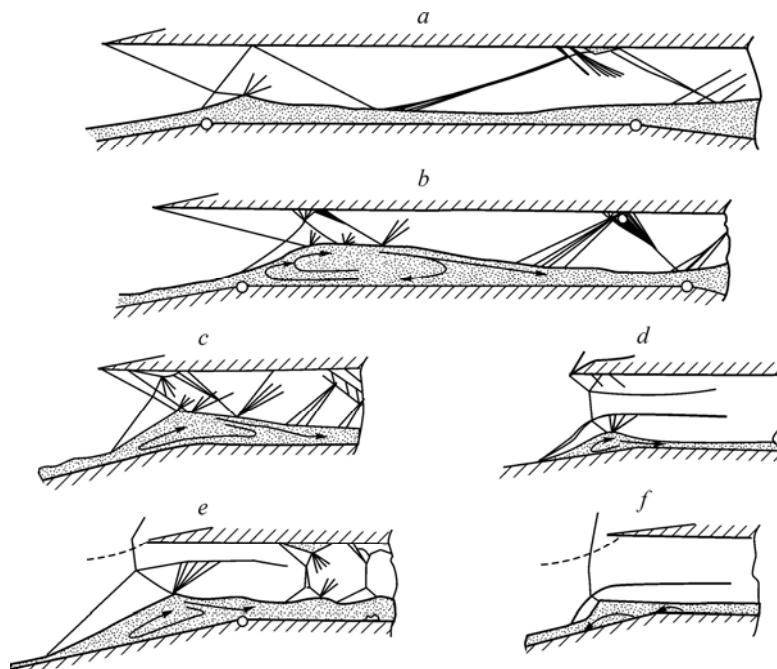


Рис. 25. Смена режимов течения на входе плоского воздухозаборника при дросселировании выходного сечения воздухозаборника (Гурылев и др., 1975).

При полностью открытом дросселе на входе воздухозаборника образуется течение с косым скачком уплотнения, идущим от передней кромки обечайки (рис. 25*b*). Торможение сверхзвукового потока осуществляется в косых скачках уплотнения, расположенных на входе и в горле воздухозаборника. В месте падения косых скачков на поверхность клина и обечайки образуются локальные зоны отрыва пограничного слоя. В результате дросселирования система скачков уплотнения перемещается против потока. Отрыв пограничного слоя на клине перед этой системой утолщается (рис. 25*b*). При дальнейшем дросселировании зона отрыва фиксировалась в месте излома контура клина и увеличивалась в своих габаритах до тех пор, пока под действием противодействия не смещалась на наклонный участок клина. При перемещении начала отрыва за излом контура клина наблюдались структуры, изображенные на рис. 25*c* или 25*d*, вид которых зависел от типа (регулярного или маховского) пересечений косых скачков уплотнения, идущих от обечайки и зоны отрыва.

В конце горла и в начале дозвукового диффузора образуются зоны отрыва на обечайке, под которыми располагается система замыкающих λ -образных скачков. В дальнейшем зоны отрыва с обечайки переходят на клин и смещаются к началу горла (структура на рис. 25*e*). В ряде случаев наблюдаются скачкообразные перемещения этой зоны из конца горла в начало или с обечайки на клин. В конце концов, скачки отходят от передней кромки обечайки, перед кромкой обечайки возникает перепуск части воздуха во внешний поток и происходит уменьшение расхода воздуха через воздухозаборник (рис. 25*e* и 25*f*).

При определенных сочетаниях геометрических параметров и числа Маха набегающего потока дросселирование воздухозаборника приводит к возникновению автоколебательного процесса (помпажа), который можно объяснить потерей устойчивости течения в зоне отрыва на конусе в области входа (см. рис. 26). Механизм возникновения помпажных колебаний обсуждается в работе (Гурылев и др., 1975). Вследствие передачи противодействия по пограничному слою перед замыкающей системой скачков возрастает давление в месте присоединения отрыва. Это приводит к увеличению массы пограничного слоя, которая не может преодолеть возросшее противодействие в месте присоединения отрыва и течет против основного потока в зону отрыва. Зона отрыва увеличивается по своим габаритам. При некотором максимальном противодействии течение в зоне отрыва теряет свою устойчивость, и она быстро возрастает, достигая максимального размера. Начало отрыва смещается по клину против потока и происходит срыв течения на входе. В последующий момент увеличивается скорость сверхзвукового потока за зоной отрыва вследствие его расширения, уменьшается давление в канале и в области присоединения. Зона отрыва начинает двигаться по потоку, уменьшаясь в своих габаритах, — происходит запуск воздухозаборника. Постоянная величина противодействия снова приводит к росту давления в области отрыва и цикл помпажа повторяется. Структуры течения в процессе помпажа соответствуют структурам, наблюдаемым перед запуском и при срыве течения на входе воздухозаборника.

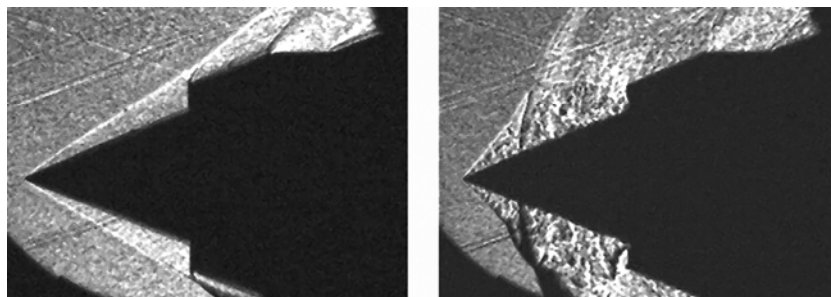


Рис. 26. Помпаж осесимметричного воздухозаборника при дросселировании выходного сечения при $M = 3,05$.

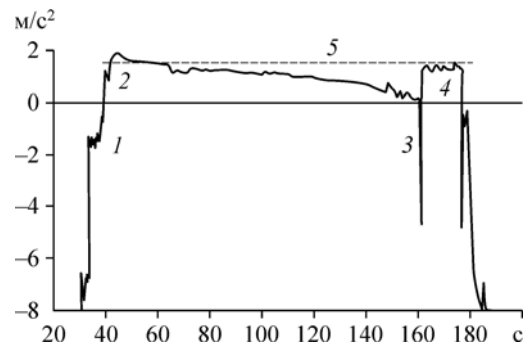
Следует отметить, что в экспериментах по измерению дроссельных характеристик не определяются потери полного давления при горении, которые в условиях дозвукового горения не превышают 20 %. Сочетание расчетных методов и экспериментальных методов исследования дроссельных характеристик с добавкой потерь при горении может являться генеральным направлением решения задачи согласования рабочих характеристик воздухозаборника и камеры сгорания.

Из приведенных выше данных видно, что теплоподвод в камере сгорания ПВРД, изменяя допустимый расход через критическое сечение сопла, может вызывать серьезные нарушения в работе воздухозаборника. Поэтому при проектировании воздухозаборника обязательно нужно рассматривать задачу согласования работы воздухозаборника и камеры сгорания. В работах (Park, Kim et al., 2011; Valdivia et al., 2014; Гунько, Мажуль, 2012) рассматривалась задача создания автоматизированных систем для механического регулирования геометрии воздухозаборника (или его перепускных каналов) в зависимости от изменения давления в камере сгорания. Например, в статье (Valdivia et al., 2014) описывались результаты исследования по вопросу создания методики обнаружения нарушения течения в воздухозаборнике и активного управления этим процессом. Теоретические исследования в основном были сосредоточены на переходных режимах и на взаимодействии камеры сгорания с воздухозаборником ПВРД. Анализ проводился с использованием асимптотических методов и (или) методов линейной устойчивости в предположениях простой геометрии и невязкого течения. Была разработана логика управления для формирования замкнутой схемы управления, направленной на предотвращение нарушений течения. Основная сложность при создании механических систем предотвращения разрушения течения в воздухозаборнике заключается в необходимости высокого быстродействия исполнительных механизмов (характерные частоты составляют сотни и тысячи герц).

Идеологически и технически более правильно рассматривать задачу авторегулирования газодинамического течения в системе «горло воздухозаборника – переходной участок – камера сгорания – сопло» с постоянной геометрией элементов. Подобная задача рассматривалась в работе (Внучков и др., 2008). Здесь увеличение давления при горении горючего в газогенераторе приводило к уменьшению расхода газообразного окислителя и, соответственно, к уменьшению интенсивности горения. Созданная в системе отрицательная обратная связь обеспечивала устойчивость режимов горения в широком диапазоне изменения условий эксперимента.

Комплексный подход к системе «воздухозаборник–камера сгорания» предлагался авторами (Cui, Lv et al., 2011; Cui, Tang, 2014; Cui et al., 2012; Cui et al., 2013; Cui, Wang, 2015; Su, Zhang, 2013). В этих работах на основе простейших одномерных газодинамических соотношений была предпринята попытка классификации режимов работы воздухозаборника и камеры сгорания, чтобы с помощью топологической теории математически формализовать сложное взаимодействие камеры сгорания и воздухозаборника. Согласно предложенной схеме классификации взаимодействие камеры сгорания и воздухозаборника считается одной из функций внутри бесконечного пространства функций. Это бесконечное множество функций может быть сгруппировано в конечные группы путем применения концепции дискретизации, по которой множество бесконечных функции дискретизируется в конечные состояния в соответствии с характеристическими свойствами функций. При формулировке проблемы используется теория автоматов с конечным числом состояний в соответствии с их характерными свойствами, по которой многочисленные режимы работы ПВРД определяются как дискретные состояния, а события, запускающие переходы, определяются как дискретные события. Предложенный метод классификации, примененный к ПВРД, показал, что в пространстве определяющих параметров математически существует 72 типа взаимодействия камеры сгорания и воздухозаборника, из которых 11 существуют физически.

Рис. 27. Диаграмма осевого ускорения в первом полете X-51 (Mutzman, 2011).
 1 — воспламенение этилена, 2 — воспламенение керосина, 3 — незапуск воздухозаборника, 4 — повторный запуск воздухозаборника, 5 — предсказанный уровень ускорения.



6. Гистерезисные явления в работе ПВРД

Выше рассматривались обратимые варианты перестройки картины течения в тракте двигателя. Однако в ряде экспериментальных работ отмечалось появление гистерезисных явлений, связанных с появлением зон отрыва пограничных слоев.

В процессе первого летного испытания экспериментального аппарата X-51, проведенного 23 апреля 2010 года, произошло разрушение течения на входе в воздухозаборник через 110 секунд после того, как двигатель был включен, и, к счастью, двигатель был успешно перезапущен (Mutzman, Murphy, 2011). Диаграмма осевой перегрузки в первом полете X-51 приведена на рис. 27. Второй испытательный полет X-51, состоявшийся 13 июня 2011 года, закончился преждевременно из-за разрушения течения на входе, вызванного высоким противодавлением в камере сгорания, и последующая попытка перезапустить воздухозаборник была неудачной. Как можно видеть на примере этих двух летных испытаний X-51, нельзя однозначно предсказать, может ли воздухозаборник перезапуститься или нет при разрушении течения в нем. Эта неопределенность является отличительной особенностью гистерезисных систем.

В дополнение к известным летным испытаниям экспериментальные подтверждения гистерезисных явлений также можно увидеть в наземных экспериментах. В зависимости от направления изменения расхода топлива (его увеличения или уменьшения) гистерезис может проявляться в тяговых характеристиках (Cugran, Murthy, 2001). Когда расход топлива уменьшается относительно того значения, которое вызывает интенсивный режим или даже незапуск воздухозаборника, диапазон интенсивного режима распространяется на меньшие скорости потока. Это означает, что, как только условия потока внутри камеры сгорания становятся достаточными для интенсивного режима, они сохраняются до некоторой степени во время процесса снижения расхода топлива. Подобные явления наблюдались во время других испытаний, где появлялись интенсивные и слабые режимы в качестве альтернативных во время работы с постоянным расходом топлива. Как сообщалось в работе (Robert et al., 2011), экспериментальное исследование показало, что изменение режима горения носит гистерезисный характер. Переход наблюдался в более широком диапазоне расходов топлива, когда он происходил от сверхзвукового горения к дозвуковому горению. Экспериментальное наблюдение гистерезиса, проявляющегося в переходах между режимами горения и разрушением течения в воздухозаборнике, упоминается также в публикации (Masatoshi et al., 2003).

В работе (Cui, Tang, 2014) приводятся результаты расчетов переходов от сверхзвукового горения к дозвуковому и далее до нарушения течения в воздухозаборнике по простой аналитической модели (см. рис. 28). Из схематизации режимов, показанной на рис. 29, видно, что поначалу двигатель работает в сверхзвуковом режиме, затем, когда теплопровод τ достигает критического значения C_1 , его работа внезапно переходит от сверхзвукового к дозвуковому горению. Если τ увеличивается далее до критического

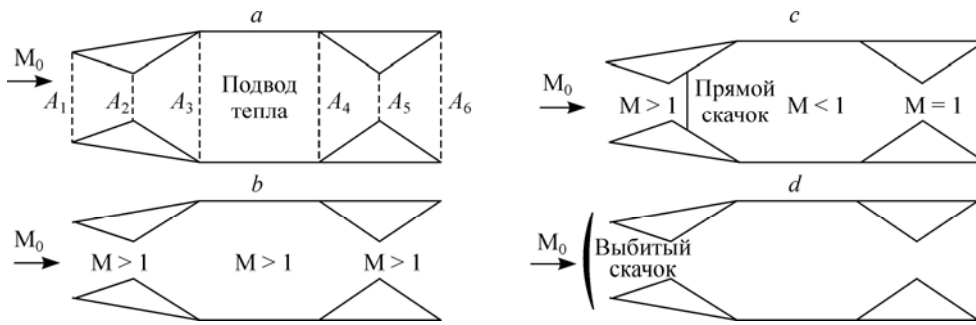


Рис. 28. Смена режимов работы ПВРД.

a — схема ПВРД, *b* — режим сверхзвукового горения (ГПВРД), *c* — режим дозвукового горения (ПВРД), *d* — нарушение втекания в воздухозаборник.

значения C_2 , то режим работы внезапно переходит от дозвукового горения к разрушению течения в воздухозаборнике. Соответственно, если τ будет уменьшаться, режим работы не будет меняться, пока τ не достигнет критического значения C_3 , при котором режим работы внезапно перейдет от незапуска воздухозаборника к дозвуковому горению. Если τ продолжит уменьшаться, режим работы не будет изменяться, пока τ не достигнет критического значения C_4 , тогда рабочий режим вновь перейдет от дозвукового к сверхзвуковому горению. Видно, что, когда двигатель вынужден переходить от одного режима работы к другому, он не может вернуться к предыдущему режиму тем же самым путем.

Для уточнения механизма гистерезиса были устранены два источника положительной обратной связи, существующие на входе воздухозаборника и сопла, путем замены сходящихся каналов каналами с постоянной площадью поперечного сечения. Как показано на рис. 30, теперь переходы между режимами ГПВРД и ПВРД, а также к незапуску воздухозаборника стали происходить непрерывно. При отсутствии механизма положительной обратной связи в воздухозаборнике и в сопле гистерезис во время взаимодействия воздухозаборника и камеры сгорания не возникает. Гистерезис, вызванный неустойчивым положительным механизмом обратной связи при движении ударной волны в сужающемся канале ПВРД, показан также в работе (MacMartin, 2004).

Гистерезисные явления, возникающие в канале ПВРД при формировании отрывных зон из-за воздействия скачков уплотнения на пограничный слой, рассматривались в работах (Yamashita et al., 2013; Fan, Тао, 2015). На рис. 31 показаны картины течения

в плоском воздухозаборнике при изменении угла атаки. При $M = 1,6$ (рис. 31а) течение соответствует незапущенному состоянию (с прямым скачком на входе) и остается таким при изменении угла атаки в прямом и обратном направлениях.

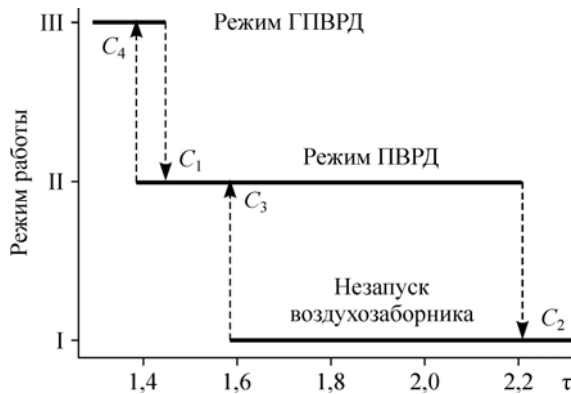


Рис. 29. Диаграмма смены режимов работы ПВРД с гистерезисными явлениями (Cui, Tang, 2014).

$$A_5 = 1 \text{ м}^2, M_0 = 3,0.$$

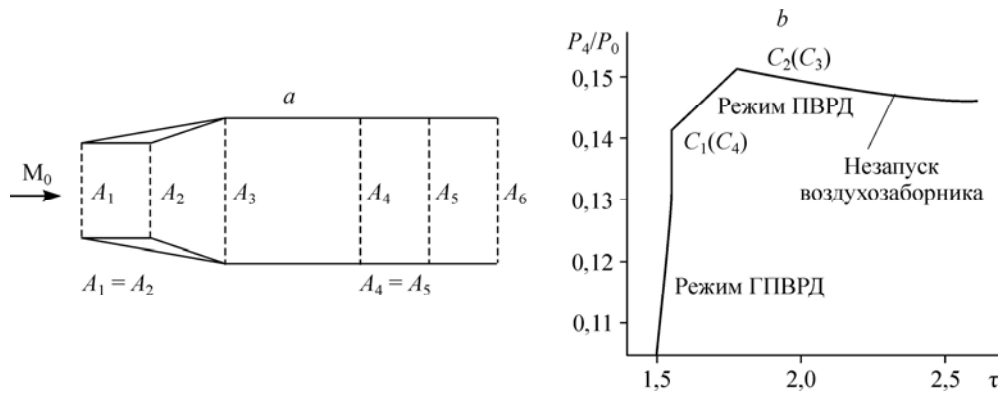


Рис. 30. Диаграмма работы ПВРД без гистерезисных явлений (Cui, Tang, 2014).

$A_2 = 1 \text{ м}^2$; $A_5 = 1,1 \text{ м}^2$; $M_0 = 3,0$; a — замена сужающихся участков воздухозаборника и сопла на участки постоянного поперечного сечения, b — изменение давления в зависимости от теплоподвода для модифицированной геометрии.

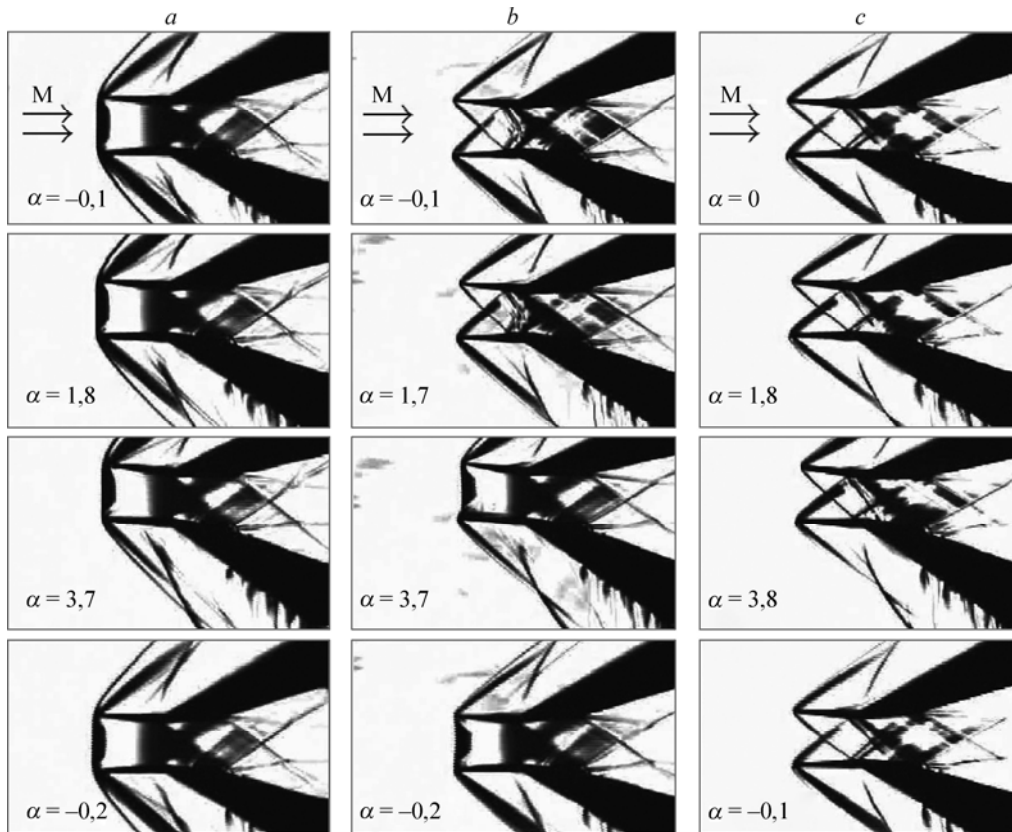


Рис. 31. Гистерезис (запуск/незапуск) работы воздухозаборника в зависимости от изменения угла атаки (Yamashita et al., 2013).

$M_\infty = 1,6$ (a), $1,7$ (b), $1,8$ (c).

При $M = 1,8$ (рис. 31c) течение соответствует запущенному состоянию (без прямого скачка на входе) и остается таким при изменении угла атаки в прямом и обратном направлении. При $M = 1,7$ (рис. 31b) исходное запущенное состояние сменяется незапущенным при увеличении угла атаки до $3,7^\circ$ и остается незапущенным при уменьшении угла атаки до $-0,2^\circ$.

Заключение

Выполнен обзор и систематизация существующих представлений о газодинамических процессах, обеспечивающих допустимые и недопустимые (существенные) изменения рабочих характеристик сверхзвукового воздухозаборника. Сделан вывод, что конкретные характеристики воздухозаборника в конкретных условиях его работы не являются исчерпывающей информацией. Следует рассматривать весь диапазон характеристик воздухозаборника в зависимости от полетных условий и от работы камеры сгорания.

Актуальной задачей является переход к проектированию воздухозаборника как объекта автоматического регулирования параметров захватываемого потока воздуха в зависимости от изменяющихся условий полета и от характеристик горения топлива в камере сгорания.

Примечание. В процессе подготовки статьи к публикации в печати появилась обзорная работа (Chang et al., 2017), в которой независимо проведен анализ газодинамических проблем при работе сверхзвуковых воздухозаборников, результаты которого во многом совпадают с основными положениями настоящего обзора.

Список литературы

- Абрамович Г.Н. 1991. Прикладная газовая динамика. Ч. 1. Учеб. руководство: Для вузов. М.: Наука, Физматлит. 600 с.
- Бонни Е.А., Цукров М.Д., Бессерер К.У. 1959. Аэродинамика. Теория реактивных двигателей. Конструкция и практика проектирования. М.: Воениз. 730 с.
- Внучков Д.А., Звегинцев В.И., Наливайченко Д.Г. 2014. Экспериментальное исследование цилиндрического воздухозаборника, построенного на основе плоских течений // Теплофизика и аэромеханика. Т. 21, № 2. С. 179–186.
- Внучков Д.А., Звегинцев В.И., Наливайченко Д.Г., Шпак С.И. 2008. Исследование работы газогенератора, управляемого подачей газообразного окислителя // Физика горения и взрыва. Т. 44, № 6. С. 18–25.
- Герман Р. 1960. Сверхзвуковые входные диффузоры. М.: Физматгиз. 290 с.
- Гилязетдинов Б.Н., Затолока В.В. 1975. Исследования диффузоров в импульсной аэродинамической трубе // Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО РАН. С. 241–242.
- ГОСТ 23851-79. Двигатели газотурбинные авиационные. Термины и определения. М.: Госкомитет СССР по стандартам, 1980. 100 с.
- Григоренко В.Л. 1982. Условия импульсного запуска сверхзвуковых диффузоров аэродинамических труб // Механика жидкости и газа. № 1. С. 133–141.
- Гулько Ю.П., Кудрявцев А.Н., Мажуль И.И., Рахимов Р.Д. 2001. Некоторые особенности обтекания плоского и трехмерного конвергентного воздухозаборников в системе гиперзвукового летательного аппарата // Теплофизика и аэромеханика. Т. 8, № 1. С. 27–40.
- Гулько Ю.П., Мажуль И.И. 2012. Газодинамическое построение плоского сверхзвукового воздухозаборника с повышенным коэффициентом расхода // Теплофизика и аэромеханика. Т. 19, № 4. С. 431–448.
- Гулько Ю.П., Мажуль И.И. 2013. Экспериментальные характеристики сверхзвукового трехмерного воздухозаборника с регулируемым горлом // Теплофизика и аэромеханика. Т. 20, № 1. С. 49–66.
- Гулько Ю.П., Мажуль И.И. 2015. Численное моделирование условий реализации режимов течения в сверхзвуковых осесимметричных конических воздухозаборниках внутреннего сжатия // Теплофизика и аэромеханика. Т. 22, № 5. С. 567–580.
- Гулько Ю.П., Мажуль И.И. 2017. К вопросу о запуске лобовых осесимметричных воздухозаборников в импульсных аэродинамических трубах // Теплофизика и аэромеханика. Т. 24, № 3. С. 381–394.
- Гулько Ю.П., Мажуль И.И., Рахимов Р.Д., Харитонов А.М. 2001. Аэродинамика гиперзвукового летательного аппарата с конвергентным воздухозаборником // Теплофизика и аэромеханика. Т. 8, № 2. С. 205–217.
- Гулько Ю.П., Шумский В.В. 2014. Характеристики прямоточных воздушно-реактивных двигателей с двухрежимной камерой сгорания // Теплофизика и аэромеханика. Т. 24, № 4. С. 521–530.
- Гурылев В.Г. 1972. Течения с λ -образными скачками на входе в плоский сверхзвуковой воздухозаборник // Уч. записки ЦАГИ. Т. III, № 5. С. 1–8.
- Гурылев В.Г., Елисеев С.Н. 1972. К теории «псевдоскачка» на входном участке канала // Уч. записки ЦАГИ. Т. III, № 3. С. 25–35.
- Гурылев В.Г., Иванюшкин А.К., Пиотрович Е.В. 1973. Экспериментальное исследование влияния числа Re_L на запуск воздухозаборников при больших сверхзвуковых скоростях потока // Уч. записки ЦАГИ. Т. IV, № 1. С. 33–44.

- Гурылев В.Г., Иванюшкин А.К., Пиотрович Е.В.** 1975. Течение на входе и в горле воздухозаборников при больших сверхзвуковых скоростях потока и числа M , меньших расчетного // Уч. записки ЦАГИ. Т. VI, № 1. С. 28–37.
- Гурылев В.Г., Маметьев Ю.А.** Влияние охлаждения центрального тела на запуск, срыв течения на входе и дроссельные характеристики воздухозаборников при сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях // Уч. записки ЦАГИ. Т. VI, № 2. С. 139–146.
- Гурылев В.Г., Пиотрович Е.В.** 1974. Срыв течения на входе сверхзвукового воздухозаборника // Уч. записки ЦАГИ. Т. V, № 3. С. 63–70.
- Гурылев В.Г., Трифонов А.К.** 1980. Переход сверхзвукового течения в дозвуковое в трубе с расширяющимся начальным участком // Уч. записки ЦАГИ. Т. XI, № 4. С. 80–89.
- Гурылев В.Г., Шкирин Н.Н.** 1978. Тепловые потоки в гиперзвуковых воздухозаборниках с турбулизаторами и затуплением центрального тела // Уч. записки ЦАГИ. Т. IX, № 4. С. 24–34.
- Гурылева Н.В., Иванькин М.А., Лапинский Д.А., Тимошенко В.И.** 2012. Исследование особенностей течений в каналах при взаимодействии возмущений с псевдоскачком // Уч. записки ЦАГИ. Т. XLIII, № 6. С. 40–53.
- Затолока В.В., Звезгинцев В.И., Шумский В.В.** 1978. Влияние процесса сжатия в воздухозаборнике на удельные тяговые характеристики ГПВРД // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. № 8, вып. 2. С. 3–12.
- Звезгинцев В.И.** 1993. Экспериментальное исследование тягово-аэродинамических характеристик работающего ПВРД в импульсной аэродинамической трубе // Сибирский физико-технический журнал. № 2. С. 37–40.
- Лашков А.И., Никольский А.А.** 1962. Волновой запуск сверхзвукового диффузора // Инженерный журнал. Т. 2, вып. 1. С. 11–16.
- Медведев В.Т.** 1983. Пат. РФ 2078717, МПК⁵¹ B64D 33/02 (1995.01). Воздухозаборник. Заявитель и патентообладатель Медведев В.Т. Заявка 83 3080343 от 30.12.1983; приоритет 30.12.1983. SU 83 3080343.
- Николаев А.В.** 1970. Течение во входном участке канала сверхзвукового диффузора при отрыве пограничного слоя головной волной // Уч. записки ЦАГИ. Т. I, № 1. С. 60–70.
- Фомин В.М., Звезгинцев В.И., Мажуль И.И., Шумский В.В.** 2010. Анализ эффективности использования комбинированной силовой установки для разгона малоразмерных ракет, стартующих с земной поверхности // Прикладная механика и техническая физика. Т. 51, № 6. С. 21–30.
- Шихман Ю.М., Виноградов В.А., Кашкин Ю.Ф.** 2005. Воздухозаборники ГПВРД // Аналитический обзор № 422 / Под ред. Ю.М. Шихмана. М.: ЦИАМ. 47 с.
- Chang J., Li N., Xu K., Bao W., Yu D.** 2017. Recent research progress on unstart mechanism, detection and control of hypersonic inlet // Progress in Aerospace Sci. Vol. 89. P. 1–22.
- Chang J., Wang L., Bao W., Qin J., Niu J., Xue W.** 2012. Novel oscillatory patterns of hypersonic inlet buzz // J. of Propulsion and Power. Vol. 28, No. 6. P. 1214–1221.
- Cui T., Lv Z., Yu D.** 2011. Multistability and complex routes of supersonic inlet start/unstart // J. of Propulsion and Power. Vol. 27, No. 6. P. 1204–1211.
- Cui T., Tang Sh.** 2014. Geometry rule of combustor–inlet interaction in ramjet engines // J. of Propulsion and Power. Vol. 30, No. 2. P. 449–460.
- Cui T., Tung Sh., Zhang Ch., Yu D.** 2012. Hysteresis phenomenon of mode transition in ramjet engines and its topological rule // J. of Propulsion and Power. Vol. 28, No. 6. P. 1277–1284.
- Cui T., Wang Y., Liu K., Jin J.** 2015. Classification of combustor–inlet interactions for airbreathing ramjet propulsion // AIAA J. Vol. 53, No. 8. P. 2237–2255.
- Cui T., Yang Sh., Yu D.** 2013. Ideal heat release of supersonic combustion // J. of Propulsion and Power. Vol. 29, No. 3. P. 621–627.
- Culick F.E.C., Rogers T.** 1983. The response of normal shocks in diffusers // AIAA J. Vol. 21, No. 10. P. 1382–1390.
- Curran E.T., Murthy S.N.B.** 2001. Scramjet propulsion // AIAA, Reston VA. P. 191–195.
- Curran E.T., Stull F.D.** 1972. Patent 3667233 U.S. Dual mode supersonic combustion ramjet engine.
- Fan X., Tao Y.** 2015. Investigation of flow control for the hypersonic inlets via counter flow // Int. J. of Aerospace Engng. Vol. 2015. 8 p.
- Genssler H.P.** 1987. Patent 4655413 U.S. Apparatus for improving aerodynamic flow conditions at the air intake of gas turbine engines.
- Gurylev V.G., Mamet'yev Yu.A.** 1978. Effect of cooling of the central body on the start-up separation of the flow at the intake and the throttling characteristics of air scoops at supersonic and hypersonic velocities // Fluid Mech.—Sov. Res. Vol. 7, No. 3.
- Herrmann D., Blem S., Gülhan A.** 2011. Experimental study of boundary-layer bleed impact on ramjet inlet performance // J. of Propulsion and Power. Vol. 27, No. 6. P. 1186–1195.
- Herrmann D., Gülhan A.** 2015. Experimental analyses of inlet characteristics of an airbreathing missile with boundary-layer bleed // J. of Propulsion and Power. Vol. 31, No. 1. P. 170–179.
- Herrmann D., Siebe F., Gülhan A.** 2013. Pressure fluctuations (buzzing) and inlet performance of an airbreathing missile // J. of Propulsion and Power. Vol. 29, No. 4. P. 839–848.
- Kantrowitz A., Donaldson C.** 1945. Preliminary investigation of supersonic diffuser // NACA WRL-713.
- Laurence S.J., Karl S., Schramm J.M., Hannemann K.** 2013. Transient fluid-combustion phenomena in a model scramjet // J. of Fluid Mechanics. Vol. 722. P. 85–120.

- Lee H.J., Lee B.J., Kim S.D., Jeung I.-S.** 2011. Flow characteristics of small-sized supersonic inlets // *J. of Propulsion and Power*. Vol. 27, No. 2. P. 306–318.
- Li Zh., Huangy B., Yang J.** 2011. A novel test of starting characteristics of hypersonic inlets in shock tunnel // 17th AIAA Int. Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 11–14 April 2011, San Francisco, California. AIAA 2011–2308. 8 p.
- MacMartin D.G.** 2004. Dynamics and control of shock motion in a near-isentropic inlet // *J. of Aircraft*. Vol. 41, No. 4. P. 846–853.
- Masatoshi K., Sadatake T., Takeshi K., Tohru M., Kan K.** 2003. Mach 6 tests of scramjet engine with boundary-layer bleeding and two-staged injection // AIAA Paper. No. 2003–7049.
- Molder S., Timofeev E.V., Tahir R.B.** 2004. Flow starting in high compression hypersonic air inlets by mass spillage // 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint № Propulsion Conference and Exhibit, Fort Lauderdale, Florida. AIAA Paper. No. 22004–4130. 16 p.
- Mutzman R., Murphy S.** 2011. X-51 Development: a chief engineer’s perspective // 17-th AIAA Int. Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conf., San Francisco, 2011. https://www.aiaa.org/uploadedFiles/About-AIAA/Press_Room/Key_Speeches-Reports-and-Presentations/RMutzmanand_JMurphy_X-51_Development_2011.pdf.
- Najafiyazdi A., Tahir R., Timofeev E.V., Molder S.** 2007. Analytical and numerical study of flow starting in supersonic inlets by mass spillage // AIAA Paper. No. 2007–5072.
- Ogawa H., Grainger L.A., Boyce R.R.** 2010. Inlet starting of high-contraction axisymmetric scramjets // *J. of Propulsion and Power*. Vol. 26, No. 6. P. 1247–1258.
- Ogorodnikov D.A., Vinogradov V.A., Shikhman Y.M., Strokin V.N.** 2001. Russian research on experimental hydrogen-fueled dual-mode scramjet: conception and preflight tests // *J. of Propulsion and Power*. Vol. 17, No. 5. P. 1041–1048.
- Park I.-S., Ananthkrishnan N., Tahk M.-J., Vineeth C.R., Gupta N.K.** 2011. Low-order model for buzz oscillations in the intake of a ramjet engine // *J. of Propulsion and Power*. Vol. 27, No. 2. P. 503–506.
- Park I.-S., Kim S.-K., Yeom H.-W., Sung H.-G., Park J.-W., Tank M.-J.** 2011. Control-oriented model for intake shock position dynamics in ramjet engine // *J. of Propulsion and Power*. Vol. 27, No. 2. P. 499–502.
- Rockwell R., Goynes Ch.P., Haw W., Krauss R.H., McDaniel J.C., Trefny Ch.J.** 2011. Experimental study of test-medium vitiation effects on dual-mode scramjet performance // *J. of Propulsion and Power*. Vol. 27, No. 5. P. 1135–1142.
- Shimura T., Mitani T., Sakuranaka N., Izumikawa M.** 1998. Load oscillations caused by unstart of hypersonic wind tunnels and engines // *J. of Propulsion and Power*. Vol. 14, No. 3. P. 348–353.
- Su W.-Y., Zhang K.-Y.** 2013. Back-pressure effects on the hypersonic inlet-isolator pseudoshock motions // *J. of Propulsion and Power*. Vol. 29, No. 6. P. 1391–1399.
- Tahir R.B.** 2008. Analysis of shock dynamics in supersonic intakes // PHD thesis, McGill University, Montreal, Quebec, Canada. 187 p.
- Tahir R.B., Molder S., Timofeev E.V.** 2003. Unsteady starting of high Mach number air inlets — a CFD study // AIAA Paper. No. 2003–5191. 10 p.
- Timofeev E.V., Tahir R.B., Molder S.** 2008. On recent developments related to flow starting in hypersonic air intakes // AIAA Paper. No. 2008–2512.
- Trefny C.J., Dippold V.F.** 2010. Supersonic free-jet combustion in a ramjet burner // AIAA Paper. No. 2010–6643. 24 p.
- Valdivia A., Yuceil K.B., Wagner J.L., Clemens N.T., Dolling D.S.** 2014. Control of supersonic inlet-isolator unstart using active and passive vortex generators // AIAA J. Vol. 52, No. 6. P. 1207–1218.
- Van Wie D.M.** 2000. Scramjet inlets // Scramjet propulsion / ed. by E.T. Curran, S.N.B. Murthy. Vol. 189, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, Reston, VA. P. 447–511.
- Van Wie D.M., Kwok F.T., Walsh R.F.** 1996. Starting characteristics of supersonic inlets // AIAA, ASME, SAE, and ASEE, Joint Propulsion Conference and Exhibit, 32nd, Lake Buena Vista, FL. AIAA Paper. No. 96–2914.
- Van Wie D.M., Molder S.** 1992. Application of Busemann inlet designs for flight at hypersonic speeds // AIAA Paper. No. 92–1210.
- Yamashita H., Kuratani N., Yonezawa M. et al.** 2013. Wind tunnel testing on start/unstart characteristics of finite supersonic biplane wing // *Int. J. of Aerospace Engng.* Vol. 2013. Article ID 231434. 10 p.
- Yentsch R.J., Gaitonde D.V.** 2015. Unsteady three-dimensional mode transition phenomena in a scramjet flowpath // *J. of Propulsion and Power*. Vol. 31, No. 1. P. 104–122.

Статья поступила в редакцию 13 января 2017 г.