

УДК 621.454:532.525

В.В. СПЕСИВЦЕВ*Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Украина***НЕОБХОДИМЫЕ И ДОСТАТОЧНЫЕ УСЛОВИЯ ОТРЫВА СТРУИ ОТ СТЕНОК СОПЛА НА РЕЖИМЕ ПЕРЕРАСШИРЕНИЯ**

На основе введенного понятия протяженная волна разрежения (ПВР) построена модель отрывного течения в сверхзвуковом сопле. Разработаны основные условия существования ПВР при отрыве потока. Установлено, что расчеты по разработанной теории совпадают с экспериментом только в случае наступления критического режима. Введена поправка на отклонение турбулентности потока в сечении отрыва от турбулентности критического режима. Теория позволяет учитывать влияние состава газа и его неосевого выхода из сопла в месте отрыва. Установлены некоторые особенности отрывного течения в профилированном сопле. Сравнение теории с экспериментальными исследованиями указывает на хорошую сходимость результатов. В реальных диапазонах чисел Маха и углов наклона стенки сопла к оси средние абсолютные отклонения предельных отношений давлений на скачке не превышают 6%.

Ключевые слова: ракетный двигатель, растроб сопла, режим перерасширения, свободная струя, отрыв потока, критический режим.

Принятые условные обозначения

ПВР – протяженная волна разрежения;
 ПСК – протяженный скачок уплотнения;
 p_2 – давление за скачком уплотнения;
 p_1 – давление в невозмущенном потоке;
 m – предельное отношение давлений на скачке;
 $\pi(\lambda)$, $\tau(\lambda)$, $q(\lambda)$, $z(\lambda)$ – газодинамические функции;
 $\Pi_n = p_k / p_n$ – располагаемый перепад давлений;
 F – площадь поперечного сечения струи;
 k – отношение теплоемкостей газа;
 $p_n = p_a / p_n$ – степень нерасчетности сопла;
 β – угол наклона стенки сопла к оси.

Индексы

n – параметры при расширении газа до давления окружающей среды;
 a – параметры среза сопла;
 0 – входное сечение бочки;
 c – среднее сечение бочки;
 t – теоретическое значение;
 $оп$ – экспериментальное значение;
 $кр$ – параметры в критическом сечении сопла;
 $*$ – критический режим предельного отношения давлений.

Введение

Режим перерасширения газов в сопле ракетного двигателя является наименее изученным. При некоторых условиях полета ракеты или режима ра-

боты двигателя в сопле возникает отрыв потока от стенок, который существенным образом снижает энергетические характеристики двигателя.

Анализ результатов экспериментов в соплах с отрывом показал, что можно выделить две количественные характеристики отрывного течения: это отношение давления за скачком, вызывающим отрыв, p_2 к давлению в невозмущенном потоке p_1 перед сечением отрыва, а также отношение давления окружающей среды p_n к давлению p_2 [1].

Количественно режим отрыва газа от стенок сопла определяют предельным отношением давлений

$$m = \frac{p_2 p_n}{p_1 p_2}. \quad (1)$$

Отмечается, что при углах наклона стенки сопла к оси $\beta \geq 15^\circ$ давление за скачком можно принимать равным давлению окружающей среды, т.е. $p_2 = p_n$ [1]. Это означает, что, в случае нахождения сечения отрыва внутри растроба сопла эжектирующим действием струи на эпюру давлений на стенке сопла от сечения отрыва до сечения среза можно пренебречь. Если отрывной режим наступает на срезе сопла, то второй член уравнения (1) превращается в единицу, а само уравнение упрощается и принимает вид $m = p_2 / p_1$. Для среза сопла в стандартных обозначениях давлений это выражение запишем $m = p_n / p_a$, а ее обратная величина соответствует предельной степени нерасчетности истечения из

сопла $n_H = 1/m$. В дальнейшем будем рассматривать условия отрывного режима на срезе сопла когда $p_2 = p_H$.

1. Основные положения теории

Новизна подхода заключается в рассмотрении возможностей перерасширения газа в свободной струе [2]. При течении газа по каналу раструба сопла его поперечное сечение может возрастать неограниченно в соответствии с понижением противодавления и с ростом поперечного сечения сопла, а при течении газа в свободном пространстве, когда на границах струи действует давление окружающей среды, поперечное сечение струи имеет вполне конкретные размеры, которые определяются возможностями перерасширения газа. Сопоставление этих течений на границе их раздела (сечение бочки на срезе сопла) позволяет получить условия отрыва потока от стенок сопла на его выходе.

Использование термина *бочка* характеризует внешнюю форму струйного течения газа в сверхзвуковом ее участке, но не отражает физическую картину течения, чтобы использовать этот термин в построении расчетных моделей течения.

Вместо термина бочка будем использовать термины: протяженная волна разрежения (ПВР) и протяженный скачок уплотнения (ПСК). Дадим определение этим понятиям и описание физических процессов в них. ПВР (ПСК) – это локальная область сверхзвукового течения, ограниченная двумя сечениями для входа и выхода газа, удаленных друг от друга на некотором расстоянии, и боковой поверхностью, граничащей с окружающей средой с постоянными параметрами.

В ПВР происходят процессы расширения и перерасширения газа в волнах разрежения. При истечении из звукового сопла во входном сечении ПВР $\lambda_0 = 1,0$, в ее максимальном сечении скорость равна λ_c . Расширение газа от $\lambda_0 = 1,0$ до λ_c происходит в ПВР под действием располагаемого перепада давлений P_H и давления окружающей среды. Оба эти сечения – плоские.

В случае истечения газа из сверхзвукового сопла на его срезе имеется поперечная составляющая скорости и это сечение не является плоским. Ускорение газа происходит частично в сопле от $\lambda_{кр} = 1,0$ до λ_a и частично в ПВР от λ_a до λ_c . В этом случае раструб сопла соответствует эквивалентный участок ПВР – участок псевдобочки. Линейные осевые размеры действительного и эквивалентного участков ПВР могут быть определены [3]. Входное сечение эквивалентного участка ПВР – плоское, а скорость

$\lambda_0 > 1,0$ за счет дополнительного импульса, создаваемого стенками раструба сопла.

ПСК своим максимальным сечением присоединен к максимальному сечению ПВР, где скорость газа λ_c . В ПСК происходит процесс сжатия газа в волнах сжатия, в косых и в центральном прямом скачках уплотнения. Осевые размеры ПСК определяются как и для ПВР.

Рассмотрим особенности течения газа в ПВР свободной струи за срезом сопла. Для такого анализа используют одномерные уравнения сохранения расхода и импульса, записанные через газодинамические функции [4]:

$$q(\lambda) = \frac{1}{\sigma} \frac{1}{f} (\lambda_{нач}), \tag{2}$$

$$z(\lambda) = z(\lambda_{нач}) + \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \frac{f - 1}{P_H q(\lambda_{нач})}. \tag{3}$$

Здесь λ и f – неизвестные скорость и относительная площадь газового потока, $f = F/F_{нач}$. Максимальному сечению ПВР соответствует решение этих уравнений в области $\lambda > \lambda_H$, а минимальному – соответственно $\lambda < \lambda_H$.

При определении параметров в сечениях ПВР коэффициент восстановления давления $\sigma = 1,0$, так как при расширении газа нет потерь полного давления. Течение на участке ПСК сопровождается потерями полного давления в скачках уплотнения, поэтому здесь необходимо принимать $\sigma < 1,0$.

В струях, истекающих из сверхзвукового сопла, сечение взаимодействия ПВР и среза сопла не является одномерным за счет наклона (β_a) стенки сопла к оси. Для учета неоднородности течения газа на срезе сопла вводим обобщенные соотношения газодинамических функций на случай радиальной составляющей скорости ($\alpha \neq 0$):

$$q(\lambda, \alpha) = q(\lambda) \cos \alpha, \tag{4}$$

$$z(\lambda, \alpha) = \frac{1}{\cos \alpha} \left[\left(\frac{2\kappa}{\kappa + 1} \cos^2 \alpha - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right) \lambda + \frac{1}{\lambda} \right]. \tag{5}$$

Течение газа в сопле, например коническом, с углом наклона стенки к оси β_a , можно рассматривать как область течения из источника, заключенного между осью сопла и крайней струйкой, наклоненной к оси под углом β_a . Углы наклона струек газа по сечению меняются от нуля на оси сопла до значений β_a у стенки. Среднее значение угла наклона на выходе из сопла запишется уравнением

$$\cos \alpha = (1 + \cos \beta_a) / 2. \tag{6}$$

Параметры во входном сечении ПВР, эквивалентной соплу, λ_0 и f_0 находим по известным па-

раметрам газа на срезе сопла из уравнений (2) и (3). Эти уравнения преобразуются с учетом (4) и (5) и имеют вид

$$q(\lambda) = \frac{1}{\sigma f} q(\lambda_a, \alpha), \quad (7)$$

$$z(\lambda) = z(\lambda_a, \alpha) + \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \frac{f-1}{\Pi_H q(\lambda_a, \alpha)}. \quad (8)$$

Рассчитанные значения параметров во входном сечении ПВР, эквивалентной соплу, по уравнениям (7) и (8) соответствуют случаю, когда ПВР вырождается, и ее выходное сечение сливается со срезом раструбы сопла ($\lambda_c = \lambda_a$). В этом случае имеет место минимальное значение Π_H , ниже которого решение системы уравнений (7) и (8) отсутствует. При дальнейшем снижении Π_H λ_c и f_c уменьшаются, что будет соответствовать меньшему поперечному сечению среза сопла и выходное сечение ПВР должно сместиться внутрь раструбы. Сечение с параметрами λ_c и f_c является входным для ПСК. Следовательно, ПСК смещается внутрь раструбы сопла, оказываясь присоединенным к его стенкам внутри, что наблюдается как отрыв потока от стенок сопла на срезе. При дальнейшем снижении Π_H ПСК движется внутри сопла в направлении к критическому сечению, его осевой размер (толщина) непрерывно уменьшается. При достижении критического значения Π_H ПСК устанавливается в критическом сечении сопла, а он сам вырождается, превращаясь в плоскую волну разрежения-сжатия с толщиной, равной нулю.

В общем случае для ПВР, эквивалентной раструбу сопла, $1,0 < \lambda_0 < \lambda_a$, при очень больших Π_H $\lambda_0 \rightarrow \lambda_a$ [3]. В рассматриваемом случае решение уравнений (7) и (8) показывает, что предельному минимальному значению Π_H соответствует скорость на входе в ПВР, эквивалентной соплу, $\lambda_0 = 1,0$.

Итак, условия существования ПВР, эквивалентной раструбу сопла с параметрами газа на срезе λ_a , β_a , F_a , будут следующие: входное сечение одномерное $\lambda_0 = 1,0$, его площадь $F_0 = F_{кр}$; параметры выходного сечения соответствуют параметрам среза сопла, т.е. $\lambda_c = \lambda_a$; $\beta_c = \beta_a$; $F_c = F_a$. Этим параметрам ПВР соответствует минимально возможное значение располагаемого перепада давлений Π_H . Для определения значения Π_H , соответствующего отрыву потока, воспользуемся уравнением (8). В этом уравнении известны параметры газа во входном и выходном сечениях ПВР, единственное неизвестное – Π_H . Выберем в качестве начального сечения вход-

ное сечение ПВР с параметрами $\lambda_0 = 1,0$ и $F_0 = F_{кр}$, тогда $z(\lambda_0) = 2$; $f_a = F_a / F_{кр}$. Выразим из уравнения (8) зависимость располагаемого перепада давлений

$$\Pi_H = \frac{p_k}{p_H} = \frac{f_a - 1}{\left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} [z(\lambda_a, \alpha) - 2]}. \quad (9)$$

Известно, что течение газа по каналу раструбы сопла происходит под действием перепада давлений

$$\Pi_a = \frac{p_k}{p_a} = 1 / \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_a^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}. \quad (10)$$

Отношение уравнений (9) и (10) дает выражение базового предельного теоретического отношения давлений при отрыве

$$m_0 = \frac{\Pi_a}{\Pi_H} = \frac{p_H}{p_a}. \quad (11)$$

Расчеты с использованием базового решения имеют удовлетворительную сходимость результатов с экспериментом в области малых чисел Маха на срезе сопла ($M_a \sim 2,0$) [2]. Поведение линии регрессии опытных значений, вычисленных, например, по эмпирической формуле И.П. Некрасова, и базовой теоретической кривой представляют собой «ножницы». Пересечение их образует локальную область, в которой находится точное решение (11). При удалении от этой локальной области вправо или влево абсолютное значение отклонений теории и эксперимента возрастают. Сравнение и анализ этих отклонений показывает на правильность базового теоретического решения только для одного единственного случая, соответствующего второму критическому режиму истечения.

При исследованиях сверхзвуковых струй установлен второй критический режим, когда в струе возникает кризис, с наступлением которого не изменяется средняя переносная скорость в бочке [3]. Второй критический режим наступает, когда отношение давлений на срезе сопла и окружающей среды равно критическому. Истечение из сопла происходит в неподвижную среду, поэтому давление p_H одновременно является полным. Тогда условие появления второго критического режима запишется уравнением

$$m_0^* = 1/\pi(1). \quad (12)$$

Многочисленные экспериментальные исследования отрывных течений позволили установить, что отношение p_2/p_1 не зависит от типа отрывного течения в сверхзвуковом потоке. Это отношение является обобщенной закономерностью отрывных течений при различных случаях взаимодействия (течения в соплах, обтекание тупого угла, крылово-

го профиля и т.д.). В литературе [1, 4, 5] p_2/p_1 называют *критическим перепадом, критическим отношением давлений*. Выражения (11) и (12) являются предельными отношениями давлений на ПСК, которые предшествуют отрыву потока от стенок сопла. Оба они предельные, но выражение (12) является, кроме того, критическим.

Предлагается режим отрыва характеризовать термином *предельное отношение давлений*. Частный случай предельного отношения давлений – *критическое предельное отношение давлений*.

Значения критического предельного отношения давлений и соответствующие ему числа Маха на срезе сопла приведены в табл. 1. Расчет проводился для газов: продукты сгорания ракетных топлив ($\kappa = 1,15$; $\kappa = 1,25$), воздуха ($\kappa = 1,40$) и углекислого газа ($\kappa = 1,67$) для сопла с углом наклона стенки к оси сопла на выходе $\beta_a = 0^\circ$.

Таблица 1

Значения критического предельного отношения давлений на срезе сопла $\beta_a = 0^\circ$ для газов с различными отношениями теплоемкостей

κ	$(p_n/p_a)^*$	M_a^*
1,15	1,744	1,964
1,25	1,802	2,019
1,40	1,893	2,100
1,67	2,055	2,246

2. Введение поправки на турбулентность потока

При разработке базовой модели не учитывалась вязкость и динамические свойства потока, влияющие на отрыв его от стенок сопла. Сравнение теоретических и опытных данных за пределами критического режима позволяет выделить следующие особенности. При $M_a < M_a^*$ (турбулентность потока выше его турбулентности на критическом режиме) – для отрыва требуется большее противодавление внешней среды ($m_{оп} > m_o$). В случае $M_a > M_a^*$ потребное для отрыва противодавление снижается $m_{оп} < m_o$. В качестве поправочного коэффициента выберем отношение числа Рейнольдса на срезе сопла рассматриваемого режима к числу Рейнольдса критического режима, когда теоретические и экспериментальные значения предельных отношений давлений совпадают.

Исходя из этого, запишем действительное предельное отношение давлений с учетом поправки на турбулентность

$$m = m_o \frac{Re_a}{Re_a^*} \tag{13}$$

Здесь числа Рейнольдса вычисляются по параметрам газа на срезе сопла.

$$\frac{Re_a}{Re_a^*} = \frac{\rho_a w_a}{(\rho_a w_a)^*} \frac{D_a \eta_a^*}{D_a^* \eta_a} \tag{14}$$

Преобразуем выражение (14), используя газодинамические функции и заменяя отношение вязкостей через отношение температур в степени $1/2$. Окончательно получим

$$\frac{Re_a}{Re_a^*} = \sqrt{\frac{q(\lambda_a) \tau(\lambda_a^*)}{q(\lambda_a^*) \tau(\tau_a)}} \tag{15}$$

Действительное предельное отношение давлений при отрыве газового потока от стенок сопла следует рассчитывать по уравнению (11) с учетом поправки на турбулентность потока, вычисленной по уравнению (15).

О применимости разработанной модели. Величина предельного отношения p_2/p_1 принята в качестве обобщенной закономерности отрывных течений [1]. Учитывая это, полученные уравнения могут быть использованы в расчетах отрыва косоугольного скачка уплотнения в следующих типах сверхзвуковых течений: обтекания тупого угла, уступа, крылового профиля при вдуве газа в пограничный слой, а также отрыва протяженного скачка на срезе и внутри раструбы конического и профилированного сопла, где угол наклона стенки превышает 15° .

3. Анализ результатов расчетов

Используя предлагаемую теорию, вычислим параметры отрыва потока в сверхзвуковых конических соплах. Исходные данные: вид рабочего тела (отношение теплоемкостей), степень расширения газа (число Маха на срезе сопла), угол наклона стенки сопла к оси (β_a).

На рис. 1 приведены кривые изменения предельного отношения давлений в зависимости от числа Маха (M_a) при различных углах β_a . Расчет предельного отношения давлений проводился для сопел с параметрами срез $M_a = 1, 0...3, 75$; $\beta_a = 0...30^\circ$. Рабочее тело – воздух ($\kappa = 1,40$)

С возрастанием числа Маха отрыв возможен при повышенном противодавлении окружающей среды. По значениям угла наклона стенки сопла происходит расслоение кривых. Как видно из графиков, при $M_a = const$ с увеличением β_a противодавление, соответствующее началу отрыва потока от стенок сопла, снижается.

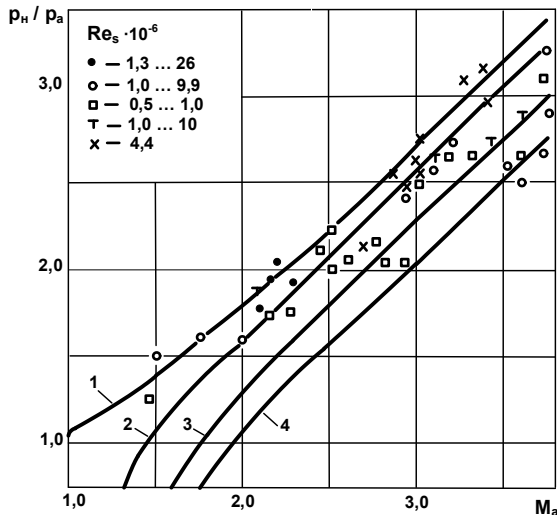


Рис. 1. Зависимость предельного отношения давлений на скачке от числа Маха и угла наклона стенки сопла к оси: 1 – 0°, 2 – 15°, 3 – 25°, 4 – 30°; рабочее тело – воздух, экспериментальные точки взяты из работы [5]

Здесь же на графике нанесены экспериментальные точки, полученные при продувках воздухом конических сопел для различных значений турбулентности пограничного слоя на стенке сопла в месте отрыва потока (Re_s). Данные экспериментов взяты из работы [5]. К сожалению, в данных отсутствуют сведения об углах β_a продуваемых сопел. Разброс экспериментальных точек укладывается в диапазон реальных исходных параметров. В работе [4] указано, что турбулентность пограничного слоя не оказывает влияния на отношение давлений в косом скачке уплотнения. Как видим, это подтверждается и для ПСК (см. рис. 1).

Из расчетов следует, что отрыв потока от стенок сопла может иметь место не только при режиме $p_a < p_n$, но и при других режимах. В этом случае отрыв может произойти под влиянием изменения конструктивного параметра сопла – угла наклона стенки сопла к оси.

Предельные значения углов β_a и M_a при давлении в сечении отрыва $p_a = p_n$ приведены в табл. 2. Здесь же указаны располагаемые перепады давлений, при которых наступает отрыв. При больших значениях угла β_a , в случае вхождения ПСК внутрь сопла, в сечении отрыва могут наблюдаться расчетный режим, и даже режим недорасширения (см. нижние ветви кривых при малых значениях чисел Маха на рис. 1). Указанные режимы в сечениях отрыва будут иметь место в профилированных соплах, так как в них угол наклона стенки при движении от среза сопла к критическому сечению возрастает.

Таблица 2

Предельные режимы течения в сопле с углом наклона стенки к оси β_a в случае $p_a = p_n$ (рабочее тело – воздух)

β_a, \dots°	M_a	Π_n
5,0	1,21	2,47
10,0	1,33	2,87
15,0	1,46	3,45
20,0	1,61	4,29
25,0	1,78	5,58
30,0	1,99	7,75

4. Проверка теории на адекватность

В целях проверки адекватности разработанной теории проводились расчеты предельного отношения давлений для ПСК по уравнениям модели (m_T). Результаты вычислений сравнивались с экспериментальными данными ($m_{оп}$) формулы И.П. Некрасова:

$$\lg \frac{p_2}{p_1} = 0,16M_a - 0,072 \quad (16)$$

и формулы Геда

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{1 + 0,2M_a^2}{1 + 0,128M_a^2} \right)^{3,5} \quad (17)$$

В табл. 3 приведены процентные отклонения значений p_2/p_1 , вычисленные по формулам (16) и (17), от теоретических при различных значениях β_a .

Таблица 3

Относительные отклонения предельного отношения давлений на скачке (рабочее тело – воздух)

Формула	(16)	(17)	(16)	(17)	(16)	(17)
β_a, \dots°	0,0		5,0		10,0	
M_a	Относительная погрешность γ , %					
1,5	4,302	7,244	7,400	10,430	17,485	20,799
2,0	-2,012	1,905	-0,823	3,142	2,925	7,039
2,5	-5,657	-3,195	-4,908	-2,427	-2,559	-0,017
3,0	-6,505	-8,190	-5,924	-7,619	-4,104	-5,831
3,5	-4,678	-12,91	-4,170	-12,44	-2,578	-10,99
4,0	-0,335	-17,23	0,144	-16,83	1,647	-15,58
4,5	6,436	-21,13	6,913	-20,77	8,409	-19,66

Эти формулы взяты из работы [4]. К сожалению, в них не отражено влияние угла наклона стенки сопла на параметры отрыва. Отклонения от теоретических значений вычисляли по уравнению $\gamma = (m_{оп} - m_T)/m_T$.

Результаты анализа данных, приведенных в табл. 3 и на рис. 1, позволяют сделать вывод об адекватности теории, хорошем согласовании ее с экспериментом (особенно с формулой И.П. Некрасова).

Выводы

1. Дано определение понятий ПВР (протяженная волна разрежения) и ПСК (протяженный скачок уплотнения) и сформулированы основные условия существования ПВР, которые соответствуют отрыву потока от стенок сопла.

2. Установлены параметры критического режима и введена поправка на отклонение турбулентностей рассматриваемого и критического режимов.

3. Установлены некоторые особенности отрывных течений в профилированных соплах.

4. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментом.

Литература

1. Алемасов В.Е. Теория ракетных двигателей / В.Е. Алемасов, А.Ф. Дрегалин, А.П.Тишин. – М.: Машиностроение, 1980. – 533 с.

2. Спесивцев В.В. Новый подход к теории отрыва струи ракетного двигателя от стенки сопла на режимах перерасширения / В.В. Спесивцев, Ю.В. Спесивцева // *Авиационно-космическая техника и технология*. – 2007. – № 3(39). – С. 79-84.

3. Спесивцев В.В. Геометрические характеристики ударно-волновой структуры и параметры газа первой бочки сверхзвуковой струи / В.В. Спесивцев // *Авиационно-космическая техника и технология*. – 2008. – №5(52). – С. 72-76.

4. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика / Г.Н.Абрамович. – М.: Наука, 1969. – 624 с.

5. Веницкий А.М. Ракетные двигатели на твердом топливе / А.М. Веницкий. – М.: Машиностроение, 1973. – 347 с.

Поступила в редакцию 27.10.2009

Рецензент: д-р техн. наук, проф., зав. отделом В.В. Соловей, институт проблем машиностроения НАН Украины, Харьков, Украина.

НЕОБХІДНІ ТА ДОСТАТНІ УМОВИ ВІДРИВУ СТРУМЕНЯ ВІД СТІНОК СОПЛА НА РЕЖИМІ ПЕРЕРОЗШИРЕННЯ

В.В.Спесивцев

На основі введеного поняття протяжлива хвиля розрідження (ПХР) побудована модель відривного плинину в надзвуковому соплі. Розроблені основні умови існування ПХР при відриві потоку. Установлено, що розрахунки по розробленій теорії збігаються з експериментом тільки у випадку настання критичного режиму. Проведено виправлення на відхилення турбулентності потоку в перетині відриву від турбулентності критичного режиму. Теорія дозволяє враховувати вплив складу газу і його неосьового виходу із сопла в місці відриву. Установлено деякі особливості відривного плинину в профільному соплі. Порівняння теорії з експериментальними дослідженнями указують на гарну збіжність результатів. У реальних діапазонах чисел Маху і кутів нахилу стінки сопла до осі середні абсолютні відхилення граничних відносин тисків на стрибку не перевищують 6%.

Ключові слова: ракетний двигун, розтруб сопла, режим перерозширення, вільний струмінь, відрив потоку, критичний режим.

THE NECESSARY AND SUFFICIENT CONDITIONS OF DETACHING OF JET FROM NOZZLE WALLS ON OVEREXPANSION BEHAVIOUR

V.V. Spesivtsev

On basis of the brought in concept lengthy depression wave (LDW) the model of detached flow in supersonic nozzle has been built. The basic conditions of LDW existing under flow detaching have been processed. It was ascertained the calculations of processed theory agree with experiment only in case of critical behaviour approaching. The correction on deviation of flow turbulence in detach section from turbulence of critical behaviour has been brought in. The theory allows to take account of influence of gas composition and its off-axis outlet from nozzle in the detach point. Some features of detached flow in shaped nozzle have been ascertained. The comparison of theory with experimental researches points at good convergence of results. At real range of Mach number and angles of slope of nozzle wall to axis the mean absolute deviations of extreme pressure ratios on the jump don't exceed 6%.

Keywords: rocket engine, nozzle diffuser, overexpansion behaviour, free jet, detaching of flow, critical behaviour.

Спесивцев Виктор Васильевич – канд. техн. наук, доцент, доцент кафедры ракетных двигателей Национального аэрокосмического университета им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков, Украина.