

Если $\Omega=0$, то (1) может быть получено из усреднения уравнения Бернулли. Из усредненного по θ кинематического условия на поверхности жидкости η имеем

$$\frac{\partial \eta_c}{\partial t} + \frac{\partial (U(H_1)\eta_c)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (HU_c) = - \frac{\partial}{\partial x} \left\langle \Omega \eta^2 + \eta \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right\rangle \quad (2)$$

Уравнение (2) — это закон сохранения массы при распространении поверхностной волны.

В стационарном приближении $\partial/\partial t=0$ уравнения (1)–(2) интегрируются:

$$u_c = \frac{1}{\beta} \left\langle g \left(\Omega \eta^2 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \eta \right) - U(H_1) \left(\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right) \right\rangle \quad (3)$$

$$\eta_c = - \frac{1}{\beta} \left\langle U(H_1) \left(\Omega \eta^2 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \eta \right) - H \left(\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right) \right\rangle \quad (4)$$

$$\beta = U(H_1)^2 - gH - \Omega U(H_1)$$

Из (3) и (4) следует, что при $\beta \rightarrow 0$ u_c и η_c неограниченно нарастают. Этот факт можно пояснить из следующих соображений. Пусть правые части в (1) и (2) равны нулю, а u_c и η_c изменяются по гармоническому закону пропорционально $e^{i(\gamma t - \alpha x)}$. Тогда (1) и (2) описывают длинные волны на медленно изменяющемся потоке, частоты которых равны $\gamma_{1,2} = kU(H_1) + (\Omega \pm \sqrt{\Omega^2 + 4gH})/2$, где плюс соответствует волне с γ_1 , распространяющейся по потоку, минус — волне с γ_2 , бегущей против потока. В точке, где $\beta=0$, $\gamma_2=0$. Правые части в (1), (2) — это внешние силы, возбуждающие длинные волны на потоке. Так как высокочастотные пакеты стационарны, то частота внешней силы там, где $\beta=0$, совпадает с частотой собственных волн в такой системе (резонансное возбуждение средних полей). Если основной поток однороден по глубине, $\Omega=0$, то резонанс будет в точке, где $Fg=1$. Неограниченное нарастание u_c и η_c связано с тем, что не учитывается изменение амплитуды высокочастотной волны, вызванное возбуждением средних полей. Течение, представленное на фигуре, аналогично дозвуковому истечению газа из резервуара через сопло Лавалля [3]. Числу Фруда соответствует здесь число Маха $M=U/c$ (U — скорость потока, c — скорость звука). По-видимому, высокочастотные акустические волны будут существенно изменять характеристики основного потока в области, где число Маха близко к 1.

Приведем оценку изменения числа Fg для однородного по вертикали потока в случае, когда u_c и η_c малы настолько, что изменением амплитуды высокочастотной волны можно пренебречь. Считаем $u_c \ll U$, $\eta_c \ll H$:

$$\Delta F_{g1,2} = \frac{\mp Fr^3}{1 - Fr^2} \sqrt{kH} \operatorname{th} kH \left((2 + Fr^2) \operatorname{cth} kH \mp 3 Fr \frac{\sqrt{kH} \operatorname{th} kH}{\operatorname{sh}^2 kH} \right) \left(\frac{a}{H} \right)^2$$

Пусть $Fg=0,9$, $kH=1$, $a/H=0,1$ ($ka=0,1$). Тогда $\Delta F_{g1}=-0,065$, $\Delta F_{g2}=0,175$. Если волна малой амплитуды $ka=0,1$ распространяется против потока, то она дестабилизирует течение — в этом случае $Fg_2=1,075$, если по потоку, то стабилизирует: $Fg_1=0,835$. Например, если глубина потока будет 0,5 м, то $Fg=0,9$ соответствует скорости $U=2$ м/с, а рассчитанные изменения числа Fg будут возможны при амплитуде поверхностной волны 0,05 м.

ЛИТЕРАТУРА

1. Островский Л. А. Величины второго порядка в бегущей звуковой волне. — Акуст. ж., 1968, т. 14, № 1, с. 82–89.
2. Jonsson I. G., Brink-Kjaer O., Thomas G. P. Wave action and set-down for waves on shear current. — J. Fluid Mech., 1978, v. 87, № 3, p. 401–416.
3. Дейли Дж., Харлеман Д. Механика жидкости. М.: Энергия. 1971. 480 с.

Горький

Поступила в редакцию
3.VIII.1981

УДК 533.6.011:629.7.024

ДОННОЕ ДАВЛЕНИЕ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ ПРИ ВДУВЕ ГАЗА ЧЕРЕЗ ИХ ПОВЕРХНОСТЬ В СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК

ЗАХАРЧЕНКО В. Ф., КАРДАНОВ Ю. К.

Одной из важных задач аэромеханики больших скоростей является исследование донного давления и течения в следе за телами вращения в условиях поверхностного массообмена.

Проведенные авторами тщательные экспериментальные исследования обтекания тел вращения при наличии на их поверхности поперечного потока массы, особенно при малой интенсивности вдува, позволили получить новые данные по зависимости донного давления от основных определяющих параметров, расширяющие и уточняющие

щие современное представление о механизме влияния поверхностного массообмена на донное давление и его связи с состоянием пограничного слоя.

В работе для больших сверхзвуковых скоростей приведены результаты экспериментальных исследований зависимости донного давления p_d моделей заостренных и затупленных конусов от чисел Маха M_∞ , Рейнольдса Re_∞ , интенсивности массообмена $(\rho V)_j = (\rho V)_j / (\rho V)_\infty$ и степени затупления конусов $r^\circ = r / r_m$. Здесь ρ , V — плотность и скорость набегающего или поперечного потока газа; r — радиус затупления; r_m — радиус миделева (донного) сечения тела; индексы ∞ , j соответствуют невозмущенному набегающему потоку и поступающей в него от поверхности тела дополнительной массе газа или жидкости с секундным расходом $m_j = (\rho V F)_j$; F — площадь.

Результаты работы отличаются от принятого представления о том, что массообмен на боковой поверхности тел вращения приводит к возрастанию донного давления при сверхзвуковых скоростях, независимо от интенсивности массообмена [1, 2]. Именно это отличие послужило основанием для проведения тщательного исследования.

Массообмен имитировался распределенным вдувом «холодного» воздуха (отношение удельных теплоемкостей $k_j = 1,4$, температура торможения $T_{0j} = 288$ К) через пористые проницаемые лобовые и боковые поверхности моделей, изготовленных спеканием из порошка оловянистой бронзы [3]. Модели имели следующие геометрические параметры: относительный радиус затупления $r^\circ = 0, 0,2, 0,33, 0,5$; угол полураствора конуса $\beta_k = 10^\circ$; относительная длина $L^\circ = L / r_m = 5,66, 4,74, 4,10, 3,30$; относительный радиус донной державки $r_1^\circ = r_1 / r_m = 0,33$; $r_m = 0,03$ м. Плоская донная поверхность каждой модели была дренирована в восьми точках для измерения распределения давления с помощью малоинерционных индуктивных датчиков типа ДМИ, обеспечивающих точность $\pm (2,5-3,0)\%$ от диапазона измерения. Дренажные отверстия (приемники давления) были расположены в различных меридианальных сечениях донного среза $\varphi = 0, 45, 90, 135, 180, 270^\circ$ на трех окружностях с относительными радиусами $r_2^\circ = r_2 / r_m = 0,42, 0,63, 0,92$.

Эксперименты проведены в аэродинамической трубе с воздушным потоком изменяемой плотности ($k_\infty = 1,4$, $T_{0\infty} = 288$ К) и рабочей частью квадратного сечения $0,6 \times 0,6$ м. Параметры потока принимали соответственно значения: $M_\infty = 3,01, 4,03, 5,12$; $Re_\infty = 3,1 \cdot 10^6 - 4 \cdot 10^7, 7 \cdot 10^8, 1,2 \cdot 10^7$ (1/м). Угол атаки моделей $\alpha = 0$. Относительная интенсивность вдува варьировалась в пределах $(\rho V)_j^\circ = 0-0,11$. Ввиду малости абсолютной величины донного давления была проведена тарировка инерционности дренажных магистралей; в процессе экспериментов перед каждым замером осуществлялась выдержка по времени порядка 60–90 с для установления измеряемой величины p_d .

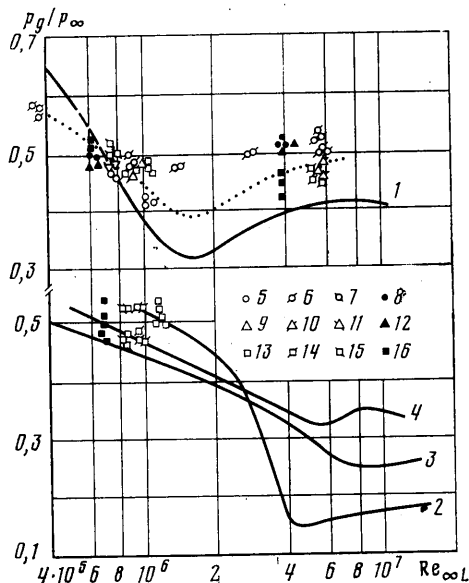
О особой тщательностью измерения донного давления производились в диапазоне интенсивностей вдува $(\rho V)_j^\circ < 0,015$, при которых по данным предварительных исследований по мере увеличения $(\rho V)_j^\circ$ величина p_d / p_∞ при различных значениях M_∞ и Re_∞ могла либо увеличиваться, либо уменьшаться и затем вновь возрастать, либо оставаться практически неизменной. В порядке контроля достоверности обнаруженных закономерностей кроме повторных измерений были проведены специальные эксперименты, в которых при отсутствии вдува исследовалось обтекание моделей с различным состоянием поверхности — непроницаемая гладкая, непроницаемая и проницаемая шероховатая. Шероховатость исследованных моделей естественная, обусловленная технологией изготовления пористых оболочек, и оценивается величиной $\pm (30-50)$ мкм [3]. Шероховатость поверхности гладких моделей составляла $\pm (8-10)$ мкм. Непроницаемая шероховатая поверхность получалась путем изоляции внутренней полости модели от пористой оболочки с помощью тонкостенной экраняющей рубашки, которая предотвращала перетекание газа из внешней среды внутрь модели или наоборот. Одновременно результаты этих экспериментов должны были дать ответ на вопрос, имеют ли место искажения донного давления при $(\rho V)_j^\circ = 0$ в результате возможного проникновения некоторой части массы газа внешнего потока внутрь полости модели через ее пористую оболочку, особенно на лобовом участке поверхности с повышенным давлением за головной ударной волной.

Одной из самых важных характеристик обтекания, определяющих уровень донного давления, является состояние пограничного слоя на поверхности тела, поэтому часто препятствием для глубокого анализа результатов экспериментальных исследований служит отсутствие достоверных зависимостей вида $p_d / p_\infty = f(Re_\infty)$ для исследуемого диапазона значений M_∞ и тел конкретной геометрии. В настоящей работе использованы подобные зависимости, полученные авторами экспериментальным путем или заимствованные из различных источников и приведенные на фиг. 1. Кривая 1, справедливая при $M_\infty = 2,84-2,91$ для цилиндра с конической передней частью, удлинением $L^\circ = 6,2$ и углом $\beta_k = 30^\circ$ [4], удовлетворительно согласуется с полученными результатами измерений для острого и затупленных конусов при $(\rho V)_j^\circ = 0$ и значениях $Re_{\infty L} = (0,61-1,05) \cdot 10^6, (3,95-5,67) \cdot 10^6$. Кривые 2, 3, 4 относятся к конусам с углом $\beta_k = 10^\circ$ и степенью затупления $r^\circ = 0, 0,3, 0,6$ соответственно, получены в результате измерений давления на донной поверхности ($r_2^\circ \geq 0,25$) моделей, установленных в аэродинамической трубе при $M_\infty = 4,0$ [5], и совпадают с экспериментальными данными настоящей работы в диапазоне $Re_{\infty L} = (0,70-1,19) \cdot 10^6$. Пунктир-

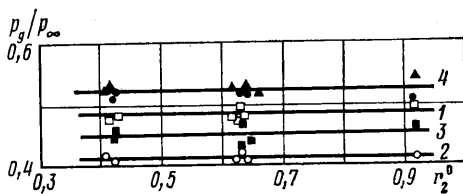
ная кривая обобщает результаты измерений при числе $M_\infty=3,01$, для конуса с углом $\beta_k=10^\circ$ и затуплением $r^\circ=0,2$. Здесь и на фиг. 2 принята следующая система обозначения полученных данных: пористая проницаемая поверхность — 5, 6, 7, 8; пористая непроницаемая — 9, 10, 11, 12; гладкая — 13, 14, 15, 16; $r^\circ=0,5$ — 8, 12, 16; $r^\circ=0,33$ — 7, 11, 15; $r^\circ=0,2$ — 6, 10, 14; $r^\circ=0$ — 5, 9.

Шероховатость поверхности тела при отсутствии массообмена может оказывать различное воздействие на параметры ближнего следа в зависимости от характера течения в пограничном слое, который будем оценивать с помощью данных фиг. 1. Как показали результаты специальных экспериментов при $M_\infty=3,01$, донное давление для острого конуса с гладкой поверхностью при значении $Re_{\infty L}=1,05 \cdot 10^6$, соответствующем концу ламинарного режима обтекания, оказывается выше, чем у такого же тела с шероховатой поверхностью (фиг. 2, кривые 1, 2), что объясняется турбулизирующим влиянием шероховатости. Однако в случае, когда исходное состояние пограничного слоя на гладкой поверхности конуса с затуплением $r^\circ=0,5$ при числе $Re_{\infty L}=3,95 \cdot 10^6$ ближе к концу переходного режима обтекания, дальнейшая турбулизация, вызываемая шероховатостью поверхности (сдвиг вперед точки перехода, утолщение пограничного слоя), должна привести к некоторому повышению донного давления, что и происходит в действительности (фиг. 2, кривые 3, 4).

При ламинарном и переходном режимах обтекания донное давление для модели с затуплением $r^\circ=0,3$, установленной в аэродинамической трубе на донной державке ($r_1^\circ=0,25$), оказывается завышенным по сравнению с результатами, которые дают испытания в свободном полете [5, 6], что свидетельствует об иска-



Фиг. 1



Фиг. 2

жающем влиянии державки. Данные настоящего исследования, полученные с помощью державки относительного радиуса $r_1^\circ=0,33$, очевидно, также отличаются от истинного донного давления. Для более объективной оценки влияния распределенного вдува газа на изменение p_d/p_∞ экспериментальные данные представлены в виде отношения $K_j = (p_d/p_\infty)_j / (p_d/p_\infty)_0$, где индексы j , 0 обозначают наличие или отсутствие вдува. Это отношение не следует заменять на более простое p_{dj}/p_{d0} , с помощью которого невозможно учесть колебания величины p_∞ как в процессе одного эксперимента в аэродинамической трубе, так и при повторных экспериментах.

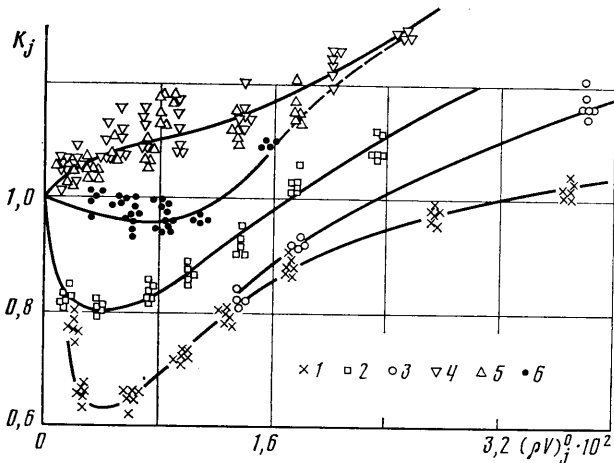
Зависимость донного давления от первоначального состояния пограничного слоя очень важна для понимания механизма изменения p_d/p_∞ под влиянием распределенного вдува. Именно с ней связаны особенности, возникающие в диапазоне интенсивностей вдува $(\rho V)_j^\circ < 0,015$, в котором возможно понижение донного давления, достигающее для модели с затуплением $r^\circ=0,2$ при числах $M_\infty=5,12$, $Re_{\infty L}=1,73 \cdot 10^6$ половины величины $(p_d/p_\infty)_0$.

Такое явление не было обнаружено по результатам известных исследований при различных значениях относительного расхода $m_j^\circ = m_j / (\rho V F)^\circ$ и других параметров [1, 7, 8]. Анализ этих результатов показывает, что ряд экспериментальных точек для конуса с углом $\beta_k=9^\circ$ [1] при ламинарном режиме течения ($Re_{\infty L} < 1,8 \cdot 10^7$, $M_\infty = 20-22$) и средней интенсивности массообмена ($m_j^\circ=0,014$) лежит ниже точек при слабом массообмене ($m_j^\circ=0,007$). Аналогично этому результаты измерения давления на донной поверхности конуса с углом $\beta_k=8^\circ$ при $M_\infty=20$, $Re_{\infty L}=1 \cdot 10^6$, $r_2^\circ=0,54$ и значениях параметра $m_j^\circ=0,01$; 0,05, соответствующих средней и высокой степени массообмена, составляют лишь 0,87–0,91 величины донного давления при $m_j^\circ=0$ [8]. Однако принято считать, что поперечный поток массы на поверхности тела вращения увеличивает его донное давление, независящее от интенсивности массообмена.

Механизм увеличения p_d/p_∞ описывается в литературе следующим образом. Подвод массы газа в пограничный слой приводит к утолщению ламинарного под-

слоя, что ведет к оттеснению внешнего невязкого течения и эквивалентно увеличению угла раствора конуса. С возрастанием полуугла при вершине конуса до значений β_k , при которых головная ударная волна остается присоединенной, местное число Маха на поверхности тела уменьшается, а статическое давление на боковой и донной поверхностях увеличивается. Утолщенный пограничный слой смывается в область ближнего следа за телом, стремится расширить горло следа и сдвинуть его вниз по потоку, изменяя угол расширения следа. Происходит псевдоламинаризация донного течения, также сопровождающаяся повышением донного давления [1, 2].

Предположим теперь, что псевдоламинаризации и заметному увеличению эквивалентного угла полураствора конуса предшествует этап слабого турбулизирующего влияния поперечного потока массы при вдуве малой интенсивности. Тогда по аналогии с рассмотренным выше влиянием шероховатости поверхности вдув может привести к различным последствиям в зависимости от исходного состояния пограничного слоя, которое будем оценивать с помощью данных фиг. 1.



Фиг. 3

Представленные на фиг. 3 результаты экспериментальных исследований для одной из моделей ($\beta_k=10^\circ$, $r^\circ=0,2$), установленной на тонкой донной державке ($r_i^\circ=0,238$) показывают, что в случае $M_\infty=3,01$ при значениях $Re_{\infty L}=4,5 \cdot 10^5$ (обозначение 1), $6,8 \cdot 10^5$ (2), $9,1 \cdot 10^5$ (3) или $5,67 \cdot 10^6$ (6), относящихся к первоначально ламинарному или полностью турбулентному пограничному слою, вдув малой интенсивности $(\rho V)_j^\circ \leq (0,005-0,010)$ приводит к уменьшению донного давления и коэффициента K_j . По мере увеличения интенсивности вдува сверх указанных значений $(\rho V)_j^\circ$ начинают проявляться эффекты, связанные с ростом толщины пограничного слоя и его псевдоламинаризацией. В результате донное давление начинает возрастать. При значениях $Re_{\infty L}=1,36 \cdot 10^6$ (4), $2,83 \cdot 10^6$ (5), относящихся к восходящей ветви зависимости $p_k/p_\infty=f(Re_{\infty L})$ на участке переходного режима обтекания, донное давление, как и следовало ожидать, возрастает с увеличением интенсивности вдува. При $(\rho V)_j^\circ > 0,05$ величина K_j для всех значений $Re_{\infty L}$ изменяется слабо.

Можно отметить, что, во-первых, снижение p_k/p_∞ в области массообмена малой интенсивности является более существенным при первоначально ламинарном обтекании, чем при турбулентном. Во-вторых, с уменьшением значений $Re_{\infty L}$ в рассмотренном диапазоне минимум величины донного давления сдвигается в область меньших интенсивностей вдува, а диапазон величин $(\rho V)_j^\circ$, при которых коэффициент K_j остается меньше единицы, расширяется. В-третьих, увеличение степени затупления конуса также ведет к сдвигу точки минимума K_j в область меньших значений $(\rho V)_j^\circ$.

Качественно такие же результаты получены при числах $M_\infty=4,03, 5,12$.

Таким образом, при слабом вдуве газа турбулизация пограничного слоя оказывает более существенное влияние на изменение донного давления, чем эффекты утолщения погранслоя и его псевдоламинаризации. При оценке величины донного давления тел вращения в условиях поверхностного массообмена в числе определяющих параметров следует учитывать не только интенсивность вдува, но и исходное состояние пограничного слоя на боковой поверхности. Этот вывод подтверждается полученными экспериментальными данными, позволяет уточнить известные представления о природе воздействия массообмена на поверхности тел вращения на их донное давление, дает ключ к пониманию сути обнаруженных особенностей изменения p_k/p_∞ в исследованных диапазонах определяющих параметров: $r^\circ=0-0,5$; $\beta_k=10^\circ$; $M_\infty=3,01-5,12$; $Re_{\infty L}=(0,45-5,67) \cdot 10^6$; $(\rho V)_j^\circ=0-0,11$; $\alpha=0$.

В заключение подчеркнем, что в данной работе не было отмечено систематических радиальных градиентов донного давления или существенного влияния проницаемости оболочек моделей на установившуюся величину p_d/p_∞ при отсутствии вдува (фиг. 2). Отличие давления на донной поверхности в точках с различными угловыми и радиальными координатами φ и r_2° в экспериментах со вдувом не превышало разброса данных, показанного на фиг. 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кассанго, Хойт. Результаты летных испытаний, показывающие влияние добавки массы за счет абляции на донное давление.— Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 9, с. 210–212.
2. Швец А. И., Швец И. Т. Газодинамика ближнего следа. Киев: Наук. думка, 1976, с. 195–196.
3. Захарченко В. Ф., Витушкин В. В. Влияние различных параметров на характеристики оболочек с проницаемой поверхностью.— Изв. вузов. Машиностроение, 1975, № 11, с. 23–27.
4. Чжен П. К. Отрывные течения, т. 3. М.: Мир, 1973, с. 22.
5. Кассанго. Результаты измерений донного давления на свободно летающих и подвешенных моделях при $M_\infty=4$.— Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 7, с. 239–242.
6. Кассанго, Расмуссен, Коутс. Установление зависимости для донного давления в свободном полете при числе Маха от 4 до 19.— Ракетная техника и космонавтика, 1969, т. 7, № 6, с. 193–196.
7. Балмер. Влияние на донное давление низких скоростей абляции теплозащитного экрана при летных испытаниях возвращаемого аппарата.— Ракетная техника и космонавтика, 1972, т. 10, № 12, с. 185–186.
8. Бэрт. Результаты летных испытаний по измерению донного давления острых 8° -ных конусов.— Ракетная техника и космонавтика, 1974, т. 12, № 4, с. 178–180.

Москва

Поступила в редакцию
14.XII.1981

УДК 533.6.011.5:533.695

МАКСИМАЛЬНОЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ КАЧЕСТВО КОНИЧЕСКИХ КОМБИНАЦИЙ КРЫЛА И КОРПУСА ПРИ БОЛЬШИХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

ЛОБАНОВСКИЙ Ю. И.

Использование соотношений подобия позволяет в вязком газе при числе Маха набегающего потока $M_\infty \geq 4$ представить максимальное аэродинамическое качество K_{\max} и соответствующий коэффициент подъемной силы $C_{y, \text{opt}}$ комбинаций из плоского бесконечно тонкого треугольного крыла и конуса (симметричная конфигурация) или полуконуса, расположенного как на верхней, так и на нижней его поверхностях (асимметричные конфигурации), в виде функции двух переменных. В результате численного решения уравнений Эйлера построены области относительного преимущества в величине K_{\max} для исследованных конфигураций и рассмотрено влияние вязкости газа на форму этих областей.

1. Экспериментальные и теоретические исследования максимального аэродинамического качества конических комбинаций крыла и корпуса, которые являются идеализацией возможных компоновок гиперзвуковых летательных аппаратов, показывают, что при больших сверхзвуковых скоростях на различных режимах наибольшая величина K_{\max} достигается при различном взаимном положении крыла и корпуса [1–3].

Из соотношений подобия [5] следует, что в вязком газе при $M_\infty \geq 4$ для достаточно тонких конических конфигураций ($n = (M_\infty^2 - 1)^{1/2} \tan \delta \leq 1$, δ — полуугол раствора конуса) и при достаточно малых углах атаки, которые тем не менее включают режим K_{\max} , с точностью не менее 3% выполняются соотношения

$$\begin{aligned} M_\infty / K_{\max} &= \Psi(\mu, m), & M_\infty (M_\infty^2 - 1)^{1/2} C_{y, \text{opt}} &= l_{\text{opt}}(\mu, m) \\ \mu &= (M_\infty^2 - 1)^{1/6} V^{2/3} / S, & m &= (M_\infty^2 - 1)^{1/2} \tan \beta \end{aligned}$$

Здесь V — объем конфигурации, S — площадь ее крыла, β — угол при вершине крыла.

Приведенный коэффициент объема μ [5] является параметром подобия и в то же время сохраняет свойства коэффициента объема $\tau = V^{2/3} / S$, широко применяющегося при сравнении аэродинамики различных схем гиперзвуковых летательных аппаратов. Для исследуемых конфигураций между тремя параметрами μ , m , n существует