

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ КРИВИЗНЫ НИЖНЕЙ
ПОВЕРХНОСТИ НА ПОЛЕ КОНИЧЕСКОГО
СВЕРХЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ
У ДЕЛЬТОВИДНОГО АППАРАТА

А. П. КОСЫХ, А. Н. МИНАЙЛОС

(Москва)

В нелинейной постановке рассчитано методом сквозного счета и исследовано невязкое течение у модели дельтовидного сверхзвукового летательного аппарата, нижняя поверхность которого образована поверхностью кругового конуса и имеет в поперечном сечении форму эллиптического сегмента. Обнаружен режим течения с двумя линиями стекания и тремя линиями растекания потока на нижней поверхности. Для этой поверхности получены характеристики растекания, влияющие на условия перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный.

1. При спуске гиперзвукового аппарата в атмосфере с увеличением числа Рейнольдса наступает момент, когда течение в пограничном слое переходит из ламинарного в турбулентное. Это происходит при числе Рейнольдса перехода пограничного слоя Re_c . На возможно большей части траектории желательнее сохранить ламинарный режим течения с целью понижения тепловых потоков к поверхности аппарата.

Известно, что число Re_c зависит сложным образом от многих параметров, и в частности от характеристик растекания невязкого потока на внешней границе пограничного слоя. Если исследовать зависимость Re_c в плоскости симметрии течения, то некоторые параметры можно исключить. Зафиксировав другие параметры, например число M_∞ , можно экспериментально получить зависимость $Re_c = Re_c(K_R)$ только от параметра растекания невязкого потока в плоскости симметрии

$$K_R = \frac{1}{V_\delta} \left(\frac{\partial W}{\partial Z} \right)_{z=0}$$

Здесь V_δ — модуль полного вектора скорости у поверхности в плоскости симметрии, W — компонента скорости в направлении размаха крыла («поперечная» компонента на ось Z декартовой системы — фиг. 1).

Таким образом, изменяя форму поверхности аппарата, можно влиять на величину параметра растекания K_R и тем самым изменять Re_c . Поскольку нижняя поверхность аппарата в тепловом отношении является более напряженной, чем верхняя, трансформировать нужно нижнюю поверхность. Для увеличения растекания поверхность должна быть не плоской, а выпуклой в плоскости, нормальной к продольной оси аппарата. Однако известно, что такая выпуклая поверхность по сравнению с плоской ухудшает несущие свойства аппарата, которые в основном определяются нижней поверхностью. Следовательно, выигрыш в тепловом режиме аппарата при увеличении Re_c возможен за счет потерь аэродинамического качества. Настоящая заметка посвящена установлению связи между этими характеристиками в случае частного класса конических тел.

2. Для расчета конического течения у дельтовидного аппарата применяется метод сквозного счета [1, 2]. Метод использован в расчетах обтекания широкого класса тонких плоских крыльев (треугольной, прямоугольной, трапециевидной формы в плане) и пирамидальных тел.

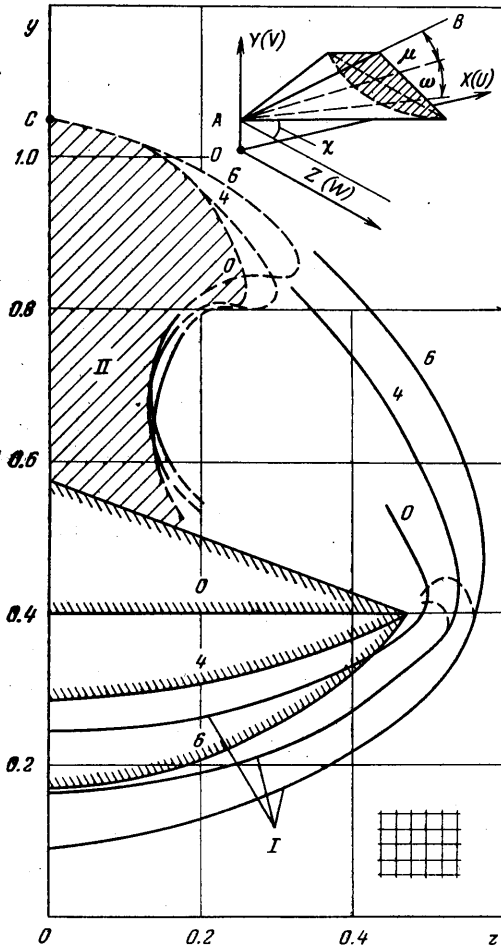
Расчеты проведены в декартовой системе координат X, Y, Z (фиг. 1), максимальные размеры возмущенной области течения в плоскости YZ вписываются в прямоугольное поле, содержащее ~ 3200 ячеек. Шаги сетки в направлениях Y и Z соответственно $H_Y = H_Z = 0.02$; в «направлении счета» — вдоль оси X — размер шага определяется условием устойчивости используемой явной конечно-разностной схемы. Схема имеет в плоскости YZ повышенный порядок

точности аппроксимации, а в направлении оси X — первый порядок.

В качестве граничного условия на поверхности тела использовано условие непротекания газа через поверхность.

Оценки точности путем уменьшения шага сетки, проверки интегральных законов и сопоставления с экспериментальными данными определяют максимальные ошибки результатов в областях, в которых несущественно влияние вязкости, в пределах $3 \div 5\%$. Исключение составляют малые окрестности дозвуковых кромок, где точность расчетов может быть ниже. Подробнее о методе и оценках точности см. [1-3].

Форма и обозначения основных геометрических параметров аппарата представлены на фиг. 1. Угол стреловидности кромок крыла $\chi = 70^\circ$, угол наклона верхнего ребра AB к плоскости XZ , $\mu = 7^\circ 35'$. Форма нижней поверхности — часть кругового конуса, ось которого лежит в плоскости симметрии течения, а угол ω между образующей конуса в плоскости симметрии и плоскостью XZ (угол стрелки эллиптического сегмента в плоскости YZ)



Фиг. 1

изменяется от 0 до 10° . Кромки крыла расположены в базовой плоскости $Y = 0.4$. Расчеты проведены при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 5$ в диапазоне углов атаки $0 \leq \alpha \leq 15^\circ$. Течение коническое, все представленные результаты построены в сечении $X = 1.3$.

Параметры течения обезразмерены, плотность R отнесена к плотности невозмущенного потока R_∞ , компоненты скорости в декартовой U, V, W (или сферической V_r, V_θ, V_ϕ) системах — к предельной газодинамической скорости V_{\max} , давление P — к значению $R_\infty V_{\max}^2$.

3. Структура течения показана на фиг. 1 в сечении $X=1.3$ для вариантов с одним углом атаки $\alpha=15^\circ$, $\theta=20^\circ$, $M_\infty=5$ и значений $\omega=0, 5, 10^\circ$. Ударные волны изображены сплошными линиями, а сечения звуковых и характеристических поверхностей, на которых коническое число Маха равно единице — штриховыми. На этой и других фигурах для различных значений параметра $\omega=0, 2.5, 3.5, 4, 5, 7.5, 10, 3^\circ$ соответствующие кривые обозначены цифрами 0—7.

Схема течения, как и в случае крыла с плоской нижней поверхностью [1], включает в себя основную ударную волну I: она отсоединена от кромок и оканчивается в потоке над аппаратом, не доходя до плоскости симметрии. Сжатый слой за этой волной над крылом расширяется: поток, разгоняясь, направлен к плоскости симметрии и разворачивается затем в «висячем» скачке II. Между «висячими» скачками над крылом расположена область конически-дозвукового течения (заштрихована на фиг. 1 для варианта с $\omega=0$). Она ограничена сверху выходящей из вершины крыла характеристической поверхностью невозмущенного потока. Точное теоретическое положение этой поверхности в плоскости симметрии обозначено на фиг. 1 точкой С.

Рассмотрим форму висячего скачка уплотнения над телом. Ясно, что при отсутствии вязких эффектов скачок должен подходить к поверхности тела по нормали к ней. Полученное в расчетах искривление скачка у поверхности объясняется диссипативными свойствами использованной разностной схемы, которые могут привести к образованию отрывного течения с вихрем под внутренним скачком уплотнения [2]. Поэтому конически-звуковая линия проходит по скачку уплотнения, а у поверхности тела — по тангенциальному разрыву, отделяющему оторвавшийся слой газа. Эти детали течения, вызванные схемными эффектами, в дальнейшем не обсуждаются.

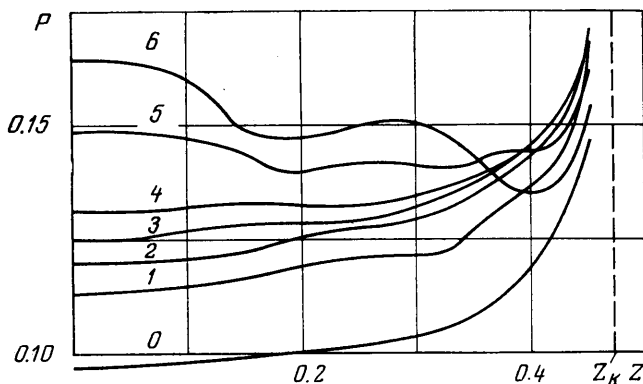
Сечение скачка II в плоскости $X=\text{const}$ имеет выпуклость в сторону плоскости симметрии. Расчеты с помощью метода [1] обтекания треугольных крыльев с острыми кромками показывают, что в большинстве исследованных случаев, в том числе для всех вариантов с головной ударной волной, присоединенной только к вершине крыла, скачок II имеет такую форму. Она характерна, в частности, для крыльев, имеющих существенное утолщение в окрестности плоскости симметрии, как и в рассматриваемом случае. Для таких крыльев скачки подобной формы получены также в эксперименте (см., например, фиг. 7 в [4], а также работу [5], где роль утолщения тела играл ярко выраженный вязкий слой).

С увеличением углов атаки протяженность скачка II возрастает и у поверхности крыла появляется участок, где форма сечения скачка близка к прямой линии. Однако она присуща не всем режимам течения. Для крыльев со сверхзвуковыми кромками при небольших значениях чисел M_∞ и углов атаки кривизна скачка может иметь другой знак. Этот вывод также подтверждается экспериментом, например [6].

В реальных течениях вязкость может существенно усложнить конфигурацию волн над верхней поверхностью. Так, образование над крылом клиновидных отрывных зон с линией отрыва, лежащей на верхней поверхности на некотором расстоянии от кромки, приводит к возникновению системы скачков с λ -образной конфигурацией (фиг. 4 в [4, 7] и схема 3 в [8]).

Изменение величины ω практически не влияет на форму и интенсивность волны II. Действительно, интенсивность волны II, измеренная разностью давлений за и перед волной и отнесенная к давлению перед волной ($\delta P(\text{II})=1.52\div 1.56$), тогда как интенсивность волны I при угле атаки $\alpha=15^\circ$ и росте угла ω от 0 до 10° возрастает от $\delta P(\text{I})=4$ до $\delta P(\text{I})=6.4$.

Таким образом, давление на нижней поверхности с увеличением угла ω растет в окрестности плоскости симметрии (рост угла ω соответствует росту местного угла атаки α). В районе кромки давление P с увеличением выпуклости нижней поверхности тела ведет себя аналогичным образом до значений $\omega=4^\circ$, а затем начинает убывать (фиг. 2). На этой фигуре показано распределение давления на нижней поверхности тела вдоль размаха.



Фиг. 2

Характер конического течения у нижней поверхности аппарата определяется по поведению конической компоненты скорости на поверхности тела

$$V_k = \sqrt{V_\theta^2 + V_\phi^2} \sin V_\theta$$

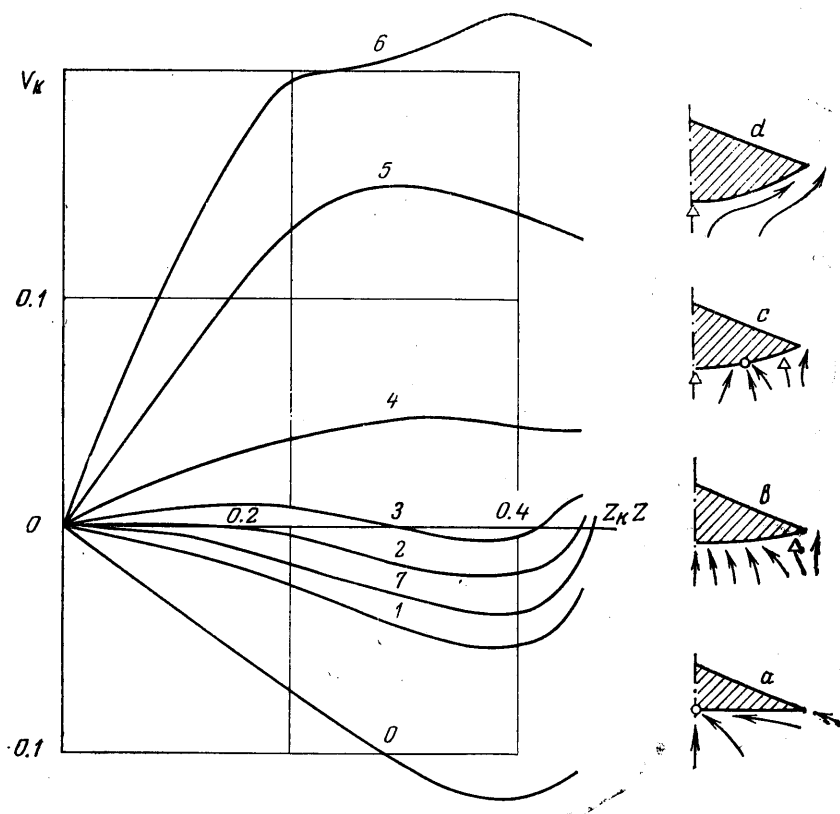
Здесь V_θ и V_ϕ — компоненты вектора скорости в сферической системе координат r, θ, ϕ , центр которой расположен в вершине тела.

В [9] систематизированы режимы течения у нижней поверхности плоского треугольного крыла в зависимости от поведения компоненты скорости V_k . В области малых углов атаки (режим 1) в конической системе координат существует единственная прямая линия тока на теле — это линия стекания в плоскости симметрии. В этом режиме течения компонента V_k на крыле отрицательна и равна нулю на линии стекания. Поверхность растекания потока (обозначим ее положение на крыле координатой Z_p) располагается на кромке крыла Z_k ($Z_p/Z_k \approx 1$). С увеличением углов атаки (или увеличением углов χ) функция V_k меняет знак в окрестности кромки, появляется линия растекания — вторая прямая линия тока. Это режим 2 течения. В этом режиме с ростом угла α координата Z_p постепенно уменьшается, линия растекания смещается к плоскости симметрии и, наконец, «вытесняет» линию стекания, возникает режим 3 ($Z_p/Z_k = 0$).

Для фиксированного числа M_∞ границы существования режимов 1, 2 и 3 можно изобразить на диаграмме $\bar{\theta}-\alpha$ (см. [9]). Здесь $\bar{\theta} = \pi/2 - \chi$. Положение на диаграмме границы 1-2 между режимами 1 и 2 определялось по результатам расчетов ряда вариантов для заданного крыла экстраполяцией по α значений $Z_p = Z_p(\alpha)$ из области режима 2 (см., например, фиг. 1 в [1]). В случае $M_\infty = \infty$ граница 1-2 совпадает с границей, на которой ударная волна отсоединяется от кромок. С уменьшением M_∞ эти границы, определенные в расчетах, расходятся все дальше. Таким образом, резуль-

таты численных расчетов указывают на возможность существования режима 1 с линией растекания потока, расположенной (с точностью используемой численной схемы) на кромке крыла при отсоединенной ударной волне в широком диапазоне изменения углов атаки.

Имеющиеся экспериментальные данные (растекание краски и масляной пленки), например [10], как и численные методы, недостаточно точны для определения положения линии растекания в интересующем диапазоне



Фиг. 3

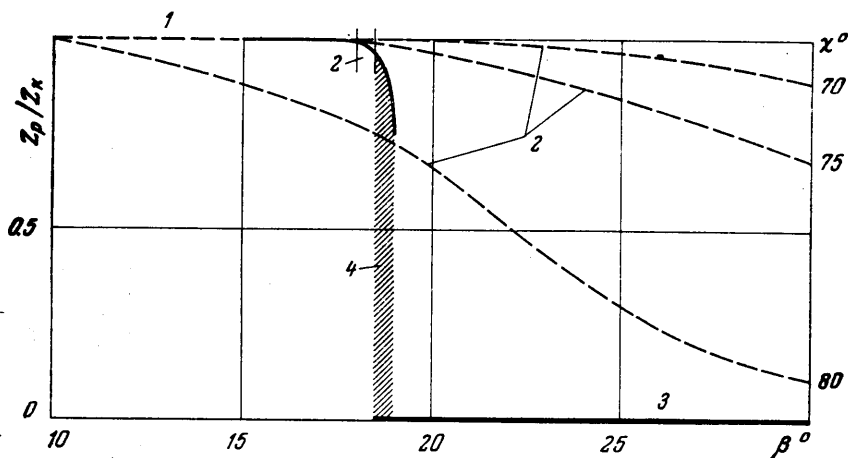
углов атаки. Полученный в расчетах результат не соответствует характеру обтекания плоской пластины несжимаемой жидкостью (критическая точка на пластине расположена на нижней стороне, на кромке образуется тангенциальный разрыв). Однако аналогия с несжимаемой жидкостью вызывает возражения из-за отсутствия в случае несжимаемой жидкости области сверхзвукового течения, примыкающей к поверхности крыла в окрестности кромки. В результатах проведенных численных расчетов, как и в модели, развитой на базе экспериментальных материалов (см. фиг. 1 в [11]), такая область существует.

Наконец, весьма существенным свидетельством в пользу расположения линии растекания на кромке может служить отсутствие отрыва потока от кромки. В работах [11, 12] на основании экспериментальных материалов показано существование области течения без отрыва от кромки, но с отсоединенной ударной волной (в [11] она названа областью В). Граница этой об-

ласти близка к определенной в расчетах границе 1—2. Отметим, однако, что автор [11] не исключает возможности существования другой модели обтекания кромки с локальным отрывом на ней.

Таким образом, на данном этапе исследований из-за недостаточной точности вопрос о существовании режима 1 с отсоединенной от кромок ударной волной остается открытым.

По сравнению с течением около плоской нижней поверхности поведение величины V_k для тел с поперечной кривизной нижней поверхности значительно сложнее и характеризуется рядом особенностей (фиг. 3). На этой



Фиг. 4

фигуре для семи вариантов течения, отличающихся значением параметра ω , изображены зависимости $V_k=f(Z)$ для нижней поверхности тела. Для всех вариантов угол атаки $\alpha=15^\circ$. Справа на фигуре показаны различные схемы течения в плоскости YZ , соответствующие разным режимам обтекания нижней поверхности: схема *a* и кривые 0 и 1 соответствуют режиму 1, схема *b* и кривая 7 — режиму 2, схема *d* и кривые 4, 5, 6 — режиму 3, наконец, схема *c* и кривые 2 и 3 — новому режиму обтекания нижней поверхности.

При трансформации нижней поверхности аппарата с ростом углов ω происходит переход из режима 1 в режимы 2 и 3, однако осуществляется он более сложным образом. В диапазоне изменения угла $3^\circ 30' < \omega < 4^\circ 30'$ ($\alpha=15^\circ$) на поверхности крыла существуют три линии растекания и две линии стекания (схема *c* на фиг. 3). Назовем такой режим течения переходным режимом 4. Он расположен при изменении параметра ω между режимами 2 и 3. Существование дополнительного режима обтекания нижней выпуклой поверхности для треугольного конического крыла доказано не впервые, но известный ранее режим отличается от полученного в настоящей работе. Дополнительную линию стекания на крыле со сверхзвуковыми кромками и ромбовидным поперечным сечением получили ранее А. Л. Гонор и Н. А. Остапенко [13] при увеличении угла ω (на крыле одна линия растекания в плоскости симметрии и две линии стекания).

На фиг. 4 сопоставляются зависимости Z_p/Z_k при обтекании нижней поверхности исследуемого тела (сплошные линии) и крыла с плоской нижней поверхностью $\omega=0$ (штриховые). По оси абсцисс отложена координа-

та β ; для плоского «дна» $\beta = \alpha$, для выпуклого — $\beta = \alpha + \omega$ ($\alpha = 15^\circ$). Таким образом, сопоставляются изменения местного угла атаки в плоскости симметрии за счет роста угла атаки α (плоское дно) и угла ω (выпуклое дно).

У крыла $\omega = 0$ переходная область от режима 1 к режиму 3 занимает большой диапазон углов β . Переходный режим 4, напротив, занимает узкую зону (заштрихована на фиг. 4). С ростом ω практически очень быстро течение переходит из режима 1 в режим 3.

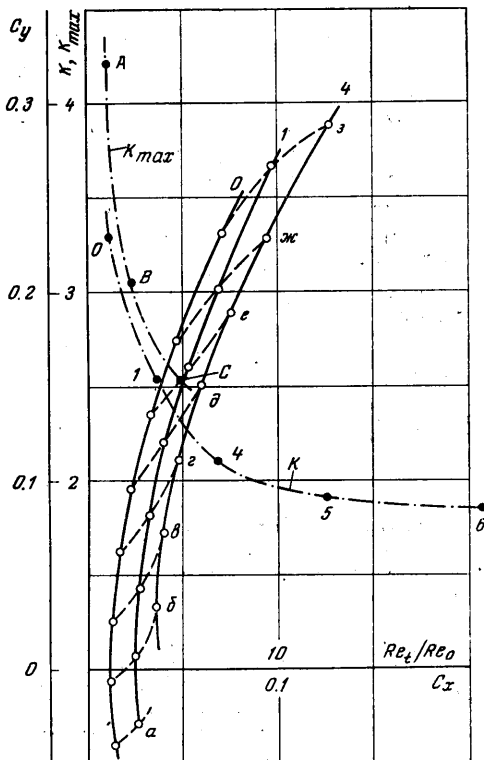
Таким образом, для конических тел с криволинейной нижней поверхностью на диаграмме $\beta - \alpha$ может существовать режим течения с тремя линиями растекания.

4. Аэродинамические характеристики определялись с приближенным учетом влияния трения. Предполагалось, что коэффициент трения постоянен ($c_f = 0.003$) и влияет только на коэффициент тангенциальной силы $c_t = c_r + 2c_f$. Здесь c_r — коэффициент тангенциальной силы, полученный в расчетах.

Влияние толщины вытеснения пограничного слоя на аэродинамические коэффициенты не учитывается. Полученные в таких предположениях поляры для аппаратов со значениями $\omega = 0, 2.5, 5^\circ$ (на фиг. 5 сплошные кривые 0, 1, 4) позволяют исследовать поведение коэффициентов и определить значения K_{max} . С ростом параметра ω при некотором значении $\alpha = const$ (точки при одинаковых углах α соединены на полярах штриховыми линиями, углы атаки $\alpha = 0, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 15^\circ$ обозначены буквами а, б, в, г, д, е, ж, з) величины c_x и c_y возрастают, но качество аппарата ухудшается (при углах $\alpha > 2^\circ$).

Построим две зависимости $K = c_y / c_x$ ($\alpha = 15^\circ$) и K_{max} как функции Re_t . Воспользуемся для этого зависимостями K и K_{max} от величины K_R , взятых из численных решений. При определении параметра растекания K_R используется декартова система координат. В этой системе даже при наличии линии стекания (в конических переменных) поток растекается от плоскости симметрии.

Воспользуемся экспериментальной зависимостью $Re_t = Re_t(K_R)$ [10], полученной для $M_\infty = 5$. Эта зависимость оказывается единой для круговых конусов и треугольных крыльев с плоской нижней поверхностью. Поскольку исследованный класс тел является промежуточным между ними, будем считать, что он тоже удовлетворяет этой зависимости. Исключая из соотношений $K = K(K_R)$, $K_{max} = K_{max}(K_R)$ и $Re_t = Re_t(K_R)$ параметр K_R , получаем связь величин K и K_{max} с Re_t . Зависимости $K(Re_t)$ и $K_{max}(Re_t)$ на фиг. 5 изображены штрихпунктирными линиями. Точки на кривой $K(Re_t)$, обозначенные цифрами 0—6 соответствуют вариантам течения на фиг. 1—3. Точки А, В, С на кривой $K_{max}(Re_t)$ соответствуют вариантам со значениями



Фиг. 5

$\omega=0, 2,5, 5^\circ$ при углах атаки α , соответствующих K_{\max} и равных для этих значений ω соответственно $8^\circ 30'$, $9^\circ 30'$ и 10° . Полученные зависимости позволяют оценить потери качества аппарата при росте Re_c . Таким образом, переходя, например, от аппарата с плоским дном ($\omega=0$) к аппарату со значением $\omega=4^\circ$ при угле атаки $\alpha=15^\circ$, получаем потерю качества $\Delta K=1$ и увеличение Re_c в 5 раз.

Число Рейнольдса перехода пограничного слоя вычислено по параметрам газа на внешней границе пограничного слоя и расстоянию X_t от вершины тела до точки начала перехода ($Re_t=V_\infty X_t/\nu$, где ν — кинематический коэффициент вязкости), $Re_0=1.35 \cdot 10^6$ — экспериментальное значение Re_c , соответствующее обтеканию плоского крыла при угле атаки $\alpha=0$ (т. е. $K_R=0$).

Авторы благодарят Г. И. Майкапара, предложившего исследовать зависимость качества аппарата от параметра K_R .

Поступила 27 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *Косых А. П., Минайло А. Н.* Расчет сверхзвукового невязкого течения у пирамидального тела, моделирующего дельтовидный летательный аппарат. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 3.
2. *Минайло А. Н.* Невязкое сверхзвуковое течение у тонкой прямоугольной пластины. Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 3.
3. *Косых А. П., Минайло А. Н.* Исследование методов сквозного счета для задач сверхзвуковой аэродинамики. Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 1.
4. *Pierce D., Treadgold D.* Some examples of the use of a conical shadowgraph technique. ARC CP, 1964, No. 763.
5. *Cross E. J., Hankey W. L.* Investigation of the leeward side of a delta wing at hypersonic speeds. AIAA paper, 1968, No. 675.
6. *Bannink W. J., Nebbeling C.* Investigation of the expansion side of a delta wing at supersonic speed. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 8.
7. *Алексеев В. Н., Гонор А. Л.* Некоторые результаты оптического исследования сверхзвуковых пространственных течений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 1.
8. *Боровой В. Я., Иванов Б. А., Орлов А. А., Харченко В. Н.* Исследование обтекания сверхзвуковым потоком крыльев различной формы в плане методом лазерного ножа. Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1793.
9. *Черный Г. Г.* Крылья в гиперзвуковом потоке. ПММ, 1965, т. 29, вып. 4.
10. *Дагдыдова Н. А., Юшин А. Я.* Экспериментальное исследование влияния угла атаки на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный около нижней поверхности треугольных пластин с острыми кромками. Уч. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 1.
11. *Squire L. C.* Flow regimes over delta wings at supersonic and hypersonic speeds. Aeronaut. Quart., 1976, vol. 27, No. 1.
12. *Stanbrook A., Squire L. C.* Possible types of flow at swept leading edges. Aeronaut. Quart., 1964, vol. 15, pt 1.
13. *Гонор А. Л., Остапенко Н. А.* Гиперзвуковое обтекание треугольного крыла конечной толщины. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3.