

УДК 532.526:533.6.011.55

© 1997 г. М.А. ЗУБИН, Н.А. ОСТАПЕНКО, А.А. ЧУЛКОВ

АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ КАЧЕСТВО ТРЕУГОЛЬНОГО В ПЛАНЕ ВОЛНОЛЕТА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Изучено влияние угла раскрытия V-образного крыла, являющегося нижней поверхностью волнолета, на аэродинамическое качество волнолета при двух изопериметрических условиях и гиперзвуковых скоростях обтекания. Использована модель расчета аэродинамических нагрузок на угловые конфигурации, обеспечивающая учет вязкого взаимодействия в определенной области изменения условий полета и геометрических параметров в отсутствие отрыва пограничного слоя в ударном слое. Показано, что при заданных коэффициенты подъемной силы и удельном объеме волнолет с нижней поверхностью в форме V-образного крыла может иметь аэродинамическое качество, значительно превышающее аэродинамическое качество треугольного в плане волнолета с плоской нижней поверхностью.

Современные исследования перспективных сверх- и гиперзвуковых летательных аппаратов с высоким аэродинамическим качеством свидетельствуют, что ведущей продолжает оставаться идея построения несущих форм на поверхностях тока в известных газодинамических решениях [1–5 и др.]. Такой подход прежде всего обусловлен относительной простотой определения аэродинамических нагрузок на получаемую в результате решения обратной задачи нижнюю поверхность летательного аппарата. В имеющихся решениях форма волнолета максимального качества определяется либо простым перебором при выполнении одного изопериметрического условия [3] (задан удельный объем), что явно недостаточно для несущих тел, либо находится в классе традиционных форм в плане с введением необходимого числа произволов для удовлетворения некоторого набора изопериметрических условий при учете только волновой составляющей нагрузки [2]. Однако получение относительно больших значений аэродинамического качества для одной формы из некоторой последовательности аэродинамических форм, построенных, например, на течении за ударной волной около кругового конуса [3], не означает, что в другом, более простом классе несущих форм на нерасчетных режимах обтекания эти значения не будут превзойдены [6, 7]. Под нерасчетными режимами обтекания будем понимать такие, при которых реализующаяся ударно-волновая конфигурация отличается от того класса функций, для которого в результате решения обратной задачи был построен соответствующий класс аэродинамических форм – волнолетов.

В настоящее время нет определенной концепции построения нижней поверхности волнолета, что связано с отсутствием решений задач оптимизации формы волнолета с целью получения максимальных значений аэродинамического качества при различных наборах изопериметрических условий в рамках апробированных моделей расчета аэродинамических нагрузок на летательный аппарат при больших сверх- и гиперзвуковых скоростях полета. Результаты, полученные в [8, 9] в рамках обратной задачи теории тонкого ударного слоя, являются следствием выбора класса функций, описывающих форму ударной волны. Форма волнолета в плане и его геометрия в целом не являются следствием решения прямой вариационной задачи. Они весьма сложны и заведомо претерпят существенные изменения при учете вязкого взаимодействия.

Несмотря на значительные успехи численных методов расчета и экспериментальные возможности, до настоящего времени не решен вопрос о форме нижней поверхности простейшего волнолета, имеющего треугольную форму в плане, при которой достигался бы максимум аэродинамического качества при наборе изопериметрических условий, важном для практики (коэффициент подъемной силы, удельный объем и т.д.). Даже в классе конических поверхностей, состоящих из плоских участков, не выяснено, какая нижняя поверхность волнолета обеспечивает максимальное аэродинамическое качество в зависимости от условий полета – плоская треугольная пластина или V-образное крыло. При гиперзвуковых скоростях полета исследование влияния вязкого взаимодействия на аэродинамические характеристики V-образного крыла имеет самостоятельный интерес, а при определении формы волнолета максимального аэродинамического качества его учет, как будто видно, носит принципиальный характер.

Указанное состояние исследований по аэродинамике оптимальных пространственных несущих форм при сверх- и гиперзвуковых скоростях полета связано с объективными трудностями, обусловленными необходимостью проведения комплексных теоретических (расчетных) и экспериментальных работ по изучению свойств возмущенного течения около пространственных тел некоторого класса и их аэродинамических характеристик с целью создания эффективных моделей расчета аэродинамических нагрузок, не только адекватно отражающих экспериментальные данные, но и пригодных для постановки и решения соответствующих вариационных задач в подобном же классе аэродинамических форм.

Новые возможности в постановке задач оптимизации несущих форм возникли в связи с разработкой достаточно простой в реализации модели расчета аэродинамических нагрузок на угловые конфигурации (V-образные крылья), которая является результатом многолетних теоретических и экспериментальных исследований [10–19 и др.]. Модель, приближенно учитывающая вязкое взаимодействие, позволяет, оставаясь в рамках конических течений газа, получать результаты, адекватно отражающие экспериментальные данные для аэродинамической нагрузки в определенном диапазоне изменения условий полета и параметров геометрии пространственных тел заданного класса. Последнее является решающим фактором при решении оптимизационных задач с изопериметрическими условиями, так как избавляет от необходимости использования трехмерных уравнений Навье–Стокса и делает реальными затраты машинного времени.

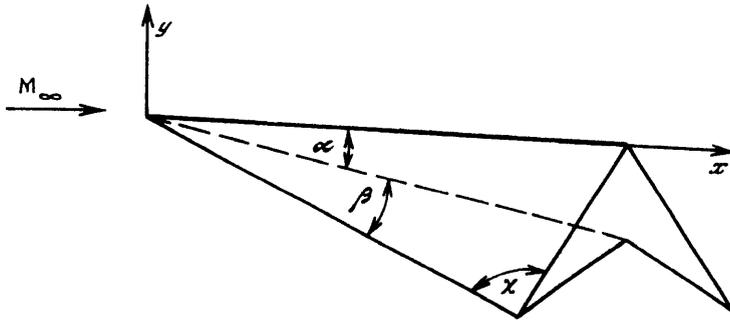
Настоящая работа является первой попыткой использования модели расчета [18, 19] в задаче оптимизации несущей конфигурации волнолета с нижней поверхностью в форме V-образного крыла при гиперзвуковых скоростях полета. Вариационная задача о профиле треугольного в плане крыла максимального качества с учетом вязкого взаимодействия рассматривалась в [20].

1. Постановка задачи. Рассмотрим треугольный в плане волнолет, симметричный относительно плоскости xu (фиг. 1), с нижней поверхностью в форме V-образного крыла с полууглом раскрытия γ (половина двугранного угла между консолями крыла) и углом при вершине консолей β . Угол α – угол между направлением скорости набегающего потока и центральной хордой V-образного крыла.

Для определения влияния формы нижней поверхности волнолета на его аэродинамическое качество будем считать, что верхняя поверхность волнолета дает вклад лишь в коэффициент сопротивления c_x за счет сил трения. В таком случае аэродинамическое качество K волнолета можно представить в виде

$$K = \frac{F_y}{F_x} = \frac{c_y S_p}{c_x S_m} = \operatorname{ctg} \alpha \frac{c_y}{c_x}, \quad S_p = \operatorname{tg} \beta_b \sin \gamma_b L^2 \quad (1.1)$$

$$c_y = c_n - c_{r1} \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\sin \gamma}, \quad c_x = c_n + c_{r1} \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{\sin \gamma} + c_{r2} \frac{S_b}{S_m} + c_g \quad (1.2)$$



Фиг. 1. Волнолет с нижней поверхностью в виде V-образного крыла: β – угол при вершине консоли крыла; χ – угол стреловидности передних кромок волнолета; α – угол между направлением скорости набегающего потока и центральной хордой крыла

$$\cos \beta_b = \cos \alpha \cos \beta (1 - \operatorname{tg} \beta \operatorname{tg} \alpha \cos \gamma), \quad \sin \gamma_b = \sin \beta \cdot \sin \gamma / \sin \beta_b$$

$$S_m = S_p \operatorname{tg} \alpha, \quad S_b = \frac{S_p}{\sin \gamma_b}$$

В соотношениях (1.1)–(1.2) c_y , c_x и c_z – соответственно коэффициенты подъемной силы, лобового сопротивления и донного сопротивления; S_p , S_m и S_b – площади волнолета в плане, его миделевого сечения и верхней поверхности; $\chi = \pi/2 - \beta_b$ – угол стреловидности передних кромок волнолета, γ_b – половина двугранного угла между двумя плоскостями, образующими его верхнюю поверхность, L – длина волнолета, c_n , c_{r1} и c_{r2} – соответственно коэффициент нормальной силы, действующей на одну из консолей V-образного крыла, и удельные коэффициенты сил трения, действующих на нижнюю и верхнюю поверхности волнолета, определяемых согласно [18, 19], по формулам

$$c_n = \frac{1}{S_k} \iint_{S_k} c_p dS \quad (1.3)$$

$$c_{r1} = \frac{\rho_1}{\rho_\infty} \left(\frac{U_1}{U_\infty} \right)^2 \frac{2A_k}{\sqrt{k} \operatorname{Re}} \frac{k^2}{(k-1)(2k-1)}, \quad c_{r2} = \frac{2A_k}{\sqrt{k} \operatorname{Re}_L} \frac{k^2}{(k-1)(2k-1)} \quad (1.4)$$

$$S_k / L^2 = \sin \beta / (2 \cos \alpha \cos \beta_b)$$

В (1.3) c_p – коэффициент давления, S_k – площадь одной консоли V-образного крыла. В (1.4) $k = 2$ и 5 в случае ламинарного и турбулентного пограничного слоя на поверхности волнолета

$$A_2 = 0,664 \left(0,45 + 0,55 \frac{T_w}{T} + 0,09 \sqrt{\operatorname{Pr}} (\kappa - 1) M^2 \right)^{1/2(\omega-1)}$$

$$A_5 = 0,058 \left(\frac{T_w}{T_r} \right)^{-0,27} \left(1 + 0,5 \sqrt[3]{\operatorname{Pr}} (\kappa - 1) M^2 \right)^{-0,55}$$

$$\operatorname{Re} = \frac{\operatorname{Re}_L}{\cos \alpha} \frac{U_1}{U_\infty} \left(\frac{\rho_1}{\rho_\infty} \right)^{1+\omega} \left(\frac{p_1}{p_\infty} \right)^{-\omega}$$

Здесь Re_L – число Рейнольдса, вычисленное по параметрам невозмущенного потока и длине волнолета L , Pr и ω – число Прандтля и показатель степени в

зависимости вязкости от температуры, κ – отношение удельных теплоемкостей, T , T_w и T_r – соответственно статическая температура в потоке, температура стенки и температура восстановления. Параметры с индексом 1 отвечают их значениям в ударном слое, M – число Маха, принимаемое равным M_1 в (1.4) при вычислении c_{t1} и $M_\infty - c_{t2}$.

Толщина вытеснения пограничного слоя на нижней поверхности волнолета [18] задается на каждой консоли V-образного крыла плоскостью, проходящей через соответствующую переднюю кромку и точку, расположенную в плоскости симметрии течения над задней кромкой крыла на расстоянии $h = \delta^*/\sin\gamma$ от его центральной хорды, где δ^* – толщина вытеснения пограничного слоя на пластине длиной $L/\cos\alpha$, вычисленная для условий, реализующихся в ударном слое, в качестве которых принимаются условия либо за плоским скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке, либо – за скачком уплотнения на клине с полууглом α при отсоединенной ударной волне на кромках. В случае ламинарного (l) и турбулентного (t) пограничного слоя δ^* определяется соотношениями

$$\delta_l^* = 1,74 \operatorname{Re}^{-0.5} \left(\frac{T_w}{T} \right)^{(\omega-1)/2} \left(\frac{T_w}{T} + \frac{13}{35} \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \right)$$

$$\delta_t^* = \left(\frac{\delta^*}{\delta} \right) \delta$$

$$\delta = 0,0575 \operatorname{Re}^{-0.2} \left(\frac{\delta^{**}}{\delta} \right)^{-0.8} \frac{(1 + 0,5\sqrt{\operatorname{Pr}}(\kappa-1)M_1^2)^{0,8\omega}}{(1 + 0,375(\kappa-1)M_1^2)^{0,6(\omega+1)}} \left(\frac{2}{1 + T_{w1}} \right)^{0,6(\omega+1)}$$

$$\left(\frac{\delta^*}{\delta} \right) = 1 - m \int_0^1 f dz, \quad \left(\frac{\delta^{**}}{\delta} \right) = m \int_0^1 (1-f) dz$$

$$f = \frac{z^m}{(1 + 0,5(\kappa-1)M_1^2)[(1 - T_{w1})z + T_{w1}] - 0,5(\kappa-1)M_1^2 z^2}, \quad m = 7$$

$$T_{w1} = \frac{T_w}{T_0}$$

Здесь T_0 – температура торможения.

Плоскости, моделирующие толщину вытеснения пограничного слоя, образуют тело вытеснения – новое V-образное крыло, положение которого относительно направления невозмущенного потока и геометрические параметры определяются по формулам

$$\alpha_h = \alpha + \operatorname{arctg} h$$

$$\beta_h = \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1+h^2}{(\cos\beta + h \sin\beta \cos\gamma)^2} - 1}$$

$$\gamma_h = \operatorname{arctg} \left(\frac{\sin\beta \sin\gamma \sqrt{1+h^2}}{\sin\beta \cos\gamma - h \cos\beta} \right)$$

Коэффициент нормальной силы c_n (1.3), действующей на консоль V-образного крыла с параметрами α, β, γ , в соответствии с теорией пограничного слоя равен коэффициенту нормальной силы, действующей на консоль крыла с параметрами $\alpha_h, \beta_h, \gamma_h$; c_n определяется в результате численного решения задачи обтекания V-образного крыла с использованием метода, описанного в разд. 2 для режимов обтекания с присоединенной ударной волной на передних кромках.

Изопериметрические условия задачи: $c_y = \text{const}$ (1.2) и $\tau = \text{const}$, где τ – удельный объем волнолета, определяемый формулой

$$\tau = \frac{V}{\sqrt{S_p^3}} = \frac{S_m L}{3\sqrt{S_p^3}} \quad (1.5)$$

Таким образом, при заданных условиях полета, определяющих в описанной модели безразмерные параметры χ , M_∞ , Re_L , Pt , ω и T_{w1} , а также c_y и τ , свободным остается один из трех геометрических параметров α , β , γ . В качестве такового естественно выбрать полуугол раскрытия V-образного крыла – γ , что позволяет получить зависимость аэродинамического качества волнолета от геометрии его нижней поверхности.

2. Метод расчета нормальной нагрузки на крыло. В процессе вариации геометрии волнолета с учетом изопериметрических условий форма расчетной области в поперечной плоскости, нормальной центральной хорде (коническое течение), существенно меняется, что связано с возможностью изменения полуугла раскрытия эффективного крыла в широких пределах, в частности величина γ (индекс "н" опущен) может сколь угодно мало отличаться от $\pi/2$. В таких, заранее неизвестных условиях возмущенное течение будет ограничено либо одной выпуклой ударной волной, либо маховской системой скачков уплотнения. Это накладывает соответствующие требования на метод расчета и особенно на выбор расчетной сетки, позволяющей равномерно находить распределение давления по размаху крыла.

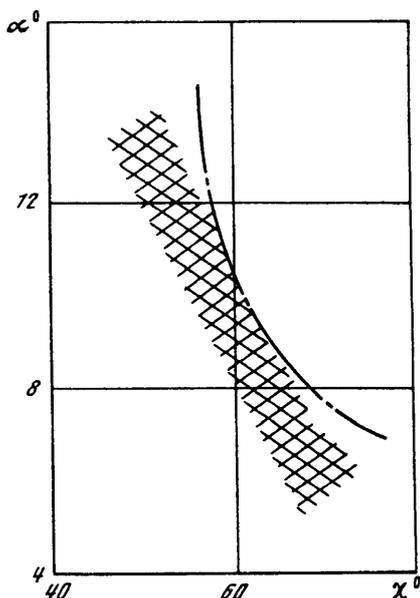
Среди известных методов расчета сверхзвукового обтекания конических крыльев хорошо зарекомендовал себя метод сквозного счета [21], основанный на схеме [22] и широко использовавшийся в задачах обтекания V-образных крыльев с присоединенной ударной волной на передних кромках [10, 13, 15, 18 и др.].

Поскольку около волнолета (фиг. 1) реализуется обтекание с плоскостью симметрии, проходящей через центральную хорду V-образного крыла, а поверхность эффективного полукрыла плоская (разд. 1), то систему уравнений движения газа естественно записать в прямоугольной системе координат, причем узлы расчетной сетки расположить в плоскостях непрямоточности: на поверхности крыла и в плоскости симметрии течения.

Необходим такой выбор расчетной сетки, чтобы число узлов в возмущенной области изменялось бы слабо, обеспечивая необходимую точность расчета на каждой итерации при удовлетворении изопериметрических условий и приемлемое время для получения решения задачи в целом. Таким требованиям удовлетворяет прямоугольная система координат, у которой одна из осей является биссектрисой угла между осью симметрии течения и поверхностью крыла, с расчетной сеткой, имеющей соотношение шагов $\text{ctg}(\gamma/2)$. В этом случае поверхность крыла и плоскость симметрии течения проходят через узлы сетки, которая при $\gamma = \pi/2$ становится квадратной.

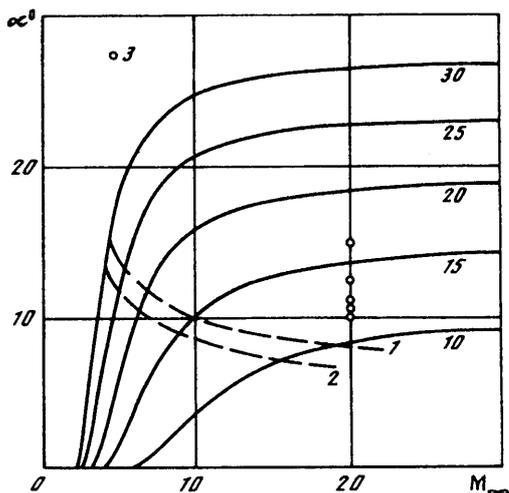
В качестве начального распределения параметров в расчетной области для исходного волнолета во всем ударном слое принимались их значения за плоской ударной волной, присоединенной к передней кромке. Причем в случае реализации режима обтекания с ударной волной, расположенной выше плоскости передних кромок, начальное положение ударной волны аппроксимировалось кривой второго порядка, удовлетворяющей условию симметрии. При последующей вариации формы нижней поверхности волнолета в качестве начального принималось распределение параметров в расчетной области, полученное в предыдущем расчете обтекания крыла с мало отличающимися значениями геометрических параметров и условиями в невозмущенном потоке. Вносились лишь изменения в значения газодинамических параметров на границе, отвечающие новым условиям обтекания.

3. Результаты расчета аэродинамического качества волнолета и их обсуждение. Модель для расчета аэродинамического качества волнолета с нижней поверхностью, имеющей форму V-образного крыла, была апробирована на экспериментальных данных для пирамидальных тел с плоскими гранями, полученных в аэродинамических трубах с низкими температурами торможения потока ($T_0 = 280\text{--}400$ К), как при умеренных сверхзвуковых, так и при гиперзвуковых скоростях [10, 16, 17]. Эксперимен-



Фиг. 2

Фиг. 2. Область применимости расчетной модели [18, 19] при больших сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях. Заштрихованная полоса (возможное перемещение границы) – левая граница области для $M_\infty = 17,5$ и ламинарного пограничного слоя. Штрихпунктирная линия – левая граница области для $M_\infty = 6$ и турбулентного пограничного слоя



Фиг. 3

Фиг. 3. Кривые отсоединения ударной волны от передних кромок плоского треугольного крыла для воздуха $\kappa = 1,4$; $\beta = 10, 15, 20, 25$ и 30° без учета толщины вытеснения пограничного слоя (сплошные кривые) и от передних кромок волнолета с плоской нижней поверхностью и удельным объемом $\tau = 0,1127$ и $0,1$ (штриховые линии 1 и 2). Варианты расчета аэродинамического качества волнолета с $\tau = 0,1127$ – точки 3

тальные данные на трубах с высокими температурами торможения потока для указанных пространственных тел в настоящее время отсутствуют. Поэтому, принимая термодинамические параметры равными их значениям для воздуха в нормальных условиях ($\kappa = 1,4$, $Pr = 0,7$, $\omega = 0,75$), в расчетах фактически моделируются условия, которые могут реализоваться в экспериментах на "холодных" трубах, хотя формально указанные параметры могут варьироваться и принимать некоторые эффективные значения.

На фиг. 2 приведены области изменения углов α и χ (см. фиг. 1) при больших сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях обтекания, в которых расчетные значения аэродинамических нагрузок на V-образное крыло, полученные с использованием модели [18], хорошо согласуются с экспериментальными данными. Область, соответствующая гиперзвуковым скоростям полета ($M_\infty = 17,5$ [17, 19]) и ламинарному пограничному слою, расположена справа от заштрихованной полосы, которая указывает возможные пределы перемещения границы области. Область, соответствующая сверхзвуковым скоростям полета ($M_\infty = 6$ [16, 18]) и турбулентному пограничному слою, – справа от штрихпунктирной кривой. Границы областей изменения параметров геометрии α и χ , где модель расчета [18] с гарантированной точностью 5% (погрешность экспериментальных измерений) обеспечивает получение величин нагрузок на крыло, для двух существенно различных условий полета близки. Эти данные служили основанием для выбора начальных значений (α_0, χ_0) и опосредованно констант изопериметрических условий $c_y = \text{const}$ (1.2) и $\tau = \text{const}$ (1.5).

В качестве базового волнолета с соответствующими ему c_{y0} и τ_0 , которые затем сохранялись постоянными, выбирался волнолет с нижней поверхностью в форме плоского треугольного крыла ($\gamma_0 = \pi/2$, α_0 , χ_0). При вариации формы нижней поверхности волнолета ($\gamma < \pi/2$) параметр β нового волнолета определялся непосредственно из (1.5)

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha \cos \alpha}{(3\tau_0)^2 \sin \gamma + \operatorname{tg}^2 \alpha \sin \alpha \cos \gamma} \quad (3.1)$$

а параметр α – в процессе численных итераций для выполнения условия $c_y = c_{y0}$. Количество узлов расчетной сетки в возмущенной области (разд. 2) выбиралось достаточным для получения коэффициента нормальной нагрузки c_n на консоль крыла с заданной точностью, проверяемой в тестовых расчетах.

Поскольку исследуется аэродинамическое качество волнолета на режимах обтекания с присоединенной ударной волной на передних кромках, то при α_0 , χ_0 этот режим должен реализовываться около исходного волнолета при заданных условиях полета. На фиг. 3 в плоскости параметров (α , M_∞) нанесено семейство кривых $\beta = \text{const}$ (сплошные кривые, номер кривой отвечает величине угла β в градусах), на которых за плоской ударной волной, присоединенной к передней кромке плоского треугольного крыла, реализуются условия, отвечающие выходу конуса Маха соответствующего однородного потока на переднюю кромку, т.е. условия, когда течение во всем ударном слое завихренное. Таким образом, около треугольных крыльев с фиксированным параметром β режимы с присоединенной к передним кромкам ударной волной будут заведомо реализовываться в точках (α , M_∞), лежащих ниже соответствующей кривой. Там же штриховыми линиями нанесены две кривые $\tau = \text{const}$ (3.1) ($1 - \tau = 0,1127$; $2 - \tau = 0,1$), на которых достигаются описанные выше условия в ударном слое. Кривые $\tau = \text{const}$ ограничивают снизу область изменения параметров, отвечающих некоторому τ .

Кривые на фиг. 3 отвечают обтеканию в отсутствии толщины вытеснения пограничного слоя. Построение соответствующих кривых с учетом толщины вытеснения пограничного слоя при некотором числе Re_L представляет собой весьма непростую задачу, учитывая зависимость δ^* от параметров в ударном слое (разд. 1). При наличии толщины вытеснения пограничного слоя кривые $\beta = \text{const}$ будут сдвинуты вниз, а кривые $\tau = \text{const}$ – вверх относительно соответствующих кривых на фиг. 3. Тем не менее приведенные зависимости играют существенную вспомогательную роль при выборе начальных, допустимых (фиг. 2) параметров α_0 , β_0 для заданного M_∞ . Влияние толщины вытеснения пограничного слоя на существование режима с присоединенной ударной волной на передних кромках устанавливалось непосредственно в процессе расчета.

В расчетах температура стенки крыла предполагалась равной температуре восстановления $T_w = T_r$ (разд. 1), в случаях ламинарного и турбулентного пограничных слоев соответственно имеем

$$T_w / T = \{1 + \sqrt{\operatorname{Pr}}[(\chi - 1) / 2] M^2\}$$

$$T_w / T = \{1 + \sqrt[3]{\operatorname{Pr}}[(\chi - 1) / 2] M^2\}$$

Расчеты проводились для числа Маха $M_\infty = 20$ и ламинарного пограничного слоя ($Re_L = 5 \cdot 10^5$). Коэффициент донного сопротивления $c_g = 0$. Несмотря на то, что расчет коэффициента нормальной силы c_n (волновая составляющая нагрузки на крыло) проводится в рамках конических течений, затраты машинного времени весьма велики.

На фиг. 3 точками 3 нанесены параметры (α_0 , M_∞), при которых проводились расчеты аэродинамического качества волнолета с удельным объемом $\tau_0 = 0,1127$.

Номер кривой	α_0	β_0	c_y
1	10°	15°	0,0926
2	10,5°	16,46°	0,1007
3	11°	17,98°	0,1088
4	12,5°	22,77°	0,1347
5	15°	31,24°	0,1835

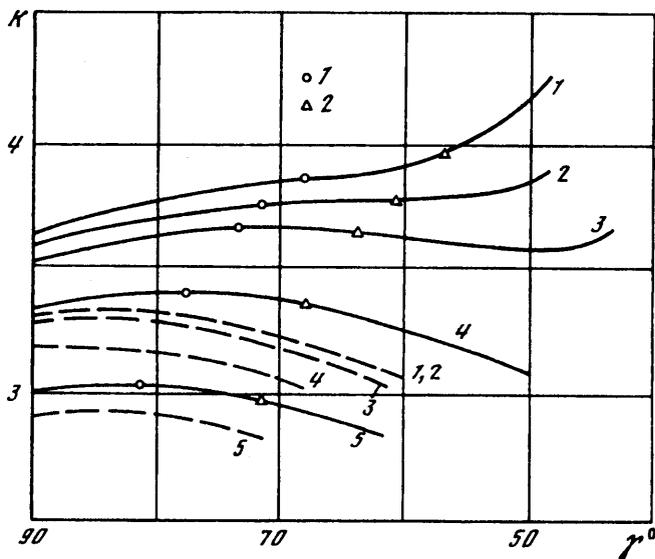
Значения параметров α_0 , β_0 и коэффициента подъемной силы c_y с учетом толщины вытеснения пограничного слоя для исходного волнолета с плоской нижней поверхностью, отвечающие указанному τ_0 , приведены в таблице.

На фиг. 4 представлены результаты расчетов аэродинамического качества волнолета в зависимости от полуугла раскрытия V-образного крыла γ . Сплошные и штриховые кривые 1–5 отвечают приведенным выше номерам пар параметров (α_0 , β_0) соответственно с учетом и без учета толщины вытеснения пограничного слоя. Как видно, толщина вытеснения пограничного слоя влияет как на абсолютную величину аэродинамического качества волнолета, так и на характер его зависимости от угла раскрытия V-образного крыла. Для исходного волнолета с плоской нижней поверхностью при увеличении угла α_0 влияние толщины вытеснения пограничного слоя уменьшается (кривые 1–5, $\gamma = 90^\circ$).

Расчеты без толщины вытеснения пограничного слоя в рассматриваемом диапазоне параметров показывают, что переход к эквивалентному волнолету с нижней поверхностью в форме V-образного крыла не приводит к увеличению аэродинамического качества более чем на 1% (штриховые кривые), однако с учетом толщины вытеснения пограничного слоя такой переход приводит к увеличению аэродинамического качества от 1 до 2% при монотонной производной K'_γ (сплошные кривые 5, 4) и на 4% на первом максимуме кривой $K(\gamma)$ при немонотонной производной K'_γ (сплошная кривая 3).

Монотонное изменение функции K'_γ (фиг. 4, сплошные кривые 4, 5) является известным фактом [6]. Немонотонное изменение $K(\gamma)$ (сплошная кривая) и монотонное увеличение аэродинамического качества при немонотонном изменении $K'(\gamma)$ и значительном уменьшении угла раскрытия V-образного крыла (сплошные кривые 1, 2) являются новыми качественными результатами. Причем в двух последних случаях, отвечающих меньшим коэффициентам подъемной силы, максимальное значение K в исследованном интервале изменения угла γ превышает величину аэродинамического качества исходного волнолета на 8 (2) и 18% (1). Если при больших значениях c_y (сплошные кривые 4, 5) максимальное значение аэродинамического качества достигается практически на расчетном режиме обтекания эффективного V-образного крыла с плоской ударной волной, присоединенной к передним кромкам (точки 1), то с уменьшением c_y локальный максимум K достигается на режиме обтекания эффективного крыла с маховской конфигурацией ударных волн (сплошная кривая 3).

На фиг. 5 приведены зависимости $\alpha(\gamma)$, $\beta(\gamma)$ и $c_x(\gamma)$, отвечающие сплошным кривым $K(\gamma)$ (фиг. 4) с той же нумерацией. Кривые $\alpha(\gamma)$ (фиг. 5, а, кривые 4, 5) имеют минимум при тех же величинах угла γ , при которых соответствующие кривые $K(\gamma)$ (фиг. 4) имеют максимум. Немонотонному изменению $\alpha(\gamma)$ (фиг. 5, а, кривая 3) отвечает немонотонное изменение $K(\gamma)$, а монотонному уменьшению угла α (кривые 1, 2) – монотонный рост $K(\gamma)$. При этом важно, что коэффициент нормальной силы c_n во всех случаях изменяется слабо (в пределах 1%). Согласно расчетам, величина удельного коэффициента трения на нижней поверхности волнолета c_{f1} составляет 5–7% величины c_n , а на верхней c_{f2} – 1–1,5%. Отсюда следует, что в коэффициент подъем-



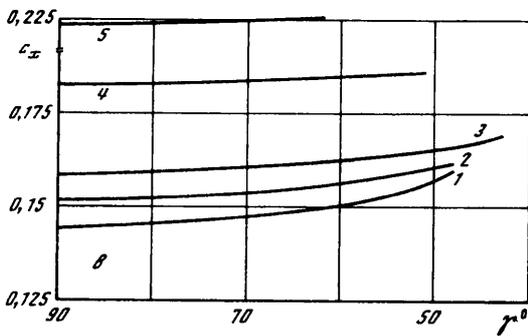
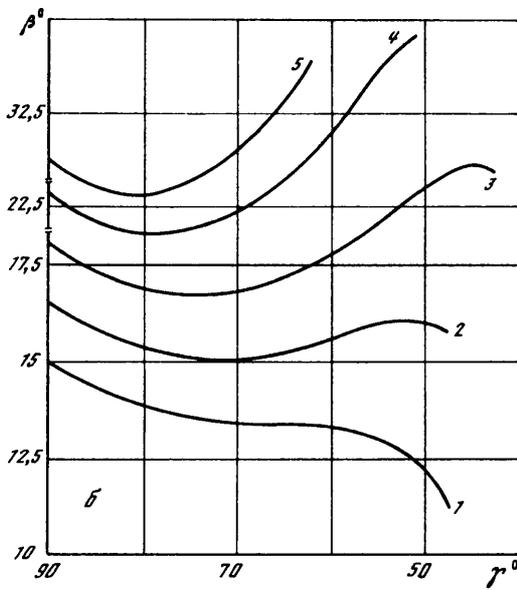
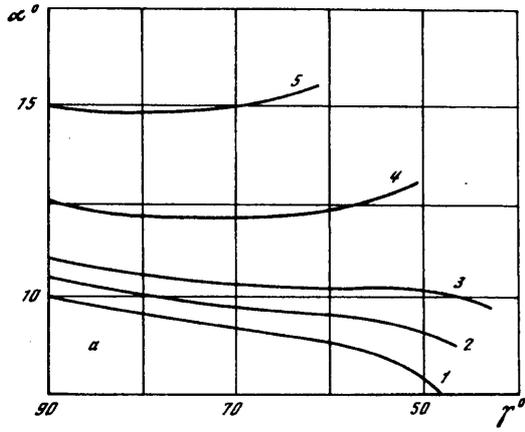
Фиг. 4. Зависимости аэродинамического качества волнолета от полуугла раскрытия γ V-образного крыла при $\tau = 0,1127$ и различных значениях начальных параметров α_0 , β_0 и коэффициента подъемной силы c_y (см. таблицу). Сплошные кривые с учетом и штриховые без учета толщины вытеснения пограничного слоя

ной силы c_y (1.2) определяющий вклад вносит волновая составляющая нагрузки на крыло, а в процессе итераций при различных углах раскрытия V-образного крыла для удовлетворения изопериметрическому условию $c_y = c_{y0}$ определяется такой угол α , при котором на эффективном крыле коэффициент нормальной силы $c_n \equiv c_{n0}$.

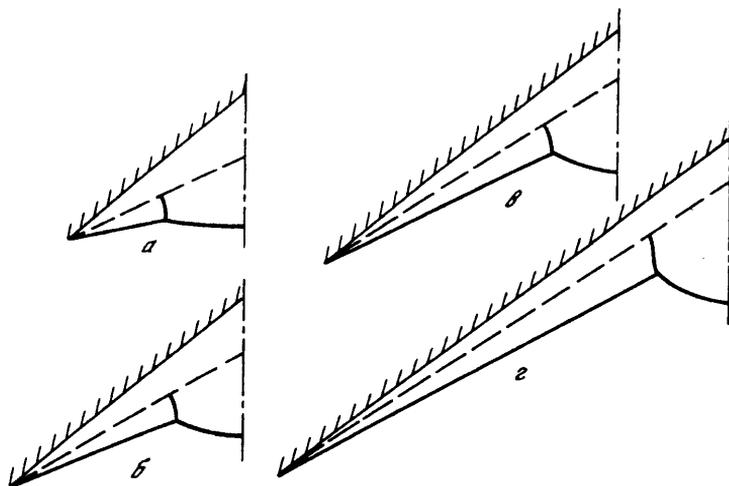
Превалирующая роль волновой нагрузки в величине c_y является существенным фактом, так как позволяет не только объяснить поведение $K(\gamma)$, но и высказать ряд дополнительных соображений о влиянии некоторых реальных процессов в ударном слое на аэродинамическое качество волнолета, не учитывающихся в модели расчета сил, действующих на крыло [18].

Так как $c_y \approx c_n \approx \text{const}$, а также $c_{n1}/c_n \ll 1$ и $c_{n2}/c_n \ll 1$, то из соотношений (1.1) и (1.2) можно заключить, что зависимость $K(\gamma)$ в главном члене определяется множителем $\text{ctg} \alpha(\gamma)$ (1.1), что и наблюдается (см. фиг. 4, 5). Таким образом, если при уменьшении угла раскрытия V-образного крыла в соответствии с изопериметрическим условием $c_y = \text{const}$ угол α будет уменьшаться, то аэродинамическое качество волнолета будет расти.

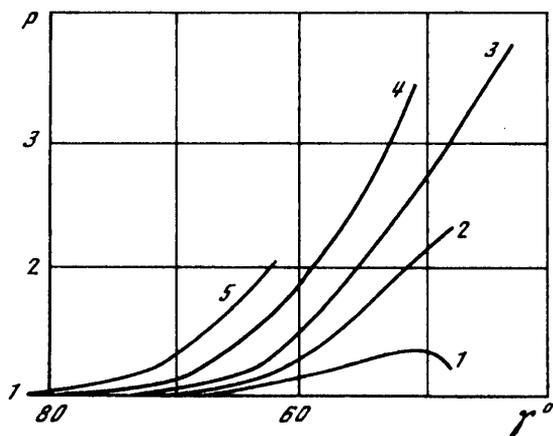
На фиг. 6 для иллюстрации характера течения около нижней поверхности волнолета приведены структура ударных волн (сплошные линии) и толщина вытеснения пограничного слоя (штриховые линии) в случаях, отвечающих соответственно парам 1–4 начальных параметров (α_0 , β_0) (см. табл.) при $\gamma = 50^\circ$. На фиг. 7 приведены данные об интенсивности p внутреннего скачка уплотнения в маховской конфигурации ударных волн, реализующейся около V-образных крыльев при углах γ , меньших угла, соответствующего расчетному режиму обтекания эффективного крыла (фиг. 4, точки 1). Если p превышает критическую интенсивность нормально падающей на пограничный слой ударной волны (для ламинарного пограничного слоя $p_* \approx 1,2$), то внутренний скачок уплотнения вызовет отрыв пограничного слоя. Следовательно, согласно данным фиг. 7, при углах γ , меньших углов, отмеченных точками 2 на кривых $K(\gamma)$ (фиг. 4), в ударном слое будет реализоваться отрыв пограничного слоя, когда используемая модель толщины вытеснения пограничного слоя уже непригодна.



Фиг. 5. Геометрические параметры α (а), β (б) и коэффициент аэродинамического сопротивления c_x (в) волнолета при $\tau = 0,1127$ и различных значениях c_y (нумерация кривых соответствует принятой на фиг. 4)



Фиг. 6. Конфигурация ударных волн (сплошные линии) и толщина вытеснения пограничного слоя (штриховые линии) при обтекании нижней поверхности волнолета при $\gamma = 50^\circ$, $\tau = 0,1127$ и различных c_y (нумерация кривых соответствует принятой на фиг. 4)



Фиг. 7. Зависимость интенсивности ρ внутреннего скачка уплотнения на стенке в маховской конфигурации ударных волн от полуугла раскрытия V-образного крыла (нумерация кривых соответствует принятой на фиг. 4)

В [18, 19] было показано, что при отрыве пограничного слоя нормальная нагрузка на крыло, измеренная в эксперименте, превосходит ее расчетное значение, полученное с использованием модели толщины вытеснения пограничного слоя, описанной в разд. 1, так как отрыв пограничного слоя образует большее тело вытеснения. Если бы модель расчета волновой составляющей нагрузки на крыло c_n учитывала указанное влияние отрыва пограничного слоя, то в силу изопериметрического условия $c_y = \text{const}$ для компенсации увеличения c_n за счет отрыва пограничного слоя угол α должен был бы уменьшиться, что привело бы, как следует из изложенного, к увеличению аэродинамического качества волнолета (1.1). Таким образом, можно утверждать, что образование отрыва пограничного слоя под действием скачков уплотнения в ударном слое на нижней стороне несущих форм при больших сверхзвуковых скоростях полета будет способствовать увеличению их аэродинамического качества при $c_y = \text{const}$.

Согласно данным для $p(\gamma)$ (фиг. 7) и $\beta(\gamma)$ (фиг. 5, б) (кривая 1), при $\gamma < 50$ интенсивность внутренней ударной волны начинает быстро падать, а стреловидность передних кромок крыла – возрастать. Это указывает на скорое отсоединение ударной волны от передних кромок. Наблюдаемый при этом быстрый рост аэродинамического качества (фиг. 4, сплошная кривая 1, $\gamma < 50$) позволяет предположить, что на режимах обтекания с отошедшей ударной волной от передних кромок следует ожидать существенно больших величин аэродинамического качества, чем у базового волнолета с присоединенной ударной волной на передних кромках, при условии отсутствия разрыва аэродинамических нагрузок на крыло [7].

Используемая модель толщины вытеснения пограничного слоя не учитывает в полной мере эффектов вязкого взаимодействия при больших сверхзвуковых скоростях, в частности сильное взаимодействие в окрестности передних кромок V-образного крыла, что отмечалось в [18, 19]. Оценим погрешность, допускаемую при использовании конической модели толщины вытеснения (разд. 1) для расчета коэффициента нормальной силы, действующей на консоль V-образного крыла. Будем считать, как и в [18, 19], что течение в пограничном слое происходит в независимых полосах, параллельных центральной хорде крыла, и описывается теми же соотношениями, что и пограничный слой на пластине при соответствующих условиях в невязком внешнем потоке. Поскольку толщина вытеснения гиперзвукового пограничного слоя близка к толщине пограничного слоя [23], зададим ее для простоты в виде единой степенной функции

$$f(x, y, z) \equiv y - \delta^*(x - z \operatorname{ctg} \beta)^{1/n} = 0$$

Здесь x, y, z – прямоугольная система координат с началом в носике крыла, ось x совпадает с центральной хордой крыла, ось y нормальна консоли крыла. Переменные x, y, z отнесены к длине центральной хорды крыла (δ^* определено в разд. 1). Единичные векторы нормали к поверхности вытеснения пограничного слоя и скорости невозмущенного потока имеют вид

$$\mathbf{n} = \frac{\operatorname{grad} f}{|\operatorname{grad} f|} = \left\{ -\frac{\delta^*}{n}, (x - z \operatorname{ctg} \beta)^{(1-1/n)}, \frac{\delta^* \operatorname{ctg} \beta}{n} \right\} \left[(x - z \operatorname{ctg} \beta)^{2(1-1/n)} + \left(\frac{\delta^*}{n \sin \beta} \right)^2 \right]^{-1/2}$$

$$\mathbf{U}_e = \{ \cos \alpha, -\sin \alpha \sin \gamma, -\sin \alpha \cos \gamma \}$$

Оценим величину коэффициента нормальной силы

$$c_n = \frac{1}{S_k} \iint_{S_k} c_p dx dz = \frac{2}{\operatorname{tg} \beta} \int_0^{\operatorname{tg} \beta} \left(\int_{z \operatorname{ctg} \beta}^1 c_p dx \right) dz$$

используя для вычисления c_p формулу Ньютона; $c_p = 2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{U}_e)^2$. В случае применяемой в расчетах конической модели поверхности толщины вытеснения пограничного слоя ($n = 1$) для c_n получим выражение

$$c_{n1} = 2 \frac{\cos^2 \alpha \sin^2 \beta}{(\delta^{*2} + \sin^2 \beta)} \{ \delta^* b + \operatorname{tg} \alpha \sin \gamma \}^2, \quad b = 1 + \operatorname{tg} \alpha \operatorname{ctg} \beta \cos \gamma$$

В случае ламинарного пограничного слоя ($n = 2$) найдем c_{n2} и отношение $c_{n2}/c_{n1} = c_n^0$

$$c_n^0 = 1 + \frac{1}{(1 + b \Delta_2)^2} \left\{ (b^2 \Delta_2^2 - \Delta_1^2) \left(\ln \frac{2}{\Delta_1} - \frac{3}{2} \right) + \frac{(4 - \pi)}{2} b \Delta_2 \Delta_1^2 \right\} \quad (3.2)$$

$$\Delta_1 = \frac{\delta^*}{\sin \beta}, \quad \Delta_2 = \frac{\delta^*}{\operatorname{tg} \alpha \sin \gamma}$$

В (3.2) отброшены члены Δ_1^2 и Δ_2^2 по сравнению с единицей. Как видно, при $\Delta_1/(b\Delta_2) < 1$, что является естественным ограничением для несущих форм, $c_n^0 > 1$, и, значит, модель толщины вытеснения [18] занижает величину коэффициента нормальной силы по сравнению с таковой при гиперзвуковом вязком взаимодействии. Этот результат согласуется с известным из теории оптимальных аэродинамических форм фактом, что минимальная нагрузка среди плоских тел с заданными габаритами реализуется на клине. Повторяя рассуждения, сделанные для случая отрыва пограничного слоя под действием внутренних ударных волн, можно прийти к выводу, что точный учет вязкого взаимодействия на нижней поверхности волнолета при гиперзвуковых скоростях обтекания приведет к дополнительному увеличению аэродинамического качества при $c_y = \text{const}$.

Соотношение (3.2) позволяет получить еще один качественный результат. Считая $\text{tg}^2\alpha \ll 1$ и $\text{tg}\gamma \gg 1$, можно показать, что как только будет выполнено неравенство (в главных членах)

$$\Delta_1^2 \geq \delta^{*2} \left[1 + \left(\frac{\delta^*}{\Delta_2} \right)^2 \text{ctg}^2 \gamma \left(\ln \frac{2}{\delta^*} - \frac{3}{2} \right)^2 \right]$$

при дальнейшем увеличении Δ_1 и прочих постоянных параметрах, что соответствует увеличению стреловидности передних кромок V-образного крыла, c_n^0 уменьшается. Это качественно согласуется с результатами [18, 19], где было установлено улучшение совпадения расчетных значений коэффициента сопротивления звездобразных тел, полученных с использованием конической модели толщины вытеснения пограничного слоя, с экспериментальными данными при увеличении стреловидности передних кромок.

Заключение. Проведенное исследование показало, что при заданных коэффициенте подъемной силы и удельном объеме треугольный в плане волнолет с нижней поверхностью, имеющей форму V-образного крыла, может иметь аэродинамическое качество, значительно превышающее аэродинамическое качество волнолета с плоской нижней поверхностью. В исследованном диапазоне параметров указанное превышение в некоторых случаях составляет от 2 до 18%. Увеличению аэродинамического качества способствует как вязкое взаимодействие, так и отрыв пограничного слоя на нижней поверхности волнолета при гиперзвуковых скоростях обтекания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-01-00099).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Майканар Г.И. Сравнение волнолетов различной формы // Уч. зап. ЦАГИ. 1985. Т. 16. № 4. С. 100–104.
2. Майканар Г.И. О выборе оптимальной формы сверхзвукового летательного аппарата // Уч. зап. ЦАГИ. 1987. Т. 18. № 1. С. 18–27.
3. Bowcutt K.G., Anderson I.D., Capriotti D. Viscous optimized hypersonic waveriders // AIAA Paper. 1987. № 0272. 18 p.
4. Lin S.-C., Rasmussen M.T. Cone-derived waveriders with combined transverse and longitudinal curvature // AIAA Paper. 1988. № 371. 11 p.
5. Cole J.D. Optimum hypersonic wings and wave riders // Arch. Mech. 1991. V. 43. № 5. P. 577–587.
6. Гонор А.Л., Остапенко Н.А. Гиперзвуковое обтекание крыльев с маховской системой ударных волн // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 3. С. 104–116.
7. Остапенко Н.А. Аэродинамические характеристики V-образных крыльев с отошедшей ударной волной на передних кромках при гиперзвуковых скоростях полета // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 4. С. 145–154.

8. Голубкин В.Н., Незода В.В. Оптимизация пространственной формы несущих тел малого удлинения при гиперзвуковых скоростях // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1991. Т. 31. № 12. С. 1858–1870.
9. Голубкин В.Н. Несущие крылья оптимальной формы в вязком гиперзвуковом потоке // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 6. С. 154–164.
10. Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А. и др. Аэродинамика звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях // Актуальные проблемы механики. М.: Изд-во МГУ, 1984. С. 30–38.
11. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 3. С. 51–58.
12. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Геометрические характеристики отрыва турбулентного пограничного слоя при взаимодействии с прямым скачком уплотнения в конических течениях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 6. С. 43–51.
13. Остапенко Н.А. О всплывании точки Ферри на наветренной стороне V-образных крыльев // Докл. АН СССР. 1986. Т. 287. № 2. С. 295–298.
14. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О структуре обтекания наветренной стороны V-образных крыльев при наличии отрыва турбулентного пограничного слоя // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 3. С. 68–76.
15. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О некоторых режимах сверхзвукового обтекания наветренной стороны V-образных крыльев // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 2. С. 137–150.
16. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Аэродинамические характеристики и запас статической устойчивости конических звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 6. С. 142–150.
17. Глазков В.М., Дуганов В.В., Зубин М.А., Остапенко Н.А. Экспериментальное исследование аэродинамического сопротивления пространственных тел со звездообразным поперечным сечением при сверх- и гиперзвуковых скоростях // Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика, механика, 1997. № 1. С. 56–59.
18. Остапенко Н.А. Аэродинамическое сопротивление пространственных тел со звездообразным поперечным сечением при сверхзвуковых скоростях и проблемы его расчета // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 1. С. 57–69.
19. Зубин М.А., Остапенко Н.А., Чулков А.А. Моделирование аэродинамического сопротивления пространственных тел со звездообразным поперечным сечением при гиперзвуковых скоростях // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 5. С. 69–79.
20. Николаев В.С. Оптимальная форма треугольного крыла при заданной балансировке в вязком гиперзвуковом потоке // Уч. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 6. С. 47–55.
21. Лапыгин В.И. Расчет сверхзвукового обтекания V-образных крыльев методом установления // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 3. С. 180–185.
22. Русанов В.В. Расчет взаимодействия нестационарных ударных волн с препятствиями // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1961. Т. 1. № 2. С. 262–279.
23. Хейз У.Д., Пробстин Р.Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 607 с.

Москва
Институт механики МГУ

Поступила в редакцию
11.IV.1996