

УДК 533.6.011.55
629.735.33 — 4.016.55

РАСЧЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ С ПРОТОКАМИ ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Н. В. ВОЕВОДЕНКО, А. А. ГУБАНОВ

Рассмотрена задача расчета аэродинамических характеристик высокоскоростных летательных аппаратов (ЛА) с воздушно-реактивными двигателями. Для проведения исследований по улучшению аэродинамических компоновок таких аппаратов необходим эффективный, устойчивый, быстрый и информативный расчетный инструмент. Численный метод, основанный на гиперзвуковой теории малых возмущений и методе Годунова — Колгана, используется в данной работе как основной инструмент для расчета полей течения и суммарных аэродинамических характеристик ЛА.

Для вычисления характеристик воздухозаборных устройств, таких как коэффициенты расхода, компоненты импульса и т. п., используются параметры потока на входе в воздухозаборник, полученные в численных расчетах. Вклад воздухозаборников двигателей в суммарные аэродинамические характеристики ЛА затем определяется с помощью классической теоремы импульсов.

Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными и результатами расчетов с помощью RANS-кода NUMECA. Проведены расчеты характеристик осесимметричного тела с двумя воздухозаборниками.

Ключевые слова: высокоскоростные аппараты с воздушно-реактивными двигателями, расчетные исследования, теорема импульсов.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследований по улучшению аэродинамических конфигураций высокоскоростных ЛА с воздушно-реактивными двигателями (ВРД) связана с перспективой использования таких аппаратов в качестве первых ступеней многоразовых космических транспортных систем, а также с разработкой пассажирских и деловых самолетов с большой сверхзвуковой крейсерской скоростью. Для таких ЛА один из важнейших вопросов — рациональная интеграция планера и силовой установки. В данном случае выбор рационального расположения воздухозаборников существенно влияет как на эффективность силовых установок, так и на внешние аэродинамические характеристики ЛА.

Современные пакеты программ позволяют рассчитывать трехмерные течения около сложных компоновок ЛА, однако это требует больших затрат компьютерных ресурсов. Гиперзвуковая теория малых возмущений (ГТМВ) сводит задачу трехмерного обтекания к двумерной нестационарной задаче и делает основанный на ней метод расчета более быстрым и устойчивым.

Программа для решения уравнений Эйлера основана на следующих основных теоретических и численных методах:

— ГТМВ;



ВОЕВОДЕНКО
Нина Владимировна
кандидат технических наук,
начальник сектора ЦАГИ



ГУБАНОВ
Анатолий Александрович
кандидат технических наук,
заместитель начальника
отделения ЦАГИ

— обобщение ГТМВ на случай больших углов атаки (теория В. В. Сычева);
— численный метод Годунова — Колгана как инструмент для интегрирования уравнений ГТМВ.

Базовая теория является асимптотической и теоретически верна для больших сверхзвуковых чисел M при малых или конечных углах атаки, но на практике было показано, что область применимости данного метода существенно шире: $2 \leq M_\infty \leq 10$, $|\alpha| \leq 180^\circ$.

Применимость метода проверялась путем сравнения с другими численными результатами (полученными с помощью RANS-кода NUMECA, лицензионное соглашение № BEL/302NM-546) и с экспериментальными данными.

Данная методология и программа, основанная на ней, позволяют выполнять быстрые и эффективные расчеты для решения широкого класса задач. Расчет одного режима обтекания требует около 1 минуты на обычном персональном компьютере, что делает возможным поиск оптимальных решений в широком диапазоне параметров.

В настоящей работе описанный выше численный метод дополнен методикой расчета характеристик ЛА с воздухозаборными устройствами, основанной на теореме импульсов, и приведены примеры ее применения.

Были выполнены расчеты обтекания осесимметричного тела с двумя воздухозаборниками квадратного поперечного сечения, которые расположены в области возмущенного телом течения под выступающими вперед прямоугольными пластинами, ориентированными перпендикулярно к местным поперечным составляющим скорости потока. Данные пластины осуществляют торможение потока перед входными устройствами и способствуют повышению коэффициентов расхода и полного давления воздухозаборников. Получаемые при этом результаты исследований могут использоваться для определения наилучшего расположения воздухозаборных устройств.

Для быстрой предварительной оценки значений коэффициента расхода воздухозаборника, расположенного под пластиной в возмущенном поле течения, созданном обтекаемым телом, можно использовать методику корректировки параметров. Такая корректировка осуществляется с помощью приближенных соотношений на косом скачке уплотнения, создаваемом пластиной. Корректировка параметров может быть применена к полям течений, полученным с помощью различных численных методов, для быстрой предварительной оценки значений местного коэффициента расхода F_l . Это позволяет определить лучшие места расположения воздухозаборных устройств с точки зрения их характеристик.

Методика корректировки параметров была применена к результатам расчетов, полученным с помощью двух численных методов:

метода, основанного на ГТМВ и численном методе Годунова — Колгана;
коммерческого кода NUMECA.

Приведено сравнение результатов, полученных с помощью различных численных методов и методики корректировки.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ

Задача обтекания тела газом с большой сверхзвуковой скоростью рассматривается в приближении невязкого совершенного газа; таким образом, течение описывается трехмерными уравнениями Эйлера.

Для упрощения задачи, а также чтобы сделать метод более быстрым и устойчивым, используется следующий теоретический базис:

— гиперзвуковая теория малых возмущений — ГТМВ [1, 2], основанная на следующих предположениях:

$$M_\infty \gg 1, \quad \tau \sim \delta = d/l \ll 1, \quad K = M_\infty \tau \sim 1,$$

где M_∞ — число Маха набегающего потока; d — наибольший поперечный размер тела; l — длина тела; δ — относительная толщина обтекаемого тела; τ — относительная толщина возмущенного слоя;

— обобщение ГТМВ на случай больших углов атаки α (теория В. В. Сычева) [3], для которой основными предположениями являются:

$$\delta \ll 1, \quad M_\infty \delta \geq 1, \quad M_\infty \sin \alpha \gg 1.$$

При малых углах атаки теория [3] переходит в теорию [1]. Наиболее важным параметром, который определяет точность теорий [1] и [3], является относительная толщина возмущенного слоя τ . Для малых углов атаки возмущенная область ограничена прижатым к телу головным скачком уплотнения. Для больших углов атаки возмущенная область на наветренной стороне также будет ограничена скачком, прижатым к поверхности тела. Но на подветренной стороне тела возмущенная область будет простирается на значительное расстояние от поверхности тела и, таким образом, предположение о малости толщины возмущенного слоя τ не выполняется. Применимость теории [3] в данном случае обосновывается тем, что давление на наветренной стороне тела при большой скорости обтекания будет существенно выше, чем на подветренной стороне. В связи с этим относительная величина вклада подветренной стороны тела в его аэродинамические характеристики будет малой. Таким образом, нас снова интересует только поле возмущений в области, прилегающей к поверхности тела, даже для больших углов атаки.

Законы плоских сечений, сформулированные в [1, 3], сводят трехмерную стационарную задачу к двумерной нестационарной с точностью $O(\delta^2)$, что упрощает численное решение.

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Для численного решения указанной двумерной нестационарной задачи используется метод Годунова — Колгана [4]. Фронт головной ударной волны определяется с помощью процедуры [5] и является внешней границей расчетной области. Возмущенная область располагается между ней и поверхностью тела. Расчетная сетка привязана к поверхностям тела и ударной волны. Если конфигурация расчетной области сложная, то эта область разбивается на простые подобласти. В каждой подобласти сетки строятся так, чтобы они стыковались на границах подобластей. Форма поперечного сечения тела определяет количество и расположение подобластей.

Программа может быстро настраиваться для разных классов форм путем создания соответствующих файлов геометрии.

Название кода: NINA — Numerical Investigations of Nonlinear Aerodynamics (Численные Исследования Нелинейной Аэродинамики). Данная методология и код, основанный на ней, дает нам возможность выполнения быстрых и достаточно информативных расчетов. Время расчета одного режима для одной конфигурации зависит от числа Маха и угла атаки, так как используется явная схема, и шаг по времени выбирается из условий устойчивости и зависит от пространственных размеров ячеек сетки. Размеры ячеек зависят от размеров возмущенной области, расположенной между поверхностью тела и головным скачком уплотнения, а значит от числа M и угла атаки. Обычно расчет одного режима занимает от 30 с до 3 мин процессорного времени на обычном персональном компьютере (в среднем, 1 минуту). Таким образом, могут быть выполнены быстрые расчеты в широком диапазоне параметров, чтобы определить наиболее эффективную аэродинамическую компоновку.

МЕТОДОЛОГИЯ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ЛА С ПРОТОКАМИ ВРД

Методология расчета характеристик ЛА с ВРД основывается на теореме импульсов и принципе разделения аэродинамических характеристик ЛА на внешние и внутренние [6]. Формулы для расчета внешних аэродинамических сил, действующих на ЛА с ВРД, получены в работе [7].

Суммарная сила, действующая на компоновку ЛА с воздушно-реактивным двигателем (протоком), определяется в виде:

$$\vec{R}_\Sigma = \vec{R}_A + \vec{T} = \int_{S_w} [-(p - p_\infty)\vec{n}_w + \vec{\tau}_w] dS + \vec{I}_1 - \vec{I}_c, \quad (1)$$

где \vec{R}_A — внешняя аэродинамическая сила ЛА, \vec{T} — сила тяги ВРД; S_w — внешняя поверхность ЛА, по которой осуществляется интегрирование сил давления и трения; \vec{n}_w — единичный вектор внешней нормали к ней; $\vec{\tau}_w$ — местный вектор напряжения трения, действующий на единицу площади поверхности тела,

$$\vec{I}_1 = \int_{S_1} [(p - p_\infty) \vec{n}_1 + \rho (\vec{V} \vec{n}_1) \vec{V}] dS$$

— вектор импульса струи воздуха, втекающей в воздухозаборное устройство, вычисленный по поверхности интегрирования S_1 (\vec{V} — вектор скорости потока), \vec{I}_c — вектор выходного импульса струи газа, вытекающей из сопла ВРД, вычисленный по некоторой поверхности интегрирования S_c . Исходя из условий применения теоремы импульсов, суммарная поверхность $S_w + S_1 + S_c$ должна быть замкнутой. Обозначения показаны на рис. 1.

Формула (1) соответствует компоновке ЛА с одним внутренним протоком. Она может быть легко обобщена для случая нескольких протоков.

Тяга двигателя определяется соотношением

$$\vec{T} = -(\vec{I}_c - I_\infty \vec{n}_c),$$

где I_∞ — абсолютная величина вектора входного импульса струи тока, втекающей в ВЗУ; \vec{n}_c — единичный вектор, направленный вдоль оси выходного сопла ВРД.

Внешняя аэродинамическая сила, действующая на ЛА, будет определяться следующим соотношением:

$$\vec{R}_A = \vec{R}_\Sigma - \vec{T} = \int_{S_w} [-(p - p_\infty) \vec{n}_w + \vec{\tau}_w] ds + \vec{I}_1 - I_\infty \vec{n}_c. \quad (2)$$

Применимость формулы (2) ограничивается условием отсутствия существенного влияния струи двигателя на обтекание элементов внешней поверхности S_w , по которой осуществляется интегрирование сил давления и трения. Случаи, в которых это условие не соблюдается, должны рассматриваться отдельно с учетом конкретных особенностей указанного влияния.

Данная формула в векторном виде применима для любой геометрии ЛА. Ее представление в виде составляющих по координатным осям принимает наиболее простой вид в системе координат, связанной с обтекаемым телом. При проведении расчетов поверхность интегрирования S_1 чаще всего выбирают ориентированной перпендикулярно продольной оси Ox связанной системы координат. Величина входного импульса в таком случае может быть вычислена в виде

$$I_\infty = U_\infty \int_{S_1} \rho u dS = \rho_\infty U_\infty^2 S_0 F,$$

так как из условия сохранения массы в трубке тока $\rho_\infty U_\infty S_\infty = \int_{S_1} \rho u dS$. По определению коэффициента расхода ВЗУ равен

$$F = \frac{S_\infty}{S_0} = \frac{1}{S_0} \frac{1}{\rho_\infty U_\infty} \int_{S_1} \rho u dS,$$

где S_0 — площадь входа ВЗУ, в которую обычно включаются фронтальные площади собственных ступеней торможения; S_∞ — начальная площадь струйки тока, приходящей на вход воздухозаборника, определяемая в невозмущенном течении.

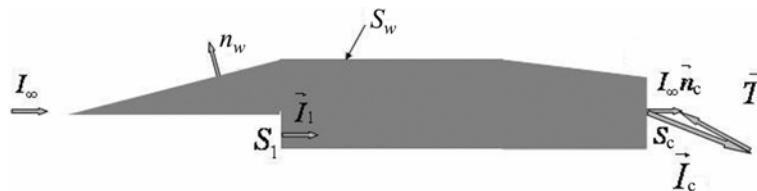


Рис. 1. Тело с протоком (иллюстрация к теореме импульсов)

Характеристики воздухозаборника, такие как коэффициент расхода F , коэффициенты составляющих импульса на входе ВЗУ \bar{I}_x и \bar{I}_y :

$$\bar{I}_x = \frac{1}{\rho_\infty U_\infty^2 S_0} \int_{S_1} [(p - p_\infty) + \rho u^2] dS,$$

$$\bar{I}_y = \frac{1}{\rho_\infty U_\infty^2 S_0} \int_{S_1} \rho uv dS,$$

коэффициент продольного момента импульса \bar{m}_z :

$$\bar{m}_z = \frac{1}{\rho_\infty U_\infty^2 S_0 L_{\text{хар}}} \int_{S_1} [(p - p_\infty) + \rho u^2] (y - y_T) dS$$

и т. д., вычисляются по поверхности интегрирования S_1 с помощью данных, полученных в расчете изложенным выше численным методом.

Далее для вычисления коэффициентов внешних аэродинамических сил и момента тангажа в связанной системе координат в случае, если ось выходного сопла двигателя параллельна продольной оси ЛА, используются следующие формулы:

$$c_x = c_{xw} - 2 \frac{S_0}{S_{\text{хар}}} (F - \bar{I}_x), \quad (3)$$

$$c_y = c_{yw} + 2 \frac{S_0}{S_{\text{хар}}} \bar{I}_y, \quad (4)$$

$$m_z = m_{zw} + 2 \frac{S_0}{S_{\text{хар}}} \bar{m}_z - 2 \frac{x_T - x_1}{L_{\text{хар}}} \frac{S_0}{S_{\text{хар}}} \bar{I}_y - 2 \frac{y_c - y_T}{L_{\text{хар}}} \frac{S_0}{S_{\text{хар}}} F, \quad (5)$$

где индекс «w» обозначает величины, получаемые в результате интегрирования сил давления и трения по внешней поверхности ЛА; $S_{\text{хар}}$ — характерная площадь ЛА; $L_{\text{хар}}$ — характерная длина ЛА; x_T и y_T — координаты условного центра масс ЛА; x_1 — продольная координата сечения интегрирования S_1 ; y_c — положение по высоте продольной оси сопла ВРД.

В рамках ГТМВ можно показать, что дополнительные члены в формулах (3) — (5), обусловленные влиянием протока через двигатель, имеют тот же порядок величины, что и члены, полученные в результате интегрирования сил давления по внешней поверхности S_w .

Действительно, в рамках ГТМВ для возмущений (добавочных составляющих) скорости потока u , v и w , коэффициента давления c_p и относительного возмущения плотности $(\rho - \rho_\infty)/\rho_\infty$ справедливы следующие оценки [2]:

$$u \sim U_\infty \tau^2, \quad v \sim w \sim U_\infty \tau, \quad c_p = \frac{(p - p_\infty)}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2} \sim \tau^2, \quad \frac{\rho - \rho_\infty}{\rho_\infty} \sim 1. \quad (6)$$

В компоновках высокоскоростных ЛА для создания подъемной силы обычно используются либо несущие корпуса (без крыльев), либо корпуса с крыльями малого удлинения, геометрические параметры ЛА при этом удовлетворяют условию $d/l \sim \tau$. В связи с этим логично предположить, что характерная площадь $S_{\text{хар}}$, используемая при определении аэродинамических коэффициентов, например, площадь ЛА в плане, является величиной порядка τl^2 . При этом для характерной длины ЛА может выполняться соотношение $L_{\text{хар}} \sim l$, а для площади входа воздухозаборника, располагаемого полностью в области возмущенного потока, $S_0 \sim \tau^2 l^2$. Тогда, с учетом соотношений (6) $c_p \sim \tau^2$, а также того, что суммарная площадь фронтальной поверхности ЛА должна иметь порядок $\tau^2 l^2$, вклад интеграла сил давления по внешней поверхности ЛА в суммарный

коэффициент продольной силы c_x будет иметь порядок τ^3 . Поскольку вклад сил трения в лобовое сопротивление ЛА по порядку величины обычно не превышает вклада сил давления (за исключением «вырожденного» случая ЛА с лобовым воздухозаборником и цилиндрической внешней поверхностью), можно считать, что суммарный вклад интеграла сил давления и трения c_{xw} , входящий в формулу (3), будет также иметь порядок τ^3 .

Добавочный член в формуле (3), обусловленный влиянием внутреннего протока, пропорционален произведению $\frac{S_0}{S_{\text{хар}}}(F - \bar{I}_x)$, где первый множитель имеет порядок τ , а второй — τ^2 .

В итоге, данный добавочный член, как и c_{xw} , будет иметь порядок τ^3 . Вклад протока воздуха в коэффициент продольной силы ЛА необходимо обязательно учитывать, поскольку он является величиной основного порядка. Аналогично можно показать, что добавочные члены в формулах (4) и (5), учитывающие влияние протока, также являются величинами основного порядка.

Следует отметить, что, несмотря на отсутствие необходимости вычислять величину возмущения продольной скорости u при расчете распределения давления по поверхности ЛА, в соответствии с формулой (3), ее нужно знать для правильного учета вклада внутреннего протока в коэффициент внешней продольной силы c_x в главном порядке. Для расчета величины u в плоскости входа воздухозаборника после проведения численных расчетов других переменных достаточно воспользоваться уравнением Бернулли [2]:

$$\frac{(U_\infty + u)^2 + v^2 + w^2}{2} + \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \frac{p}{\rho} = \frac{U_\infty^2}{2} + \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \frac{p_\infty}{\rho}.$$

ВЕРИФИКАЦИЯ РАСЧЕТНОГО МЕТОДА

Применяемый расчетный метод, основанный на ГТМВ и теории В. В. Сычева, был ранее надежно протестирован путем сравнения с экспериментальными данными и с результатами расчетов по другим методам [8, 9]. Несколько примеров верификации метода показаны на рис. 2 и 3. Суммарные характеристики конуса — аэродинамические коэффициенты c_x, c_y, m_z и положение

центра давления x_p , полученные с помощью данного метода (сплошные кривые), сравниваются с экспериментальными данными (точки)

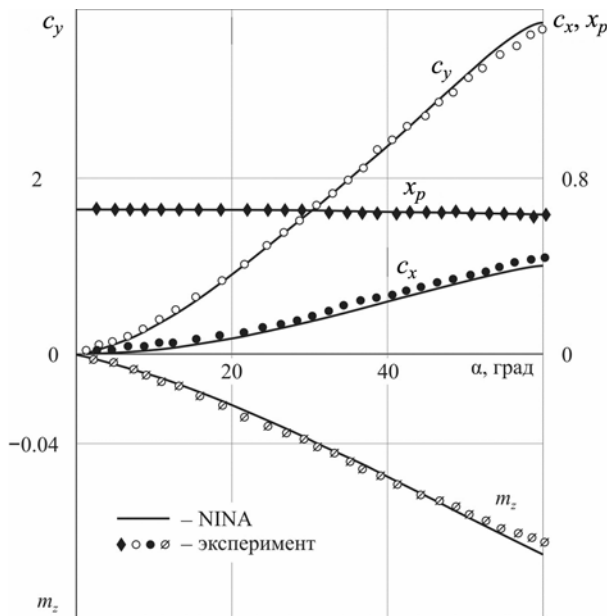


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для конуса с полууглом при вершине $\delta_c = 5^\circ$ при $M_\infty = 7$, $\alpha = 0 \div 60^\circ$

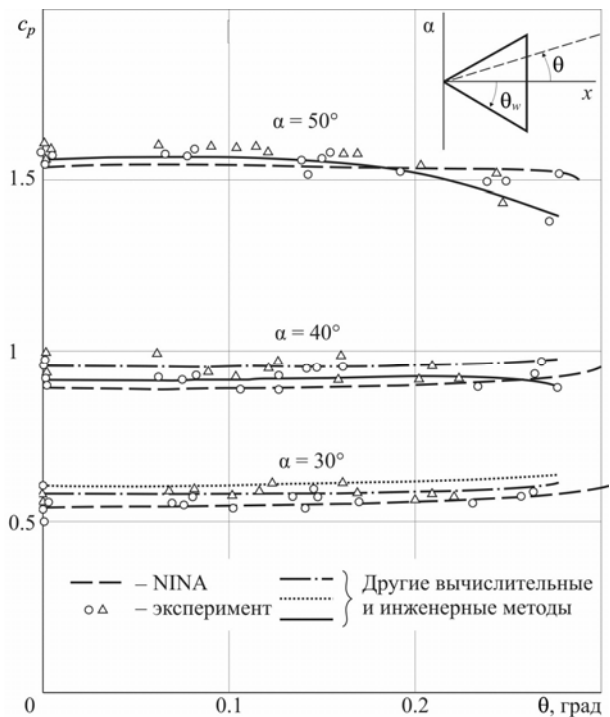


Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для треугольного крыла с полууглом при вершине $\theta_w = 20^\circ$ при $M_\infty = 6$

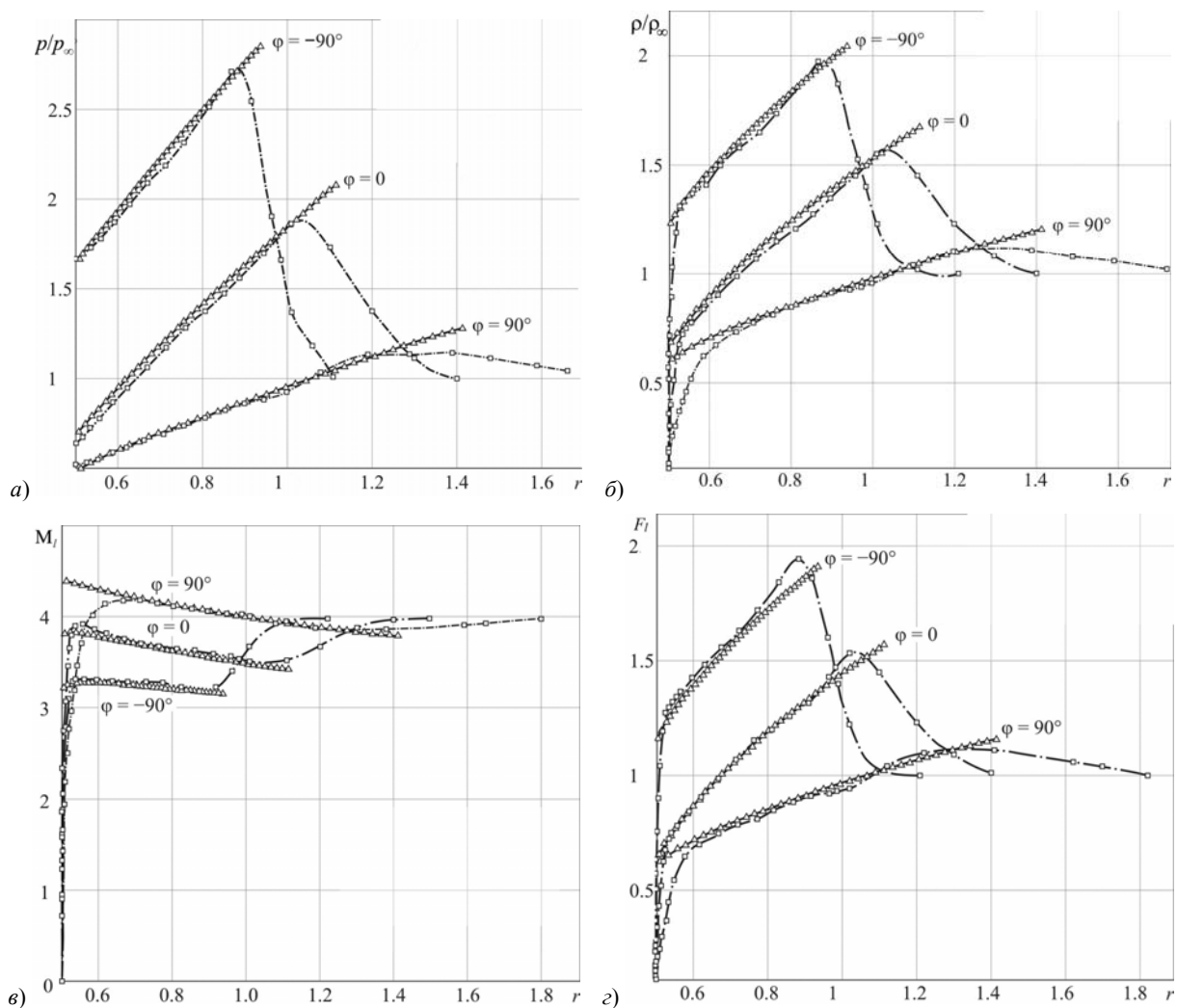


Рис. 4. Параметры поля течения около осесимметричного тела оживало + цилиндр при $M_\infty = 4$, $\alpha = 10^\circ$:
 ——— NINA; - · - · - NUMECA

при $M_\infty = 7$ и $\alpha = 0 \div 60^\circ$ на рис. 2. Момент тангажа определялся относительно вершины конуса. Рис. 3 показывает распределение коэффициента давления c_p на наветренной стороне треугольного крыла при $M_\infty = 6$ и $\alpha = 30, 40, 50^\circ$.

Дополнительная численная верификация была проведена путем сравнения с решением, полученным с помощью коммерческого RANS-кода NUMECA в рамках модели совершенного газа, при этом использовалась модель турбулентности Спаларта — Аллмараса. Расчеты течений около осесимметричного тела с оживальной носовой частью (длиной $L_0 = 3$ м), переходящей в цилиндр (диаметра $D = 1$ м, $L_0/D = \lambda = 3$, полная длина тела $L = 10$ м) проведены при $M_\infty = 3; 4$ и углах атаки $\alpha = 0; 5; 10^\circ$ с помощью обоих кодов — NINA и NUMECA.

Сравнение результатов расчетов полей параметров, полученных с помощью программ NINA и NUMECA, показано на рис. 4. Здесь представлены распределения безразмерных величин p/p_∞ (рис. 4, а), ρ/ρ_∞ (рис. 4, б), местного числа Маха M_l (рис. 4, в) и местного коэффициента расхода F_l (рис. 4, г) в сечении $x = 3$. На каждом из графиков показаны распределения соответствующих параметров поперек возмущенного слоя в трех сечениях $\varphi = -90^\circ, 0, 90^\circ$. Сплошные кривые представляют результаты кода NINA, штрихпунктирные — результаты кода NUMECA. Как видно из рис. 4, результаты расчета давления достаточно хорошо совпадают везде, кроме окрестности скачка уплотнения, где NINA считает с выделением скачка, а NUMECA «размазывает» скачок. Плотность, местное число Маха и местный коэффициент расхода хорошо согласуются в центральной части возмущенного слоя, но в пограничном слое около поверхности тела и в окрест-

ности ударной волны результаты расходятся по понятным причинам. Однако в той части поля течения, где будут располагаться воздухозаборники (на расстоянии $r = 0.6$), разные численные методы дают достаточно согласующиеся результаты.

Следует отметить, что расчет одного режима с помощью пакета NINA занимает около 1 мин на обычном персональном компьютере, тогда как аналогичный расчет с помощью кода NUMECA требует времени порядка одних суток на таком же компьютере. Поэтому основным инструментом для выполнения массовых расчетов для перебора разных мест расположения воздухозаборников при различных параметрах потока является код NINA. Код NUMECA или аналогичный может быть использован для проверки полученных с помощью NINA результатов.

ПРИМЕР ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДИКИ

Конфигурация ЛА, рассмотренная в настоящей работе, представляет собой осесимметричное тело с двумя ВЗУ. Целью проведенных исследований является определение наиболее эффективного расположения воздухозаборников с точки зрения их характеристик.

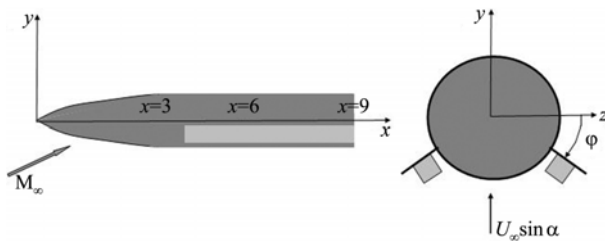


Рис. 5. Геометрия тела с ВЗУ

Воздухозаборники следует располагать там, где их характеристики являются наилучшими и где есть дополнительная возможность использовать поперечные сходы потока. Обычно они возникают на наветренной стороне компоновки. Поэтому были выполнены следующие вариации по углу φ от 0 до -75° (рис. 5).

Два ВЗУ были расположены около осесимметричного тела, описанного в предыдущем разделе. Воздухозаборники имеют во входном сечении форму квадрата со стороной $h = 0.1$. Расстояние от корпуса до воздухозаборника равнялось 0.1. Над каждым воздухозаборником располагается плоская пластина шириной 0.3, перпендикулярная местному поперечному сходу потока и выступающая вверх по потоку от плос-

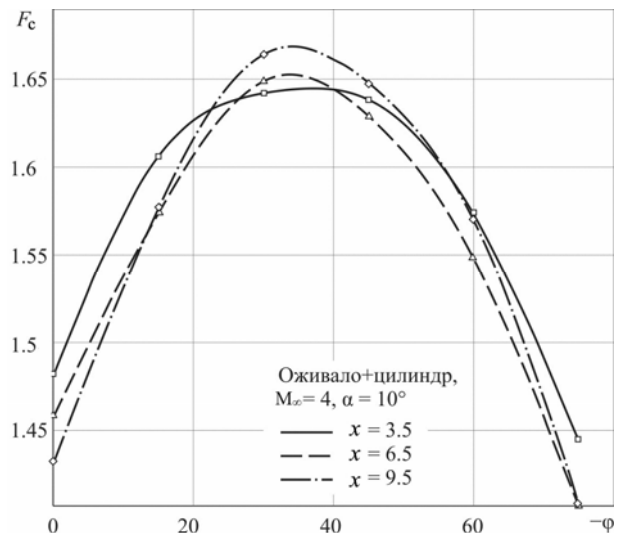


Рис. 6. Зависимость местного коэффициента расхода F_c в центральной точке ВЗУ от угла φ при $M_\infty = 4$, $\alpha = 10^\circ$ (расчет по программе NINA)

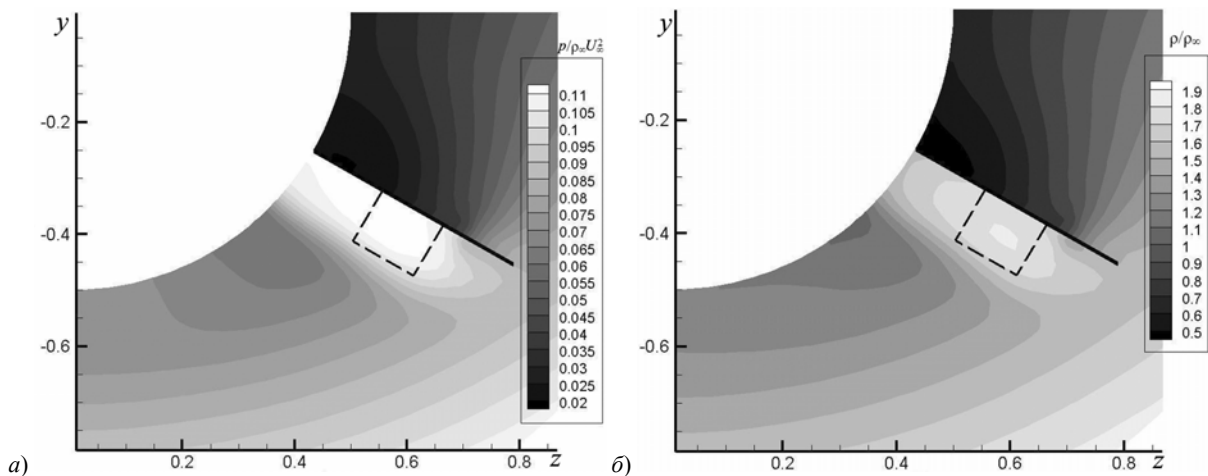


Рис. 7. Поля давления $p/\rho_\infty U_\infty^2$ (а) и плотности ρ/ρ_∞ (б) в сечении $x = 3.5$ при $M_\infty = 4$, $\alpha = 10^\circ$ и угле $\varphi = -30^\circ$

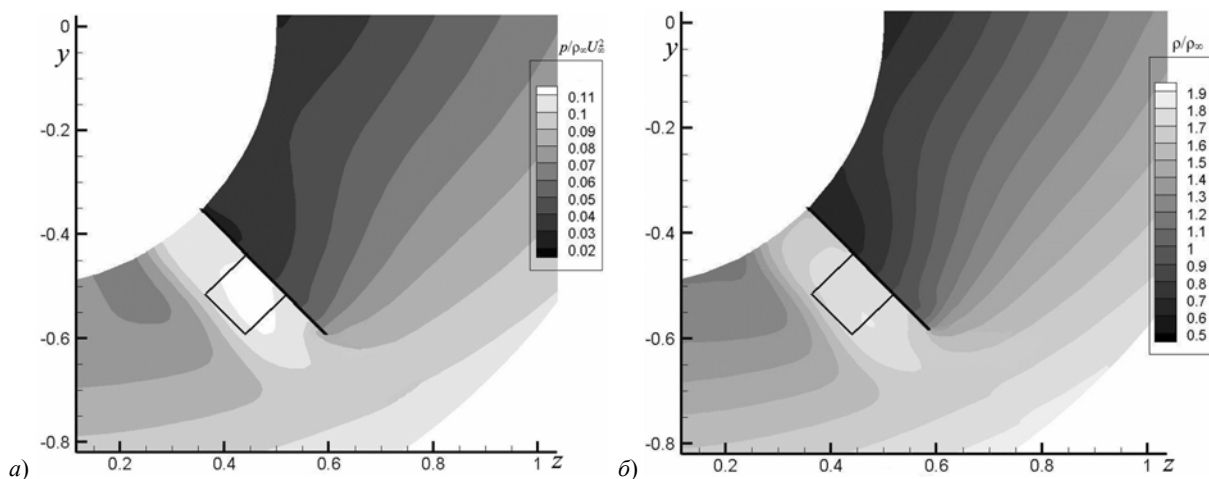


Рис. 8. Поля давления $p/\rho_\infty U_\infty^2$ (а) и плотности ρ/ρ_∞ (б) в сечении $x = 3.5$ при $M_\infty = 4$, $\alpha = 10^\circ$ и угле $\varphi = -45^\circ$

кости входа воздухозаборника на расстоянии 0.5. Это позволяет увеличить коэффициент расхода при наличии поперечного скоса потока. Такая форма пластины обеспечивает при рассматриваемом значении числа $M_\infty = 4$ дополнительное торможение потока за счет поперечных скосов по всему сечению входа воздухозаборника без попадания во вход индуцированного скачка уплотнения.

В каждом поперечном сечении воздухозаборник перемещался по угловой координате φ от верхнего положения в горизонтальной плоскости ($\varphi = 0$) до нижнего на наветренной стороне ($\varphi = -75^\circ$); рассмотрены поперечные сечения: $x = 3.5$; 6.5; 9.5.

Расчеты проведены при $M_\infty = 4$, $\alpha = 10^\circ$. Рис. 6 показывает зависимость местного значения коэффициента расхода в центральной точке воздухозаборника F_c (в центре квадрата входного сечения воздухозаборника) от угла $-\varphi$. Как видно из представленных графиков, коэффициент расхода достигает своего максимума при $\varphi = -35 \div -40^\circ$ во всех трех сечениях.

Поля давления и плотности в сечении $x = 3.5$ для двух положений воздухозаборника, ближайших к максимуму: $\varphi = -30$ и -45° , показаны на рис. 7 и 8. В этих положениях на вход воздухозаборника попадает поток с высокой плотностью и давлением за счет того, что пластина «собирает» поперечные скосы потока.

МЕТОДИКА БЫСТРОЙ ОЦЕНКИ МЕСТНОГО КОЭФФИЦИЕНТА РАСХОДА

Для быстрой предварительной оценки местных значений расходной функции F_l на входе в воздухозаборник, расположенный под пластиной в неравномерном поле течения, созданном другим телом, можно использовать методику корректировки параметров с помощью соотношений на косом скачке уплотнения, создаваемом пластинкой (рис. 9).

Используя соотношения на косом скачке уплотнения в приближении малых возмущений и геометрическую схему течения, показанную на рис. 9, можно получить следующую приближенную формулу для пересчета местного коэффициента расхода с учетом влияния пластины, которое может быть приближенно учтено путем введения множителя f , по следующим формулам:

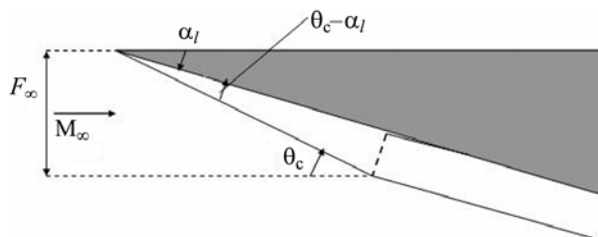


Рис. 9. Иллюстрация к быстрой предварительной оценке значений местного коэффициента расхода

$$f = \frac{\sin \theta_c}{\sin(\theta_c - \alpha_l)} = \frac{\sin \theta_c}{\sin \theta_c \cos \alpha_l - \cos \theta_c \sin \alpha_l} \approx \frac{1}{1 - \text{ctg} \theta_c \alpha_l} \approx 1 + \alpha_l \sqrt{M_l^2 - 1}, \quad (7)$$

$$\theta_c = \arcsin \frac{1}{M_l}; \quad F_l = Ff = F(1 + \alpha_l \sqrt{M_l^2 - 1}),$$

где α_l — угол наклона пластины к набегающему потоку.

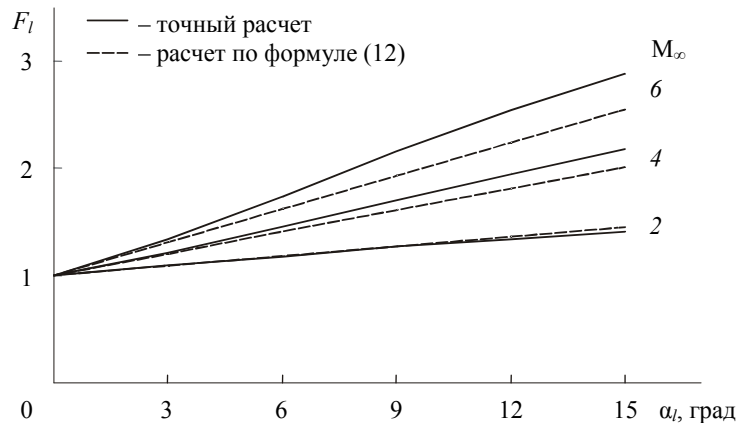


Рис. 10. Результаты расчетов коэффициентов расхода воздухозаборника, расположенного под пластинкой

Поскольку зависимости коэффициента расхода воздухозаборника, расположенного под плоской пластиной, от угла ее наклона при фиксированных значениях числа M_∞ набегающего потока близки к линейным в достаточно широком диапазоне углов наклона, область применения приближенных формул (7) является достаточно широкой. В подтверждение этого на рис. 10 при-

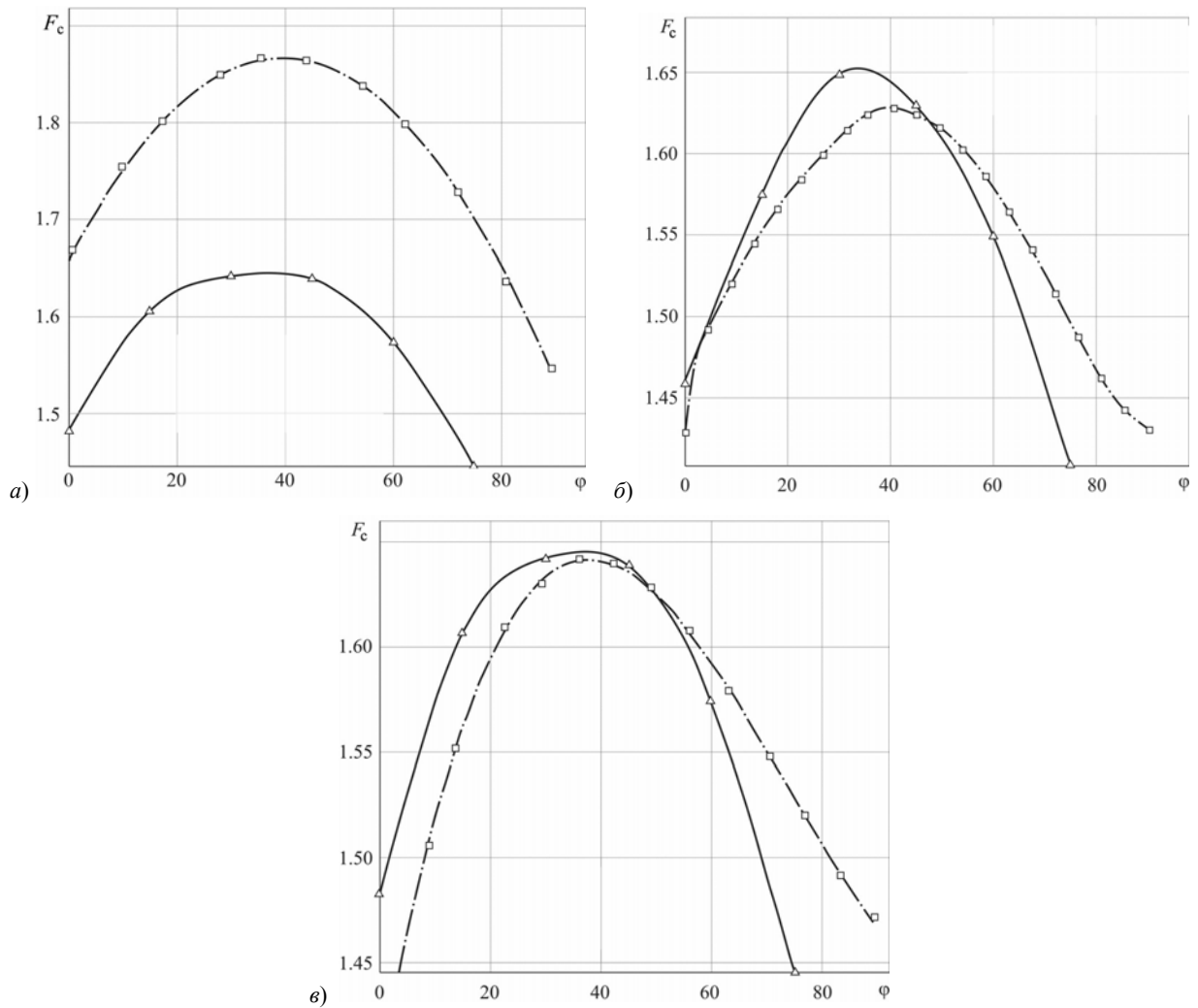


Рис. 11. $F_c(\varphi)$ при $M_\infty = 4$, $\alpha = 10^\circ$, $x = 3.5$ — (а), 6.5 — (б), 9.5 — (е). Прямой расчет компоновки по NINA и пересчет по приближенным формулам поля около осесимметричного тела:

————— — прямой расчет; — · — — корректировка

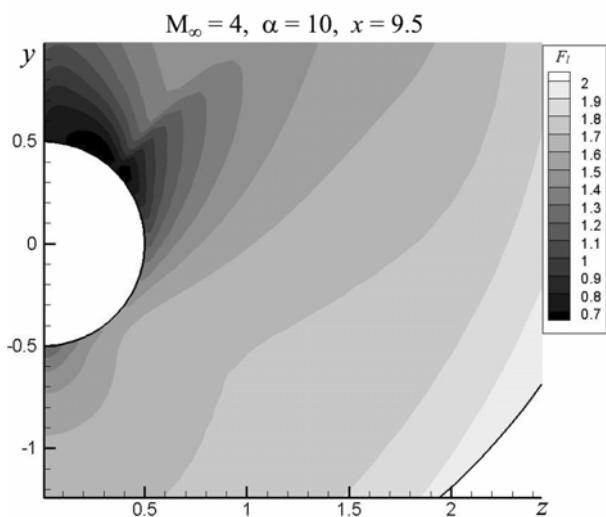


Рис. 12. Поле функции F_l

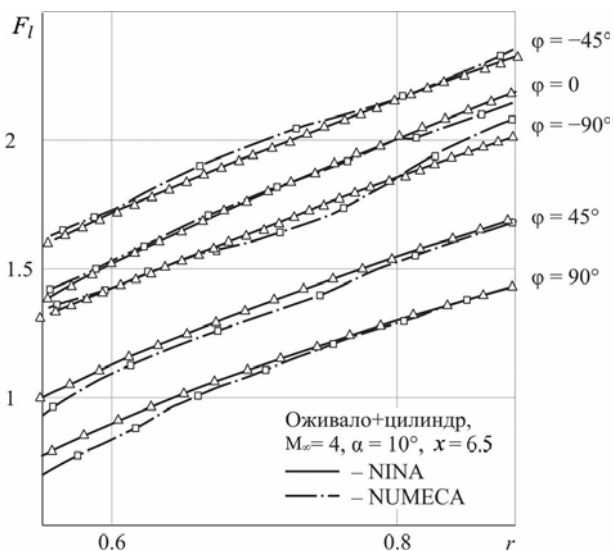


Рис. 13. Скорректированный коэффициент расхода F_l

ведены результаты расчетов коэффициентов расхода воздухозаборника, расположенного под пластинкой, наклоненной под углом атаки α_1 к однородному набегающему потоку, при использовании приближенных формул (7) (пунктирные линии) и точных соотношений для косых скачков уплотнения (сплошные линии). Видно, что соответствующие результаты хорошо согласуются между собой при числах $M_\infty = 2 \div 6$ и углах атаки $\alpha_l \leq 15^\circ$.

Данная методика корректировки параметров позволяет в результате ограниченного количества расчетов для наиболее важных режимов обтекания ЛА определить предпочтительные области расположения воздухозаборников с пластинами в поле течения, формируемом элементами компоновки ЛА, с точки зрения получения наибольших коэффициентов расхода. Далее, на основе полученной информации, можно проводить более детальные исследования по оптимизации расположения и формы воздухозаборника.

На рис. 11 дано сравнение результатов прямых расчетов компоновки, показанной на рис. 7, с результатами, полученными путем корректировки по формулам (7) данных расчета осесимметричного корпуса в трех поперечных сечениях. Расчеты полной компоновки и осесимметричного корпуса выполнены с помощью программы NINA. На рис. 11 показаны значения расходной функции в центральной точке F_c квадратного воздухозаборника, расположенного под выступающей вперед прямоугольной пластиной, в зависимости от угла φ . Наблюдается заметное отличие указанных данных в сечении $x = 3.5$. Это объясняется тем, что сечение $x = 3.5$ расположено сразу за оживальной передней частью фюзеляжа, где течение существенно трехмерное с заметным разрежением в продольном направлении, что не учитывается упрощенной методикой. В сечениях $x = 6.5$ и 9.5 , где заметных продольных градиентов уже нет, результаты корректировки и прямых расчетов близки. В целом, полученные данные позволяют сделать вывод о возможности использования оценочной методики (7) с целью определения рациональных мест расположения воздухозаборников для получения высоких коэффициентов расхода.

Поле функции F_l , скорректированной по формуле (7), из которого видно, что функция имеет максимум в окрестности $\varphi = -40^\circ$, показано на рис. 12.

Методика корректировки параметров становится наиболее эффективной, когда она применяется для пересчета результатов, полученных с помощью методов, требующих больших затрат машинного времени. Корректировка была применена к данным кода NUMECA. На рис. 13 для сечения $x = 6.5$ показаны распределения скорректированного по формуле (7) коэффициента расхода F_l вдоль радиусов в пяти сечениях возмущенного слоя при углах $\varphi = -90, -45, 0, 45, 90^\circ$. На графиках сравниваются результаты NINA и NUMECA. Как видно, кривая $\varphi = -45^\circ$ лежит выше остальных, что подтверждает приближение к максимуму расходной функции при $\varphi = -35 \div -45^\circ$.

Таким образом, проведенные исследования позволили определить такое угловое расположение воздухозаборников $\varphi = -35 \div -40^\circ$ у поверхности осесимметричного тела, где расходная

функция в центральной точке входного сечения является наибольшей во всех поперечных сечениях. При выборе расположения воздухозаборников по длине рассматриваемого тела их следует размещать в сечениях, удаленных от носка ($x = 6.5, 9.5$), т. е. на достаточном расстоянии от оживальной носовой части, так чтобы влияние разрежения от нее уже не было заметным.

ВЫВОДЫ

1. Проведено численное исследование влияния расположения воздухозаборников на их коэффициенты расхода для конфигурации ЛА, представляющей собой осесимметричное тело (цилиндр с оживальной носовой частью) с двумя воздухозаборниками квадратного поперечного сечения. ВЗУ располагались в области возмущенного телом течения под выступающими вперед прямоугольными пластинами, ориентированными перпендикулярно к местным поперечным составляющим скорости потока. Расчеты выполнены при $M_\infty = 3$ и 4 и небольших углах атаки.

2. Быстрый и робастный численный метод, основанный на гиперзвуковой теории малых возмущений и методе Годунова — Колгана, был использован как основной инструмент исследований. Метод протестирован путем сравнения с экспериментальными данными и результатами RANS-кода NUMECA, что показало достаточное соответствие результатов.

3. Показано применение методики, основанной на теореме импульсов, для расчета внешних аэродинамических характеристик ЛА с внутренними протоками, имитирующими влияние протоков воздуха через двигатели. Показано, что дополнительные члены в аэродинамических коэффициентах, учитывающие влияние внутренних протоков, являются величинами основного порядка.

4. Исследования конфигурации осесимметричного тела с двумя воздухозаборниками показали, что ВЗУ в компоновке с прямоугольной пластиной, позволяющей создать дополнительное торможение потока при наличии поперечного скоса, будет иметь наибольший коэффициент расхода при $\varphi = -35 \div -45^\circ$ и расположении его плоскости входа по длине $x \approx 6.5 \div 9.5$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hayes W. D. On hypersonic similitude // Quart. Appl. Math. 1947. V. 5, N 1, April.
2. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. — М.: Физматгиз, 1959.
3. Сычев В. В. Пространственные гиперзвуковые течения газа около тонких тел при больших углах атаки // ПММ. 1960. Т. XXIV, с. 205 — 212.
4. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. — М.: Наука, 1976.
5. Крайко А. Н., Макаров В. Е., Тилляева Н. И. К численному построению фронтов ударных волн // J. of Num. Math. and Math. Phys. 1980. V. 20, N 3.
6. Блищ В. Г. О внешних и внутренних аэродинамических силах и моментах летательных аппаратов и их моделей при ненулевых углах атаки и скольжения // Труды ЦАГИ. 1987, вып. 2328.
7. Губанов А. А., Притуло М. Ф., Ручьев В. М. О минимуме сопротивления летательного аппарата с учетом протока воздуха через двигатель // ТВФ. 1993, № 2 — 3.
8. Воеводенко Н. В. Расчет обтекания летательных аппаратов сложных форм при больших сверхзвуковых числах Маха с использованием гиперзвуковой теории малых возмущений // Ученые записки ЦАГИ. 1988. Т. XIX, № 6, с. 40 — 46.
9. Voevodenko N. V. Computation of supersonic / hypersonic flow near complex configurations // ICAS-94-5.2.3, 19th ICAS Congress, Anahime, CA, USA, 1994.