

УДК 533.6.011

В. Т. К а л у г и н, П. А. Ч е р н у х а

ОСОБЕННОСТИ ОБТЕКАНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ ПРИ СТРУЙНОМ УПРАВЛЕНИИ В УСЛОВИЯХ ДВИЖЕНИЯ С МАЛЫМИ СВЕРХЗВУКОВЫМИ СКОРОСТЯМИ

В целях определения эффективности управления аэродинамическими характеристиками летательного аппарата со струйными органами управления при трансзвуковых скоростях обтекания были исследованы различные варианты выдува струй газа из сопел, удаленных от его кормовой части. Выявлено влияние условий выдува струй на формирование управляющих сил. Предложен метод расчета параметров течения и аэродинамических коэффициентов, проведен численный эксперимент, подтверждающий работоспособность метода на таких режимах обтекания.

При проектировании современных высокоманевренных летательных аппаратов (ЛА) в последнее время все чаще применяются активные (или газодинамические) методы управления, разновидностью которых являются струйные органы управления (СОУ), осуществляющие вертикальный выдув газа с боковой поверхности ЛА во внешний поток. Применение органов управления (ОУ) такого класса позволяет эффективно управлять процессом движения ЛА по каналу тангажа в широком диапазоне изменения скоростей движения, а инъекция нескольких струй в разнотяговом режиме позволяет дополнительно создавать аэродинамические силы и момент по каналу крена. Управляющие силы и момент при функционировании таких органов управления вызваны перераспределением давления по боковой поверхности ЛА перед и за отверстиями выдува, а также тягой самих струй. При сверхзвуковых скоростях движения инъекция газа использует в своей основе эффект образования локальных пространственных областей отрыва потока и связанное с ним формирование дополнительных управляющих сил. Принцип обтекания газоструйных ОУ на таком режиме достаточно хорошо изучен [1–3]. Однако, если обтекание ЛА происходит при скоростях, близких к скорости звука, в структуре течения и аэродинамических характеристиках проявляются особенности, которые необходимо учитывать при выборе конструктивных параметров ОУ. Такие режимы обтекания характерны при использовании импульсной струйной коррекции траектории движения управляемых мин, снарядов и других типов ЛА. Распределение параметров потока

по поверхности ЛА в этом случае отличается от сверхзвукового обтекания и вызвано формирующимся перед струями криволинейным скачком уплотнения, а также распределением области пониженного давления за счет расширения потоков газа за отверстиями инжекции. Кроме того, для блочных схем выдува наблюдается интерференция инжектируемых потоков в пространстве между соплами, а также за ними, что приводит к дополнительному усложнению структуры обтекания и существенному изменению аэродинамических характеристик.

Цель настоящей работы — экспериментальное определение особенностей обтекания тел в условиях струйной инжекции при малых сверхзвуковых скоростях обтекания; выявление физических моделей течения; определение эффективности использования струйной инжекции; математическое моделирование взаимодействия основного и инжектируемого потоков, проведение численных расчетов.

Результаты экспериментальных исследований. Для выявления особенностей управления ЛА с помощью струйных ОУ и определения эффективности их использования были исследованы различные схемы инжекции газа из сопел, размещенных на боковой поверхности тела вращения. Модель ЛА представляла собой тонкий затупленный конус с углом полураствора $\beta_k = 6,0^\circ$, имеющий четыре сменных блока с сопловыми вставками, которые обеспечивали выдув одной ($N_j = 1$) и двух ($N_j = 2$) (в дальнейшем дипольных) струй с различными углами ε наклона осей по отношению друг к другу.

Ниже приведены исследуемые варианты *a...z* (рис. 1, б) расположения сопел инжекции на боковой поверхности конического тела (см. рис. 1, а), а в таблице приведены их основные геометрические параметры: N_j ; $\bar{d}_j = d_j/d_m$ — относительный диаметр сопла инжекции (d_m — диаметр миделевого сечения ЛА); ε .

Инжекция струй газа осуществлялась через звуковые сопла, расположенные на боковой поверхности модели на расстоянии $\bar{l}_j = l_j/L_k = 0,9$ от носка конуса (здесь L_k — длина конического тела). Расстояние между соплами моделей, выполненных по дипольной схеме выдува,

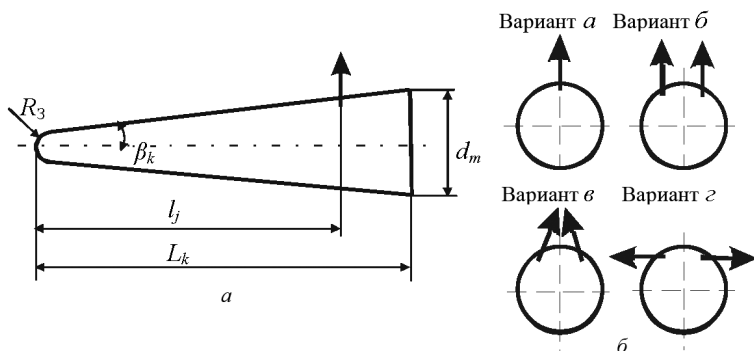


Рис. 1. Варианты выдува струй

Основные параметры сопел инжекции

Модель	Варианты расположения сопел			
	<i>a</i>	<i>б</i>	<i>в</i>	<i>г</i>
N_j	1	2	2	2
\bar{d}_j	0,0517	0,0345	0,0345	0,0345
ε	—	0°	−60°	180°

соответствовало $\bar{l}_c = l_c/L_k = 0,073$. Диаметр двух отверстий инжекции выбирался таким, чтобы и их суммарная площадь была близка к площади одиночного сопла.

Комплексные исследования по визуализации структур течения, весовые и дренажные эксперименты проводились на трансзвуковой аэродинамической установке НИИ “Геодезия”, которая имела закрытую рабочую часть с размерами $0,6 \times 0,6 \times 0,9 \text{ м}^3$ и возможный диапазон изменения чисел $M_\infty = 0,7 \dots 1,7$. В экспериментах число Маха невозмущенного потока соответствовало $M_\infty = 1,2$, относительная интенсивность выдува струй принята в виде $J_{p0} = p_{0j}/p_\infty = 0 \dots 140$, где p_{0j} — полное давление в форкамере сопел выдува, p_∞ — статическое давление в невозмущенном потоке, и углы атаки $\alpha = -5^\circ \dots 11^\circ$.

Полученные теневые фотографии позволили выявить структуру обтекания струй. Установлено, что в диапазоне сверхзвуковых скоростей, незначительно превышающих скорость звука, формирующийся перед струями скачок уплотнения не имеет достаточной интенсивности, чтобы вызвать отрыв потока, и структура остается безотрывной, что подтверждается данными из работы [4]. За отверстиями инжекции образуется область пониженного давления, вызванная расширением инжектируемых потоков.

По результатам весовых испытаний были получены зависимости суммарных аэродинамических коэффициентов осевой $C_{x\Sigma} = X_\Sigma/(q_\infty S_m)$ и нормальной $C_{y\Sigma} = Y_\Sigma/(q_\infty S_m)$ сил, а также момента тангажа $m_{z\Sigma} = M_{z\Sigma}/(q_\infty S_m L_k)$ конического тела при функционировании струйного органа управления для различных углов атаки α и относительных интенсивностей J_{p0} . Здесь X_Σ и Y_Σ — продольная и нормальная силы; $M_{z\Sigma}$ — момент тангажа; q_∞ — скоростной напор; $S_m = \pi d_m^2/4$ — характерная площадь. На основе суммарных значений управляющих сил и момента были вычислены приращения аэродинамических коэффициентов $\Delta C_y = C_{y\Sigma} - C_{y_k} - C_{P_y}$, $\Delta C'_x = C_{x\Sigma} - C_{x_k} - C_{P_x}$, $\Delta m_z = m_{z\Sigma} - m_{z_k} - m_{z_P}$ от перераспределения давления по боковой поверхности конического тела, где C_{x_k} , C_{y_k} — значения аэродинамических коэффициентов конуса при отсутствии выдува; C_{P_y} , C_{P_x} — коэффициенты составляющих тяги струй

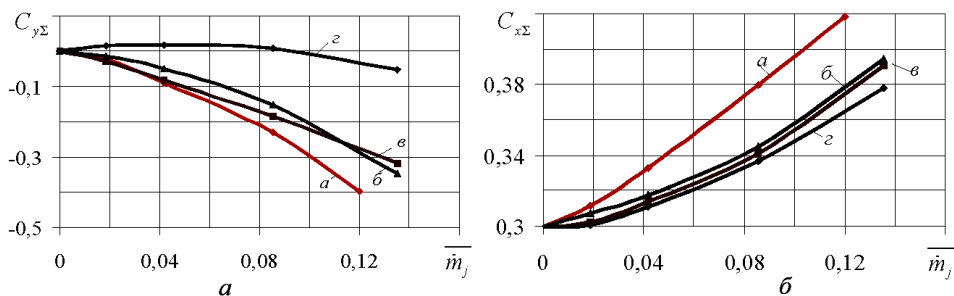


Рис. 2. Зависимости суммарных аэродинамических коэффициентов нормальной (а) и продольной (б) сил при изменении относительного массового расхода выдуваемого газа

с учетом влияния кососрезанности сопел; m_{zP} — соответствующий момент тангажа.

Проведенный на основе методов, изложенных в работах [5–7], анализ погрешностей вычисляемых величин показал, что максимальные значения относительной погрешности коэффициентов продольной силы и момента тангажа не превосходят 12 %, а максимальная относительная погрешность коэффициента приращения нормальной силы составила $\approx 7\%$.

На рис. 2 приведены графики суммарных аэродинамических коэффициентов нормальной (а) и продольной (б) сил при изменении относительного массового расхода выдуваемого газа $\bar{m}_j = \rho_j V_j S_j / \rho_\infty V_\infty S_m$ (ρ_j , ρ_∞ , V_j , V_∞ — соответственно плотность и скорость инжектируемого и основного потоков; S_j — площадь среза отверстий выдува) и угле $\alpha = 0^\circ$. Видно, что общий характер зависимостей $C_{y\Sigma}(\bar{m}_j)$ и $C_{x\Sigma}(\bar{m}_j)$ для вариантов а–в расположения сопел инжекции одинаков. Возрастание коэффициента $C_{y\Sigma}$ по мере увеличения массового расхода газа через сопла связано в основном с увеличением коэффициента тяги струй C_{Py} в вертикальном направлении.

Увеличение $C_{x\Sigma}$ для всех вариантов выдува объясняется ростом глубины проникновения газообразных препятствий в набегающий поток и возрастанием интенсивности скачка уплотнения перед ними. Наибольшее значение суммарного коэффициента продольной силы обеспечивает выдув одиночной струи, что связано с определенным распределением инжектируемого потока в донной области. Аналогичный характер зависимостей наблюдается во всем исследованном диапазоне углов атаки.

Графики приращений аэродинамических коэффициентов нормальной $\Delta C_y(J_{p0})$ и продольной $\Delta C'_x(J_{p0})$ сил от перераспределения давления по поверхности ЛА показаны на рис. 3. Значение коэффициента ΔC_y для компоновочных схем с дипольным выдувом газа (варианты б–г, см. рис. 1, б) и моноструйной инжекцией (вариант а) во всем

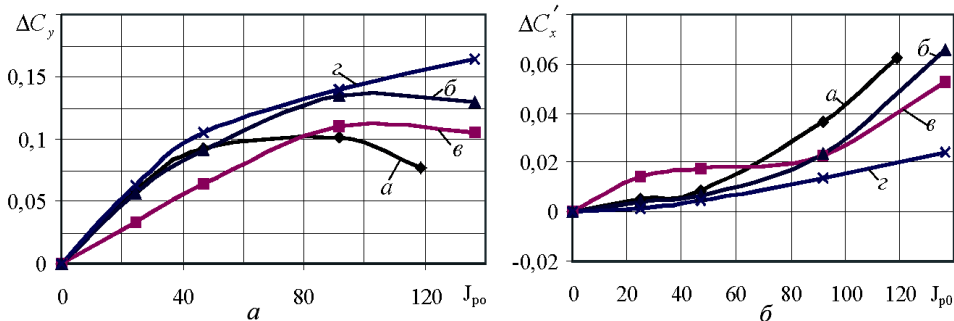


Рис. 3. Зависимости приращений аэродинамических коэффициентов нормальной (*а*) и осевой (*б*) сил от относительной интенсивности выдува

диапазоне изменения J_{p0} положительно и, следовательно, направлено в сторону, противоположную тяге струй. Этот эффект связан с существенным влиянием на управляющие силы области пониженного давления за отверстиями инжекции.

В диапазоне умеренных значений относительной интенсивности выдува ($J_{p0} < 80$) наименьшее значение коэффициента ΔC_y обеспечивает выдув сонаправленных струй (вариант *в*). Это можно объяснить тем, что при инжекции струй газа под некоторым углом навстречу друг другу давление в пространстве между ними за счет столкновения потоков несколько повышается по сравнению с остальными схемами инжекции и возрастает составляющая нормальной силы, направленная в сторону действия тяги струй. Выдув газа по схеме *г* приводит к формированию максимального положительного значения ΔC_y .

Графики зависимостей приращения коэффициента осевой силы $\Delta C'_x$ показывают, что для всех исследуемых схем инжекции в диапазоне изменения параметра $J_{p0} = 0 \dots 140$ значение $\Delta C'_x$ больше нуля и возрастает при увеличении J_{p0} .

В качестве показателя эффективности был использован коэффициент усиления $K_y = \frac{\Delta C_y + C_{Py}}{C_{P_{\max}}}$, представляющий собой отношение суммы коэффициентов нормальной силы от перераспределения давления в возмущенных областях и тяги струй в вертикальном направлении к коэффициенту тяги при вертикальном истечении струй в вакуум из тех же сопел ($C_{P_{\max}} = \frac{P_{\max}}{q_{\infty} S_m}$, P_{\max} — максимальная тяга струй). Проведенные расчеты показали, что на таких режимах обтекания значение K_y рассмотренных вариантов инжекции меньше единицы, что свидетельствует об отрицательном влиянии заинжекционной области.

Математическая модель. Как было отмечено ранее, в диапазоне сверхзвуковых скоростей, незначительно превышающих скорость звука ($M_{\infty} < 1,3$), структура течения при инжекции поперечных струй газа остается безотрывной [4]. В этом случае вязкостные эффекты не

оказывают существенного влияния на параметры потока у обтекаемой поверхности и их расчет можно проводить с помощью численного метода, в основе которого лежат уравнения Эйлера.

Рассмотрим нестационарное трехмерное сверхзвуковое течение идеального газа (при отсутствии вязкости, теплопроводности и неравновесных физико-химических превращений). В декартовой системе координат система уравнений сохранения аэрогазодинамики для такой модели газа записывается в виде

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} = 0,$$

где

$$E = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_y \\ \rho v_z \\ \rho i_0 - p \end{bmatrix}; \quad F_x = \begin{bmatrix} \rho v_x \\ \rho v_x^2 + p \\ \rho v_x v_y \\ \rho v_x v_z \\ \rho v_x i_0 \end{bmatrix}; \quad F_y = \begin{bmatrix} \rho v_y \\ \rho v_x v_y \\ \rho v_y^2 + p \\ \rho v_y v_z \\ \rho v_y i_0 \end{bmatrix}; \quad F_z = \begin{bmatrix} \rho v_z \\ \rho v_x v_z \\ \rho v_y v_z \\ \rho v_z^2 + p \\ \rho v_z i_0 \end{bmatrix};$$

t — время; v_x, v_y, v_z — составляющие вектора скорости; ρ, p — плотность и давление газа; i_0 — удельная полная энтальпия газа. Данная система уравнений дополнена уравнением состояния газа.

Для решения системы уравнений сохранения аэрогазодинамики в невязкой постановке был использован численный метод установления второго порядка аппроксимации по всем направлениям интегрирования. Второй порядок аппроксимации по пространственным координатам достигается кусочно-линейным распределением параметров потока в пределах каждой ячейки в сочетании с принципом минимального значения производной, а повышение порядка аппроксимации по времени достигается в результате использования процедуры “предиктор–корректор”. Данный метод является наиболее распространенным и применительно к настоящей задаче позволяет рассчитывать параметры потока как в сверхзвуковых, так и дозвуковых областях за криволинейным скачком уплотнения перед струями. В основе численного метода лежит принцип определения параметров потока на боковых гранях ячеек с помощью решения задачи о распаде разрыва, которая наиболее подробно описана в задачах одномерных и двумерных течений [8–11].

Этот метод был применен при расчете параметров потока и получении невязкой структуры трансзвукового обтекания ЛА с вертикально истекающими струями.

Все численные расчеты проводились в расчетной области, ограниченной эллипсоидом вращения $E_{12}OE_{11}$, цилиндрической поверхностью $E_{11}E_{21}E_{22}E_{12}$, плоскостью $E_{21}E_{22}$, а также поверхностью конуса (рис. 4, а). В целях удобства дальнейшего разбиения расчетной области

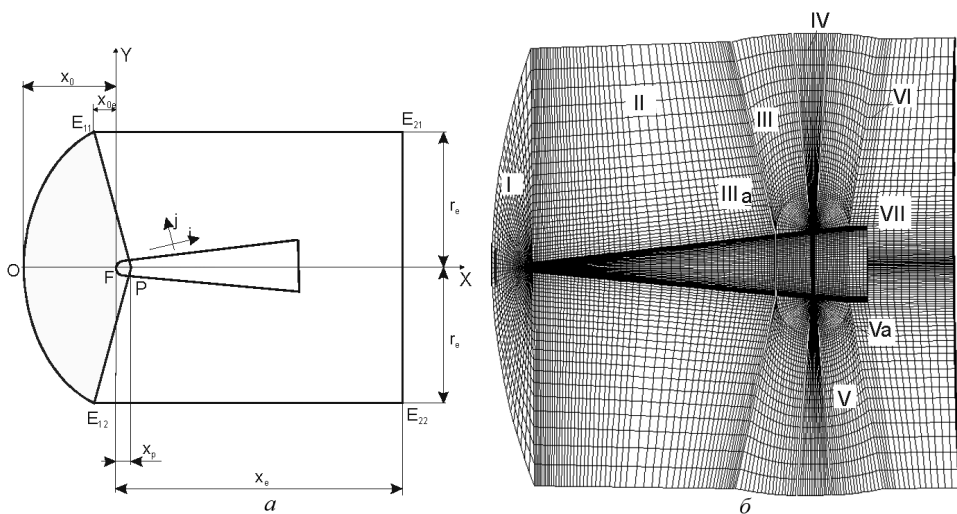


Рис. 4. Расчетные область (а) и сетка (б) в меридиональной плоскости конического тела

на ячейки и создания численного алгоритма вводились две системы координат: декартова ($oxyz$) и сеточная (ijk).

Рассмотрим более подробно построение расчетной области в меридиональной плоскости конического тела. Ее внешние границы определяются координатами опорных точек (в декартовой системе координат): $O(x_0, 0)$, $E_{11}(x_{0e}, r_e)$, $E_{12}(x_{0e}, r_e)$, $E_{21}(x_e, r_e)$, $E_{22}(x_e, r_e)$ и $P(x_p, 0)$. Размеры первого блока расчетной области выбираются с учетом выстраивания в процессе расчета перед телом скачка уплотнения. Геометрические размеры боковой части расчетной области определяются таким образом, чтобы распространяющиеся возмущения в виде головного скачка уплотнения не достигали ее внешней границы. Для удобства построения расчетной области и предоставления информации все геометрические размеры относятся к радиусу миделевого сечения конуса.

Проведенные исследования показали, что при расчете взаимодействия основного и инжектируемого потоков целесообразно использовать сетку с так называемыми веерными вставками (рис. 4, б). В этом случае вся расчетная область разбивается на семь блоков. Блоки IIIа и Va представляют собой веерную сетку, строящуюся от боковой кромки сопла и стыкующуюся на некотором удалении от поверхности конического блока с расчетной сеткой, содержащей прямоугольные ячейки (блоки III и V). Радиус окружности r^* , описывающей внешние границы веерных вставок, определяется по формуле

$$r^* \approx 1,2(1,36 M_j \sqrt{n} - 2,0) d_j;$$

здесь M_j — число Маха на срезе сопла; $n = p_j/p_k$ — среднее значение коэффициента нерасчетности струй (p_j — статическое давление на

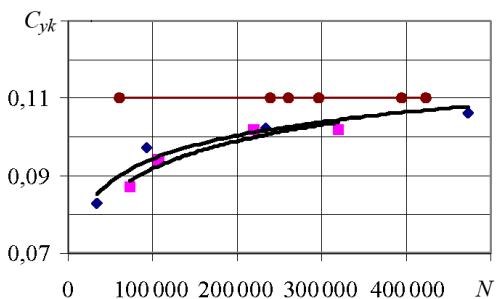


Рис. 5. Зависимость коэффициента C_{yk} от параметра N при $M_\infty = 1,2$; $\beta_k = 6^\circ$; $\alpha = 3^\circ$; ■ — сетка с верными вставками; ◆ — сетка без верных вставок; ● — экспериментальные значения

срезе сопел; p_k — статическое давление на конической поверхности). Длина нижней границы блока IV, прилегающей к поверхности конуса, соответствует диаметру сопла инжекции.

Проводились исследования по влиянию общего числа разбиений N расчетной области с верной вставкой на точность получаемых значений аэродинамических коэффициентов при обтекании сверхзвуковым потоком эталонных тел (конусов) без выдува струй. Число ячеек, приходящихся на верную вставку и сопло инжекции, выбиралось из условия отсутствия резкого изменения геометрических размеров расчетных ячеек. Установлено, что общий характер зависимости коэффициента нормальной силы $C_{yk}(N)$ остается аналогичным значению C_{yk} , получаемому на сетке с ячейками, близкими по форме к прямоугольным (рис. 5). Дальнейшие расчеты обтекания конического блока со струями проводились на сетке с общим числом разбиений $N \approx 375\,000$.

В качестве начальных данных для численного решения задачи вводились следующие безразмерные параметры набегающего потока: давление $\bar{p}_\infty = 1/(kM_\infty^2)$, отнесенное к двойному скоростному напору; плотность $\bar{\rho}_\infty = \rho/\rho_\infty = 1$; полная энтальпия $\bar{i}_{0\infty} = 0,5 + 1/[(k-1)M_\infty^2]$ (k — показатель адиабаты) и составляющие $\bar{v}_{x\infty} = v_{x\infty}/v_\infty$, $\bar{v}_{y\infty} = v_{y\infty}/v_\infty$, $\bar{v}_{z\infty} = v_{z\infty}/v_\infty$ вектора скорости набегающего потока в декартовой связанной системе координат. Они задавались на внешней границе расчетной области $E_{12}OE_{11}$ и $E_{11}E_{22}$. На поверхности конического тела ставились условия непротекания (обнуление нормальной к поверхности конуса составляющей скорости), а на границе $E_{21}E_{22}$ — условие свободного вытекания газа (экстраполяция параметров потока). В меридиональной плоскости ставились граничные условия симметричного обтекания.

Для моделирования условий выдува с боковой поверхности конуса струй газа на участках, соответствующих местоположению и геометрическим размерам сопел, задавались условия звукового выдува: давление на срезе сопла $\bar{p}_j = p_j/2q_\infty$; плотность $\bar{\rho}_j = \rho_j/\rho_\infty$; составляющие скорости инжектируемого газа $\bar{v}_{xj} = 0$, $\bar{v}_{yj} = v_{yj}/v_\infty$, $\bar{v}_{zj} = v_{zj}/v_\infty$; полная энтальпия $\bar{i}_{0j} = (\bar{v}_{yj}^2/2) + [k_j/(k_j-1)][\bar{p}_j/\bar{\rho}_j]$, где

v_j, k_j — полное значение скорости и показатель адиабаты выдуваемого газа.

В результате проведенных численных исследований обтекания конического тела ($\beta_k = 6^\circ$) с ОУ был получен большой объем данных о структурах течений, распределении давления (изобары), чисел Маха (изомахи) для различных вариантов инжекции и условий выдува струй, который позволил подтвердить сделанный ранее вывод о характере распространения возмущений по поверхности ЛА. На рис. 6 приведены изомахи в продольной плоскости симметрии ЛА и изобары относительного давления на поверхности конуса при инжекции газа из одиночного сопла ($M_\infty = 1,2$; $S_j/S_m = 2,67 \cdot 10^{-3}$; $\alpha = 0^\circ$). Полученные данные отражают физическую картину обтекания. Перед инжектируемым потоком образуется скачок уплотнения, за которым течение тормозится до дозвукового. Для области за соплом инжекции характерно образование зоны разрежения, которая вблизи меридиональной плоскости формируется инжектируемой струей, а на остальном участке — основным потоком, обтекающим газообразное препятствие. На рис. 6 видно, что области возмущенного течения перед соплом выдува (скачок уплотнения) и за ним (область разрежения) соразмерны.

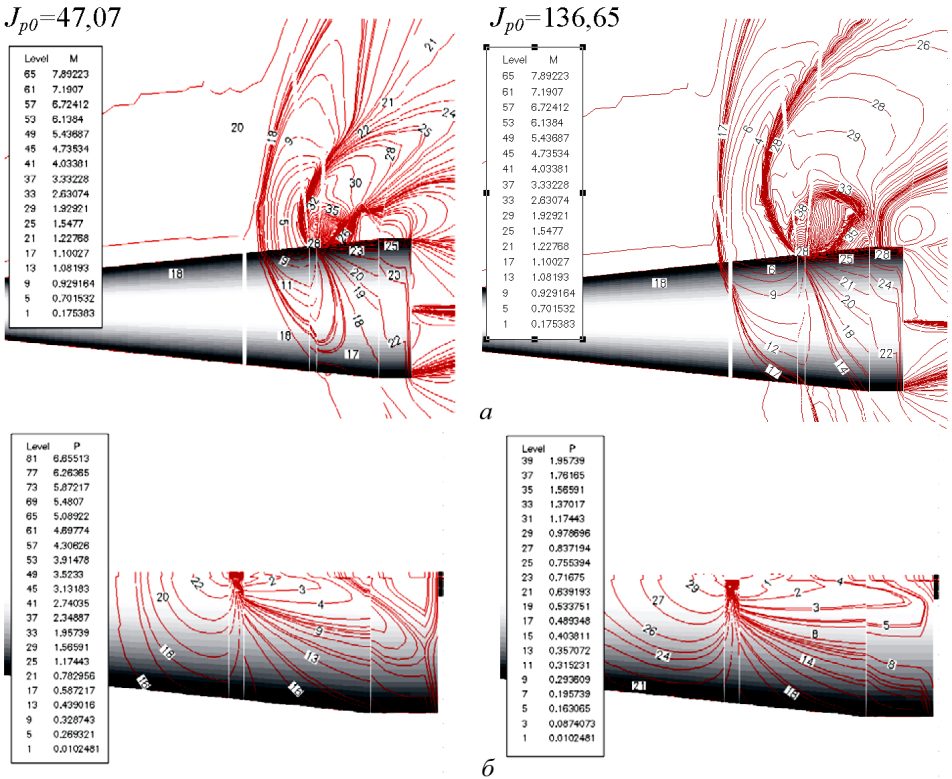


Рис. 6. Изомахи (а) и изобары (б) трансзвукового обтекания одиночной струи при $M_\infty = 1,2$; $\beta_k = 6^\circ$; $\alpha = 0^\circ$

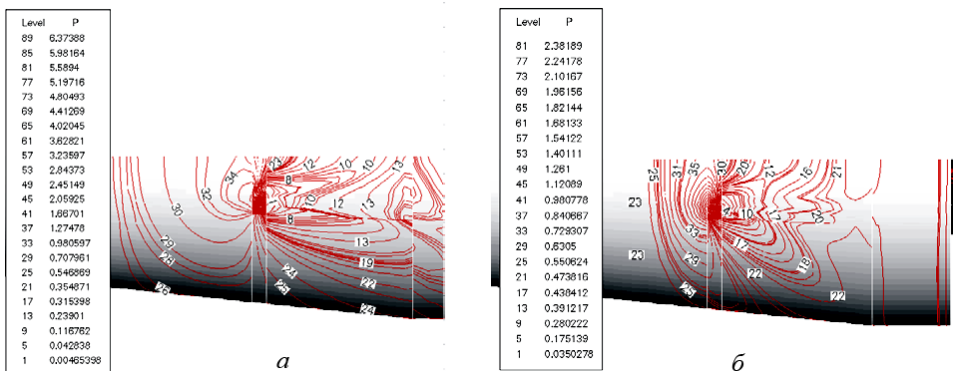


Рис. 7. Изобары невязкого обтекания сонаправленной схемы выдува при $M_\infty = 1,2$; $\beta_k = 6^\circ$; $\alpha = 0^\circ$:

a – $J_{p0} = 24,64$; *б* – $J_{p0} = 91,85$

Однако вследствие более существенного уменьшения давления за отверстием инжекции нормальная сила, обусловленная выдувом, будет направлена вверх, что снижает коэффициент усиления K_y .

На рис. 7 в качестве примера показаны изобары на поверхности конуса при выдуве дипольных сонаправленных струй ($M_\infty = 1,2$; $S_j/S_m = 2,67 \cdot 10^{-3}$; $\alpha = 0^\circ$). Видно, что общий характер распространения возмущений остается аналогичным обтеканию одиночной струи. Распространение областей повышенного и пониженного давления по боковой поверхности для дипольных схем инжекции будет зависеть также и от угла взаимного наклона струй. С его увеличением степень распространения возмущений на противоположную отверстию выдува поверхность ЛА возрастает.

Полученные по результатам численных расчетов зависимости приращения коэффициента момента тангажа от угла атаки показаны на рис. 8. Хорошее согласование расчетных и экспериментальных значений достигалось в диапазоне малых и средних интенсивностей выдува (до значений $J_{p0} < 100$). Рассогласование значений Δm_z при больших значениях J_{p0} можно объяснить тем, что выдуваемая струя присоединяется за кормовым срезом ЛА и в заинжекционную область поступает газ с более высоким давлением из донного следа.

Было исследовано влияние местоположения сопел инжекции при изменении $\bar{l}_j = 0,9 \dots 1,0$ на значение коэффициента усиления. Установлено, что по мере приближения сопел выдува к кормовому срезу ЛА эффективность применения струй на таких режимах обтекания увеличивается.

Выводы. Проведенный комплекс экспериментальных исследований позволил выявить особенности формирования аэродинамических характеристик при инжекции одиночной и систем вертикальных струй газа в трансзвуковой поток из сопел, удаленных от кормового среза

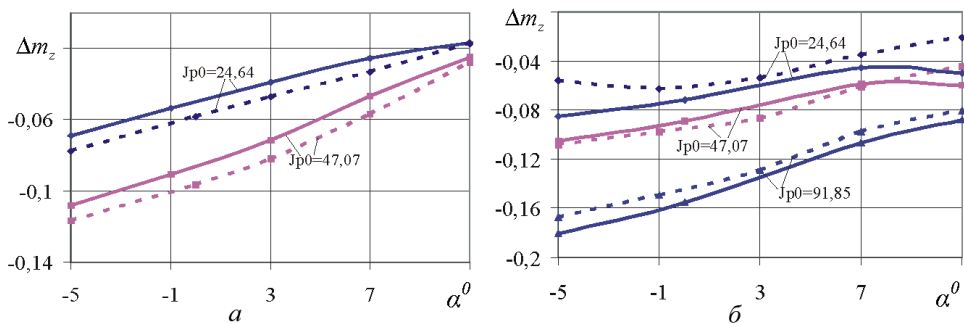


Рис. 8. Зависимости $\Delta m_z(\alpha)$ различных видов инъекции при $M_\infty = 1,2$; $\beta_k = 6^\circ$:

a — выдув одиночной струи; *б* — выдув параллельных струй; — — — расчет; - - - - эксперимент

ЛА, а также установить закономерности их изменения в зависимости от интенсивности выдува струй и угла атаки ЛА. Установлено, что на режимах обтекания, близких к звуковым (в условиях образования безотрывной структуры течения), значение ΔC_y всех исследованных схем выдува положительно и направлено в сторону, противоположную тяге струй. При этом в диапазоне интенсивностей выдува $J_{p0} \leq 90$ струи, инжектируемые под углом $\varepsilon = -60^\circ$, оказываются наиболее эффективными.

С помощью предложенного метод расчета был проведен численный эксперимент и выявлены структуры обтекания инжектируемых струй, которые позволили обосновать и подтвердить экспериментальные результаты. Работоспособность и адекватность численного метода подтверждается удовлетворительным согласованием расчетных и экспериментальных значений аэродинамических коэффициентов, а также адекватной структурой обтекания конического тела и инжектируемых потоков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. К а л у г и н В. Т., Ч е р н у х а П. А. Аэродинамическая эффективность управления процессами обтекания конических тел при инъекции дипольных струй // Оборонная техника. – 2002. – № 10-2. – С. 102–105.
2. К а л у г и н В. Т., Л у ц е н к о А. Ю., С т о л я р о в а Е. Г., Ч е р н у х а П. А. Активное управление инъекцией блочных струй // Оборонная техника. – 2003. – № 1–2. – С. 71–76.
3. Ч е р н у х а П. А. Сравнительный анализ эффективности использования различных схем выдува струй для управления обтеканием летательных аппаратов // Научный вестник МГТУ ГА. № 59. Сер. “Аэростроение и прочность”. – М.: Изд-во МГТУ ГА, 2003. – С. 110–113.
4. Ч ж е н П. Отрывные течения / Пер. с англ. – М.: Мир, 1972. – Т. 1. – 300 с.
5. А ф а н а с ь е в А. А. Определение погрешностей измерения аэродинамических коэффициентов при исследованиях обтекания тел с вдувом кольцевой струи навстречу потоку // Тр. МВТУ им. Н.Э. Баумана. – 1987. – № 492. – С. 11–19.

6. Карданов Ю. Х., Захарченко В. Ф., Семенихин А. Н. Трехкомпонентные вынесенные донные малогабаритные аэродинамические весы для струйных испытаний // Тр. МВТУ им. Н.Э. Баумана. – 1978. – № 274. Вып. 1. – С. 30–41.
7. Витушкин В. В., Захарченко В. Ф. Погрешности измерений при исследованиях обтекания тел с поверхностным массообменом // Тр. МВТУ. – 1982. – № 386. – С. 50–59.
8. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отошедшей ударной волной // Журнал вычислительной математики и математической физики. – М. – 1961. – Т. 1. – № 6. – С. 1020–1050.
9. Котов А. И., Матвеев С. К., Симоненко М. М. Численный расчет методом Годунова нестационарных течений с контактным разрывом // Деп. ВИНТИ. – 1986. – № 6938-В86. – 11 с.
10. Колган В. П. Применение принципа минимальных значений производных и построение конечно-разностных схем для расчета разрывных решений уравнений газовой динамики // Ученые записки ЦАГИ. – 1972. – Т. 3. – № 6. – С. 68–77.
11. Численное решение стационарных и нестационарных задач газовой динамики при помощи монотонных явных разностных схем первого порядка точности: ТО / ЦИАМ; Исп. В.Т. Гринь, М.Я. Иванов, А.Н. Крайко, Р.К. Тагиров. – Инв. № 7614. – 1975.

Статья поступила в редакцию 13.06.2006

Владимир Тимофеевич Калугин родился в 1949 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1972 г. Д-р техн. наук, профессор кафедры “Баллистика и аэродинамика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 250 научных работ в области аэрогазодинамики струйных и отрывных течений, проектирования органов управления полетом.



V.T. Kalugin (b. 1949) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1972. D. Sc. (Eng.), professor of “Ballistics and Aerodynamics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 250 publications in the field of aero-gasdynamics of jet and detached flows, design of flight controls.

Полина Алексеевна Чернуха родилась в 1978 г., окончила МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2001 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Баллистика и аэродинамика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 20 научных работ. Специализируется в области отрывных, струйных течений и управления процессами обтекания летательных аппаратов.



P.A. Chernukha (b. 1978) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2001. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Ballistics and Aerodynamics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 20 publications in the field of jet and detached flows and control of flow around flying vehicles.