

ИССЛЕДОВАНИЯ АЭРОДИНАМИКИ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ВДУВА

В. А. Антонов, А. М. Гришин

(Томск)

Вдвух газа навстречу сверхзвуковому потоку, обтекающему затупленные части летательных аппаратов, представляет собой одно из средств управления аэродинамическими характеристиками [1]. Вдвух газа через проницаемую поверхность открывает также возможность моделирования сложного процесса уноса теплозащитных покрытий летательных аппаратов, разрушающихся под воздействием высокоэнтропийного потока газа [2, 3], а также исследования влияния этого уноса на аэродинамические характеристики. Теоретические и экспериментальные исследования, например, в [4—20] показывают, что при достаточно сильном вдуве газа через проницаемый участок боковой поверхности, когда происходит оттеснение пограничного слоя, существенно изменяется картина течения по сравнению с обтеканием тела без вдува. Давление на поверхности в этом случае ведет себя немонотонным образом, что, в свою очередь, влияет на сопротивление тела.

В данной работе приводятся результаты систематических расчетов сверхзвукового обтекания тел со сферическим и торцевым затуплением при наличии сильного вдува газа через проницаемые конечной протяженности участки боковой поверхности. Исследуется влияние длины проницаемого участка и закона распределения массового расхода вдуваемого газа на аэродинамику указанных тел вращения. Установлено, что при определенных условиях реализуется существенно нестационарный режим обтекания, сопровождающийся пульсациями поверхности контактного разрыва, полей давления и скоростей. Показано, что для каждой массовой скорости вдува $(\rho v_n)_w$ существует оптимальная длина проницаемого участка, при которой значение лобового сопротивления тела минимально. Исследована структура течения в условиях дозвукового и звукового вдува газа и показано, что в последнем случае между контактным разрывом и поверхностью обтекаемого тела возникает скачок уплотнения. Установлено, что при локализованном вдуве у поверхности тела возможно образование зоны возвратного течения.

1. Постановка задачи. Асимптотический анализ уравнений Навье — Стокса [11, 12] показывает, что при больших числах Рейнольдса для вдуваемого газа и набегающего потока область течения между ударной волной и телом можно разбить на две области невязкого течения газа, разделенных слоем смешения, в котором существенны процессы молекулярного переноса. Так как в большинстве случаев характерный размер зоны смешения мал по сравнению с толщиной ударного слоя, при расчете аэродинамических характеристик его заменяют поверхностью контактного разрыва. Таким образом, задача сверхзвукового обтекания тела при наличии сильного вдува газа на его поверхности сводится к решению системы уравнений газовой динамики в ударном слое и слое вдуваемого газа с соответствующими граничными условиями на ударной волне, контактной границе и поверхности тела.

Математически рассматриваемая задача сводится к решению уравнений газовой динамики, записанной в векторном виде в цилиндрической системе координат x, r, t :

$$(1.1) \quad \partial \mathbf{F} / \partial t + \partial \mathbf{P} / \partial x + \partial \mathbf{Q} / \partial r + r^{-1} \mathbf{R} = 0,$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho \varepsilon \end{bmatrix}, \quad \mathbf{P} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho u (\varepsilon + p/\rho) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho v (\varepsilon + p/\rho) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{R} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ \rho v (\varepsilon + p/\rho) \end{bmatrix}.$$

Здесь $\varepsilon = e + (u^2 + v^2)/2$ — полная энергия единицы массы газа (сумма внутренней и кинетической энергии); p — давление; ρ — плотность; u и v — компоненты вектора скорости.

Система уравнений (1.1) замыкается уравнением состояния совершенного газа

$$(1.2) \quad e = p/(\gamma - 1)\rho.$$

В качестве начальных условий задавались либо параметры набегающего потока во всем поле течения, либо параметры, полученные в результате расчета предыдущего варианта. На ударной волне задавались известные соотношения Рэнкина — Гюгонио

$$(1.3) \quad \begin{aligned} \rho_s(v_{ns} - D_n) &= \rho_\infty(v_\infty \sin \sigma - D_n), \\ p_s + \rho_s v_{ns}(v_{ns} - D_n) &= p_\infty + \rho_\infty v_\infty \sin \sigma (v_\infty \sin \sigma - D_n), \\ e_s - e_\infty &= -[(p_s + p_\infty)/2](1/\rho_s - 1/\rho_\infty), \quad v_{\tau s} = v_\infty \cos \sigma, \end{aligned}$$

где v_{ns} , $v_{\tau s}$ — нормальная и тангенциальная скорости за ударной волной; D_n — скорость движения ударной волны по нормали к ее поверхности; ρ_∞ , v_∞ , p_∞ — соответственно плотность, скорость и давление в набегающем потоке; ρ_s , p_s — плотность и давление газа за ударной волной; σ — угол между касательной к ударной волне и осью x . На поверхности контактного разрыва требовалось выполнение непрерывности давления и нормальной составляющей скорости. На боковой поверхности затупленного тела использовались следующие условия:

$$(1.4) \quad \begin{aligned} (\rho v_n)_w &= f(s), \quad 0 \leq s \leq s_{\text{вд}}, \\ \gamma_w p_w / [(\gamma_w - 1) \rho_w] + v_w^2 / 2 &= h_{0w}, \quad v_{nw} = v_w \cos \varphi, \quad v_{nw} = 0, \quad s > s_{\text{вд}}. \end{aligned}$$

Здесь $s_{\text{вд}}$ — длина пронцаемого участка боковой поверхности обтекаемого тела; h_{0w} — полная энтальпия вдуваемого газа; v_w — модуль скорости вдуваемого газа; φ — угол между нормалью к поверхности вдува и вектором скорости v_w ; γ_w — показатель адиабаты вдуваемого газа. С увеличением параметра вдува $(\rho v_n)_w$ при прочих неизменных условиях растет скорость v_w на поверхности пронцаемого участка и при определенном значении $(\rho v_n)_w$ может произойти «запирание» поровых каналов, т. е. скорость истечения продуктов вдува может стать звуковой или даже сверхзвуковой [18]. В этом случае без задания числа Маха M_w вдуваемого газа происходит потеря устойчивости счета, связанная с тем, что на поверхности вдува появляется зона сверхзвуковых скоростей с образованием сильных ударных волн и граничных условий (1.4) на пронцаемой поверхности недостаточно для корректного решения задачи [18, 20]. Поэтому в случае сверхзвукового вдува газа граничные условия (1.4) на пронцаемой части боковой поверхности дополнялись заданием числа Маха M_w вдуваемого газа.

Приводимые ниже характеристики течения представляют собой безразмерные величины: скорость отнесена к максимальной скорости набегающего потока $v_{\text{max}, \infty}$, плотность — к плотности набегающего потока ρ_∞ , давление — к величине $\rho_\infty v_{\text{max}, \infty}^2$, линейные размеры — к радиусу затупления или миделева сечения.

2. Метод решения и тестовые проверки программы. Система уравнений (1.1), (1.2) с соответствующими начальными и граничными условиями (1.3), (1.4) решается конечно-разностным методом установления С. К. Годунова [21, 22] с явным выделением головной ударной волны и поверхности контактного разрыва, что достигается использованием подвижной расчетной сетки.

Для проверки точности используемой разностной схемы при выбранном количестве расчетных ячеек для задач со вдувом проводилось сравнение с уже известными в литературе результатами. На сетке, содержащей 400 ячеек, получено граничное совпадение с результатами [10] при следующих исходных данных:

$$\begin{aligned} M_\infty &= 4,0, \quad \gamma_\infty = \gamma_w = 1,4, \quad H = (1/2)h_{0w}/h_{0\infty} = 0,5, \\ (\rho v_n)_w &= 0,25; 0,5; 1,0, \quad s_{\text{вд}} = 0,279. \end{aligned}$$

В [13] приведены результаты расчетов методом Г. Ф. Теленина сверхзвукового ($M_\infty = 10$, $\gamma_\infty = 1,4$) обтекания сферического затупления при следующих граничных условиях на боковой поверхности:

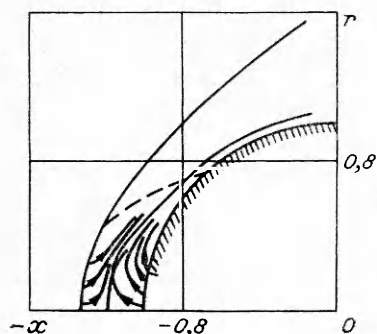
$$K = 0,02, \quad v_w = v_{w0} \cos^n \theta, \quad T_w = T_{w0} = \text{const}, \quad \gamma_w = \gamma_\infty,$$

где $K = \rho_w v_w^2 / \rho_\infty v_\infty^2$ — безразмерный импульс вдуваемого газа; θ — центральный угол, отсчитываемый от оси симметрии. Для $n = 1$ отход контактной границы на оси симметрии при этих угловых условиях равен 0,0935. Рассчитанное значение отхода контактной границы по используемой нами методике составляет 0,094. Значение давления торможения, реализуемое на поверхности контактного разрыва 0,876, отличается на 0,3% от точного значения давления торможения за прямым скачком уплотнения. Максимальная ошибка в вычислении интеграла Бернулли 4,5%. Проводилось также сравнение с результатами расчета по программе, в которой реализован алгоритм расчета полей газодинамических параметров, описанный в работе [24]. Этот алгоритм использует итерационный обратный метод решения упрощенных уравнений Эйлера, записанных в гиперзвуковом приближении. Рассматривалась задача гиперзвукового обтекания ($M_\infty = 10$, $\gamma_\infty = 1,2$) сферического затупления при следующих условиях, характеризующих поток вдуваемого газа: $H = 0,5$; $(\rho v_n)_w = 0,5 \cos \theta$, $\gamma_w = \gamma_\infty$.

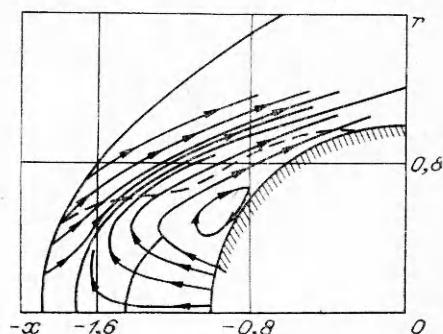
В результате расчетов по обеим программам получено хорошее согласование аэродинамических характеристик. Максимальные ошибки по отходу контактной границы и головной ударной волны наблюдались на периферии потока при $s > 1,2$ и составляли соответственно 6,6 и 4,5%. Там же отмечалось и наибольшее расхождение по распределению давления на боковой поверхности (12%).

Сравнение с результатами экспериментальных исследований [26] для модели пористого цилиндра с полусферическим носком показало удовлетворительное согласование рассчитанных и измеренных отходов ударной волны с точностью 5% для $(\rho v_n)_w = 0,25$ и 2% для $(\rho v_n)_w = 0,5$.

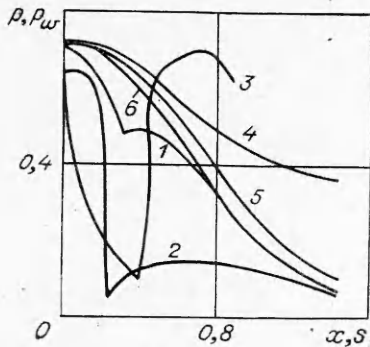
3. Особенности течения в вязком ударном слое при наличии сильного дозвукового и звукового вдува. На фиг. 1, 2 представлены качественно разные картины течения около сферического затупления, находящегося в сверхзвуковом потоке ($M_\infty = 4,0$, $\gamma_\infty = 1,4$), при организации через проницаемый участок боковой поверхности соответственно дозвукового и звукового вдува. На фиг. 1 изображены положение и форма головной ударной волны, поверхности контактного разрыва, а также звуковой линии (штриховая кривая) при следующих параметрах дозвукового вдува: $(\rho v_n)_w = 1,0$, $H = 0,5$, $\gamma_w = \gamma_\infty$, $s_{вд} = 0,279$. Построенные линии тока говорят о том, что в этом случае поток вдуваемого газа полностью разворачивается без отрыва за точкой прекращения вдува. Другая картина наблюдается при звуковом вдуве ($(\rho v_n)_w = 2,9$, $H = 0,5$, $\gamma_w = \gamma_\infty$, $s_{вд} = 0,225$). Видно, что в этом случае в слое вдува образуется скачок уплотнения [18, 20], который возникает вследствие торможения потока вдуваемого газа и его разворота. Анализ картины линий тока позволил обнаружить существование зоны циркуляционного течения, вызванного эжектирующим действием потока вдуваемого газа [15]. Кривые 1, 2 на фиг. 3 характеризуют распределение давления p_w по боковой поверхности обтекаемого тела соответственно для случая дозвукового и звукового вдува. Видно, что за точкой окончания проницаемого участка давление при звуковом вдуве на по-



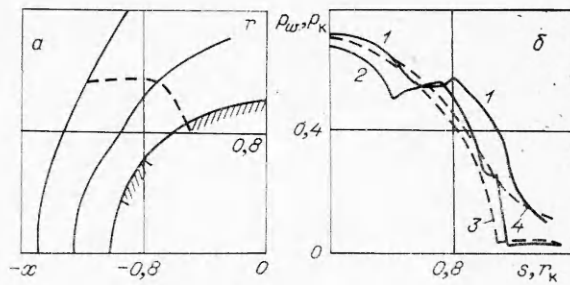
Ф и г. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

рядок меньше соответствующей величины при дозвуковом вдуве. Кривая 3 на этой же фигуре отвечает распределению давления p вдоль оси симметрии от критической точки тела до поверхности ударной волны. На этой кривой в слое вдува хорошо виден скачок уплотнения, который в этом случае «размазывался» на несколько ячеек разностной сетки.

Исследовалось также влияние закона распределения расхода вдуваемого газа по поверхности обтекаемого тела на аэродинамические характеристики. Вначале рассматривался вдув газа, распределенный по всей поверхности тела сферического затупления. Первый случай характеризуется следующими параметрами набегающего потока и вдуваемого газа:

$$(3.1) \quad M_\infty = 4,0, \gamma_\infty = \gamma_w = 1,4, H = 0,5, (\rho v_n)_w = 0,25.$$

Массовый расход вдуваемого газа при этом был величиной постоянной. При таком задании расхода газа течение в слое вдува везде остается дозвуковым. Во втором случае вдув газа с поверхности был организован по следующему закону:

$$(3.2) \quad (\rho v_n)_w = 0,25 \cos \theta$$

при прежних условиях обтекания. Расчеты показали, что при таком вдуве ударный слой и слой вдува становятся значительно тоньше при удалении от оси симметрии, чем в первом случае. Анализ звуковых линий показывает, что при вдуве, распределенном по косинусу, дозвуковая область в ударном слое существенно меньше, чем при задании постоянного расхода вдуваемого газа. В слое вдува на периферии появляется область сверхзвукового течения. Распределение давления также существенно зависит от характера распределения расхода вдуваемого газа по поверхности обтекаемого тела. Это видно из фиг. 3, где кривая 4 отвечает случаю (3.1), а кривая 5 — (3.2). Там же для сравнения приводится кривая 6 распределения давления по поверхности непроницаемого тела со сферическим затуплением в тех же условиях обтекания.

На фиг. 4, а, б представлены результаты расчетов другого случая распределения массового расхода вдуваемого газа, когда вдув является кусочно-постоянной функцией координаты s при общем безразмерном расходе газа $Q_w = 1,578$, который соответствует длине пронизываемого участка $s_{вд} = 1,05$ со значением удельного массового расхода $(\rho v_n)_w = 0,5$. На фиг. 4, а, где изображены положение и форма головной ударной волны, поверхности контактного разрыва и звуковой линии (штриховая кривая), вдув осуществляется через два пронизываемых участка боковой поверхности, разделенных непроницаемым участком, с постоянным расходом вдуваемого газа $(\rho v_n)_w = 0,712$. Видно, что отход контактной границы от поверхности тела в данном случае является немонотонной функцией координаты s . Наблюдается некоторое уменьшение отхода при значениях продольной координаты, отвечающих непроницаемому участку. Соответствующие графики давления p_k на контактом разрыве в зависимости от вертикальной координаты r_k и давления p_w на боковой поверхности сферического затупления в зависимости от s приведены на фиг. 4, б (кривые 1, 2). Те же

графики, изображенные на фиг. 4, б штриховыми линиями, отвечают случаю вдува газа через один проницаемый участок длиной $s_{вд} = 1,05$ с тем же самым общим расходом $Q_w = 1,578$ (кривая 3 — p_w , 4 — p_R). Видно, что секционный вдув газа приводит к существенной немонотонности поведения давления. Локальный минимум на кривой 2 отвечает началу непроницаемого участка боковой поверхности. Далее по обводу давление начинает увеличиваться, т. е. появляется положительный градиент давления, и в начале второго проницаемого участка достигает некоторого максимального значения, после чего давление опять начинает падать. Наличие положительного градиента давления за точкой прекращения вдува является характерной особенностью сверхзвукового обтекания затупления при финитном вдуве. Следует отметить существование нестационарных колебаний поверхности контактного разрыва за точкой прекращения вдува, обнаруженных при расчете сверхзвукового обтекания сферического затупления ($M_\infty = 4,0$, $\gamma_\infty = 1,4$) со вдувом более горячего газа ($H > 1,0$), чем газ набегающего потока, через проницаемый участок длиной $s_{вд} = 0,75$ и массовым расходом $(\rho v_n)_w = 0,5$. Такие же колебания обнаружены при оценке влияния угла скоса потока φ (см. (1.4)) вдуваемого газа на аэродинамические характеристики сферического затупления, когда этот угол изменялся по линейному закону вдоль проницаемого участка:

$$\varphi = (\varphi_{ск}/s_{вд})s,$$

где $\varphi_{ск}$ — угол скоса в радианах в точке прекращения вдува. Эти колебания обнаружены при изменении $\varphi_{ск}$ от 0,349 до 1,047 при следующих параметрах вдуваемого газа: $H = 0,5$, $\gamma_w = \gamma_\infty$, $s_{вд} = 0,75$, $(\rho v_n)_w = 0,5$. Интересно, что при $\varphi_{ск} = 1,396$ нестационарные колебания контактного разрыва исчезают. Наличие неустойчивости тангенциального разрыва, обнаруженное при некоторых режимах вдува газа, не противоречит результатам, приведенным в [25].

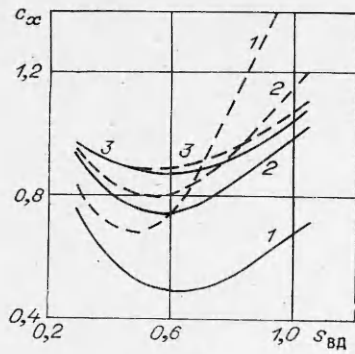
4. Влияние сильного вдува на аэродинамику некоторых тел вращения. Как было показано выше, сильный вдув газа через проницаемые участки конечной длины приводит к существенной перестройке распределения давления по сравнению со случаем отсутствия вдува и тем самым влияет на величину коэффициента лобового сопротивления тела, который представляется в виде суммы коэффициента волнового сопротивления $c_{хвд}$, определяемого по формуле [26]

$$c_{хвд} = 4 \left[1 + \frac{2}{(\gamma_\infty - 1) M_\infty^2} \right] \frac{1}{r^2} \int_0^r pr dr - \frac{2}{\gamma_\infty M_\infty^2},$$

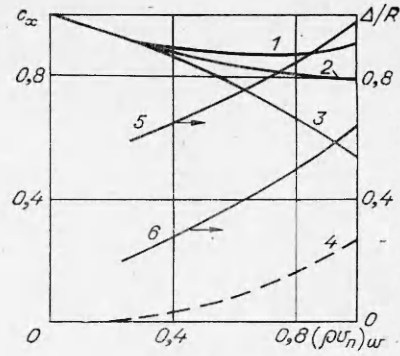
и коэффициента сопротивления, вызванного реактивным действием вдуваемого газа, рассчитываемого в соответствии с [18] по формуле

$$c_{хреак} = 4 \left[1 + \frac{2}{(\gamma_\infty - 1) M_\infty^2} \right] \frac{1}{r^2} \int_0^r Kr dr.$$

На фиг. 5 сплошными линиями построены графики изменения коэффициента волнового сопротивления $c_{хвд}$ сферического затупления, отнесенного к величине коэффициента волнового сопротивления c_{x_0} непроницаемого тела при соответствующих условиях обтекания в зависимости от длины проницаемого участка $s_{вд}$ для трех значений параметра вдува $(\rho v_n)_w = 1,0$; 0,5 и 0,25 в условиях дозвукового вдува. Увеличение длины проницаемого участка при постоянном удельном расходе вдуваемого газа вначале приводит к уменьшению коэффициента волнового сопротивления. Дальнейшее увеличение параметра $s_{вд}$ может привести к тому, что коэффициент волнового сопротивления обтекаемого тела становится больше соответствующего коэффициента непроницаемого тела (кривые 2, 3). Здесь же штриховыми линиями показаны кривые суммарного коэффициента лобового сопротивления, отнесенного к величине c_{x_0} , $c_x = c_{хвд} + c_{хреак}$. Из поведения этих



Фиг. 5



Фиг. 6

кривых видно, что суммарное сопротивление обтекаемого тела при наличии сильного дозвукового вдува существенно зависит как от длины пронцаемого участка, так и от величины массового расхода вдуваемого газа и оно может быть больше или меньше сопротивления непронцаемого тела, обтекаемого в тех же условиях. При каждом значении $(\rho v_n)_w$ существует определенная длина пронцаемого участка, доставляющая минимальное значение лобового сопротивления тела.

Результаты расчетов коэффициентов сопротивления при обтекании конуса с углом полураствора 10° , затупленного по телу с уравнением образующей $x^{10} + r^{10} = 1$, а также отходов ударной волны и поверхности контактного разрыва на оси симметрии в зависимости от величины безразмерного массового расхода $(\rho v_n)_w$ в условиях сверхзвукового обтекания ($M_\infty = 4,0$, $\gamma_\infty = \gamma_w = 1,4$, $H = 0,5$, $s_{вд} = 0,7$) представлены на фиг. 6, где кривая 1 отвечает значению коэффициента лобового сопротивления c_x сферического затупления, 2 — значению того же коэффициента при обтекании тела торцевого затупления. Графики изменения $c_{xвд}$ и $c_{xреак}$ для этого тела соответствуют кривым 3, 4. Кривые 5, 6 отвечают отходам ударной волны и контактной границы на оси симметрии. Из анализа кривых 1, 2 можно сделать вывод о том, что при прочих равных условиях для заданной величины протяженности пронцаемого участка $s_{вд} = 0,7$ вдув газа более эффективен с точки зрения уменьшения лобового сопротивления для тела с торцевым затуплением. Если для тела со сферическим затуплением, начиная со значения $(\rho v_n)_w \simeq 0,7$ коэффициент c_x начинает увеличиваться, то для тела с торцевым затуплением он продолжает уменьшаться, по крайней мере, до величины интенсивности вдува $(\rho v_n)_w = 1,0$. Отходы ударной волны и поверхности контактного разрыва на оси симметрии являются практически линейными функциями массового расхода газа.

Расчеты показали, что звуковой вдув газа ($(\rho v_n)_w > 1,0$) навстречу сверхзвуковому потоку при той же длине пронцаемого участка $s_{вд} = 0,7$, что и в случае дозвукового вдува, приводит к резкому увеличению «реактивного» сопротивления и тем самым общего сопротивления, которое может стать намного больше соответствующей величины при обтекании непронцаемого тела.

Поступила 20 VII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Краснов Н. Ф., Кошевой В. Н. Управление и стабилизация в аэродинамике. М.: Высшая школа, 1978.
2. Тирский Г. А. К теории гиперзвукового обтекания плоских и осесимметричных затупленных тел вязким химически реагирующим многокомпонентным потоком газа при наличии вдува. — Науч. труды Ин-та механики МГУ, 1975, № 39.
3. Гершбейн З. А., Тирский Г. А. Течение вязкого теплопроводного многокомпонентного газа в ударном слое в окрестности притупления при интенсивных вдувах. — Науч. труды Ин-та механики МГУ, 1970, № 1.
4. Taylor T. D., Masson B. S., Foster R. M. Supersonic flow past a finite cone with large surface mass injection. — AIAA J., 1969, vol. 7, N 7.

5. Hartunian R. A., Spenser D. Y. Visualization technique for massive blowing studies.— AIAA J., 1966, vol. 4, N 7.
6. Hartunian R. A., Spenser D. Y. Experimental results for massive blowing studies.— AIAA J., 1967, vol. 5, N 8.
7. Bott Jerry F. Massive blowing experiments.— AIAA J., 1968, vol. 6, N 4.
8. Харченко В. Н. Экспериментальное исследование обтекания острых и затупленных конусов гиперзвуковым потоком гелия при наличии сильного вдува.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 6.
9. Masson B. S., Taylor T. D. A numerical solution of supersonic flow past blunt bodies with large mass injection.— Fluid Dynamics Trans., 1971, vol. 5, pt 1.
10. Taylor T. D., Masson B. S. Supersonic flow past blunt bodies with large surface injection. JAF Paper, 1968, Re. 42.
11. Гершбейн Э. А. Теория гиперзвукового вязкого ударного слоя при больших числах Рейнольдса и при сильном вдуве инородных газов.— ПММ, 1974, т. 38, № 6.
12. Сафаров Р. А. О равномерно точных уравнениях вязкой жидкости в случае сильного вдува при больших числах Рейнольдса.— Численные методы механики сплошной среды, 1977, т. 8, № 6.
13. Стулов В. П. Сильный вдув на поверхности затупленного тела в сверхзвуковом потоке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 2.
14. Гилинский М. М., Лебедев М. Г. К расчету сильного вдува на затупленном теле и профиле.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1.
15. Давыдов Ю. М. Численное исследование течений со струями, направленными навстречу потоку.— Труды ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1971, вып. 1301.
16. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Численное моделирование сложных задач аэродинамики методом «крупных частиц». Ч. III. Результаты численных исследований.— Учен. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 5.
17. Захарченко В. Ф. Параметры внешнего невязкого обтекания тел вращения.— Изв. высш. учеб. заведений. Машиностроение, 1978, № 9.
18. Коваль М. А. Сильный вдув газа во встречный сверхзвуковой поток с поверхности торца.— Аэродинамика больших скоростей, 1979, вып. 5.
19. Антонов В. А. Обтекание тела сверхзвуковым потоком идеального газа при наличии вдува.— В кн.: Научно-практ. конф. «Молодые ученые и специалисты Кемеровской области — народному хозяйству». Тезисы докл. Кемерово, 1977.
20. Коваль М. А., Стулов В. П., Швец А. И. Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленных тел с сильным распределенным вдувом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 3.
21. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отошедшей ударной волной.— ЖВММФ, 1961, т. 1, № 6.
22. Годунов С. К., Забарин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. И., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
23. Гершбейн Э. А., Суходольская Э. Я., Суходольский С. Л., Тирский Г. А. Радиационный нагрев осесимметричных затупленных тел с интенсивно испаряющейся поверхностью при входе в атмосферу Юпитера.— В кн.: Аэродинамика гиперзвуковых течений при наличии вдува. М.: изд. Моск. ун-та, 1979.
24. Боровский Е. Э. Расчет геометрии ударной волны перед затупленным носком в условиях интенсивного массообмена.— Труды МВТУ. Вопросы прикладной аэродинамики, 1978, № 1.
25. Гилинский М. М. Нестационарные режимы обтекания затупленного тела, связанные с сильным вдувом газа через поверхность.— Науч. труды Ин-та механики МГУ, 1976, № 44.
26. Чушкин П. И., Шулишина Н. П. Таблицы сверхзвукового обтекания около затупленных конусов. М.: изд. ВЦ АН СССР, 1961.

УДК 533.6

ВЛИЯНИЕ ЭКРАНА НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ ПРОФИЛЯ

В. А. Алгазин

(Омск)

Различие аэродинамических характеристик крыла в безграничной жидкости и в непосредственной близости от экрана представляет в настоящее время большой практический интерес. Он связан как с проектированием транспортных средств, использующих крылья в качестве несущих элементов, так и с созданием новых типов двигателей с машущим крылом [1]. Расчету нестационарных аэродинамических характеристик крыльев, движущихся вблизи твердой прямолинейной границы,