

УДК 533.6.011.5:519.63

**АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЛИННЫХ
ЗАТУПЛЕННЫХ КОНУСОВ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ МАССООБМЕНЕ**

КАРЛОВСКИЙ В. Н., ЛЕВИН В. А., САХАРОВ В. И.

Вдвиг газа с поверхности тела, летящего со сверхзвуковой скоростью, может служить средством управления его аэродинамическими характеристиками. В целом двумерные сверхзвуковые течения при сильном дозвуковом и звуковом вдуве с поверхности затупленных тел, по-видимому, можно считать хорошо изученными как численно (в невязкой постановке), так и экспериментально. Например, в [1–5] исследовано влияние вдува на картину течения в ударном слое и сопротивление тел различной формы. Численным расчетам пространственного сверхзвукового невязкого обтекания тел со вдувом посвящены работы [6–8]. В этих и других работах, как правило, изучается обтекание тел малого удлинения и отсутствует подробное исследование влияния вдува на аэродинамические характеристики тела. В данной статье численно исследовано влияние вдува с поверхности затупления на аэродинамические характеристики длинных затупленных конусов, обтекаемых под углом атаки сверхзвуковым потоком идеального газа.

1. Рассмотрим сферически затупленный конус, расположенный под некоторым углом к обтекающему его сверхзвуковому потоку. С поверхности сферического затупления осуществляется вдув газа с параметрами, отличными от набегающего, но с тем же показателем адиабаты γ . Течение между поверхностью затупленного конуса небольшого угла раствора и головной ударной волной имеет смешанный характер, т. е. состоит из дозвуковой части, расположенной в окрестности сферического затупления, и лежащей ниже по потоку сверхзвуковой области. Это обстоятельство делает возможным разделение задачи стационарного сверхзвукового обтекания затупленного удлиненного тела на две последовательные: методом установления по времени рассчитывать поле течения около затупления вплоть до сверхзвуковой области; далее, начиная со сверхзвуковой области, ставить и решать задачу Коши для стационарной системы уравнений газовой динамики.

Уравнения газовой динамики в произвольной криволинейной системе координат в строго консервативной форме имеют вид

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial C^i}{\partial x^i} = 0 \tag{1.1}$$

$$U = \sqrt{g} \begin{bmatrix} \rho \\ e \\ \rho w^1 \\ \rho w^2 \\ \rho w^3 \end{bmatrix}, \quad C^i = \sqrt{g} \begin{bmatrix} \rho(v^i - u^i) \\ (e + p)(v^i - u^i) \\ \rho w^1(v^i - u^i) + p x_1^i \\ \rho w^2(v^i - u^i) + p x_2^i \\ \rho w^3(v^i - u^i) + p x_3^i \end{bmatrix}$$

$$v^i = x_k^i w^k, \quad \omega^k = \frac{\partial z^k}{\partial t}, \quad x^i = x^i(t, z^k), \quad x_k^i = \frac{\partial x^i}{\partial z^k}, \quad u^m = x_k^m \omega^k$$

$$(i, k = 1, 2, 3), \quad \sqrt{g} = \det \|x_k^i\|$$

Здесь z^i, x^i — декартовы и криволинейные координаты соответственно; w^i, v^i — декартовы и криволинейные компоненты вектора скорости. В качестве характерных величин взяты $\rho_\infty, p_\infty, \sqrt{p_\infty/\rho_\infty}$.

Наряду с декартовой введем неортогональную криволинейную систему координат [9]. Функциональная связь между декартовыми и криволинейными координатами имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}x &= (R_w + \xi \Delta(\varphi, \theta)) \sin \varphi \sin \theta & (1.2) \\y &= y_0(\theta) - (R_w + \xi \Delta) (\sin \theta \cos \varphi \cos \kappa + \cos \theta \cos \kappa) \\z &= z_0(\theta) + (R_w + \xi \Delta) (\sin \theta \cos \varphi \sin \kappa - \cos \theta \cos \kappa) \\ \Delta &= R_b(t, \theta, \varphi) - R_w(\theta, \varphi), \quad 0 \leq \xi \leq 1\end{aligned}$$

где $z_0(\theta)$, $y_0(\theta)$ и $\kappa(\theta)$ — заданные функции. Здесь одно из трех семейств координатных поверхностей представляет собой круговые конические поверхности, которые с увеличением угла θ могут перемещаться в положительном направлении оси z , а угол наклона их осей κ — уменьшается.

При достижении углом θ значения $\pi/2$ величина κ становится равной нулю. В этот момент коническая координатная поверхность переходит в плоскость, перпендикулярную оси z , и в дальнейшем при $\kappa=0, \theta=\pi/2$, а уравнения (1.2) связывают декартовы и цилиндрические координаты. Использование такой системы координат позволяет без дополнительной интерполяции перейти от расчета дозвуковой области течения к расчету сверхзвуковой части. В дозвуковой области около затупления система уравнений (1.1) решается методом установления по времени. Используется сферическая система координат с нормировкой в радиальном направлении. Для задания таких координат необходимо в (1.2) положить $\kappa=\alpha$ и $z_0=1, y_0=0$, где α — угол атаки.

Физическая область, в которой интегрируется по времени нестационарная система уравнений (1.1), ограничена поверхностью тела и головной ударной волны, а также некоторой поверхностью пространственного типа, лежащей в сверхзвуковой части ударного слоя ниже по потоку. Граничные условия на ударной волне и непроницаемой поверхности стандартные. На проницаемом участке поверхности тела, который находился в окрестности затупления, задавались следующие граничные условия: расход газа $f=\rho V_n$, полная энтальпия h_w и условие нормальности вдува $V_t=0$.

После получения установившегося решения в дозвуковой части ударного слоя ниже по потоку решалась стационарная система уравнений газовой динамики с начальными данными на поверхности пространственного типа $\theta=\text{const}$. Интегрирование проводилось в описанной выше системе координат (1.2). Используемая форма стационарных уравнений аналогична (1.1), где отброшен член с производной по времени. Обычно при решении стационарных задач второе уравнение системы (1.1) (уравнение энергии) заменяют конечным соотношением $h=h_\infty$. Однако, поскольку в данной задаче полная энтальпия вдуваемого газа h_w отлична от h_∞ , уравнение энергии необходимо брать в дифференциальной форме.

Для интегрирования системы уравнений газовой динамики в до- и сверхзвуковой области ударного слоя применялась явная конечно-разностная схема Мак-Кормака второго порядка точности [10, 11]. Для оценки точности метода были проведены некоторые тестовые расчеты и сравнение их с [12, 13]. Во всех случаях расхождение в величине давления на поверхности и положении головной ударной волны не превышало 2%. При сравнении коэффициентов волнового сопротивления сферически затупленных конусов с углом полураствора 10° с экспериментом [14] наибольшее расхождение составило 7%.

2. Геометрическая форма тела, рассмотренного в данной работе, представляет собой сферически затупленный конус с углом полураствора $\beta=10-20^\circ$, расположенный под углом атаки $\alpha=0-10^\circ$ к набегающему потоку. Длина конуса z_k изменялась в диапазоне $2 \leq z_k \leq 10$, причем в качестве единицы длины принят радиус переднего сферического затупления. Число Маха в набегающем потоке изменялось от 3 до 7. Проницаемый участок находился на поверхности сферического затупления. Рассматривались два способа его расположения: участок вдува представляет собой сферический сегмент, ось которого совпадает с осью симметрии тела, и

сферический сегмент с осью, параллельной вектору скорости набегающего потока. В дальнейшем первый способ будем называть осевым вдувом, второй — вдувом на поток. Рассматривалось два способа распределения расхода по поверхности пронизаемого участка: $f = \text{const}$ и $f = a \cos 2\theta$ при $\theta \leq 45^\circ$, где θ — центральный угол, отсчитываемый от оси сегмента вдува.

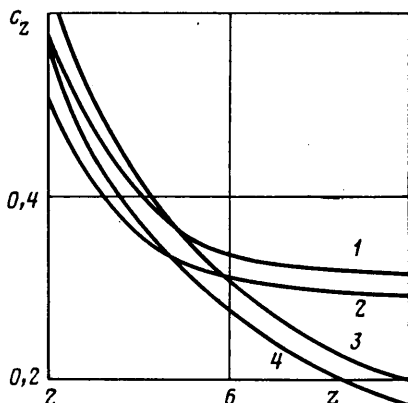
Можно считать, что осевой вдув с расходом $f = \text{const}$ моделирует устройство для активной теплозащиты тела или управления им, в то время как вдув на поток с расходом газа, максимальным в точке торможения, позволяет оценить влияние на аэродинамические характеристики тела поступления в ударный слой газообразных продуктов разрушения поверхности.

Анализ распределения давления по поверхности сферы с наветренной и подветренной стороны при $M=3$, $\alpha=10^\circ$ показал, что в области, прилегающей к пронизаемому участку, давление значительно меньше, чем в той же точке на непроницаемой сфере, причем с увеличением энтальпии (или расхода) вдуваемого газа оно убывает. На наветренной стороне происходит более резкое и интенсивное падение давления за пронизаемым участком, чем на подветренной. Из всего сказанного можно сделать вывод, что осевой вдув приводит к выравниванию давления по сечению $z = \text{const}$, сглаживает несимметрию в параметрах течения, обусловленную наличием угла атаки, и, следовательно, увеличивает запас устойчивости полусферы. Увеличение энтальпии (или расхода) вдуваемого газа приводит к усилению описанного эффекта.

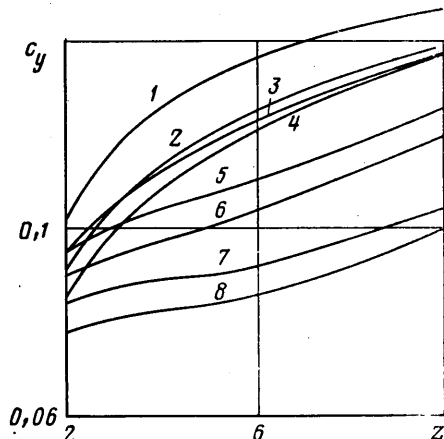
Перейдем к рассмотрению аэродинамических коэффициентов при осевом вдуве. Кривая 3 на фиг. 1 выражает зависимость коэффициента сопротивления c_z от длины z_k для непроницаемого конуса, кривая 4 — для тела с осевым вдувом (с учетом реактивной силы). Здесь $M=3$, $\alpha=0$, $\beta=10^\circ$. Осевой вдув газа ($f=1$, $h_w=h_\infty$) с поверхности переднего полусферического затупления позволяет снизить суммарное сопротивление (кривая 4). При рассмотренных здесь параметрах вдуваемого газа это снижение для всех z_k составляет примерно 10%. Увеличение энтальпии вдуваемого газа до $h_w=3h_\infty$ приводит к тому, что коэффициент волнового сопротивления уменьшается еще на ~10%. При этом, однако, становится существенной реактивная составляющая и суммарный коэффициент сопротивления практически не меняется по сравнению с вариантом, когда вдувается газ с энтальпией $h_w=h_\infty$. Заметим, что и вдув на поток газа с $f=1$ и $h_w=h_\infty$ также почти не изменяет значения c_z по сравнению со случаем осевого вдува.

На фиг. 2 дана зависимость коэффициента подъемной силы c_y от z_k . Кривые 1—4 получены для $M=3$, $\alpha=5^\circ$, $\beta=10^\circ$ и относятся к вариантам: 1 — непроницаемый конус, 2 — осевой вдув, $h_w=h_\infty$; 3 — вдув на поток, $h_w=h_\infty$; 4 — осевой вдув, $h_w=3h_\infty$. Из сравнения этих кривых видно, что вдув приводит к уменьшению (на 5—17%) коэффициента подъемной силы, причем с увеличением энтальпии вдуваемого газа эффект усиливается. Следует отметить, что осевой вдув, симметризирующий течение около головной части тела, для небольших ($z_k \leq 3$) длин конуса приводит к меньшим значениям c_y , чем вдув на поток (кривые 2 и 3 соответственно). Однако при $z_k \geq 3$ кривая 3 проходит ниже кривой 2 и приближается к кривой 4 ($h_w=3h_\infty$). Заметим, что в рассмотренных вариантах 1—4 вклад реактивной составляющей в c_y пренебрежимо мал и изменение коэффициента подъемной силы вызвано только перераспределением давления.

Рассмотрим влияние числа M на аэродинамические характеристики пронизаемых и непроницаемых конусов. В данной серии расчетов задавался осевой вдув с расходом $f=1$. Величина h_w в этих расчетах была зафиксирована такой, что $h_w=h_\infty^{(3)}$, где $h_\infty^{(3)}$ вычислено при $M=3$. Таким образом, при $M=7$ $h_w < h_\infty^{(7)}$. Коэффициент сопротивления непроницаемого затупленного конуса слабо изменяется при увеличении числа Маха



Фиг. 1

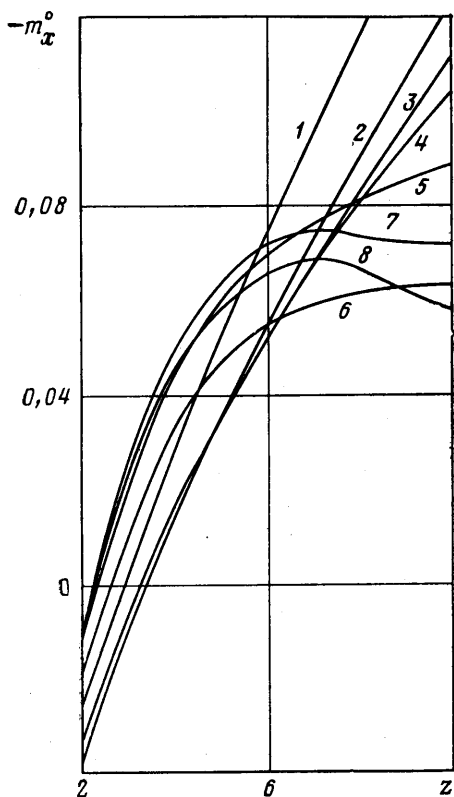


Фиг. 2

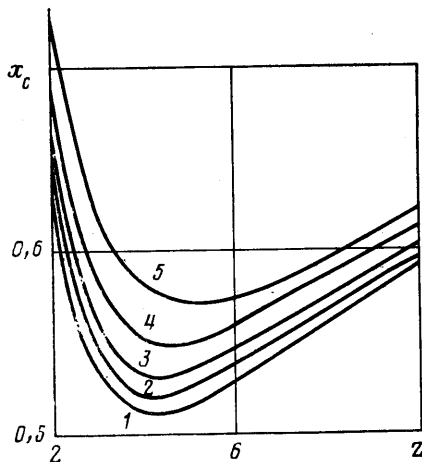
от 3 до 7. Например, при $z_k=5$ для $M=3$ $c_z=0,435$, а для $M=7$ $c_z=0,445$. Вдв при $M=5$ и 7 приводит к уменьшению c_z , однако это снижение меньше, чем при $M=3$. При $M=7$ уменьшение c_z за счет вдува составляет только 5,5% для $z_k=10$. Кривые 5–8 на фиг. 2 выражают зависимость c_y от z_k для $\alpha=5^\circ$, $\beta=10^\circ$. Нумерация кривых следующая: 5 и 6 – $M=5$ без вдува и с осевым вдувом соответственно; 7 и 8 – то же для $M=7$. С увеличением числа Маха уменьшается коэффициент подъемной силы, действующей на конус, причем кривые 6 и 8, соответствующие течению со вдувом при $M=5$ и 7, практически эквидистантно удалены от кривых 5 и 7 для непроницаемого тела. Обращает внимание качественно различное поведение коэффициента момента тангажа относительно геометрического центра тяжести m_x° для разных чисел Маха при $\alpha=10^\circ$ (фиг. 3). Нумерация кривых здесь та же, что и на фиг. 2. Если при $M=3$ зависимость m_x° от z_k близка к линейной (кривая 1), то при $M=5$ и $z_k \approx 7$ рост m_x° замедляется (кривая 5), а при $M=7$ коэффициент момента тангажа убывает при $z_k \geq 7$ (кривая 7). Поскольку полная энтальпия вдуваемого газа фиксирована, то с ростом M вдув оказывает меньшее влияние на течение. Все сказанное выше относительно распределения m_x° наблюдается и при $\alpha=5^\circ$.

Кривые 1 и 2 на фиг. 1 представляют коэффициент суммарного сопротивления для непроницаемого и проницаемого конусов при $\beta=20^\circ$ ($f=1$, $h_w=h_\infty$, $M=3$, $\alpha=0$). По сравнению со случаем $\beta=10^\circ$ (кривые 3 и 4) коэффициент сопротивления более тупого конуса меньше для малого удлинения ($z_k \leq 4$), однако для больших z_k коэффициент сопротивления конуса при $\beta=20^\circ$ становится больше, чем при $\beta=10^\circ$. За счет большего абсолютного значения c_z для $\beta=20^\circ$ уменьшается относительное влияние вдува при $z_k \geq 6$. Наибольшее влияние угол полураствора конуса β оказывает на коэффициент момента тангажа. Если при $M=3$ для конуса с углом полураствора $\beta=10^\circ$ момент относительно геометрического центра тяжести направлен в сторону увеличения угла атаки, то для $\beta=20^\circ$ при всех рассмотренных длинах z_k момент имеет противоположный знак. Относительное влияние вдува на m_x° для всех β с ростом z_k увеличивается. При $\beta=15^\circ$ за счет вдува существенно возрастает интервал длин конуса (от $z_k \sim 6$ до $z_k \sim 9$), при которых момент тангажа способствует восстановлению осесимметричного обтекания.

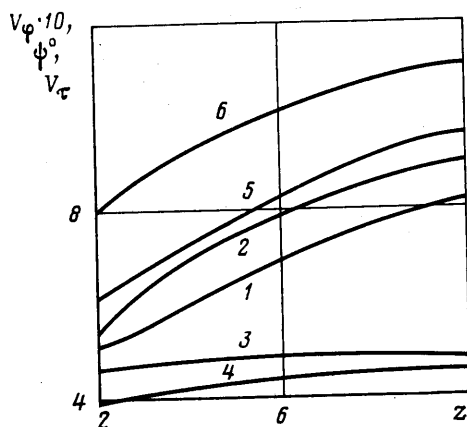
Для всех рассмотренных в данной работе вариантов получено, что вдув газа с поверхности переднего сферического затупления уменьшает действующую на конус подъемную силу и по сравнению с обтеканием непроницаемого тела приводит к уменьшению момента тангажа и увеличению запаса устойчивости конуса. На фиг. 4 представлен коэффициент центра



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

давления в зависимости от длины конуса и интенсивности вдува. Здесь $M=5$, $\alpha=5^\circ$, $\beta=10^\circ$, вдув осуществлялся на поток по закону $f=a \cos 2\theta$. Кривые 1–5 соответствуют значениям $a=0, 1, 3, 5, 7$. Наличие интенсивного вдува ведет к перемещению центра давления по направлению к донному срезу и, следовательно, к увеличению запаса устойчивости. При рассмотренных в работе параметрах обтекания изменение способа или закона вдува газа слабо влияет на положение центра давления.

Для физической интерпретации полученных результатов рассмотрим фиг. 5, где для $M=5$, $\alpha=5^\circ$, $\beta=10^\circ$, $h_w=h_\infty$ и вдува на поток изображены зависимости компонент вектора скорости на боковой поверхности конуса в меридиональной плоскости $\varphi=90^\circ$ от длины z_k . V_τ — проекция вектора скорости на направление касательной к конусу, лежащей в плоскости $\varphi=90^\circ$, ψ — угол отклонения вектора скорости от плоскости $\varphi=90^\circ$, $\text{tg } \psi = V_\varphi / V_\tau$. Кривые 1 и 2 представляют изменение V_φ для непроницаемого и пропускаемого конусов, 3 и 4 — V_τ , 5 и 6 — ψ . Вдув с поверхности затупления приводит к тому, что во всех сечениях конуса, расположенных за пропускаемым участком, существенно увеличивается скорость перетекания V_φ (кривые 1 и 2) и уменьшается продольная скорость V_τ (3 и 4), возрастает угол ψ (5 и 6). За счет более интенсивного перетекания газа с наветренной стороны на подветренную уменьшается градиент давления в окружном направлении, что приводит к снижению подъемной силы и момента тангажа. Более интенсивное перетекание в свою очередь вызвано тем обстоятельством, что продольная составляющая скорости газа

за участком вдува значительно меньше, чем в той же точке на непроницаемом конусе.

Вследствие симметризации течения при осевом вдуве значения c_v и m_x° — меньше, чем при вдуве на поток для конусов малых удлинений. Интенсивность перетекания с наветренной стороны на подветренную при осевом вдуве меньше, чем при вдуве на поток, поэтому для длинных конусов ($z_k \geq 3$) значения c_v и m_x° при осевом вдуве становятся больше.

Отметим, что уменьшение сопротивления конуса с углом полураствора $\beta = 10^\circ$ при вдуве воздуха с поверхности переднего сферического затупления наблюдалось в экспериментах [1] при $M = 25$. Из [1] можно определить зависимость относительного снижения сопротивления $\eta = \Delta C_z / C_z^\circ \cdot 100\%$ от величины $m = G / (\rho_\infty V_\infty S) \cdot 100\%$, где G — суммарный расход вдуваемого газа, S — площадь донного среза конуса. При $2\% \leq m \leq 5\%$ величина η находится в пределах от 10 до 20%. При фиксированном радиусе сферического затупления и расходе G эффективность вдува как средства снижения сопротивления, согласно [1], возрастает по мере увеличения длины конуса. Результаты данных расчетов находятся в качественном соответствии с [1], хотя здесь число Маха изменялось от 3 до 7. Так, для $z_k = 10$ и $M = 3$ $\eta \approx 10\%$ при $m = 2,5$, а для $M = 7$ $\eta = 5,5\%$ при $m = 1,1\%$. С увеличением длины конуса величина η практически не меняется (кривые 3 и 4 на фиг. 1), а величина m убывает за счет приращения площади донного среза S , поэтому для более длинного конуса заданное снижение сопротивления достигается при меньшем относительном расходе m .

При расчетах течения со вдувом контактный разрыв не выделялся. Как было показано в тестовых расчетах осесимметричного обтекания проницаемой сферы, контактный разрыв «размывается» разностной схемой на три расчетные точки. Для получения приемлемой точности решения около проницаемого затупления необходимо задавать больше точек поперек ударного слоя, чем в случае непроницаемого. С другой стороны, вдув с поверхности затупления приводит к тому, что в ударном слое область до- и трансзвуковых течений простирается значительно ниже по потоку. Это в свою очередь приводит к смещению вниз по потоку конуса начальных данных для расчета сверхзвуковой части и необходимости увеличения числа расчетных точек вдоль ударного слоя в дозвуковой области. В данной работе при расчетах пространственного течения около проницаемого затупления использовалась сетка $17 \times 15 \times 20$ в направлениях ξ , φ и θ соответственно. При расчете в сверхзвуковой области ударного слоя на боковой поверхности конуса использовалась сетка 31×37 (в направлениях ξ и φ соответственно). Расчет пространственного течения около проницаемого затупления на указанной сетке составлял 4–5 ч машинного времени ЭВМ БЭСМ-6, а сверхзвуковой части — не более 1 ч. В тех случаях, когда течение около сферического затупления обладало осевой симметрией вплоть до выходной границы (непроницаемая сфера, вдув на поток), расчет проводился только для одной плоскости по φ . Полученное решение затем распространялось на все меридиональные плоскости с учетом угла атаки и использовалось для расчета сверхзвуковой области. Время расчета дозвуковой части ударного слоя для таких вариантов на сетке 31×20 составляло 30–40 мин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Харченко В. Н. Экспериментальные исследования особенностей тепло- и массообмена в сверх- и гиперзвуковых потоках // Тр. ЦАГИ. 1978. Вып. 1900. 98 с.
2. Захарченко В. Ф. Исследование обтекания затупленных тел вращения в условиях сильного вдува // Тр. МВТУ им. Баумана. 1981. № 327. С. 57–63.
3. Антонов В. А., Гришин А. М. Исследование аэродинамики осесимметричных тел в сверхзвуковом потоке при наличии локализованного вдува // ПМТФ. 1982. № 4. С. 86–92.
4. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 391 с.
5. Гилинский М. М., Лебедев М. Г. К расчету сильного вдува на затупленном теле и профиле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 1. С. 117–124.
6. Белоцерковский О. М., Голомазов М. М., Шабалин А. В. Исследование влияния сильного вдува газа с поверхности на гиперзвуковое обтекание затупленных тел // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1981. Т. 21. № 4. С. 1018–1030.
7. Голомазов М. М., Шабалин А. В. Гиперзвуковое обтекание испаряющихся тел под углами атаки // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 1. С. 132–137.

8. *Холодов А. С.* О построении разностных схем с положительной аппроксимацией для уравнения гиперболического типа // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1978. Т. 18. № 6. С. 1476–1492.
9. *Сахаров В. И., Тирский Г. А.* Расчет сверхзвукового обтекания затуплений методом установления по времени // Гиперзвуковые пространственные течения при наличии физико-химических превращений. М.: Изд-во МГУ, 1981. С. 93–105.
10. *McCormack R. W.* The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering/AIAA Pap. 1969. № 354. 6 p.
11. *Сахаров В. И., Шевелев Ю. Д.* Численное исследование сверхзвукового обтекания тел сложной формы: Препринт № 116. М.: Ин-т проблем механики АН СССР, 1978. 56 с.
12. *Дьяконов Ю. Н., Пчелкина Л. В., Сандомирская И. Д.* Сверхзвуковое обтекание затупленных тел. М.: Изд-во МГУ, 1971. 406 с.
13. *Любимов А. Н., Русанов В. В.* Течения газа около тупых тел. Ч. 2. М.: Наука, 1970. 379 с.
14. *Артонкин В. Г., Леутин П. Г., Петров К. П., Столяров Е. П.* Аэродинамические характеристики острых и притупленных конусов при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях // Тр. ЦАГИ. 1972. Вып. 1413. 92 с.

Москва

Поступила в редакцию
6.VIII.1986