

УДК 533.8.011.5

ВЛИЯНИЕ УГЛА АТАКИ НА СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ПРИ НАЛИЧИИ ВДУВА С ПОВЕРХНОСТИ

АНТОНОВ В. А., ГРИШИН А. М., ПАХОМОВ Ф. М.

Вдув газа с поверхности обтекаемого тела может служить средством управления аэродинамическими характеристиками, способом тепловой защиты летательных аппаратов и открывает также возможность моделирования сложного процесса уноса теплозащитных покрытий, разрушающихся под воздействием высокоэнтальпийного набегающего потока. К настоящему времени проведены теоретические и экспериментальные исследования влияния параметров вдува, геометрии обтекаемого тела, параметров набегающего потока в основном для осесимметричного случая. Особый же интерес представляет пространственный характер сверхзвукового обтекания, обусловленный наличием угла атаки. Сложность получения численного решения рассматриваемой задачи в точной газодинамической постановке предопределяет относительно малое число имеющихся по этому вопросу публикаций [1-4].

В [1] приведены результаты исследования влияния угла атаки $0 \leq \alpha \leq 7,5^\circ$, скорости вдуваемого газа и его термодинамических свойств на аэродинамические характеристики конуса с углом полураствора $\theta = 60^\circ$, затупленного по сфере, при распределенном по всей поверхности вдуве. В [2] рассмотрена задача, учитывающая взаимное влияние лучистого теплового потока и скорости вдува при испарении обтекаемой поверхности. Исследуется влияние угла атаки $0 \leq \alpha \leq 13^\circ$ на характер течения, аэродинамические характеристики и теплообмен около затупленного по сфере 120-градусного конуса. В [3] дан анализ пространственного характера течения около затупленного по сфере конуса, с поверхности которого осуществляется интенсивный нормальный вдув газа, обусловленный наличием зависимости параметров вдува от меридиональной координаты. В [4] рассмотрены различные режимы струйного вдува через часть лобовой поверхности затупленного по сфере конуса, получено качественное и количественное соответствие результатов расчетов невязкого обтекания с данными эксперимента.

В данной работе приводятся результаты исследования влияния угла атаки в диапазоне $0 \leq \alpha \leq 40^\circ$ на картину течения и аэродинамические характеристики тела степенной формы (уравнение образующей в цилиндрической системе координат $r = -z^n$, $n = 0,125$), при сверхзвуковом его обтекании в отсутствие вдува и сильном дозвуковом локализованном вдуве с поверхности. В результате численных расчетов установлено, что использование теории Ньютона для определения координат точки торможения газа за ударной волной при обтекании непроницаемого тела рассматриваемой формы приводит к большим ошибкам, и дана формула для определения положения этой точки. Показано, что картина течения и распределения давления на поверхности тела при пространственном обтекании сильно отличается от случая $\alpha = 0$. Установлено, что в рассматриваемом диапазоне определяющих параметров сильный вдув газа значительно снижает аэродинамическое сопротивление обтекаемого тела, не приводя к ухудшению его статической устойчивости, что имеет важное значение в связи с решением вопроса о газостойчивом управлении летательных аппаратов.

1. Постановка задачи. Задача определения параметров в ударном слое и слое вдува при больших значениях чисел Re_∞ и Re_w сводится к решению уравнений газовой динамики. При этом нестационарное течение газа в интересующей области $V(t)$, ограниченной поверхностью $\Sigma(t)$, можно описать следующей системой интегральных законов сохранения массы, импульса и энергии в замкнутом объеме:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho d\tau = \int_\Sigma \rho(\mathbf{v} - \boldsymbol{\omega}, \mathbf{n}) d\sigma.$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho v d\tau = \int_{\Sigma} [p n + \rho v (v - \omega, n)] d\sigma \quad (1.1)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho e d\tau = \int_{\Sigma} [p (v, n) + \rho e (v - \omega, n)] d\sigma$$

$$e = U + \frac{1}{2} |v|^2, \quad |v|^2 = u^2 + v^2 + w^2$$

$$U = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \quad (1.2)$$

Здесь t — время; e — удельная энергия газа (сумма внутренней и кинетической энергий); p — давление; ρ — плотность; u, v, w — компоненты вектора скорости; ω — скорость смещения границы Σ ; n — внутренняя нормаль к поверхности Σ ; V — область течения, ограниченная головной ударной волной, поверхностью обтекаемого тела и замыкающей поверхностью вниз по потоку; система уравнений (1.1) замыкается уравнением состояния совершенного газа (1.2) с показателем адиабаты γ .

Проекция вектора скорости v_{∞} набегающего потока на оси используются в расчетах декартовой системы координат определяются соотношениями $u_{\infty} = |v_{\infty}| \cos \alpha \cos \beta$, $v_{\infty} = |v_{\infty}| \sin \alpha \cos \beta$, $w_{\infty} = -|v_{\infty}| \sin \beta$, где α — угол атаки, β — угол скольжения, принимаемый в дальнейшем равным нулю. В качестве начальных условий при $\alpha = 0$ задавались параметры набегающего потока. При изменении угла атаки в качестве начальных условий использовались поля параметров течения, полученные в результате расчета предыдущего варианта. На отошедший от обтекаемого тела ударной волне задавались соотношения Рэнкина — Гюнио

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

где индекс ∞ относится к параметрам в набегающем потоке, а s — к параметрам за ударной волной, v_n — нормальная составляющая скорости к поверхности ударной волны, v_{τ} — вектор скорости, лежащий в касательной к поверхности ударной волны плоскости, D_n — скорость движения ударной волны по нормали к ее поверхности.

На поверхности обтекаемого тела — на участке вдува — требовалось выполнение условий постоянства удельного массового расхода вдуваемого газа и его полной энтальпии, а на непроницаемом участке задавалось условие непротекания

$$\begin{aligned} (\rho v_n)_w &= \text{const} \\ \frac{\gamma_w}{\gamma_w - 1} \frac{p_w}{\rho_w} + \frac{v_{n, w}^2}{2} &= h_{0, w} = \text{const} \\ (\rho v_n)_w &= 0 \end{aligned} \quad (1.4)$$

На замыкающей поверхности, находящейся для обеспечения корректности получаемых результатов в сверхзвуковой области течения, выставлялись мягкие граничные условия сноса значений параметров течения по потоку

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{n}} = 0, \quad \mathbf{f} = (u, v, w, p, \rho) \quad (1.5)$$

Определяемые характеристики течения представляют собой безразмерные величины: компоненты скорости отнесены к максимальной скорости набегающего потока v_{\max} ; плотность — к плотности набегающего потока ρ_{∞} ; давление — к величине $\rho_{\infty} v_{\max}^2$; линейные размеры — к радиусу миделевого сечения.

2. Метод решения. Тестовые проверки программы. Система уравнений (1.1), (1.2) с соответствующими начальными и граничными условиями (1.3), (1.4) решается конечно-разностным методом установления Годунова [5]. Введением подвижной расчетной сетки достигается явное выделение головной ударной волны. Контактная поверхность в процессе численного решения задачи не выделяется.

Стационарные режимы обтекания находятся в результате установления решения по времени, критерием которого является выполнение закона сохранения массы в области интегрирования с заданной точностью δ . В то же время следует подчеркнуть, что использование для математического моделирования исследуемого процесса нестационарной системы уравнений, записанных в виде интегральных законов сохранения, и явного метода для их интегрирования позволяет утверждать, что результаты численного решения задачи имеют физический смысл в любой момент времени и могут рассматриваться как данные вычислительного эксперимента [6].

Для проверки правильности работы программы и точности используемой разностной схемы проводилось сравнение с уже известными в литературе результатами. В случае непроницаемой обтекаемой поверхности сравнение проводилось с данными [7] по обтеканию сферы и тела степенной формы ($r = z^{0,125}$, $\alpha = 0$) и с результатами из [8] по пространственному обтеканию эллипсоидов вращения. При наличии вдува газа с поверхности сравнение проводилось с результатами [9] по обтеканию проницаемой сферы под нулевым углом атаки.

На принятой за основную расчетной сетке, содержащей 2560 ячеек ($16 \times 16 \times 10$) и учитывающей наличие плоскости симметрии течения, было получено графическое совпадение с данными указанных работ по форме головной ударной волны и распределениями давления по поверхности обтекаемых тел. Наибольшее различие в распределении давления имело место для тела степенной формы в области существенного изменения кривизны поверхности. Ошибка в вычислении коэффициента волнового сопротивления при этом достигала 6%. Максимальное отклонение интеграла Бернулли от его точного значения имело место в окрестности обтекаемого тела и составляло $\sim 8\%$.

Затраты машинного времени ЭВМ БЭСМ-6 на установление решения до значения критерия $\delta = 0,5\%$ при изменении угла атаки на 10° составляют ~ 10 ч. Установление значений аэродинамических характеристик с точностью до нескольких процентов наступает значительно быстрее (через 3–4 ч), что обеспечивает возможность практического использования программы для оценки аэродинамических свойств затуплений в отсутствие и при наличии вдува с их поверхности.

3. Особенности обтекания под углом атаки тела степенной формы. По описанной выше методике были проведены многочисленные вычислительные эксперименты для исследования особенностей пространственного обтекания тела степенной формы при наличии сильного дозвукового вдува газа с его поверхности. Изменялись угол атаки, массовая скорость вдува и размеры проницаемого участка поверхности. Результаты, представленные в данной работе, получены при решении задачи со следующими значениями определяющих параметров:

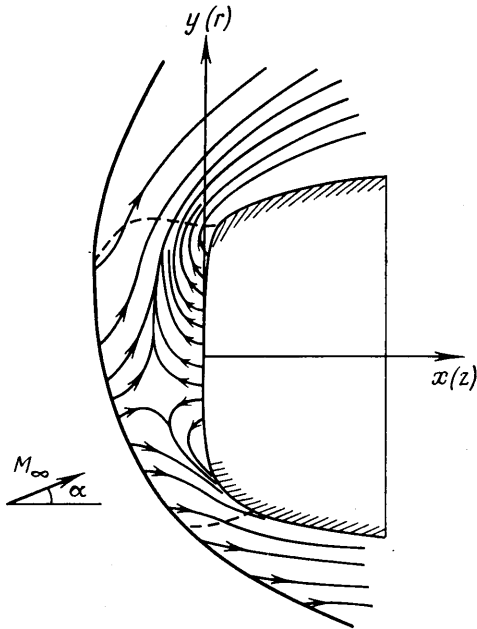
$$M_{\infty} = 4, \gamma_w = \gamma_{\infty} = 1,4, (\rho v_n)_w = 0,5, h_{0,w} = h_{0,\infty} = 0,5, \alpha = 0 - 40^\circ$$

Проницаемый участок поверхности тела ограничивался при этом значением радиуса $r_w = 0,6$.

На фиг. 1 в качестве иллюстрации результатов одного из вариантов расчета представлены в плоскости симметрии течения контур обтекаемого тела, положение отошедшей головной ударной волны, звуковые линии и линии потока газа при $\alpha = 20^\circ$. Линии тока в ударном слое и в слое вдува иллюстрируют картину течения и определяют, в частности, положение контактной поверхности, отделяющей вдуваемый газ от газа набегающего потока.

В исследованном диапазоне изменения угла атаки реализуются качественно различные режимы течения вдуваемого газа у поверхности тела. Так, при малых углах атаки ($\alpha \leq 10^\circ$) линии тока вдуваемого газа в плоскости симметрии течения не переходят с наветренной стороны на подвет-

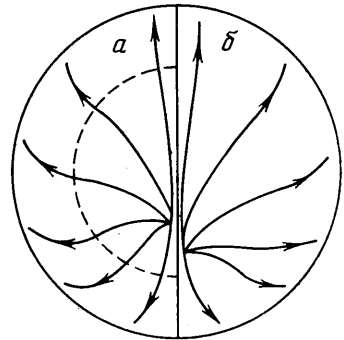
ренную и инжектируемый газ омывает всю поверхность тела. При увеличении угла атаки ($10^\circ \leq \alpha \leq 20^\circ$) увеличивается смещение точки растекания от оси симметрии тела на его наветренную сторону и большая часть вдуваемого газа переходит на подветренную сторону. Дальнейшее увеличение угла атаки ($\alpha \geq 30^\circ$) приводит к тому, что вся масса газа, вдуваемого с лобовой части, устремляется на подветренную сторону. Контактная поверхность на наветренной стороне замыкается на теле непосредственно за



Фиг. 1.

проницаемым участком и параметры течения вниз по потоку близки к соответствующим параметрам при обтекании непроницаемой поверхности.

К особенностям обтекания рассматриваемого тела под углом атаки при наличии вдува следует отнести сме-



Фиг. 2.

щение точки растекания газа на поверхности тела к оси симметрии. В этом проявляется его симметризирующее действие на картину течения посредством формирования эффективного тела, более симметричного относительно вектора скорости набегающего потока, чем исходное. Это видно на фиг. 1 и 2, где для одних и тех же параметров приведены интегральные кривые, характеризующие картину растекания газа у поверхности тела в случае вдува (2, а) и в его отсутствие (2, б), построенные по параметрам течения в ячейках ближайшего к телу расчетного слоя в проекции на плоскость $z=1$. Касательная в каждой точке данной кривой указывает направление течения газа без учета осевой составляющей вектора скорости.

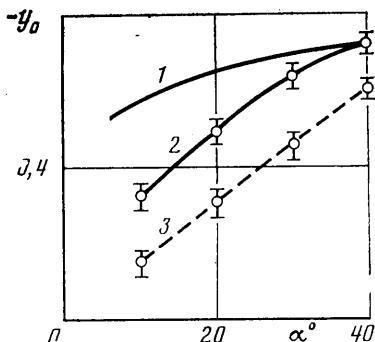
Анализ кривых показывает, что при угле атаки $\alpha=20^\circ$, несмотря на изменение при вдуве положения особой точки, характер растекания в ее окрестности не меняется. В случае, когда особая точка находится на границе проницаемого участка ($\alpha=40^\circ$), за счет изменения соотношения радиусов главных кривизн поверхности, связанного с ее перемещением, качественно меняется и картина растекания в ее окрестности: в отсутствие вдува интегральные кривые перпендикулярны плоскости симметрии, при вдуве они касаются ее.

К особенностям обтекания рассматриваемого тела степенной формы в отсутствие вдува следует отнести существенное отличие положения точки торможения при $\alpha \neq 0$, определенного в соответствии с теорией Ньютона и по результатам численных расчетов. На фиг. 3 построены соответствующие зависимости координаты y_0 точки торможения на поверхности тела от угла атаки (кривая 1 — теория Ньютона, 2 — расчет). Поведение этих кривых указывает на недопустимость использования в данном случае тео-

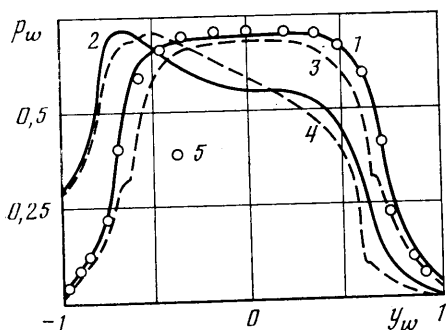
рии Ньютона для определения положения точки торможения, особенно для относительно небольших углов атаки ($0 < \alpha \leq 20^\circ$), когда углы наклона сформировавшейся ударной волны и тела относительно нормали к его поверхности, совпадающей с направлением набегающего потока, значительно отличаются друг от друга. Для определения координаты точки торможения можно воспользоваться следующей формулой, удовлетворительно аппроксимирующей результаты численных расчетов в исследованном диапазоне изменения угла атаки $\alpha = 0-40^\circ$:

$$-y_0 = 0,77337 \sin 2\alpha - 0,01626 \sin 4\alpha + 0,05085 \sin 6\alpha$$

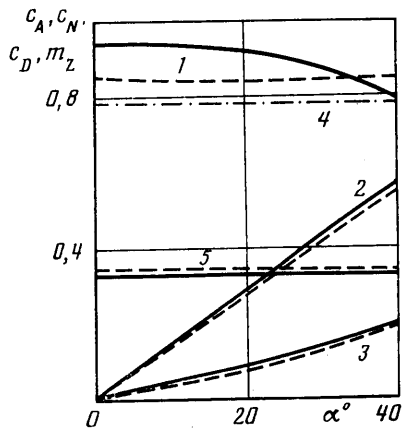
Погрешность этой формулы не превосходит 10%. Штриховая кривая на фиг. 3 отвечает положению растекания на поверхности тела при наличии вдува газа в зависимости от угла атаки и свидетельствует в данном случае о симметризирующем влиянии вдува.



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

4. Влияние вдува на аэродинамику обтекаемого газа. При проведении всех вычислительных экспериментов помимо общей картины течения определялось давление на поверхности и аэродинамические характеристики тела. На фиг. 4 приведены кривые распределения давления по поверхности тела в плоскости симметрии течения в случае непроницаемой поверхности (кривые 1, 2) и при наличии вдува (кривые 3, 4). Кривые 1 и 3 соответствуют осесимметричному обтеканию, кривые 2, 4 — значению угла атаки $\alpha = 30^\circ$. Сильный вдув газа через проницаемый участок конечной протяженности приводит к существенной перестройке распределения давления по сравнению со случаем отсутствия вдува. Сильное влияние на распределение давления в обоих случаях оказывает также угол атаки.

В случае вдува отметим наличие характерных особенностей поведения давления (наличие «полочков» давления или его возрастание) за точкой прекращения вдува, имевших место и в осесимметричном случае [9] и связанных с присоединением потока вдуваемого газа к поверхности тела. В отличие от осесимметричного случая, когда при вдуве газа давление на поверхности тела всюду меньше соответствующих значений для непроницаемой поверхности, появление угла атаки приводит к качественно ино-

му распределению давления. На части подветренной стороны боковой поверхности происходит повышение давления при вдуве газа по сравнению со случаем обтекания непроницаемого тела. Анализ зависимостей $p_w(y)$ при $0 \leq \alpha \leq 40^\circ$ показывает, что вдув газа сглаживает градиенты давления и уменьшает влияние угла атаки на распределение давления на наветренной стороне лобовой части ($y_w > -0,6$) обтекаемой поверхности тела. Это подтверждают и зависимости коэффициентов аэродинамических сил и момента от угла атаки, представленные на фиг. 5.

При вычислении коэффициентов использовались следующие формулы:

$$c_A = \frac{1}{S_0} \iint_{S_w} c_p dy dz, \quad c_N = \frac{1}{S_0} \iint_{S_w} c_p dx dz$$

$$-m_z = \frac{1}{S_0 L} \iint_{S_w} c_p (x dx dz - y dy dz)$$

$$c_p = \frac{p_w - p_\infty - (\rho v_n)_w (\mathbf{v}_w, \mathbf{n})}{\frac{1}{2} \rho_\infty |\mathbf{v}_\infty|^2}, \quad S_0 = \iint_{S_w} dy dz$$

Здесь S_0 — площадь миделевого сечения, L — длина обтекаемого тела, \mathbf{n} — внутренняя к поверхности тела нормаль. Сплошные кривые 1, 2, 3 соответствуют аэродинамическим коэффициентам осевой силы c_A , нормальной силы c_N и момента тангажа m_z относительно передней точки тела в случае непроницаемой поверхности. Штриховые кривые под теми же номерами отвечают поведению аэродинамических характеристик в случае вдува.

Анализ поведения кривых показывает существенное уменьшение коэффициента осевой силы в случае вдува и различное качественное его поведение на интервале изменения угла атаки $10^\circ \leq \alpha \leq 40^\circ$. Если в отсутствие вдува c_A монотонно убывает при возрастании α , то при наличии вдува его значение на этом интервале практически постоянно, с обозначенной тенденцией к увеличению за счет реактивного действия вдуваемого газа. Для оценки влияния реактивной составляющей полного давления на c_A на фиг. 5 приведена зависимость коэффициента волнового сопротивления — кривая 4. Кривые 2 и 3 показывают уменьшение значений c_N и $|m_z|$ при вдуве, при этом качественное поведение $c_N(\alpha)$ и $m_z(\alpha)$ с ростом угла атаки не меняется и близко, как и в отсутствие вдува, к линейной зависимости. Неучет реактивной силы при указанной выше организации осесимметричного вдува практически не влияет на значения c_A и m_z .

Полученные данные позволяют также определить коэффициент центра давления $c_D = -m_z/c_N$ (кривые 5 на фиг. 5) и разность $x_M - c_D$ (x_M — координата центра масс), характеризующие статическую устойчивость обтекаемого тела. Увеличение в рассматриваемом диапазоне определяющих параметров коэффициента c_D при наличии вдува по сравнению с его отсутствием свидетельствует об улучшении статической устойчивости обтекаемого тела при вдуве газа с его поверхности навстречу набегающему потоку.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Голомазов М. М., Шабалин А. В. Гиперзвуковое обтекание испаряющихся тел под углами атаки // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 1. С. 132–137.
3. Холодов А. С. О построении разностных схем с положительной аппроксимацией для уравнений гиперболического типа // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1978. Т. 18. № 6. С. 1476–1492.
4. Онуфриева О. А., Пирогов В. Б., Холодов А. С. Численное исследование сеточно-характеристическими методами сверхзвукового пространственного обтекания за-

тупленных тел при наличии сильного нестационарного вдува // Струйные течения жидкостей и газов: Тр. Всесоюз. конф. Новополоцк: Новополоцк. политехн. ин-т, 1982. Ч. 2. С. 60–67.

5. *Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
6. *Белоцерковский О. М.* Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984. 519 с.
7. *Любимов А. Н., Русанов В. В.* Течения газа около тупых тел. Ч. 1. М.: Наука, 1970. 287 с.
8. *Тиняков Г. П.* Исследование трехмерного сверхзвукового обтекания эллипсоидов вращения // Изв. АН СССР. МЖГ. 1965. № 6. С. 10–19.
9. *Антонов В. А., Гришин А. М.* Исследования аэродинамики осесимметричных тел в сверхзвуковом потоке при наличии локализованного вдува // ПМТФ. 1982. № 4. С. 86–92.

Томск

Поступила в редакцию
3.X.1985