

УДК 533.6.011.55

**ИССЛЕДОВАНИЕ ГИПЕРЗВУКОВОГО ВЯЗКОГО УДАРНОГО
СЛОЯ НА ВРАЩАЮЩИХСЯ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛАХ
ПРИ НАЛИЧИИ ВДУВА**

КРАСИЛОВ Н. А., ЛЕВИН В. А., ЮНИЦКИЙ С. А.

Рассматривается гиперзвуковое обтекание затупленных осесимметричных тел, вращающихся вокруг продольной оси, ламинарным потоком вязкого сжимаемого газа. Предполагается, что с поверхности тела производится вдув газа. Решение задачи получено конечно-разностным методом в широком диапазоне чисел Рейнольдса, параметров вдува и вращения. Для окрестности критической точки приводятся некоторые результаты расчетов, характеризующие влияние вращения на профили скорости и температуры поперек ударного слоя, на коэффициенты трения и теплообмена, отход ударной волны. При больших числах Рейнольдса и сильном вдуве найдено аналитическое решение задачи в приближении двух невязких слоев, разделенных контактной поверхностью.

Проведены расчеты обтекания сферы и параболоида и показано, что при вращении максимум теплового потока смещается из критической точки на боковую поверхность тела. Исследуется зависимость распределения давления, теплового потока и коэффициентов трения для случаев постоянного и переменного по обводу тела вдува.

Ранее течение около вращающихся тел с непроницаемой поверхностью рассматривалось в ряде работ [1–8]. В [1–5] исследование проведено на основе теории пограничного слоя, в [6, 7] применялись параболизированные уравнения Навье – Стокса. Расчет вязкого обтекания со вдувом проводился в работах [9, 10]: в [9] рассмотрена окрестность критической точки, в [10] – вдув задавался на вращающейся конической поверхности сферически затупленного конуса (вдув и вращение на сферическом затуплении отсутствовали). В невязкой постановке при наличии сильного вдува данная задача решена методом пограничного слоя Г. Г. Черного [11] в работе [12].

1. Рассмотрим осесимметричное обтекание гладкого затупленного тела гиперзвуковым потоком вязкого газа. Пусть (x, y, ϑ) – система ортогональных криволинейных координат, неподвижная в пространстве. Координата x определяет расстояние вдоль образующей тела, измеренное от критической точки, y – расстояние по нормали к поверхности тела, ϑ – меридиональный угол. Пусть вектор скорости набегающего потока направлен параллельно оси симметрии тела z . Будем считать, что тело вращается вокруг z с постоянной угловой скоростью Ω .

Уравнения гиперзвукового вязкого ударного слоя на вращающихся осесимметричных телах в системе координат (x, y, ϑ) в безразмерных переменных имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho r_w u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho r_w v) = 0 \tag{1.1}$$

$$\rho \left(Du - \frac{\sin \alpha}{r_w} w^2 \right) = -\varepsilon \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{K} \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

$$\rho \left(Dw + \frac{\sin \alpha}{r_w} uw \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{K} \frac{\partial w}{\partial y} \right)$$

$$\rho \left(\kappa u^2 + \frac{\cos \alpha}{r_w} w^2 \right) = \frac{\partial P}{\partial y}$$

$$\rho D T = 2 \varepsilon u \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{2 \mu}{K} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{\sigma K} \frac{\partial T}{\partial y} \right)$$

$$P = \rho T, \quad \mu = T^\omega, \quad D = u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}$$

$$K = \varepsilon \operatorname{Re}, \quad \varepsilon = \frac{\gamma - 1}{2\gamma}, \quad \operatorname{Re} = \frac{\rho_\infty U_\infty R}{\mu_0}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}$$

$$\sigma = \frac{\mu c_p}{\lambda}, \quad \mu_0 = \mu(T_0), \quad T_0 = \frac{U_\infty^2}{2c_p}, \quad G = \frac{\rho_w v_w}{\rho_\infty U_\infty}$$

Здесь $U_\infty u$, $\varepsilon U_\infty v$, $U_\infty w$ — компоненты вектора скорости, соответствующие осям x , y , ϕ ; $\rho_\infty U_\infty^2 P$, $\varepsilon^{-1} \rho_\infty \rho$, $T_0 T$, $\mu_0 \mu$, λ — соответственно давление, плотность, температура, коэффициенты вязкости и теплопроводности, $c_p = \text{const}$ — удельная теплоемкость газа; κ — продольная кривизна поверхности тела, r_w — расстояние до оси симметрии, α — угол между осью z и касательной к поверхности тела. Все линейные размеры отнесены к характерному радиусу R , нормальная координата — к εR ; R — радиус кривизны затупления при $x=0$. Индексы ∞ , w относятся к значениям в набегающем потоке и на поверхности тела.

Применимость модели вязкого ударного слоя для описания гиперзвукового обтекания гладких затупленных тел обоснована в [13, 14]. Оставленные в уравнениях (1.1) члены с продольным градиентом давления необходимы для правильного описания течения при больших числах Рейнольдса в слое около поверхности тела [13]. В пределе $K \rightarrow \infty$ система (1.1) переходит в уравнения невязкого ударного слоя, записанные в приближении тонкого слоя [15].

На ударной волне зададим модифицированные соотношения Рэнкина — Гюгонно в гиперзвуковом приближении [13, 16]

$$y = y_*(x): \quad \rho \left(v - u \frac{\partial y_*}{\partial x} \right) = v_\infty, \quad P = v_\infty^2$$

$$v_\infty (u - u_\infty) = \frac{\mu}{K} \frac{\partial u}{\partial y}, \quad v_\infty w = \frac{\mu}{K} \frac{\partial w}{\partial y} \quad (1.2)$$

$$v_\infty (H - H_\infty - v_\infty^2) = \frac{\mu}{\sigma K} \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{2\mu}{K} \left(u \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial y} \right)$$

$$H = T + u^2 + w^2$$

$$u_\infty = \cos \alpha, \quad v_\infty = -\sin \alpha$$

На поверхности тела будем задавать условие прилипания для продольной составляющей скорости, значение азимутальной скорости, расход вдуваемого газа и температуру (скорость скольжения и скачок температуры на поверхности тела не учитываем, как величины порядка $\sqrt{\varepsilon} K$)

$$y=0: \quad u=0, \quad w = Br_w(x), \quad \rho v = G(x), \quad T = T_w(x) \quad (1.3)$$

В соотношениях (1.2) учтено, что $w_\infty = 0$, а в (1.3) — что поверхность тела в системе координат (x, y, ϕ) является подвижной: она вращается вокруг оси z с постоянной угловой скоростью Ω ; $B = \Omega R / U_\infty$ — параметр вращения.

При численном решении система (1.1)–(1.3) записывалась в переменных типа Дородницына относительно новых искомым функций φ_1 , φ_2 , θ

$$\xi = x, \quad \eta = \vartheta, \quad \zeta = \frac{1}{\Delta} \int_0^y \rho dy, \quad \Delta = \int_0^{v_*} \rho dy$$

$$u = u^\circ(\xi) \frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi}, \quad w = w^\circ(\xi) \frac{\partial \varphi_2}{\partial \xi}, \quad T = T^\circ(\xi) \theta, \quad \rho r_w v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad \psi = r_w \Delta u^\circ \varphi_1 \quad (1.4)$$

Здесь ψ – функция тока.

Функции u° , w° в расчетах принимались равными u_∞ , при этом особенности, возникающие в коэффициентах уравнений при $\xi=0$, разрешаются; T_0 полагалась равной v_∞^2 .

Численное решение получено с помощью неявной конечно-разностной схемы [17], имеющей точность аппроксимации $O(\Delta \zeta^4 + \Delta \xi)$. Нелинейная система разностных уравнений решалась с применением итераций, при этом линеаризованные уравнения решались поочередно прогонкой [7]. Для определения продольной составляющей градиента давления четвертое уравнение системы (1.1), записанное в переменных (1.4), (1.5), дифференцировалось по переменной ξ . В результате для величины $P_2 = 1/u^\circ \partial P / \partial \xi$ получалось обыкновенное дифференциальное уравнение 1-го порядка, которое интегрировалось на каждой итерации от ударной волны до тела с применением квадратурной формулы Симпсона. Аналогичным образом интегрировалось и уравнение для давления. В качестве начального приближения на критическом луче задавались линейные профили компонентов скорости и температуры. На всех последующих лучах исходные значения параметров брались с предыдущего слоя. Выход из итерационного цикла осуществлялся по условию, что отличие всех профилей и параметра Δ на данной итерации от предыдущей не превосходит 10^{-4} . Расчеты при числах Рейнольдса $Re \leq 10^4$ проводились при $N=21; 41$ (где N – число узлов разностной сетки в направлении ζ). При больших числах Рейнольдса производилось уменьшение шага сетки вблизи поверхности тела. Для проверки аппроксимации разностной схемы был проведен ряд контрольных расчетов на различных сетках.

2. Рассматривая систему (1.1)–(1.3) в переменных Дородницына (1.4) при $\xi=0$, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений с граничными условиями на ударной волне $\zeta=1$ и на поверхности тела $\zeta=0$

$$(l\varphi_1'')' = \frac{\varepsilon}{\rho} P_2 - 2\varphi_1\varphi_1'' + (\varphi_1')^2 - (\varphi_2')^2$$

$$(l\varphi_2'')' = -2\varphi_1\varphi_2'' + 2\varphi_1'\varphi_2'$$

$$\left(\frac{l}{\sigma}\theta'\right)' = -2\varphi_1\theta'$$

$$P' = 0, \quad P_2' = 2\Delta[(\varphi_1')^2 + (\varphi_2')^2]$$

$$P = \rho\theta, \quad l = \frac{\mu\rho}{K\Delta^2}, \quad P_2 = \frac{1}{\xi} \frac{\partial P}{\partial \xi}$$

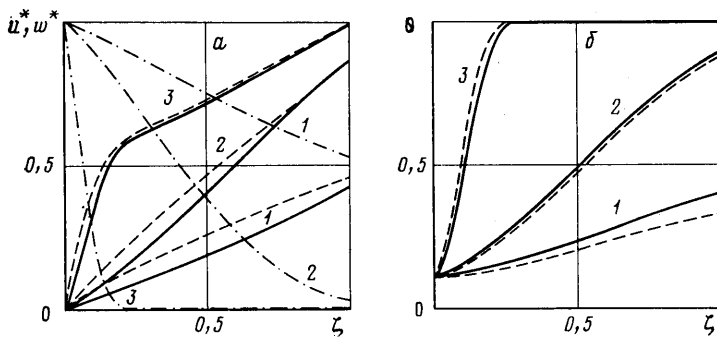
$$\zeta=1: \quad \varphi_1' + l\Delta\varphi_1'' = 1, \quad \varphi_2' + l\Delta\varphi_2'' = 0 \quad (2.2)$$

$$\theta + \frac{l\Delta}{\sigma}\theta' = 1, \quad \varphi_1 = \frac{1}{2\Delta}, \quad P = 1, \quad P_2 = -2$$

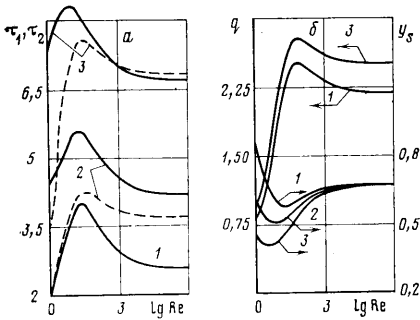
$$\zeta=0: \quad \varphi_1' = 0, \quad \varphi_2' = B, \quad \varphi_1 = -\frac{G}{2\Delta}, \quad \theta = \theta_w \quad (2.3)$$

Здесь и далее штрих обозначает производную по ζ .

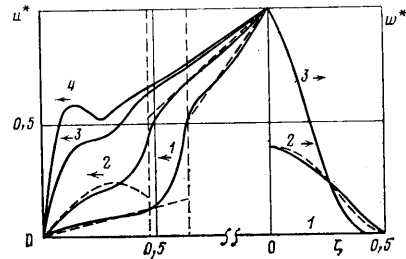
Численное решение получено в следующем диапазоне определяющих параметров задачи $5 \leq Re \leq 10^6$; $0 \leq G \leq 0,25$; $0,03 \leq \theta_w \leq 0,3$; $0 \leq B \leq 1,5$. Зна-



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

чения остальных параметров выбирались следующими: $\epsilon=0,1$; $\omega=0,5$; $\sigma=0,71$.

Характерные профили скорости $u^*=u/u_\infty$ и температуры θ поперек ударного слоя приведены на фиг. 1 для непроницаемой поверхности ($G=0$) для двух значений параметра вращения B : $B=0$ (сплошные линии) и $B=1$ (штриховые линии), при $Re=5, 50, 5000$ (кривые 1–3 соответственно), $\theta_w=0,1$. Здесь же штрихпунктиром изображены профили азимутальной компоненты скорости $w^*=w/u_\infty$ для $B=1$ и тех же чисел Рейнольдса. При больших числах Рейнольдса ($Re \geq 5 \cdot 10^3$) влияние вращения сосредоточено в основном в области пограничного слоя, вне которого профили u^* , θ для $B=0$ и $B=1$ отличаются мало, а компонента w^* равна нулю. При $Re \approx 5-50$ силы вязкости существенны во всем ударном слое, поэтому вращение тела вызывает вращение всего слоя газа от тела до ударной волны. Заметим, что кажущееся уменьшение температуры газа в ударном слое с ростом вращения (кривые 1, 2) на самом деле не имеет места, так как вращение при малых числах Рейнольдса приводит к уменьшению толщины ударного слоя приблизительно в 2 раза (см. ниже фиг. 2, б).

На фиг. 2 при различных значениях параметра вращения изображены зависимости коэффициентов трения τ_1 , τ_2 (фиг. 2, а, сплошные линии — τ_1 , штриховые — τ_2), теплообмена q и безразмерного отхода ударной волны y_s (фиг. 2, б) от числа Рейнольдса для $G=0$; $\theta_w=0,1$ (кривые 1–3 соответствуют $B=0; 0,6; 1,0$).

Выражения для τ_1 , τ_2 , q и y_s имеют вид (коэффициенты трения отнесены к $1/2\rho_\infty U_\infty^2$, тепловой поток — к $1/2\rho_\infty U_\infty^3$, отход ударной волны — к ϵR)

$$y=0: \quad \tau_1' = \frac{2\mu}{K} \frac{\partial u}{\partial y}, \quad \tau_2' = -\frac{2\mu}{K} \frac{\partial w}{\partial y}, \quad q' = \frac{\mu}{\sigma K} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2.4)$$

$$\tau_1 = \frac{\tau_1' \sqrt{Re}}{u^0}, \quad \tau_2 = \frac{\tau_2' \sqrt{Re}}{w^0}, \quad q = q' \sqrt{Re}, \quad y_s = \Delta \int_0^1 \frac{d\xi}{\rho}$$

Вращение значительно влияет на коэффициенты трения и теплообмена практически во всем диапазоне рассмотренных чисел Рейнольдса. При больших числах Рейнольдса ($Re \geq 10^4$) распределения τ_1 , τ_2 и q выходят на пограничные значения, которые сильно зависят от величины параметра вращения. Так, для условий, приведенных на фиг. 2, различие в коэффициентах τ_1 , подсчитанных для $B=0$ и 1, составляет $\sim 160\%$ при $Re=10^5$. Для теплового потока аналогичное различие равно $\sim 15\%$. Характерные максимумы распределений τ_1 , τ_2 , q имеют место при всех B . Влияние вращения на отход ударной волны наиболее заметно при малых и умеренных числах Рейнольдса. При $Re \geq 10^4$ величина отхода практически не зависит от параметра вращения (см. фиг. 2, б).

Результаты расчетов для случая сильного вдува и одновременного вращения тела приведены сплошными линиями на фиг. 3. Типичные профили компонентов скорости u^* и w^* изображены для $B=0; 0,6; 1; 1,5$ (кривые 1-4 соответственно) и $Re=5 \cdot 10^3$; $G=0,2$; $\theta_w=0,1$. Значения определяющих параметров задачи таковы, что пограничный слой полностью отделился от поверхности тела и превратился в слой смешения. Получающаяся при этом трехслойная картина течения [18] сохраняется и при вращении тела. Увеличение параметра B приводит к заметному изменению профилей скорости (кривые 1-4 на фиг. 3), а также профилей температуры.

Заметим, что при $B=1,5$ у профиля продольной компоненты скорости наблюдается локальный максимум, который расположен внутри слоя вдуваемых газов. Наличие такого максимума следует и из асимптотического решения задачи в невязкой постановке [12].

В общем случае течение в ударном слое в окрестности критической точки описывается уравнениями (2.1) с граничными условиями (2.2), (2.3). При больших числах Рейнольдса и сильном вдуве в областях течения, примыкающих к поверхности тела и к ударной волне, влиянием вязкости и теплопроводности можно в первом приближении пренебречь, а слой смешения, где эти эффекты существенны, заменить поверхностью контактного разрыва [18]. При больших значениях параметра вдува асимптотические уравнения, описывающие течение в ударном слое, в первом приближении имеют вид (2.1)–(2.3), где должно быть положено $l=0$

$$\begin{aligned} 2\varphi_1\varphi_1'' &= \beta/\rho + (\varphi_1')^2 - (\varphi_2')^2 & (2.5) \\ \varphi_1\varphi_2'' &= \varphi_1'\varphi_2' \\ \theta' &= 0, \quad P' = 0, \quad P_2' = 2\Delta [(\varphi_1')^2 + (\varphi_2')^2] \\ P &= \rho\theta, \quad \beta = \varepsilon P_2 \end{aligned}$$

$$\xi=1: \quad \varphi_1'=1, \quad \varphi_2'=0, \quad \varphi_1 = \frac{1}{2\Delta}, \quad \theta=1 \quad (2.6)$$

$$P=1, \quad P_2=-2$$

$$\xi=0: \quad \varphi_1'=0, \quad \varphi_2'=B, \quad \varphi_1 = -\frac{G}{2\Delta}, \quad \theta=\theta_w \quad (2.7)$$

Поскольку порядок системы уравнений (2.1) понизился, то решение (2.5) необходимо строить отдельно в собственно ударном слое и в слое вдува (дополнительные условия выставляются на поверхности контактного разрыва: $\varphi_1=0$, $P^+=P^-$, $P_2^+=P_2^-$). Продольный градиент давления P_2 определяется из решения задачи в ударном слое. Если $P_2(\xi)$ положить равным его значению на теле P_{2w} , где P_{2w} определяется по формуле Буземана [15], то решение (2.5), (2.6) и (2.5), (2.7) может быть найдено

в квадратурах. Получаем в слое вдува и в ударном слое

$$u^* = bB \sin(B\delta\xi), \quad w^* = B[b \cos(B\delta\xi) - a] \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= [a - b \cos(B\delta\xi)] / \delta \\ a &= \frac{C^2 - B^2}{2B^2}, \quad b = \frac{C^2 + B^2}{2B^2}, \quad \delta = \frac{2\Delta}{G} \\ D^2 &= -\beta, \quad C^2 = D^2 \theta_w \\ u^* &= 1 + \Delta(1 - D^2)(\xi - 1), \quad w^* = 0 \\ \varphi_1 &= 0,5/\Delta + (1 - \xi) [1/2\Delta(1 - D^2)(1 - \xi) - 1] \end{aligned} \quad (2.9)$$

Для расчета отхода ударной волны y_s и контактной поверхности y_c получаем асимптотические формулы

$$\begin{aligned} y_c &= \frac{G\theta_w}{2B} \arccos \frac{a}{b}, \quad y_s = y_c + \frac{1}{1+D} \\ \Delta &= \frac{G}{2B} \arccos \frac{a}{b} + \frac{1}{1+D} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Здесь Δ — отход ударной волны в переменных Дородницына.

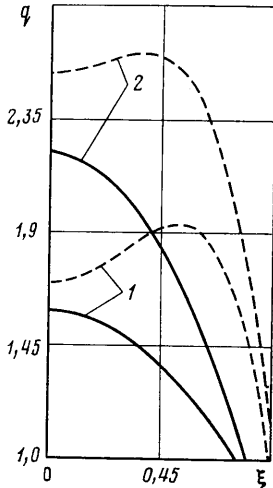
Некоторые результаты расчетов по асимптотическим формулам (2.8) — (2.10) приведены штриховыми линиями на фиг. 3. Вертикальная штриховая линия соответствует поверхности контактного разрыва, положение которой определяется из условия $\varphi_1 = 0$. Согласно первому уравнению системы (2.1), азимутальная компонента скорости w^* действует на компоненту скорости u^* аналогично градиенту давления, вызывая увеличение скорости растекания. Поэтому увеличение параметра вращения B и соответствующий рост w^* приводят при неизменном расходе вдуваемого газа к уменьшению отхода ударной волны и поверхности контактного разрыва (см. фиг. 3). Асимптотические и численные результаты расчетов профилей скорости и температуры наиболее сильно различаются в слое смещения, где вязкость и теплопроводность газа играют существенную роль. Вне слоя смещения различие в профилях u^* , w^* невелико (для $B \leq 0,6$). Величины y_s , y_c , Δ , рассчитанные по асимптотическим формулам, также хорошо согласуются с численным решением. Так, различие в Δ не превосходит 4%. Заметим, однако, что с увеличением параметра вращения точность асимптотических формул, полученных в первом приближении, падает.

3. Результаты расчетов обтекания сферы и параболоида показывают, что температура газа внутри ударного слоя при $B \neq 0$ больше, чем при $B = 0$. На боковой поверхности это связано с ненулевой азимутальной компонентой скорости w , которая дает дополнительный вклад в диссипативный разогрев газа в ударном слое. Профили продольной компоненты скорости u на обводе тела, как и в критической точке, при вращении являются более «наполненными». Давление на боковой поверхности тела с увеличением параметра вращения уменьшается, что также связано с $w \neq 0$. На отход ударной волны y_s вращение влияет неодинаково в критической точке и на боковой поверхности. Так, если при $\xi = 0$ вращение приводит к уменьшению y_s , то на боковой поверхности y_s при $B \neq 0$ растет быстрее, чем y_s при $B = 0$ (что приводит к пересечению в некоторой точке графиков зависимостей $y_s(\xi)$). Это связано с тем, что давление в ударном слое при вращении падает, а температура — растет. Оба эти фактора приводят к уменьшению плотности газа в ударном слое и, следовательно, к более быстрому росту $y_s|_{B \neq 0}$ по сравнению с $y_s|_{B = 0}$.

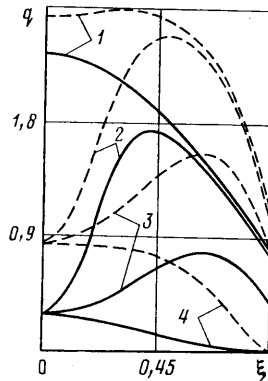
Влияние вращения на распределения теплового потока вдоль непроницаемой поверхности сферы при разных числах Рейнольдса показано на фиг. 4 (кривые 1 — $Re = 5$, кривые 2 — $Re = 5000$; $G = 0$; $T_w = 0,1$; сплошные

линии — $B=0$, штриховые — $B=1$). Расчеты показывают, что во всем рассмотренном диапазоне чисел Рейнольдса $Re=5-5000$ вращение увеличивает тепловой поток в каждой точке $\xi \geq 0$, причем при достаточно больших значениях параметра вращения ($B \approx 1$) зависимости $q(\xi)$ становятся немонотонными: максимум теплового потока достигается теперь не в критической точке, а на боковой поверхности тела. При этом превышение q в точке максимума над соответствующими значениями в критической точке составляет для условий, приведенных на фиг. 4, $\sim 22\%$ при $Re=5$, $\sim 16\%$ при $Re=5000$.

Распределения давления и коэффициентов трения вдоль поверхности тела при $B=0$ имеют обычный вид [19]: в критической точке эти величины максимальны, с ростом ξ они монотонно убывают. При вращении ха-



Фиг. 4



Фиг. 5

рактер распределений остается прежним, причем рост параметра B ведет к увеличению τ_1 , τ_2 и уменьшению давления на теле.

Влияние вращения на распределения теплового потока вдоль проникаемой поверхности сферы при фиксированном числе Рейнольдса проиллюстрировано на фиг. 5 (сплошные линии — $B=0$, штриховые — $B=1$; $Re=500$; $T_w=0,1$). Зависимость расхода вдуваемого газа от продольной координаты выбиралась в виде

$$G(\xi) = G_0 \exp[-(\xi/\xi_0)^2] \quad (3.1)$$

Данная зависимость моделирует различные способы организации вдува. При больших ξ_0 $G(\xi) \rightarrow G_0 = \text{const}$, что соответствует постоянному вдоль тела расходу вдуваемого газа. При малых ξ_0 вдув сосредоточен в небольшой окрестности критической точки, вне которой он практически равен нулю. Случай $G_0=0$ соответствует непроницаемой поверхности (на фиг. 5 кривые 1 — $G_0=0$, кривые 2—4 — $G_0=0,2$; $\xi_0=0,2$; $0,5$; ∞ соответственно). Из проведенных расчетов следует, что на невращающейся сфере при $\xi_0 \geq 1$ тепловой поток q в зависимости от продольной координаты ξ монотонно убывает. Такая же картина имеет место и в случае непроницаемой поверхности. При малых ξ_0 ($\xi_0=0,2$ для кривых 2), когда основная масса вдуваемого газа сосредоточена в окрестности критической точки, зависимость $q(\xi)$ немонотонна.

Как следует из (3.1), при малых ξ_0 расход вдуваемого газа максимален в критической точке, а на боковой поверхности резко убывает. Поэтому так распределенный по поверхности тела вдув экранирует тело только в непосредственной близости от носка, где тепловой поток будет

минимальным, далее по обводу q резко возрастает (в 3–5 раз), достигает максимального значения и затем при $\xi \approx 0,4$ начинает убывать, причем значения q в точке максимума и ниже по обводу близки к значениям для случая обтекания непроницаемой поверхности. Вращение в целом не изменяет этой картины, однако приводит к значительному увеличению теплового потока, в том числе и максимального значения, которое при $B \neq 0$ достигается несколько ниже по обводу тела (см. штриховые линии на фиг. 5).

Аэродинамические характеристики осесимметричных вращающихся тел рассчитывались для случая обтекания параболоида при $Re=500$; $G=0$; $T_w=0,1$; $L=2,4$; L — длина тела, отсчитываемая от критической точки вдоль оси симметрии z . Значения коэффициента полного сопротивления $c_z=2Z/(\rho_\infty U_\infty^2 S_M)$, коэффициента момента аэродинамических сил $m_z=2M_z/(\rho_\infty U_\infty^2 R_M S_M)$ и коэффициента полного теплового потока $c_q=2Q/(\rho_\infty U_\infty^3 S_M)$ приведены ниже:

B	0,0	0,01	0,1	0,3	0,6	1,0
c_z	0,615	0,615	0,615	0,612	0,601	0,582
m_z	0,0	0,001	0,013	0,040	0,081	0,132
c_q	0,048	0,048	0,050	0,063	0,106	0,200

Здесь Z — сила полного сопротивления, M_z — момент аэродинамических сил относительно оси z , Q — суммарный тепловой поток к телу; R_M , S_M — радиус и площадь миделевого сечения. При увеличении параметра вращения волновое сопротивление тела уменьшается, а сопротивление трения увеличивается, поэтому полное сопротивление изменяется незначительно: при $B=1$ оно уменьшается на 5% по сравнению с $B=0$. Коэффициент полного теплового потока, напротив, возрастает при этих условиях более чем в 4 раза. Зависимость от B коэффициента момента аэродинамических сил близка к линейной и при $B \leq 0,3$ может быть аппроксимирована выражением $m_z=0,13 \cdot B$ с относительной погрешностью менее 3%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Illingworth C. R. The laminar boundary layer of a rotating body of revolution.— Phil. Mag., 1953, v. 44, № 351, p. 389–403. (Рус. перев.: Иллингворт К. Ламинарный пограничный слой вращающегося осесимметричного тела. Механика. Сб. пер. и обзор иностр. период. лит., 1954, № 2, с. 31–47).
2. Хоскин Н. Е. Ламинарный пограничный слой на вращающейся сфере.— В сб.: Проблема пограничного слоя и вопросы теплопередачи. Л.: Энергоиздат., 1960, с. 114–118.
3. Дуайер Х. А., Сандерс Б. Р. Физически оптимальная разностная схема для трехмерных пограничных слоев.— В кн.: Механика. Новое в зарубежной науке. Вып. 14. Численное решение задач гидромеханики. М.: Мир, 1977, с. 107–116.
4. Kobayashi R., Kohama Y., Kurosawa M. Boundary-layer transition on a rotating cone in axial flow.— J. Fluid Mech., 1983, v. 127, p. 341–352.
5. Покровский А. Н., Шманенков В. Н., Щучинов В. М. Определение параметров пограничного слоя на вращающихся осесимметричных конусах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 3, с. 34–39.
6. Агарвал Р., Рэкич Д. В. Расчет сверхзвукового ламинарного вязкого течения около конуса, расположенного под углом атаки и совершающего как вращательное, так и коническое движение.— Аэрокосмическая техника, 1983, т. 1, № 1, с. 63–72.
7. Sturek W. B., Guidos B., Nietubicz C. J. Computational study of nose bluntness effects for spinning shells at supersonic speeds.— J. Spacecraft and Rockets, 1984, v. 21, № 1, p. 16–20.
8. Марков А. А. О влиянии вращения тела и внешней завихренности на теплообмен около критической точки затупленного тела в сверхзвуковом потоке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 3, с. 179–182.
9. Kumari M., Nath G. Heat and mass transfer in unsteady compressible axisymmetric stagnation point boundary layer flow over a rotating body.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1982, v. 25, № 2, p. 290–293.
10. Kim M. D., Lewis C. H. Computation of hypersonic viscous flow over a body with mass transfer and/or spin.— J. Spacecraft and Rockets, 1983, v. 20, № 2, p. 101–107.
11. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.

12. Левин В. А., Красилов Н. А. Гиперзвуковое обтекание осесимметричных вращающихся тел при наличии сильного вдува. М., Ин-т механ. МГУ, 1984, Отчет № 2912. 30 с.
13. Cheng H. K. The blunt-body problem in hypersonic flow at low Reynolds number.— Inst. Aerospace Sci. Pap., 1963, № 92. 100 p.
14. Тирский Г. А. К теории гиперзвукового обтекания плоских и осесимметричных затупленных тел вязким химически реагирующим многокомпонентным потоком газа при наличии вдува.— Науч. тр. Ин-та мех. МГУ, 1975, № 39, с. 5–38.
15. Луцев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика. М.: Машиностроение, 1975. 327 с.
16. Седов Л. И., Михайлова М. П., Черный Г. Г. О влиянии вязкости и теплопроводности на течение газа за сильно искривленной ударной волной.— Вестн. МГУ. Сер. физ.-мат. и естеств. наук, 1953, № 3, с. 95–100.
17. Петухов И. В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое.— В кн.: Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964, с. 304–325.
18. Гершбейн Э. А., Тирский Г. А. Течение вязкого теплопроводного многокомпонентного газа в ударном слое в окрестности притупления при интенсивных вдувах.— Науч. тр. Ин-та мех. МГУ, 1970, № 1, с. 46–57.
19. Анкудинов А. Л. Численное решение уравнений тонкого вязкого ударного слоя.— Тр. ЦАГИ, 1974, вып. 1845. 92 с.

Москва

Поступила в редакцию
20.III.1985