

$\leq l \leq 6R$. Экспериментальные данные, относящиеся к расчетному режиму истечения с малыми начальными скосами потока, имелись только для струй из прямоугольных сопел (см. [10, 15]). Эти экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с результатами расчетов.

Расчет по предлагаемой упрощенной методике осуществляется в 7 раз быстрее, чем в [3], и при этом используется сетка с втрое большим количеством узлов (36×36).

Автор благодарит А. Н. Секундова за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Patankar S. V., Spalding D. B. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1972. V. 15. № 10. P. 1787–1806.
2. Васильев В. И., Крашенинников С. Ю. К расчету трехмерного слаборасширяющегося течения в струе и канале // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 4. С. 36–44.
3. Ганель Б., Шольц Р. Расчет трехмерных стационарных течений конечно-разностным методом // Успехи механики. 1986. Т. 9. № 1. С. 36–63.
4. Козлов В. Е., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Модели турбулентности для описания течения в струе сжимаемого газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 6. С. 38–44.
5. Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н. Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтомоделности. М.: Машиностроение, 1975. 94 с.
6. Годунов С. К., Рябенский В. С. Разностные схемы: Введение в теорию. М.: Наука, 1973. 400 с.
7. Claus R. W. Numerical calculation of subsonic jets in cross flow with reduced numerical diffusion // AIAA paper. 1985. № 1441.
8. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
9. Численное решение многомерных задач газовой динамики // Под ред. Годунова С. К. М.: Наука, 1976. 400 с.
10. Палагник И. Б., Темирбаев Д. Ж. О распространении свободных турбулентных струй, вытекающих из насадка прямоугольной формы // Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Вып. 1. Прикладная теплофизика. Алма-Ата, 1964. С. 18–28.
11. Кузнецов В. Р., Лебедев А. Б., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Расчет турбулентного диффузионного факела горения с учетом пульсаций концентрации и архимедовых сил // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 1. С. 30–40.
12. Туркус В. А. Структура воздушного приточного факела, выходящего из прямоугольного отверстия // Отопление и вентиляция. 1933. № 5. С. 11–19.
13. Двойнишников В. А., Ларюшкин М. А. Влияние начальной формы струи на развитие ее в затопленном пространстве // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1980. № 5. С. 157–160.
14. Крашенинников С. Ю., Рогольская Е. Г. Распространение струй из прямоугольных сопел, свободных и вблизи экрана // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 4. С. 39–48.
15. Tsuchiga Yoshiaki, Haneda Yoshiaki, Horikoshi Choji, Sato Takashi. Study on the spread of the rectangular jets. 2nd report. Effect of exit shape on the mean velocity fields. // Trans. Jap. soc. mech. Eng. Ser. B. 1985. V. 51. № 461. P. 85–93.
16. Абрамович Г. Н. О деформации поперечного сечения прямоугольной турбулентной струи // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 1. С. 54–63.

Москва

Поступила в редакцию
20.VII.1987

УДК 532.526.2

О ВЛИЯНИИ НЕСИММЕТРИИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА ТЕЧЕНИЕ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ОКОЛО КОНУСА ПОД УГЛОМ АТАКИ

КОРНИЕНКО Е. С., ШУЧИНОВ В. М.

При обтекании под углом атаки вращающегося вокруг оси конуса на каждую точку его поверхности действует изменяющийся во времени тепловой поток. При достаточно большой угловой скорости вращения и медленном изменении усредненных (за один оборот) параметров набегающего потока и параметров газа на поверхности конуса указанный тепловой поток можно считать периодическим. Под его воздействием энтальпия поверхности материала h_w и величина расхода $\rho_w v_w$ выдуваемого из материала газа (при наличии сублимации материала) также изме-

няются периодически, но с соответствующими сдвигами фазы φ_h и φ_v относительно колебаний теплового потока. Величины сдвигов фазы определяются инерционностью процессов прогрева и разрушения материала и могут быть определены путем решения соответствующих совместных задач теплопроводности и массопереноса. В частности, при $v_w=0$ энтальпия $h_w(t)$ может отставать по фазе от теплового потока $q_w(t)$ на угол $\pi/4$ [1], а при $h_w=\text{const}$ вдув газа может опережать тепловой поток по фазе на угол φ_v до $\pi/4$ [2]. Кроме того, сдвиг фазы и амплитуду колебаний величин h_w и $\rho_w v_w$ можно изменять в большом диапазоне путем задания принудительного периодического подогрева и охлаждения поверхности или вдува и отсоса газа сквозь поверхность с частотой ω , равной частоте вращения конуса.

Представляет интерес изучение несимметрии вязкого обтекания конуса при различных величинах сдвигов фазы. Возникающие при такой несимметрии дополнительные силы и моменты, как правило, направлены перпендикулярно плоскости угла атаки, а также могут приводить к ускорению или замедлению вращения конуса.

При достаточно больших числах Рейнольдса задача может быть решена в рамках теории пограничного слоя, в соответствии с которой вязкое обтекание конуса остается симметричным, а вся несимметрия сосредоточена в тонком пограничном слое около конуса. Предположение о периодичности изменения параметров задачи позволяет исследовать ее путем решения стационарных уравнений трехмерного пограничного слоя [3].

Взаимодействие пограничного слоя с вязким потоком, нарушающее его симметрию, в данной работе не рассматривается.

Методика [3] позволяет рассчитывать трехмерное обтекание конуса под углом атаки на основе конечно-разностного решения уравнений пограничного слоя. Контрольный расчет по методике [3] обтекания вращающегося конуса при $\omega r/u_\infty=10^{-4}$ (ω – угловая скорость, r – радиус конуса) показал достаточно хорошее количественное совпадение (3%) компонент трения τ_x и τ_φ , направленных вдоль образующей конуса x и вдоль меридиональной линии φ , с соответствующими компонентами трения, рассчитанными в работе [4].

Вместе с тем обтекание вязким газом вращающегося вокруг оси конуса при постоянной величине h_w достаточно хорошо изучено (см., например, [4, 5]), а вклад несимметрии h_w и $\rho_w v_w$ в величины сил трения до сих пор не рассматривался.

Для разделения эффектов вращения и несимметрии были заданы специальные граничные условия на поверхности конуса: малая угловая скорость $\omega r/u_\infty=10^{-7}$, сдвиг фазы между колебаниями энтальпии и теплового потока φ_h и сдвиг фазы между колебаниями вдува и теплового потока φ_v

$$\begin{aligned} h_w/h_{00} &= H + A \frac{I}{I} [q_w(\varphi - \varphi_h) / \langle q_w \rangle - 1] \\ \rho_w v_w &= \frac{I}{u_\infty^2} q_w(\varphi - \varphi_v) \end{aligned} \quad (1)$$

$$H = \langle h_w \rangle / h_{00}$$

Здесь A – коэффициент, определяющий амплитуду колебаний энтальпии, H – среднее значение энтальпийного фактора, которое задается, I – коэффициент, определяющий как величину вдува, так и амплитуду его колебаний, q_w – тепловой поток, направленный из газовой фазы в материал поверхности конуса. Величина u_∞^2/I эквивалентна эффективной энтальпии материала. Кроме того, основная часть представленных ниже результатов расчетов получена при следующих параметрах потока: $M=5$, $\gamma=1,4$, $\mu \sim h^{0,685}$, $\text{Pr}=0,72$ для конуса с углом полураствора $\theta=40^\circ$ при $H=0,5$.

Расчеты показали, что наличие сдвигов фазы при малых величинах A , I приводит к несимметричному распределению энтальпии h_w и вдува $\rho_w v_w$. При этом функции $h_w(\varphi)$ и $\rho_w v_w(\varphi)$ симметричны относительно плоскостей, повернутых вокруг оси конуса на угол φ_h и φ_v от плоскости угла атаки. Малый сдвиг фазы вносит малый вклад в величину трения, пропорциональный углу сдвига фазы. Аналогичный эффект отмечен в работе [2] для колеблющихся конусов. При достаточно больших величинах параметров A или I конечный сдвиг фазы приводит к несимметричному распределению теплового потока $q_w(\varphi)$ и коэффициентов трения $c_x(\varphi)$ и $c_\varphi(\varphi)$

$$c_x = \frac{2\tau_x \sqrt{R}}{\rho_\infty u_\infty^2}, \quad c_\varphi = \frac{2\tau_\varphi \sqrt{R}}{\rho_\infty u_\infty^2}, \quad R = \frac{\rho_\infty u_\infty r}{\mu_\infty}$$

Этот результат является следствием обратного влияния колебаний вдува и энтальпии на тепловой поток, которое приводит к нелинейной зависимости c_x , c_φ от параметров A , I . В частности, при $\pi/2 \ll \varphi_h, \varphi_v \ll \pi$ величины асимметрии теплового потока и трения увеличиваются быстрее, чем параметры A и I , так как уменьшается экранирующее влияние вдува и увеличения энтальпии на тепловой поток.

Асимметрию распределения $c_\varphi(\varphi)$, от величины и знака которой зависит демпфирование или ускорение вращения конуса вокруг оси силами вязкого трения, удобно представить в виде разности компонент коэффициента трения c_φ на диаметрально-противоположных образующих конуса $\Delta c_\varphi = |c_\varphi(\pi/2)| - |c_\varphi(-\pi/2)|$. Зависимость вели-

чины этой разности от сдвигов фазы φ_v и φ_h характерна и для других параметров пограничного слоя. По результатам расчетов она может быть аппроксимирована формулой

$$\Delta c_\varphi = K_1 \sin \varphi_v + K_2 \sin \varphi_h \quad (2)$$

При $\alpha=2^\circ$, $I=1$, $A=0,03$ коэффициенты в формуле (2) равны: $K_1=0,002$, $K_2=-0,0006$, т. е. имеют разные знаки, что означает противоположное воздействие инерционности вдува и энтальпии поверхности на демпфирование вращения конуса.

На фиг. 1 представлена рассчитанная зависимость функций $q = q_w \sqrt{R} / \rho_\infty u_\infty^3$, $v = \rho_w v_w \sqrt{R} / \rho_\infty u_\infty$, c_x , $|c_\varphi|$ от угла φ при $\alpha=1^\circ$, $I=1$, $H=1/2$, $\varphi_v=-1,6$. Стрелками показано направление изменения времени, соответствующее изменению меридионального угла $\varphi (\varphi = -\omega t)$. Показанный на фиг. 1 гистерезис функций иллюстрирует тот факт, что при заданном отставании вдува от теплового потока по фазе ($\varphi_v = -1,6$) вдув достигает максимума после прохождения участком поверхности тела плоскости угла атаки (на образующей $\varphi \approx +1,2$), а тепловой поток достигает максимума за некоторое время до прохождения этой плоскости ($\varphi \approx -0,4$).

Вместе с гистерезисом теплового потока возникает гистерезис силы трения τ_w (аналогия Рейнольдса). Однако на подветренной стороне конуса из-за повышенного перетекания газа внутри пограничного слоя возникает нарушение аналогии Рейнольдса для поперечной компоненты силы трения τ_φ : при одинаковых значениях $\varphi \approx \pi/2$ большим значениям q и c_x соответствуют меньшие значения $|c_\varphi|$, возникает самопересечение петли гистерезиса $|c_\varphi(\varphi)|$ в точке $\varphi \approx \pi/2$. Специально проведенные расчеты показали, что этот эффект, т. е. перетекание, усиливается при задании вместо колебаний вдува колебаний энтальпии в соответствии с граничным условием (1). При этом точка самопересечения петли гистерезиса перемещается на наветренную сторону конуса и величина Δc_φ меняет знак (в соответствии с формулой (2)), что приводит к противоположному влиянию сдвигов фазы φ_v и φ_h на демпфирование вращения конуса: отставание вдува от теплового потока ($\varphi_v < 0$) приводит к демпфированию вращения, а отставание энтальпии ($\varphi_h < 0$) — к ускорению вращения.

При симметричном обтекании конуса увеличение вдува приводит к уменьшению теплового потока q_w и трения τ_w , в том числе компоненты трения τ_φ [2]. Поэтому возникло предположение, что обнаруженный эффект нарушения аналогии Рейнольдса связан только с наличием сдвига фазы между вдувом или энтальпией и тепловым потоком. Специальный расчет при $\varphi_v = -\varphi_h = 0$ подтвердил соблюдение аналогии Рейнольдса для пограничного слоя со вдувом (с ростом вдува τ_φ уменьшается), и ее нарушение в отсутствие вдува при изменении энтальпии (с ростом H от 0,4 до 0,6 c_x уменьшается на 3%, а $\tau_\varphi(\pi/2)$ увеличивается на 15%).

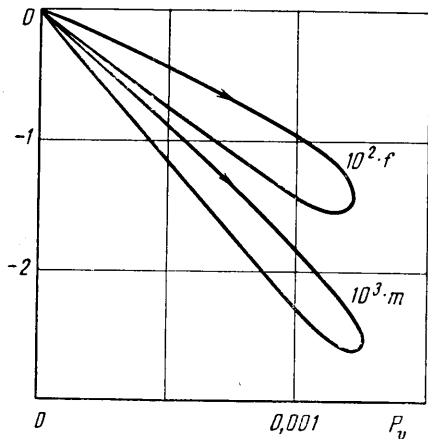
Вклад асимметрии распределения трения c_x и c_φ в интегральную асимметрию

$$f = \int_0^{2\pi} (c_\varphi \cos \varphi + c_x \sin \varphi \sin \theta) d\varphi, \quad m = \int_0^{2\pi} c_\varphi d\varphi \quad (3)$$

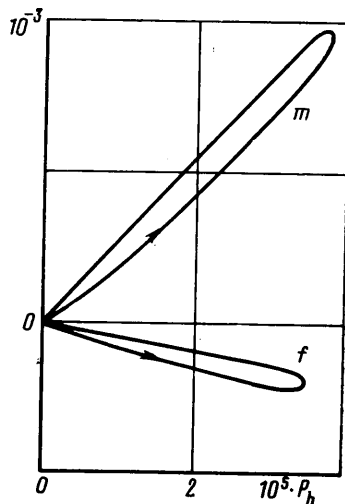
зависит не только от величины сдвигов фазы φ_v , φ_h , но и от амплитуды колебаний функций $\rho_w v_w(\varphi)$, $h_w(\varphi)$, которая равна нулю при $\alpha=0$, для малых углов атаки и малой асимметрии ($\varphi_v, \varphi_h \leq \pi/4$) пропорциональна α^2 , а для больших углов атаки или большой асимметрии — $|\alpha|$. Отметим также, что при умеренных амплитудах колебаний вдува ($I \leq 1$) и энтальпии ($A \leq 0,1$) интегралы (3) пропорциональны $\sin \varphi_v$ и $\sin \varphi_h$ (см. формулы (1), (2)). Поэтому появляется возможность линейной аппроксимации

$$\begin{aligned} f &= P_v f_v + R_h f_h \\ m &= P_v m_v + P_h m_h \\ P_v &= \alpha^2 I \sin \varphi_v, \quad P_h = \alpha^2 A \sin \varphi_h \end{aligned} \quad (4)$$

Справедливость представления (4) иллюстрируется фиг. 2, 3, на которых представлены зависимости f и m от безразмерных комплексов P_v и P_h , рассчитанные в диапазоне параметров: $0 \leq I \leq 1$, $0 \leq A \leq 0,03$, $0 \leq \alpha \leq 2^\circ$, $0 \leq \varphi_v, \varphi_h \leq 2\pi$ при $H=1/2$. Расчеты показывают, что зависимости f , m от параметров подобия (4) при малых величинах A , I , α линейны, а при $I > 1$, $A > 0,1$, $\alpha \approx 1^\circ$ расслаиваются по I и A , образуя лепестки (фиг. 2, 3), которые отражают описанное выше увеличение эффекта в диапазоне сдвигов фаз $\pi/2 - \pi$ по сравнению с углами $0 - \pi/2$. Стрелками на фиг. 2 и 3 показано направление увеличения углов φ_v и φ_h соответственно. Максимальные



Фиг. 2



Фиг. 3

значения асимметрии, выражаемой интегралами (4), достигаются при сдвиге фазы между вдувом или энтальпией поверхности и тепловым потоком, подходящим к поверхности тела, примерно равным $\pi/2$.

Появление асимметрии трения, вызываемой инерционностью прогрета материала поверхности вращающегося тела, достаточно полно качественно проиллюстрировано в приведенных примерах расчетов ламинарного обтекания конуса. Вместе с тем использованный метод [3] применим для изучения рассмотренного явления в более общей постановке, например с учетом того, что сдвиг фазы и коэффициенты I , A зависят от величины теплового потока, коэффициенты, определяющие величину и амплитуду колебаний вдува, различны [2], а течение в пограничном слое может быть переходным или турбулентным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1953. 680 с.
2. Корниенко Е. С., Шманенков В. Н. О влиянии вдува в пограничный слой на обтекание колеблющегося конуса сверхзвуковым потоком // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 4. С. 42-46.
3. Покровский А. Н., Шманенков В. Н., Шучинов В. М. Определение параметров пограничного слоя на вращающихся осесимметричных конусах // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 34-39.
4. Illingworth C. R. The laminar boundary layer of a rotating body of revolution // Phil. Magazine. 1953. V. 44. № 351. P. 389-403.
5. Sedney R. Laminar boundary layer on a spinning cone at small angles of attack in a supersonic flow // J. Aeronaut. Sci. 1957. V. 24. № 6. P. 430-436.

Москва

Поступила в редакцию
16.VII.1987

УДК 532.526.3:533.6.011.55

ТУРБУЛИЗАЦИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ВЫСТУПОМ

КИСЕЛЕВ В. Я., ЛЫСЕНКО В. И.

В связи с тем, что устойчивость пограничного слоя на гладких плоских телах (в частности, на плоской пластине) при числе Маха $M_\infty > 5$ очень велика, и соответствующее положение перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный достаточно далеко от передней кромки модели, возник вопрос: насколько трудно турбулизовать (в частности, с помощью выступа) ламинарный пограничный слой при $M_\infty > 5$. Решению этой проблемы и посвящена данная работа.