

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООБМЕНА НА АВТОКОЛЕБАНИЯ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ ПРИ ТРАНСЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ПРОФИЛЯ НАСА 0012

Анализируется влияние теплообмена на структуру стационарного и нестационарного трансзвукового обтекания профиля НАСА 0012. Исследования выполнены численно на основе нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса. Установлено влияние теплообмена на локальную сверхзвуковую зону и автоколебания скачка уплотнения. Показано, что с помощью охлаждения или подогрева поверхности профиля в исследованном диапазоне параметров убрать автоколебания скачка уплотнения не удается.

Аналізується вплив теплообміну на структуру стаціонарного та нестационарного трансзвукового обтікання профіля НАСА 0012. Дослідження виконані чисельно на основі нестационарних осереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є–Стокса. Визначено вплив теплообміну на локальну надзвукову зону та автоколивання стрибка ущільнення. Показано, що за допомогою охолодження або підігріву поверхні профілю у досліджену діапазоні параметрів прибрати автоколивання стрибка ущільнення не вдається.

The heat transfer influence on the structure of steady and unsteady transonic flows around the НАСА 0012 profile is analyzed. Studies are performed by using unsteady Reynolds averaged Navier–Stokes equations. The heat transfer effects on a local supersonic zone and shock self-oscillations are determined. It is shown that shock self-oscillations in the range of parameters under consideration are impossible with cooling or heating.

1. Введение. Исследования стационарного и нестационарного трансзвукового турбулентного обтекания аэродинамических профилей представляет как теоретический, так и практический интерес. Физические особенности обтекания обусловлены наличием локальных сверхзвуковых зон (ЛСЗ) в дозвуковом потоке, взаимодействием скачка уплотнения с пограничным слоем, приводящим к отрыву потока, а так же автоколебаниями скачка уплотнения, вызывающими крупномасштабные пульсации и нестационарность всего поля течения [1]. Периодические колебания скачка уплотнения могут привести к бафтингу элементов летательного аппарата. С целью предотвращения автоколебаний скачка уплотнения и достижения максимальных аэродинамических характеристик профиля крыла возникает необходимость управления отрывом потока.

Из ныне существующих способов управления потоком при обтекании аэродинамических профилей наиболее эффективными и давно применяемыми являются классические методы, такие как тепло- и массообмен с обтекаемой поверхностью [2, 3]. Влияние теплообмена исследовано для сверхзвуковых течений [4 – 7]. Для трансзвуковых потоков такие данные отсутствуют.

2. Постановка задачи. В настоящей работе представлены результаты численного исследования влияния теплообмена на структуру отрывного течения и автоколебания скачка уплотнения при трансзвуковом турбулентном обтекании профиля НАСА 0012. Охлаждение обтекаемой поверхности реализовывалось при параметре теплообмена меньшем, единицы $T_w/T_r < 1$, а подогрев – при $T_w/T_r > 1$, где T_w температура обтекаемой поверхности,

$T_r = T_\infty \left[1 + 0,89 \frac{(\gamma - 1)}{2} M_\infty^2 \right]$ – температура восстановления [3]. Расчеты про-

ведены для параметра теплообмена в диапазоне $0,4 \leq \frac{T_w}{T_r} \leq 1,6$.

Число Маха стационарного невозмущенного потока составляло $M_\infty = 0,725 \div 0,775$ при фиксированном угле атаки $\alpha = 5^\circ$ и числе Рейнольдса $Re = 3,91 \cdot 10^6$. Значение $M_\infty = 0,775$ соответствовало стационарному режиму обтекания профиля NASA 0012, при $M_\infty = 0,725$ реализовался нестационарный режим обтекания с наличием автоколебания скачка уплотнения на подветренной стороне профиля [8, 9].

3. Исходные уравнения. Численное моделирование нестационарного трансзвукового турбулентного обтекания профиля NASA 0012 выполнено с помощью двумерных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, которые в безразмерном виде для произвольных криволинейных координат записываются в следующем виде [10 – 12]:

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \eta} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial \mathbf{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial \eta} \right). \quad (1)$$

Здесь

$$\mathbf{q} = \frac{\mathbf{q}}{J}, \quad \mathbf{q} = (\rho, \rho u, \rho v, e)^T,$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ U(e + p) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ V(e + p) \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{E}_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{yx} + \xi_y \tau_{yy} \\ \xi_x \beta_x + \xi_y \beta_y \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{yx} + \eta_y \tau_{yy} \\ \eta_x \beta_x + \eta_y \beta_y \end{bmatrix}.$$

В уравнениях приняты следующие обозначения: u, v – компоненты вектора скорости в направлениях x, y ; ρ, p, e – плотность, давление и полная энергия единицы объема газа; a – скорость звука; γ – отношение удельных теплоемкостей; μ, μ_t – динамические коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкости; $\mu_T = \mu + \mu_t$ – динамический коэффициент «эффективной» вязкости; Re, M – числа Рейнольдса и Маха; $Pr = 0,72, Pr_t = 0,9$ числа Прандтля для ламинарного и турбулентного режимов течения, соответственно, $\xi_x, \xi_y, \eta_x, \eta_y, J$ – метрические коэффициенты и якобиан преобразования координат, $\tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{yy}$ – компоненты тензора напряжений, β_x, β_y – компоненты вектора теплового потока.

Система уравнений дополняется уравнением состояния совершенного газа:

$$p = (\gamma - 1) \left[e - \frac{\rho}{2} (u^2 + v^2) \right].$$

Динамический коэффициент молекулярной вязкости μ определялся по степенной зависимости от температуры $\mu/\mu_\infty = (T/T_\infty)^{0,76}$ [3].

Для расчета коэффициента турбулентной вязкости μ_t используется однопараметрическая дифференциальная модель Spalart–Allmaras [13]:

$$\mu_t = \rho \tilde{v} f_{v1}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{v}}{v}, \quad v = \frac{\mu}{\rho}.$$

Значения рабочей переменной \tilde{v} находится из решения дифференциального уравнения:

$$\frac{D\tilde{v}}{Dt} = c_{b1} \tilde{S} \tilde{v} - c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right)^2 + \frac{I}{\sigma} \left[\nabla \cdot ((v + \tilde{v}) \nabla \tilde{v}) + c_{b2} (\nabla \tilde{v})^2 \right]. \quad (2)$$

В безразмерном виде для произвольных криволинейных координат дифференциальное уравнение (2) можно представить в виде [14]:

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + U \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \xi} + V \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \eta} = \frac{1}{\text{Re}} \left[c_{b1} \tilde{S} \tilde{v} - c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right)^2 + \frac{(1 + c_{b2})}{\sigma} L_1 - \frac{c_{b2}}{\sigma} L_2 \right], \quad (3)$$

где операторы L_1 и L_2 имеют вид:

$$\begin{aligned} L_1 &= \zeta_x \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[(v + \tilde{v}) \zeta_x \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \zeta} \right] + \eta_x \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(v + \tilde{v}) \eta_x \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \eta} \right] + \\ &+ \zeta_y \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[(v + \tilde{v}) \zeta_y \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \zeta} \right] + \eta_y \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(v + \tilde{v}) \eta_y \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \eta} \right], \\ L_2 &= (v + \tilde{v}) \left[\zeta_x \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\zeta_x \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \zeta} \right) + \zeta_y \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\zeta_y \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \zeta} \right) + \right. \\ &\left. + \eta_x \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta_x \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \eta} \right) + \eta_y \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta_y \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \eta} \right) \right]. \end{aligned}$$

Функции и константы в правой части уравнения (3) имеют вид:

$$\tilde{S} \equiv S \cdot \text{Re} + \frac{\tilde{v}}{k^2 d^2} f_{v2}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}},$$

$$S = |\text{rot} \vec{V}| = \left| \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right|, \quad f_w = g \left(\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right),$$

$$g = r + c_{w2} (r^6 - r), \quad r \equiv \frac{\tilde{v}}{\tilde{S} k^2 d^2}.$$

Здесь d – расстояние до ближайшей стенки, $k = 0,41$ – константа Кармана, $c_{b1} = 0,1355$, $c_{v1} = 7,1$, $c_{v2} = 5,0$, $\sigma = 2/3$, $c_{b2} = 0,622$, $c_{w1} = \frac{c_{b1}}{k^2} + \frac{(1+c_{b2})}{\sigma}$, $c_{w2} = 0,3$, $c_{w3} = 2$, $c_5 = 3,5$.

При исследовании влияния теплообмена на автоколебания скачка уплотнения на поверхности профиля задавались условия прилипания $\mathbf{V} = 0$ и температура поверхности профиля. На внешней границе расчетной области значения параметров потока определялись на основе инвариантов Римана. Значение рабочей переменной \tilde{v} на твердой поверхности полагалось равным нулю, на входной внешней границе $\tilde{v} = 0,1$, на выходной границе ставились безградиентные условия.

4. Численный алгоритм и его тестирование. Дискретизация системы исходных уравнений Навье–Стокса выполнена с помощью конечно-объемного метода для криволинейных координат [10, 12, 15]. В данном методе в пространстве переменных (ξ, η) вокруг каждого узла сетки выделялся контрольный объем в виде прямоугольника с ребрами длиной $\Delta\xi$, $\Delta\eta$, грани которого обозначаются полуцелыми индексами.

Дискретный аналог уравнения (1) со вторым порядком точности по времени имеет вид [10, 12, 15]:

$$\frac{3\Delta\mathbf{q}^n - \Delta\mathbf{q}^{n-1}}{2\Delta t} + \mathbf{R}^{n+1} = 0, \quad (4)$$

где n – номер временного слоя;

$$\Delta\mathbf{q}^n = \mathbf{q}^{n+1} - \mathbf{q}^n, \mathbf{R}^{n+1} = \frac{\mathbf{E}_{i+1/2}^{n+1} - \mathbf{E}_{i-1/2}^{n+1}}{\Delta\xi} + \frac{\mathbf{F}_{j+1/2}^{n+1} - \mathbf{F}_{j-1/2}^{n+1}}{\Delta\eta} - \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\mathbf{E}_{v,i+1/2}^{n+1} - \mathbf{E}_{v,i-1/2}^{n+1}}{\Delta\xi} + \frac{\mathbf{F}_{v,j+1/2}^{n+1} - \mathbf{F}_{v,j-1/2}^{n+1}}{\Delta\eta} \right).$$

Для вычисления конвективных слагаемых используется схема Roe [10, 16], согласно которой потоки через грань ячейки $i+1/2$ контрольного объема определяются как:

$$\mathbf{E}_{i+1/2} = \frac{1}{2} \left[\mathbf{E}(\mathbf{q}_L) + \mathbf{E}(\mathbf{q}_R) - \left| \tilde{\mathbf{A}} \right| \cdot (\mathbf{q}_R - \mathbf{q}_L) \right], \quad (5)$$

где \mathbf{q}_L , \mathbf{q}_R – значения консервативных переменных слева и справа от грани соответственно.

Если $\mathbf{q}_L = \mathbf{q}_i$, $\mathbf{q}_R = \mathbf{q}_{i+1}$, то данная схема имеет первый порядок точности. Для обеспечения второго порядка точности по пространству в настоящей работе использовалась следующая экстраполяция:

$$\mathbf{q}_L = \mathbf{q}_i + \psi(\Delta\mathbf{q}_{i-1/2}, \Delta\mathbf{q}_{i+3/2}),$$

$$\mathbf{q}_R = \mathbf{q}_{i+1} - \psi(\Delta\mathbf{q}_{i-1/2}, \Delta\mathbf{q}_{i+3/2}),$$

где ψ – ограничитель потоков, являющийся функцией разностей параметров в соседних точках ($\Delta \mathbf{q}_{i-1/2} = \mathbf{q}_i - \mathbf{q}_{i-1}$ и т.д.). В настоящей работе использовался симметричный ограничитель, предложенный Jameson [17]:

$$\psi = \frac{(a+b)}{4} \left[1 - \left(\frac{a-b}{|a|+|b|+\varepsilon} \right)^2 \right],$$

где $\varepsilon = 10^{-3}$. Выбор данного ограничителя потоков обусловлен тем, что он был разработан специально для течений с сильными разрывами, образующимися на ударных волнах.

В формуле (5) \tilde{A} – матрица Якоби конвективных потоков, осредненная по Roe. Вид матриц Якоби $A = \partial \mathbf{E} / \partial \mathbf{q}$, $B = \partial \mathbf{F} / \partial \mathbf{q}$ для двумерных плоскопараллельных течений сжимаемого газа приведен в работах [10, 11].

Матрицы Якоби A и B имеют вещественные собственные числа и могут быть представлены как:

$$A = T_\xi \Lambda_\xi T_\xi^{-1}, \quad B = T_\eta \Lambda_\eta T_\eta^{-1},$$

где T_ξ , T_η , T_ξ^{-1} , T_η^{-1} – матрицы левых и правых собственных векторов, соответственно; Λ_ξ , Λ_η – диагональные матрицы, составленные из собственных чисел матриц A и B [10, 11].

Для вычисления матриц \tilde{A} , \tilde{B} на гранях контрольных объемов согласно Roe [12, 16] производится осреднение переменных по следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} \tilde{\rho} &= \sqrt{\rho_L \rho_R}; & \tilde{u} &= \frac{u_L \sqrt{\rho_L} + u_R \sqrt{\rho_R}}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}; & \tilde{v} &= \frac{v_L \sqrt{\rho_L} + v_R \sqrt{\rho_R}}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}; \\ \tilde{h} &= \frac{h_L \sqrt{\rho_L} + h_R \sqrt{\rho_R}}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}; & \tilde{a}^2 &= (\gamma - 1) \left[\tilde{h} - (\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2) / 2 \right]. \end{aligned}$$

Здесь $h = \frac{a^2}{\gamma - 1} + \frac{u^2 + v^2}{2}$ – энтальпия.

Конвективные потоки через грани $i-1/2$, $j+1/2$, $j-1/2$ контрольного объема вычисляются аналогично.

Вязкие слагаемые в уравнении (4), аппроксимировались по трехточечному шаблону со вторым порядком точности.

При построении неявного алгоритма дискретный аналог (4) исходных уравнений Навье–Стокса записывается относительно искомого приращения переменных $\Delta \mathbf{q}^n$ на новом временном слое $n+1$, вектор невязки \mathbf{R}^{n+1} линеаризуется относительно временного слоя n с помощью рядов Тейлора со вторым порядком точности $O(\Delta \mathbf{q}^n)^2$, в результате чего имеем:

$$\left(\mathbf{I} + \frac{2}{3} \Delta t \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{q}} \right)^n \Delta \mathbf{q}^n = \frac{1}{3} \Delta \mathbf{q}^{n-1} - \frac{2}{3} \Delta t \mathbf{R}^n, \quad (6)$$

где \mathbf{I} – единичная матрица. Блочнo-матричная система алгебраических уравнений (6) решалась итерационным алгоритмом Гаусса–Зейделя [10, 18].

Представленный выше численный алгоритм реализован в рамках единого пакета программ, разрабатываемого авторами [10, 14, 19].

Тестирование численного алгоритма было проведено на трех задачах, воспроизводящих различные режимы обтекания профиля.

Расчеты проводились на сетках типа «О» размерностью 600×200 узлов. Сгущение сеточных узлов вблизи твердой поверхности выбиралось таким образом, чтобы обеспечить значение $\Delta y^+ \leq 0,7$ в области взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем. Расстояние до внешней границы полагалось равным 20 длинам хорды профиля. Время расчета одного варианта составляло от 6 до 25 часов машинного времени РС Athlon 3,0 ГГц.

Стационарное транзвуковое обтекание профиля RAЕ 2822 моделировалось при параметрах набегающего потока $M_\infty = 0,734$, $\alpha = 2,54^\circ$, $Re = 6,5 \cdot 10^6$ [20]. Данный тест является общепризнанным для тестирования методов расчета коэффициента трения в турбулентных транзвуковых течениях. Дополнительно было проведено сравнение численных решений на основе уравнений Навье–Стокса и уравнений Эйлера с экспериментальными данными [19], которое показало, что в невязком течении скачок уплотнения располагается ниже по потоку и обладает большей интенсивностью, чем в эксперименте, что объясняется отсутствием механизма передачи возмущений вверх по потоку внутри локальной сверхзвуковой зоны.

Возникновение локальных сверхзвуковых зон малой интенсивности для низких чисел Маха $M_\infty = 0,3$ и $M_\infty = 0,4$ вблизи профиля НАСА 0012 было исследовано авторами в работах [19, 21 – 23]. Выполнено сравнение с результатами расчетов [24] и продувок в аэродинамической трубе [25].

Режим дозвукового слабо-сжимаемого обтекания профиля НАСА 4412 при $M_\infty = 0,085$, $\alpha = 12^\circ$, $Re = 1,64 \cdot 10^6$ рассмотрен в работах [26 – 27]. Проведено сравнение с экспериментальными данными [28] и расчетами на основе модели несжимаемых течений [29].

5. Результаты расчетов для стационарного режима обтекания профиля. При изучении влияния температуры поверхности профиля НАСА 0012 на режим автоколебаний скачка уплотнения вначале было проведено исследование влияния теплообмена на структуру течения вокруг данного профиля при стационарном транзвуковом режиме его обтекания.

Согласно «карте» режимов транзвукового турбулентного обтекания профиля НАСА 0012 [9], при числах Маха набегающего потока, равных $M_\infty = 0,775$ и $M_\infty = 0,675$, угле атаки $\alpha = 5^\circ$ и числе Рейнольдса $Re = 3,91 \cdot 10^6$ реализуется стационарный режим обтекания. Результаты расчетов представлены в виде изолиний локальных чисел Маха для $M_\infty = 0,775$ (рис.1а, 1в, 1д), $M_\infty = 0,675$ (рис.1б, 1г, 1е); распределений коэффициента

трения c_f и давления p/p_∞ на подветренной стороне профиля NASA 0012 при $M_\infty = 0,775$ (рис. 2); интегральных коэффициентов подъемной силы C_L и сопротивления C_D при $M_\infty = 0,775$ (рис. 3).

В условиях приближенной теплоизоляции, когда параметр теплообмена равен единице $T_w/T_r = 1,0$, в результате взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем отрыв потока происходит в точке $x_s/c \approx 0,28$ (рис. 2а). При этом максимальное число Маха в ЛСЗ равно $M_{max} = 1,42$ (рис. 1в). Перепад давления на ударной волне в данном случае составил $\Delta p/p_\infty \approx 0,23$ (рис. 2б).

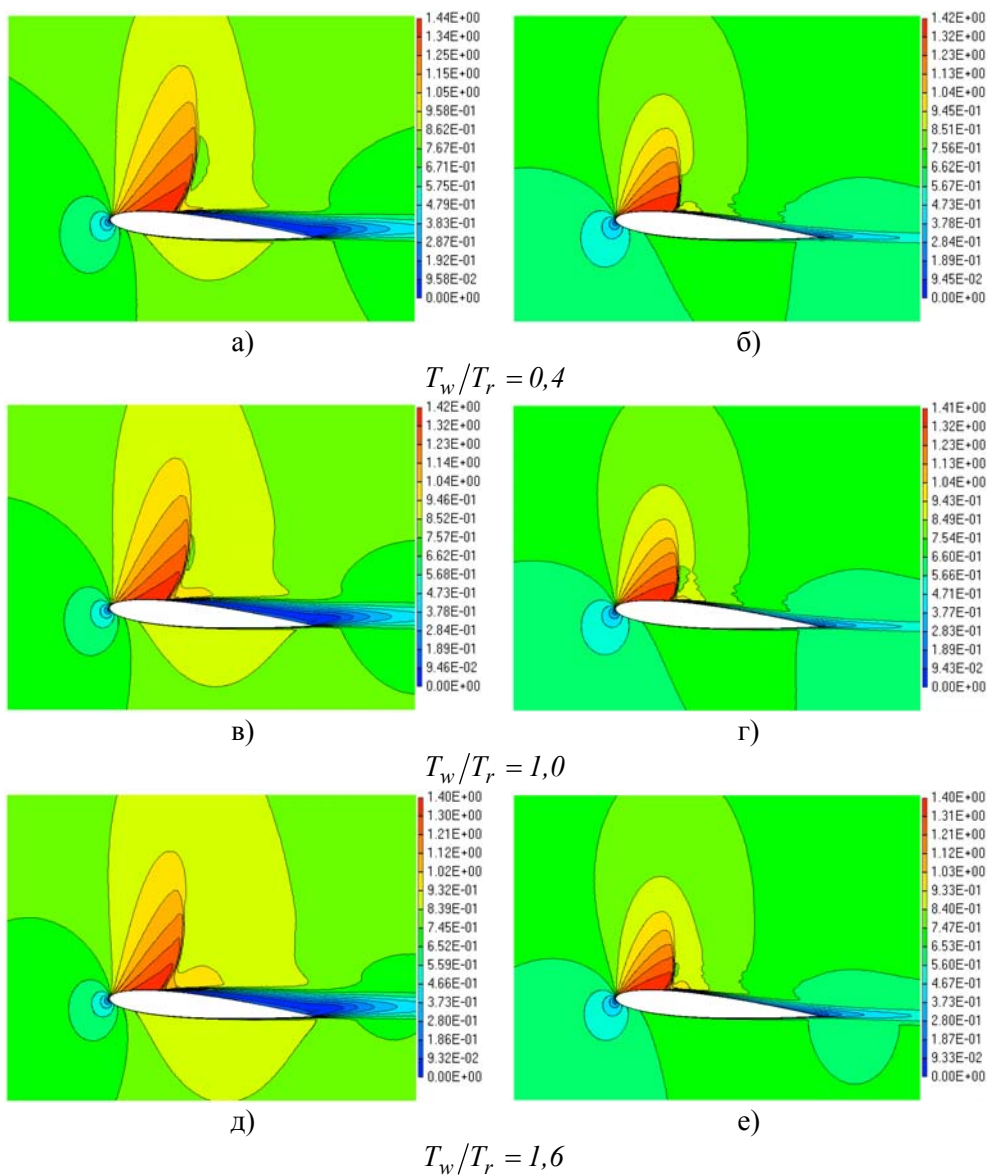


Рис. 1

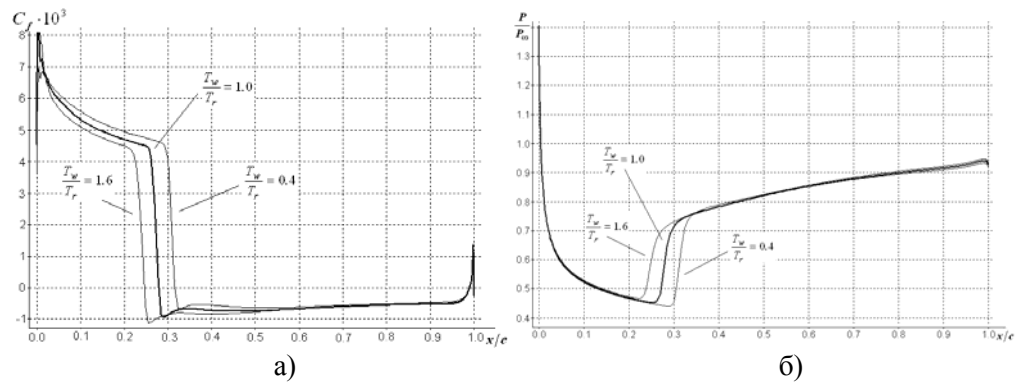


Рис. 2

При охлаждении поверхности профиля точка отрыва пограничного слоя смещается вниз по потоку. Так, для значения параметра теплообмена $T_w/T_r = 0,4$ отрыв потока происходит в точке $x_s/c \approx 0,31$ (рис. 2а). Вследствие увеличения размеров локальной сверхзвуковой зоны на подветренной стороне профиля происходит рост интенсивности замыкающего скачка уплотнения (рис. 2б), что так же сопровождается и ростом максимального числа Маха в потоке $M_{max} = 1,44$. Перепад давления на скачке уплотнения составил $\Delta p/p_\infty \approx 0,31$. Изменение структуры течения вокруг профиля в данном случае происходит в результате увеличения плотности и уменьшения вязкости газа в пристеночной области, по сравнению со случаем отсутствия теплообмена со стенкой (рис. 1а, 2). При этом уменьшается толщина вытеснения и дозвуковая область в пограничном слое, это сопровождается меньшим влиянием вверх по потоку. За счет большего разрежения на подветренной стороне профиля происходит рост коэффициента подъемной силы C_L , при этом значение коэффициента сопротивления C_D так же увеличивается (рис. 3).

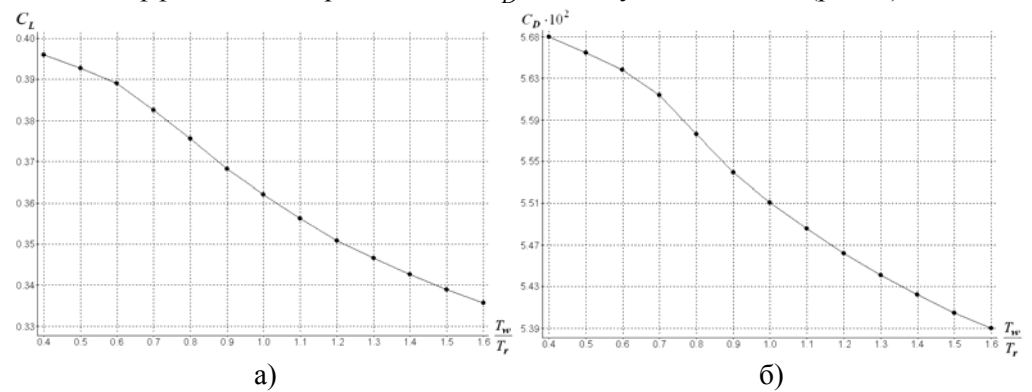


Рис. 3

Нагрев поверхности профиля имеет обратную тенденцию. Рост температуры газа в пристеночной области ведет к увеличению его вязкости и уменьшению его плотности. Дозвуковая область в пограничном слое утолщается, увеличивается область распространения возмущений вверх по потоку. Это сопровождается уменьшением количества движения газа в пограничном слое и соответственно более ранним отрывом потока. Так при параметре теплообмена, равном $T_w/T_r = 1,6$, отрыв потока происходит в точке $x_s/c \approx 0,24$ (рис. 2а). Замыкающий скачок уплотнения сдвигается вверх по потоку, что сопровождается уменьшением его интенсивности (рис. 1д), при этом $\Delta p/p_\infty \approx 0,15$ (рис. 2б). Уменьшение геометрических размеров локальной сверхзвуковой зоны приводит к меньшим максимальным числам Маха в потоке $M_{max} = 1,40$ и соответственно меньшему разрежению на подветренной стороне. Это приводит к снижению значений коэффициента подъемной силы и сопротивления (рис. 3).

Аналогичные результаты по влиянию температуры поверхности профиля на структуру трансзвукового течения, качественно согласующиеся с выше-рассмотренным стационарным режимом обтекания профиля, были получены и при числе Маха набегающего потока, равном $M_\infty = 0,675$ (рис. 1б, 1г, 1е).

6. Результаты расчетов для нестационарного режима обтекания профиля. Влияния теплообмена на нестационарное обтекание профиля NASA 0012 исследовано при $M_\infty = 0,725$, $\alpha = 5,0^\circ$, $Re = 3,91 \cdot 10^6$, что соответствует режиму автоколебаний скачка уплотнений на подветренной стороне профиля [9]. Результаты расчетов представлены в виде изолиний локальных чисел Маха на рис. 4 (а, в, д – крайние левое и б, г, е – крайние правое положение скачка уплотнения); распределений коэффициента трения c_f на подветренной стороне и коэффициента давления c_p на всей поверхности профиля в крайних положениях скачка уплотнения (рис. 5); чисел Струхала (рис. 6); осредненных по времени значений интегральных коэффициентов подъемной силы C_L и сопротивления C_D (рис. 7).

При параметре теплообмена, равном $T_w/T_r = 1,0$, ударная волна совершает периодические колебания на участке, занимающем примерно 11% длины хорды профиля. Максимальное число Маха в потоке изменяется в диапазоне $M_{max} = 1,39 \div 1,44$ (рис. 4в, 4г). Распределения коэффициента трения на подветренной стороне профиля показывает область колебания точки отрыва потока $x_s/c \approx 0,234 \div 0,325$ (рис. 5в). При этом число Струхала, характеризующее частоту колебания скачка уплотнения, составило $Sh \approx 0,068$ (рис. 6). Расположение скачка уплотнения во время его колебаний в крайних левом и правом положениях, а так же его интенсивность передает распределение коэффициента давления на подветренной стороне профиля (рис. 5г).

Общая картина автоколебаний скачка уплотнения на подветренной стороне профиля NASA 0012 в условиях приближенной теплоизоляции $T_w/T_r = 1,0$ такая же, как и для случая адиабатического обтекания, подробно исследованного в работе [9].

Охлаждение поверхности профиля приводит к затягиванию отрыва пограничного слоя. Для параметра теплообмена $T_w/T_r = 0,4$ размеры локальной

сверхзвуковой зоны представлены на рис. 4а, 4б. Диапазон изменения максимальных чисел Маха в потоке соответственно составил $M_{max} = 1,41 \div 1,46$. Точка отрыва совершает колебания на подветренной стороне профиля $x_s/c \approx 0,265 \div 0,371$, при этом вся область автоколебаний скачка уплотнения расширяется и смещается вниз по потоку (рис. 5а), возрастает интенсивность замыкающего скачка уплотнения, уменьшаются частоты колебания скачка уплотнения (рис. 5б, 5б). Вследствие повышения разрежения на подветренной стороне профиля происходит рост осредненных значений коэффициента подъемной силы и коэффициента сопротивления (рис. 7).

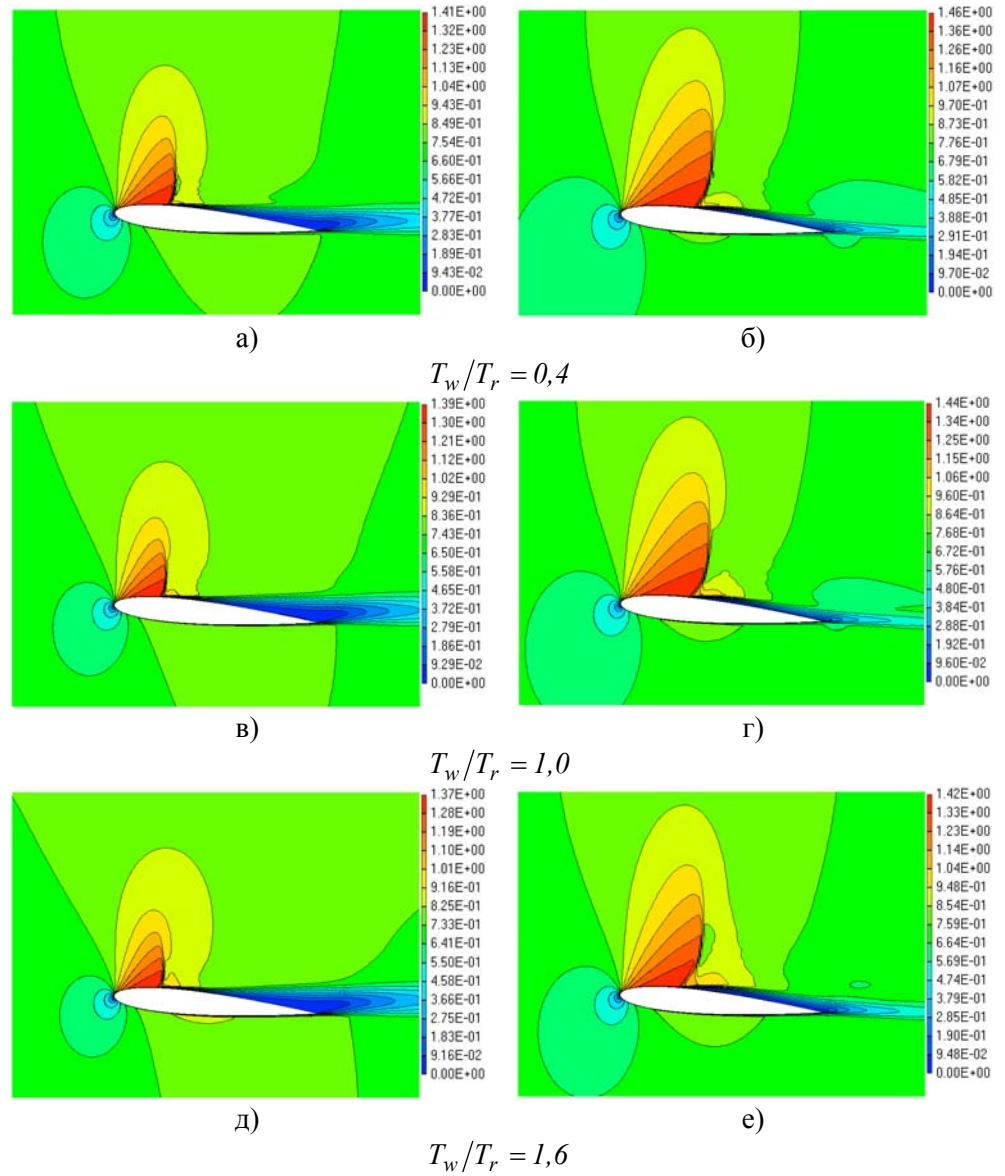


Рис. 4

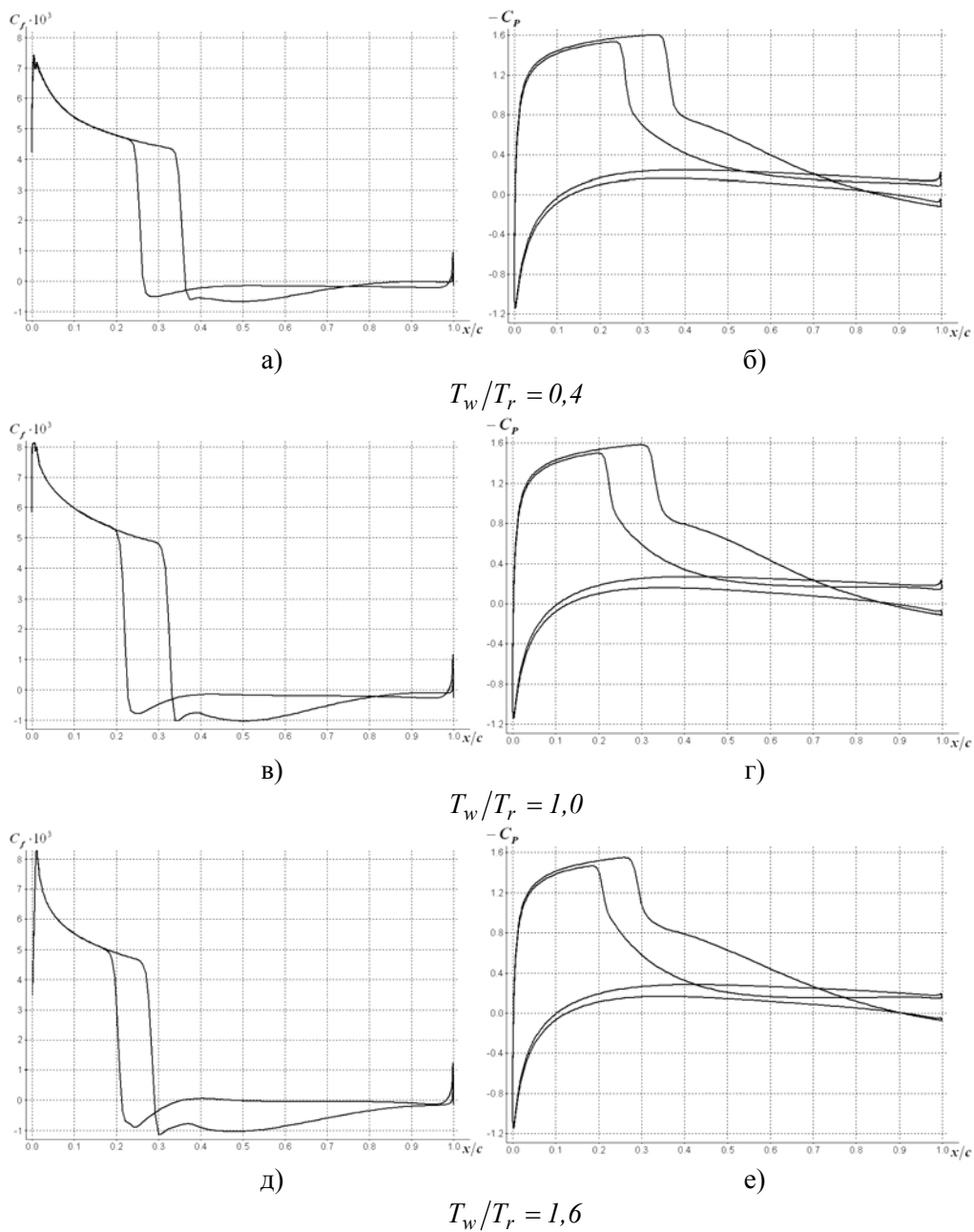


Рис. 5

Рост температуры поверхности профиля приводит к более раннему отрыву потока и уменьшению размеров локальной сверхзвуковой зоны. Для случая $T_w/T_r = 1,6$ точка отрыва совершает колебания на участке профиля, занимающем 8% длины его хорды, $x_s/c \approx 0,216 \div 0,288$. При этом область колебаний скачка уплотнения сужается и смещается вверх по потоку (рис. 5д),

что влечет за собой рост числа Струхаля (рис. 6). Сокращение размеров сверхзвуковой зоны на подветренной стороне профиля приводит к уменьшению максимальных чисел Маха в потоке $M_{max} = 1,37 \div 1,42$ (рис. 4д, 4е) и к уменьшению интенсивности ударной волны (рис. 5е).

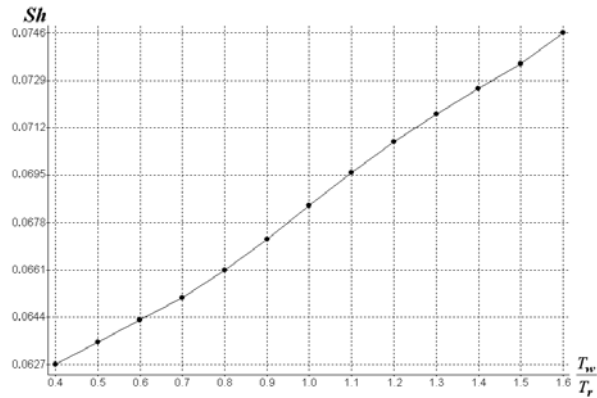


Рис.6

Таким образом, влияние нагрева и охлаждения поверхности профиля на автоколебания скачка уплотнения качественно согласуется со случаем стационарного обтекания профиля, рассмотренным выше.

Характерной особенностью влияния охлаждения поверхности на трансзвуковое течение является рост интенсивности замыкающего скачка уплотнения. Это принципиальное отличие трансзвукового течения от сверхзвукового. В сверхзвуковых течениях интенсивность ударной волны, взаимодействующей с пограничным слоем, зависит только от числа Маха невозмущенного потока и геометрии генератора скачка уплотнения, а охлаждение обтекаемой поверхности приводит только к изменениям характеристик пограничного слоя. При трансзвуковом обтекании уменьшение температуры поверхности профиля ведет как к росту инерционности пограничного слоя, так и к росту интенсивности скачка уплотнения.

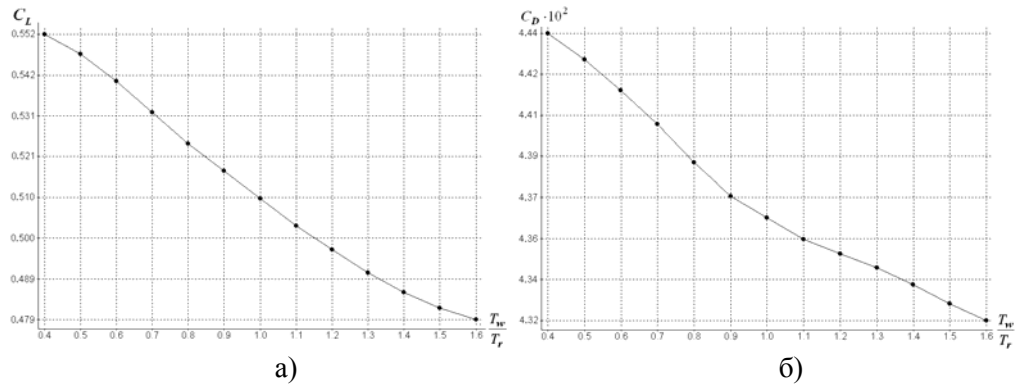


Рис.7

Механизм воздействия теплообмена на локальную сверхзвуковую зону и автоколебания скачка уплотнения заключается в следующем. При охлаждении поверхности профиля увеличивается инерционность газа в пограничном

слое, точка отрыва смещается вниз по потоку, что приводит к росту масштаба локальной сверхзвуковой зоны. Однако одновременно растет и интенсивность скачка уплотнения, замыкающего ЛСЗ, что приводит к росту противодавления (рис. 8а).

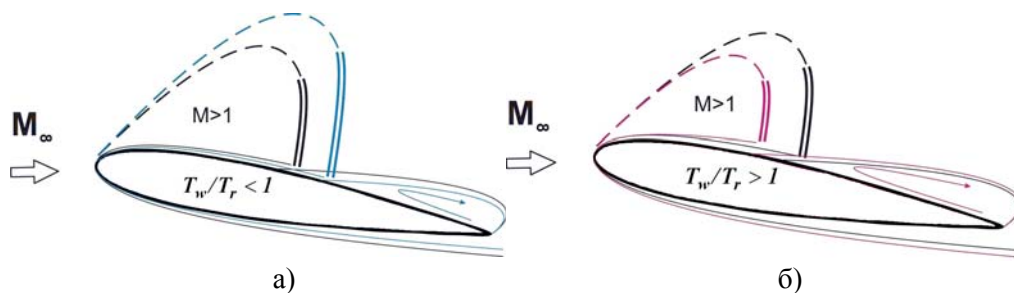


Рис. 8

При подогреве поверхности профиля, вследствие меньшей плотности газа в пристеночной области, точка отрыва смещается вверх по потоку. Сверхзвуковая зона на подветренной стороне профиля уменьшается в размерах, это влечет за собой меньшую интенсивность замыкающего скачка уплотнения, но и газ обладает меньшим количеством движения в пограничном слое, поэтому он не в состоянии преодолеть меньший градиент давления (рис. 8б). Таким образом, эти противоположные факторы, рост количества движения в пограничном слое и рост интенсивности замыкающего скачка уплотнения, компенсируют друг друга, и автоколебания скачка уплотнения сохраняются во всем рассмотренном диапазоне температур поверхности.

6. Заключение. В работе приведены результаты численного исследования влияния нагрева и охлаждения поверхности профиля на структуру поля течения и аэродинамические характеристики при трансзвуковом обтекании профиля NASA 0012.

Показано, что изменение температуры стенки при трансзвуковом обтекании профиля приводит к изменениям характеристик пограничного слоя аналогично случаю сверхзвукового течения.

Выявлен ранее неизученный физический механизм влияния теплообмена на локальную сверхзвуковую зону и автоколебания скачка уплотнения. Показано, что с помощью охлаждения или подогрева поверхности профиля в исследованном диапазоне параметров автоколебания скачка уплотнения убрать невозможно.

Направлением дальнейших исследований будет изучение влияния массообмена на автоколебания скачка уплотнения.

1. Lee B. H. K. Self-sustained shock oscillations on airfoils at transonic speeds / B. H. K. Lee // Progress in Aerospace Sciences. – 2001. – P. 147 – 196.
2. Чжен П. Управление отрывом потока / П. Чжен. – М. : Мир, 1979. – 552 с.
3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. – М. : Наука, 1974. – 711 с.
4. Бэк Л. Х. Влияние охлаждения стенки на взаимодействие скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем / Л. Х. Бэк, Р. Ф. Каффел // РТК. – 1976. – Т. 14. – № 4. – С. 134 – 142.
5. Спейд Ф. В. Возникновение отрыва сверхзвукового турбулентного пограничного слоя и влияние теплообмена на это явление / Ф. В. Спейд, Ж. К. Фришет // РТК. – 1972. – Т. 10. – № 7. – С. 80 – 89.
6. Приходько А. А. Влияние условий тепло- и массообмена на развитие двумерных турбулентных отрывных течений / А. А. Приходько, О. Б. Полевой // Инж.-физ. журн. – 1996. – Т. 69. – № 4. – С. 647 – 656.
7. Полевой О. Б. Влияние теплообмена на отрыв пространственного сверхзвукового ламинарного пограничного слоя при обтекании вертикального клина на пластине / О. Б. Полевой, А. А. Приходько // Техническая механика. – 2006. – № 2. – С. 82 – 92.

8. Приходько А. А. Особенности взаимодействия скачков уплотнения и волн разрежения с пограничным слоем и следом при трансзвуковом обтекании аэродинамических профилей / А. А. Приходько, О. Б. Полевой, А. А. Пилипенко // *Аэрогидродинамика и аэроакустика: проблемы и перспективы*. – Х. : НАУ ХАИ, Вып. 3. – 2009. – С. 158 – 182.
9. Пилипенко А. А. Численное моделирование автоколебаний скачка уплотнения на профиле NASA 0012 / А. А. Пилипенко // *Вісник Дніпропетровського університету*. – 2010. – Т.18. – № 5. – Вип.14. – С. 165 – 174.
10. Приходько А. А. Компьютерные технологии в аэрогидродинамике и тепломассообмене / А. А. Приходько. – К. : Наукова думка. – 2003. – 380 с.
11. Pulliam T. H. Efficient solution methods for the Navier–Stokes equations / T. H. Pulliam // *Lecture notes for the von Karman Institute for Fluid Dynamics. Lecture Series, Von Karman Institute, Belgium*. – 1985. – 98 p.
12. Tannehill J. C. Computational fluid mechanics and heat transfer / J. C. Tannehill, D. A. Anderson, R. H. Pletcher // New York, Taylor & Francis. – 1997. – 785 p.
13. Spalart P. R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flow / P. R. Spalart, S. R. Allmaras // *AIAA Paper, No.92-0439*. – 1992. – 22 p.
14. Полевой О. Б. Численное моделирование управления отрывом сверхзвукового трехмерного потока при обтекании стреловидных углов сжатия / О. Б. Полевой, А. А. Приходько // *Аэрогидродинамика: проблемы и перспективы*. – Х. : НАУ ХАИ. – Вып. 2. – 2006. – С. 101 – 119.
15. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкости / К. Флетчер. – М. : Мир. – 1991. – Т.1. – 501 с.; Т.2. – 552 с.
16. Roe P. L. Characteristic-based schemes for the Euler equations / P. L. Roe // *Annual review of fluid mechanics*. – Vol.18. – 1986. – P. 337 – 365.
17. Jameson A. Analysis and design of numerical schemes for gas dynamics I: Artificial diffusion, upwind biasing, limiters and their effect on accuracy and multigrid convergence / A. Jameson // *International Journal of Computational Fluid Dynamics*. – Vol.4. – 1995. – P. 171 – 218.
18. Самарский А. А. Теория разностных схем / А. А. Самарский. – М. : Наука. – 1977, 656 с.
19. Приходько А. А. Численное исследование возникновения и развития локальных сверхзвуковых зон при дозвуковом обтекании профиля NASA 0012 / А. А. Приходько, О. Б. Полевой, А. А. Пилипенко // *Вісник Дніпропетровського університету*. – 2008. – Т.16. – № 5. – Вип.11. – С. 19 – 30.
20. Cook P. H. Airfoil RAE 2822, pressure distributions, and boundary layer and wake measurements / P. H. Cook, M. A. McDonald, M. C. P. Firmin // *AGARD Report AR 138*. – 1979. – 112 p.
21. Приходько А. А. Численное моделирование нестационарных трансзвуковых турбулентных отрывных течений при обтекании профилей / А. А. Приходько, О. Б. Полевой, А. А. Пилипенко // *Тези науково-практичної конференції «Комп'ютерна гідромеханіка», Київ, 2008*. – С. 41.
22. Пилипенко А. А. Численное моделирование трансзвукового обтекания профиля NASA 0012 под небольшими углами атаки / А. А. Пилипенко // *Тези XI міжнародна науково-практична конференція «Людина і космос», Дніпропетровськ. – 2009*. – С. 33.
23. Пилипенко А. А. О режимах возникновения и развития локальных сверхзвуковых зон при турбулентном обтекании аэродинамических профилей под углом атаки / А. А. Пилипенко // *Матеріали II міжнародної наукової конференції «Прикладні проблеми аерогідромеханіки та тепломасопереносу», Дніпропетровськ, 2008*. – С. 54 – 56.
24. Бартон Дж. Т. Влияние вязкости и погрешностей, свойственным численным методам, на результаты расчета обтекания профиля при больших углах атаки / Дж. Т. Бартон, Т. Х. Пуллиам // *Аэрокосмическая техника*. – 1987. – № 2. – С. 153 – 163.
25. McCorskey W. An experimental study of dynamic stall on advanced airfoil sections, Vol. 1: Summary of experiment / W. McCorskey, K. McAlister, L. Carr, S. Pucci // *NASA TM 84245*. – 1982. – 143 p.
26. Пилипенко А. А. О значениях критического числа Маха набегающего потока при трансзвуковом обтекании аэродинамических профилей / А. А. Пилипенко // *Вісник Дніпропетровського університету*. – 2009. – Т.17. – № 5. – Вип.13. – С. 17 – 27.
27. Приходько А. А. Режимы трансзвукового обтекания аэродинамических профилей / А. А. Приходько, О. Б. Полевой, А. А. Пилипенко // *Тезиси ІХ міжнародної школи семінара «Моделі і методи аеродинаміки», Євпаторія. – 2009*. – С. 142 – 144.
28. Wadcock A. J. Investigation of low-speed turbulent separated flow around airfoils / A. J. Wadcock // *NASA-CR-177450*. – 1987. – 66 p.
29. Редчиц Д. А. Численное моделирование аэродинамики роторов вертикально–осевых ветроэнергетических установок на основе нестационарных уравнений Навье–Стокса / Д.А. Редчиц // *Дисс. канд. физ.-мат. наук, Днепрпетровск. – 2006*. – 250 с.

Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара
Институт транспортных систем и технологий НАН Украины,
Днепропетровск

Получено 25.11.2010,
в окончательном варианте 11.02.2011