

УДК 533.6.011

УПРАВЛЕНИЕ ТРАНСЗВУКОВЫМ ОБТЕКАНИЕМ КРЫЛОВЫХ ПРОФИЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ПОДВОДА ЭНЕРГИИ ПРИ УЧЕТЕ РЕАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ВОЗДУХА

С. М. Аульченко*, В. П. Замураев^{*,**}, А. П. Калинина^{*,**}

* Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск

** Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск
E-mails: aultch@itam.nsc.ru, zamuraev@itam.nsc.ru

Изучено влияние молекулярных (термодинамических и переносных) свойств воздуха на газодинамические эффекты импульсно-периодического подвода энергии при трансзвуковом обтекании крыловых профилей. В качестве термического уравнения состояния и калорического уравнения приняты соответствующие соотношения для воздуха с учетом возбуждения колебаний и диссоциации. Влияние переносных свойств (вязкости) учтено приближенно в рамках модели пограничного слоя. Показано, что качественно эффекты не зависят от учета молекулярных свойств, но наличие внутренних степеней свободы приводит к значительному уменьшению температуры по сравнению с температурой, определяемой в рамках модели идеального газа. Учет вязкости обуславливает некоторое ослабление эффектов энергоподвода.

Ключевые слова: трансзвуковое течение, крыловой профиль, молекулярные свойства воздуха, аэродинамические характеристики, подвод энергии.

Введение. В настоящее время проводятся исследования активного внешнего энергетического воздействия на обтекание тел в широком диапазоне скоростей полета [1–6]. В данной работе рассматриваются трансзвуковые режимы обтекания крыловых профилей. В [3–5] при исследовании газодинамических эффектов импульсно-периодического подвода энергии применялась модель идеального газа. Однако при использовании рассмотренного в работах [3–5] способа подвода энергии происходит существенное увеличение температуры (до нескольких тысяч градусов). При такой температуре и невысоком давлении (доли атмосферного давления) имеют место колебательное движение молекул и их диссоциация, поэтому модель идеального газа оказывается непригодной.

Вместе с тем полученные в [3] газодинамические эффекты энергоподвода настолько существенны, что возникает необходимость их изучения с учетом реальных термодинамических и переносных свойств воздуха.

В работе [6] данная проблема исследовалась при постоянном локальном теплоподводе с использованием численного моделирования трансзвукового обтекания профиля на основе осредненных по числу Рейнольдса уравнений Навье — Стокса (при этом удельные теплоемкости полагались постоянными). В [6] рассмотрены различные аспекты влияния энергоподвода на обтекание профиля и выявлен сдвиг замыкающего скачка уплотнения вверх по

потоку, что подтверждает установленный ранее (см., например, [3]) характер перестройки структуры течения. Следует отметить, что при выбранных в [6] положении, компактной форме источника энергии и его мощности аэродинамическое качество профиля K не увеличилось. В то же время в [3–5] использование вытянутых вдоль профиля и прилегающих к нему импульсно-периодических источников энергии позволило значительно увеличить качество при подводе энергии, на два порядка меньшей, чем в [6]. В рассматриваемом диапазоне чисел Маха набегающего потока наряду с влиянием объемного энергоподвода изучается влияние на сопротивление обтекаемых тел теплопередачи между потоком и поверхностью (см., например, [7, 8]).

В настоящей работе исследуется влияние импульсно-периодического подвода энергии на трансзвуковое обтекание симметричного профиля с учетом реальных термодинамических свойств воздуха, а также влияние вязкости на аэродинамические характеристики несущих профилей в приближении пограничного слоя при импульсно-периодическом подводе энергии.

Постановка задачи. Область течения разбивается на область внешнего невязкого течения и тонкий пограничный слой. В качестве математической модели для описания плоского нестационарного течения невязкого нетеплопроводного газа используются уравнения Эйлера в консервативной форме с источником членом в уравнении энергии

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{Q},$$

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho u, \rho v, e), \quad \mathbf{F} = (\rho u, p + \rho u^2, \rho uv, u(p + e)),$$

$$\mathbf{G} = (\rho v, \rho uv, p + \rho v^2, v(p + e)), \quad \mathbf{Q} = (0, 0, 0, q).$$

Здесь оси координат x, y направлены соответственно вдоль хорды профиля и перпендикулярно ей и отнесены к ее длине b ; время t отнесено к b/a_0 , компоненты скорости газа u, v и скорость звука a — к a_0 , плотность ρ — к ρ_0 ; давление p и полная энергия единицы объема газа e безразмерены параметром $\rho_0 a_0^2$; мощность q , подводимая к единице объема газа, отнесена к величине $\rho_0 a_0^3/b$; p_0, a_0 — размерные давление и скорость звука в набегающем потоке; ρ_0 определяется из условия $p_0 = \rho_0 a_0^2$. При импульсном периодическом подводе энергии величина q определяется выражением

$$q = \Delta e f(t),$$

где $f(t) = \sum_i \delta(t - i\Delta t)$; $\delta(t)$ — импульсная функция Дирака; Δt — период подвода энергии;

Δe — энергия, подводимая к единице объема газа.

Система уравнений (1) дополняется краевыми условиями на границах расчетной двухсвязной области Ω , представляющей собой прямоугольник с внутренней границей, соответствующей контуру рассматриваемого крылового профиля. На левой, верхней и нижней границах этой области ставятся условия невозмущенного потока, на правой границе — “мягкие” условия, на контуре профиля — условие непротекания.

Для численного решения системы (1) используется метод, изложенный, например, в [4].

В рассматриваемой модели импульсный подвод энергии осуществляется мгновенно, при этом плотность газа и его скорость не меняются. Плотность энергии газа e в зоне ее подвода увеличивается на величину $\Delta e = \Delta E / \Delta S$ (ΔE — полная подводимая энергия, отнесенная к $\rho_0 a_0^2 b^2$; ΔS — площадь зоны подвода энергии). Энергия подводится в тонких зонах приблизительно прямоугольной формы, прилегающих к профилю. Для этого

случая в работе [3] получены значительные нелинейные эффекты. В частности, численные эксперименты [3] по варьированию периода подвода энергии Δt при обтекании профиля NASA-0012 при числе Маха $M_\infty = 0,85$ показали, что ударно-волновая структура течения существенно зависит от величины Δt . При больших значениях параметра Δt , например при $\Delta t = 0,5$, структура течения частично восстанавливается, в результате чего замыкающий скачок уплотнения смещается вверх по потоку незначительно. При этом его положение меняется в пределах периода. При $\Delta t = 0,05$ скачок устанавливается перед зоной энергоподвода, и в пределах периода его положение не меняется. Данное значение Δt рассматривается в качестве предельного.

В случае модели идеального газа с постоянным показателем адиабаты γ имеют место соотношения

$$p = (\gamma - 1)(e - \rho(u^2 + v^2)/2), \quad a^2 = T = \gamma p / \rho.$$

Учет реальных термодинамических свойств. При учете реальных термодинамических свойств воздуха используются две модели. В модели 1 воздух рассматривается как идеальная смесь O_2 и N_2 с постоянными значениями молярных концентраций x_m , равными соответственно 0,21 и 0,79. Вращательные и колебательные степени свободы молекул описываются в приближении жесткий ротатор — гармонический осциллятор с характеристическими колебательными температурами $T_{v,m} = 2228$ К и $T_{v,m} = 3336$ К для O_2 и N_2 соответственно. В этой модели предполагается, что средняя молярная масса смеси остается постоянной и термическое уравнение состояния имеет тот же вид, что и уравнение для идеального газа:

$$T = \gamma p / \rho.$$

Здесь температура T отнесена к температуре T_0 в набегающем потоке; γ — показатель адиабаты воздуха (в расчетах $\gamma = 1,4$). Удельная энтальпия h вычисляется по формуле

$$\gamma h = \frac{\gamma T}{\gamma - 1} + \sum_{m=1}^2 \frac{x_m T_m}{\exp(T_m/T) - 1}.$$

Здесь $T_m = T_{v,m}/T_0$. Удельные энтальпия и внутренняя энергия ε связаны известным соотношением $h = \varepsilon + p/\rho$. Скорость звука вычисляется по формуле

$$a^2 = \left(\left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T - \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p^2 / \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \right)^{-1}.$$

Данная модель термодинамических свойств воздуха использовалась в [9].

В модели 2 при учете реальных термодинамических свойств воздуха используются аналитические зависимости удельной энтальпии h и плотности ρ от давления p и температуры T [10]:

$$\rho = \rho(p, T), \quad h = h(p, T).$$

Эти выражения справедливы при $T = 200 \div 20\,000$ К и $p = 0,001 \div 1000$ атм. Скорость звука вычисляется по приведенной выше формуле.

Сравнение значений энтальпии, плотности и скорости звука, определенных по формулам, полученным в [10], с известными данными работ [11–13] показало, что в указанных выше диапазонах температур и давлений относительная погрешность вычисления энтальпии не превышала 3 %, плотности — 1,5 %; погрешность вычисления скорости звука составляла приблизительно 1 % при $T = 200 \div 10\,000$ К. Формулы, полученные в работе [10], учитывают колебания молекул, их диссоциацию и однократную ионизацию.

Начальное распределение параметров, соответствующее стационарному обтеканию профиля без подвода энергии, получено для переменных ρ , u , v , p с абсолютной погрешностью 10^{-4} во всех узлах сетки. С момента начала подвода энергии до момента получения периодического решения задача решается как нестационарная. Момент установления периодического решения определялся путем сравнения осредненных значений коэффициента сопротивления профиля на промежутках времени, кратных периоду подвода энергии. При этом абсолютная погрешность не превышала 10^{-7} .

Пограничный слой. Обтекание крыла происходит при больших числах Рейнольдса (порядка $10^5 \div 10^7$). При таком режиме обтекания влияние вязкости существенно лишь в достаточно тонком слое, и поэтому ее можно учитывать в рамках модели пограничного слоя. Выбор методики основан на известном допущении о хорошем соответствии распределений скорости на поверхности полутела и при безотрывном обтекании профиля невязким газом без уточнения его формы [14]. Подобный способ учета вязкости применялся в работе [15] при решении обратных задач аэрогидродинамики и в работе [16] при решении задач проектирования и оптимизации крыловых профилей прямыми методами. Согласно [15] в случае вязкой жидкости с большими числами Рейнольдса коэффициент сопротивления профиля (без составляющей волнового сопротивления) может быть приближенно вычислен по формуле Сквайра — Юнга

$$C_d = 2(v_k/v_0)^{3,2}\delta_k^{**}, \quad \delta_k^{**} = \delta_1^{**} + \delta_2^{**},$$

$$\delta_j^{**} = v_k^n \nu^{1/(m+1)} \left[\nu v_{tj}^{b-2} (\text{Re}_{tj}^{**})^a + aA \left| \int_{\Delta_j} |v(\tau)|^{b-1} d\tau \right| \right]^{1/a}, \quad j = 1, 2,$$

где ν — кинематическая вязкость; v_k — скорость; δ_k^{**} — толщина потери импульса в малой окрестности концевой точки профиля; Δ_j — протяженность турбулентного пограничного слоя на верхнем и нижнем контурах; A , a , b , m , n — эмпирические константы. Точки перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный выбирались таким образом, чтобы они соответствовали точке максимума скорости на верхнем и нижнем контурах. При использовании данного подхода следует учитывать, что, во-первых, расчет характеристик турбулентного пограничного слоя дает завышенные значения потерь импульса, во-вторых, все методы расчета турбулентного пограничного слоя основаны на эмпирических данных, соответствующих течению несжимаемой жидкости ($M = 0$), и экстраполяции этих данных на течение при $M > 0$. Многочисленные расчеты, подтвержденные экспериментальными данными, показывают, что при $M < 1,5$ расчет характеристик пограничного слоя на одиночных профилях (и на решетках профилей) с удовлетворительной точностью можно проводить так же, как в случае несжимаемой жидкости, если использовать соответствующее сжимаемому потоку газа распределение скорости. При указанных выше скоростях учет сжимаемости в расчете пограничного слоя приводит к уменьшению значения δ^{**} на несколько процентов. Это обусловлено тем, что согласно эксперименту при $M < 1,5$ напряжение трения слабо зависит от числа Маха и толщина потери импульса определяется распределением скорости на профиле, зависящим от числа Маха, а значит, и от сжимаемости потока.

Результаты расчетов. Расчеты с учетом реальных термодинамических свойств воздуха проводились для профиля NASA-0012 в случае обтекания его под углом атаки $\alpha = 0^\circ$ потоком с числом Маха $M_\infty = 0,85$ при предельном значении периода $\Delta t = 0,05$ (соответствующая безразмерная частота подвода энергии $\omega = 20$) и значении подводимой энергии $\Delta E = 0,001$. Условия в набегающем потоке соответствуют условиям полета на высоте 10 км. В соответствии с таблицей стандартной атмосферы $p_0 = 0,2644$ атм, $T_0 = 223,15$ К [17]. При одном и том же положении зоны подвода энергии $3,609 \leq x \leq 3,693$

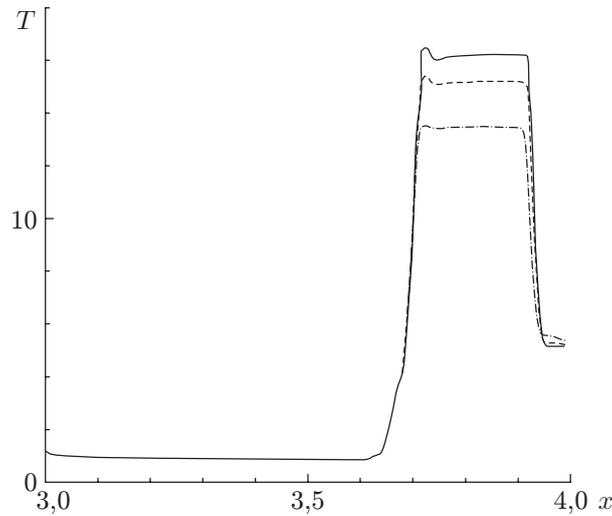


Рис. 1. Распределение температуры вдоль профиля:
 сплошная линия — модель идеального газа, штриховая — модель газа с учетом возбуждения колебаний молекул, штрихпунктирная — модель [10]

(хорда профиля расположена на отрезке $3 \leq x \leq 4$) полученное в расчетах по модели 1 значение коэффициента волнового сопротивления профиля $C_x = 0,035\,07$ несколько больше полученного в расчетах для идеального газа значения $C_x = 0,034\,98$.

Аналогично при подводе энергии, пропорциональном локальной плотности газа, в зоне $3,433 \leq x \leq 3,523$ с использованием модели 1 (в этом случае задавалась удельная подводимая энергия $E = 20$, что соответствовало значению $\Delta E \approx 0,001$) получено значение $C_x = 0,021\,62$, близкое к значению $C_x = 0,021\,56$, полученному с использованием модели идеального газа.

Таким образом, учет только возбуждения колебательного движения молекул воздуха при расчете его термодинамических свойств в рассматриваемой задаче практически не оказывает влияния на волновое сопротивление профиля и газодинамику его обтекания в целом.

Расчеты по модели 2 проведены при значении подводимой энергии $\Delta E = 0,001$ в зоне $3,609 \leq x \leq 3,693$. В этом случае коэффициент волнового сопротивления профиля равен $C_x = 0,035\,58$, что на 2 % больше, чем при использовании модели идеального газа. Учет диссоциации также оказывает слабое влияние на волновое сопротивление профиля, что подтверждает справедливость расчетов [3–5] с использованием модели идеального газа.

Вместе с тем учет реальных термодинамических свойств воздуха приводит к существенному уменьшению температуры на поверхности профиля позади зоны подвода энергии. На рис. 1 показано изменение температуры вдоль профиля для модели идеального газа (сплошная кривая), модели 1 (штриховая кривая) и модели 2 (штрихпунктирная кривая). Учет только возбуждения колебательного движения молекул приводит к уменьшению температуры более чем на 200 К. Учет диссоциации обуславливает уменьшение температуры еще на 500 К. В результате температура воздуха вблизи поверхности профиля не превышает 3500 К. При этом положение замыкающего скачка уплотнения меняется незначительно, что приводит к малому изменению волнового сопротивления профиля.

Результаты расчетов в рамках модели пограничного слоя с учетом вязкости представлены на рис. 2, на которых приведены зависимости аэродинамического качества K скоростных крыловых профилей от величины подводимой энергии ΔE при различных значениях числа Рейнольдса. Дополнительными варьируемыми параметрами в расчетах

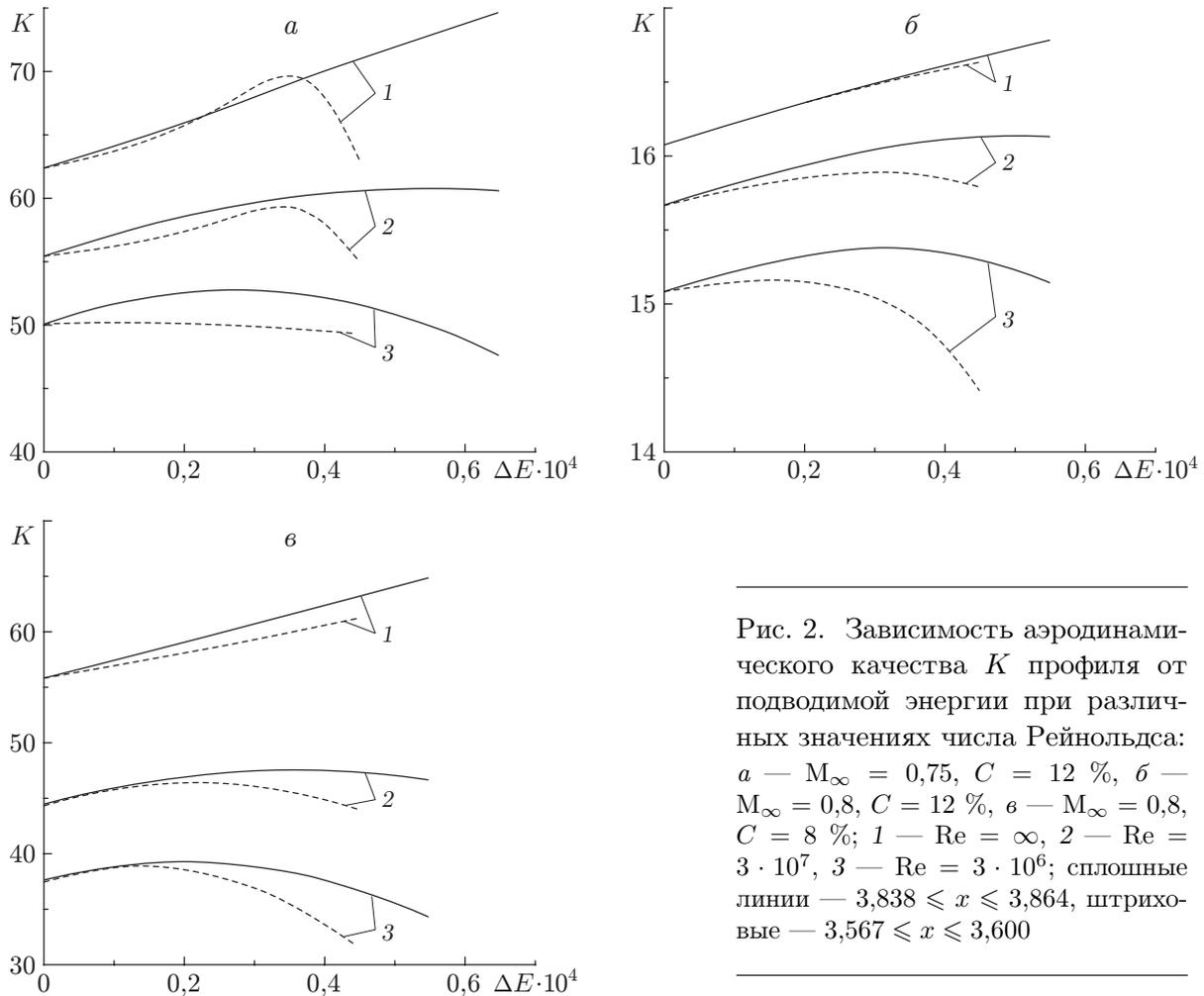


Рис. 2. Зависимость аэродинамического качества K профиля от подводимой энергии при различных значениях числа Рейнольдса: a — $M_\infty = 0,75$, $C = 12\%$, $б$ — $M_\infty = 0,8$, $C = 12\%$, $в$ — $M_\infty = 0,8$, $C = 8\%$; 1 — $Re = \infty$, 2 — $Re = 3 \cdot 10^7$, 3 — $Re = 3 \cdot 10^6$; сплошные линии — $3,838 \leq x \leq 3,864$, штриховые — $3,567 \leq x \leq 3,600$

являются число Маха набегающего потока M_∞ , толщина профиля C и положение зоны подвода энергии. Положение зон $3,567 \leq x \leq 3,600$ и $3,838 \leq x \leq 3,864$ вблизи нижней поверхности профиля выбрано на основе результатов исследований [5], в которых установлено, что подвод энергии в этих зонах позволяет увеличить аэродинамическое качество профиля без уменьшения подъемной силы. Анализ представленных результатов проводится для зоны $3,838 \leq x \leq 3,864$, поскольку в этом случае указанный эффект является максимальным. Следует отметить, что, несмотря на увеличение сопротивления профиля при энергоподводе (без волнового сопротивления), практически во всех вариантах расчетов подвод энергии позволяет увеличить аэродинамическое качество профиля и при учете влияния вязкости. Рост сопротивления профиля обусловлен повышением давления в зоне подвода энергии, однако при этом уменьшается волновое сопротивление вследствие увеличения полного давления на задней кромке профиля при энергоподводе, что приводит к снижению интенсивности замыкающих скачков уплотнения. При этом в случае учета вязкости характерной особенностью зависимости K от ΔE является наличие максимума. Естественно, при учете вязкости относительное приращение аэродинамического качества уменьшается. Для варианта, представленного на рис. 2, a , максимальное увеличение K составляет 10 % при $Re = 3 \cdot 10^7$ (сплошная кривая 2) и 5,6 % при $Re = 3 \cdot 10^6$ (сплошная кривая 3), тогда как в отсутствие вязкости при значениях энергии, соответствующих этим максимумам, приращение K составляет 17 и 10,5 % (сплошная кривая 1). При увеличении

числа Маха набегающего потока от значения $M_\infty = 0,75$ до значения $M_\infty = 0,8$ доля волнового сопротивления в общем сопротивлении профиля увеличивается с 83,7 % (сплошная кривая 2 на рис. 2,а) до 96,7 % (сплошная кривая 2 на рис. 2,б) при $Re = 3 \cdot 10^7$ и с 76,6 % (сплошная кривая 3 на рис. 2,а) до 93 % (сплошная кривая 3 на рис. 2,б) при $Re = 3 \cdot 10^6$. В этом случае относительное приращение аэродинамического качества при энергоподводе с учетом вязкости и без ее учета становится сопоставимым: 1,9 % при $Re = 3 \cdot 10^6$, 3 % при $Re = 3 \cdot 10^7$ и 2,8 и 3,5 % при $Re = \infty$. В приведенных вариантах расчета с учетом вязкости толщина вытеснения не превышала $8 \cdot 10^{-4}$ при $Re = 3 \cdot 10^6$ и $4 \cdot 10^{-4}$ при $Re = 3 \cdot 10^7$, что подтверждает правомерность использования результатов решения задачи об энергоподводе в рамках модели невязкая жидкость — пограничный слой с последующим пересчетом аэродинамических характеристик.

Уменьшение толщины профиля от значения $C = 12$ % до значения $C = 8$ % (см. рис. 2,б,в) приводит к существенному увеличению абсолютного значения аэродинамического качества K , при этом характер зависимости величины K от подводимой энергии не меняется.

Штриховые линии на рис. 2 соответствуют зоне подвода энергии $3,567 \leq x \leq 3,600$. При таком расположении зоны полученные эффекты (увеличение аэродинамического качества K и наличие его максимума) сохраняются, однако значения K несколько меньше.

Заключение. Исследование влияния импульсно-периодического подвода энергии на газодинамику трансзвукового обтекания симметричного профиля с учетом реальных термодинамических свойств воздуха показало, что учет этих свойств практически не оказывает влияния на волновое сопротивление профиля, но приводит к значительному уменьшению температуры по сравнению с ее значениями, полученными в рамках модели идеального газа.

Импульсно-периодический подвод энергии с учетом вязкости позволяет также увеличить аэродинамическое качество профиля, хотя и менее значительно по сравнению со случаем невязкого обтекания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Georgievsky P. Yu., Levin V. A., Sutyurin O. G. Instability of front separation regions initiated by upstream energy deposition // Abstr. of the Intern. conf. on the methods of aerophys. res., Novosibirsk, 30 June — 6 July 2008. Novosibirsk: Publ. House “Parallel”, 2008. Pt 2. P. 161–162.
2. Zheltovodov A. A., Pimonov E. A. Numerical research of supersonic flows features in conditions of localized energy deposition and verification of calculations // Proc. of the Intern. conf. on the methods of aerophys. res., Novosibirsk, 5–10 Febr. 2007. Novosibirsk: Publ. House “Parallel”, 2007. Pt 1. P. 236–245.
3. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Нелинейные эффекты взаимодействия импульсного периодического подвода энергии и ударно-волновой структуры при трансзвуковом обтекании крыловых профилей // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, вып. 1. С. 6–11.
4. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Влияние несимметричного импульсного периодического подвода энергии на аэродинамические характеристики крыловых профилей // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 6. С. 70–76.
5. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Аэродинамические характеристики скоростных профилей при подводе энергии // ПМТФ. 2009. Т. 50, № 5. С. 36–45.
6. Стародубцев М. А. Управление трансзвуковым обтеканием аэродинамического профиля с помощью теплоподвода // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 2007. Т. 38, № 1/2. С. 36–40.

7. **Raghuathan S., Mitchell D.** Computed effects of heat transfer on the transonic flow over an aerofoil // AIAA J. 1995. V. 33, N 11. P. 2120–2127.
8. **Казаков А. В., Коган М. Н., Купарев В. А.** Оптимизация затягивания ламинарно-турбулентного перехода с помощью локального нагрева поверхности // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1995. № 4. С. 90–99.
9. **Левин В. А., Громов В. Г., Афонина Н. Е.** Численное исследование влияния локального энергоподвода на аэродинамическое сопротивление и теплообмен сферического затупления в сверхзвуковом потоке газа // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 5. С. 171–179.
10. **Крайко А. Н.** Аналитическое представление термодинамических функций воздуха // Инж. журн. 1964. Т. 4, № 3. С. 548–550.
11. **Предводителев А. С.** Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 200 до 60 000 К и давлений от 0,000 01 до 100 атмосфер) / А. С. Предводителев, Е. В. Ступоченко, Е. В. Самуйлов и др. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
12. **Предводителев А. С.** Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 60 000 до 120 000 К и давлений от 0,001 до 1000 атмосфер) / А. С. Предводителев, Е. В. Ступоченко, Е. В. Самуйлов и др. М.: Изд-во АН СССР, 1957.
13. **Предводителев А. С.** Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 120 000 до 200 000 К и давлений от 0,001 до 1000 атмосфер) / А. С. Предводителев, Е. В. Ступоченко, Е. В. Самуйлов и др. М.: Изд-во АН СССР, 1959.
14. **Степанов Г. Ю.** Гидродинамика решеток турбомашин. М.: Физматгиз, 1962.
15. **Елизаров А. М.** Обратные краевые задачи аэрогидродинамики / А. М. Елизаров, Н. Б. Ильинский, А. В. Поташев. М.: Наука, 1994.
16. **Аульченко С. М., Латыпов А. Ф., Никуличев Ю. В.** Опыт оптимизации аэродинамических характеристик эксплуатируемых крыловых профилей // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 1. С. 60–64.
17. **ГОСТ 4401-64.** Таблица стандартной атмосферы. М.: Гос. ком. стандартов, мер и измерит. приборов СССР, 1964.

Поступила в редакцию 2/VII 2009 г.
