

УДК 533.6.011

## ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ИМПУЛЬСНОГО ПОДВОДА ЭНЕРГИИ НА ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ, ОБТЕКАЕМОГО ТРАНСЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

В. П. Замураев, А. П. Калинина

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск  
E-mails: zamuraev@itam.nsc.ru, kalinina@itam.nsc.ru

Исследована возможность управления аэродинамическими характеристиками крыловых профилей с помощью локального импульсно-периодического подвода энергии в поток вблизи контура профиля на трансзвуковых режимах полета. На основе численного решения двумерных нестационарных уравнений газовой динамики изучено изменение структуры течения и волнового сопротивления симметричного профиля в зависимости от локализации и формы зон подвода энергии. Показана перспективность рассмотренного способа управления характеристиками крыловых профилей на трансзвуковых режимах обтекания. При нулевом угле атаки наиболее значительное уменьшение волнового сопротивления получено при подводе энергии у задней кромки профиля.

Ключевые слова: трансзвуковое течение, волновое сопротивление, подвод энергии.

**Введение.** Исследование эффекта внешнего нагрева (подвода энергии вне тела летательного аппарата) при сверхзвуковых скоростях началось в середине прошлого столетия с работ К. Осватича (1946 г.). При подводе энергии в поток газа изменяется структура течения, возникают дополнительные силы воздействия на обтекаемое тело. Эти силы могут быть либо движущими, либо приводить к уменьшению сопротивления. Могут возникнуть подъемная сила, моменты сил. Их можно использовать для управления полетом летательного аппарата. Ранее был исследован подвод энергии в дозвуковой поток (из методических соображений и чтобы лучше понять влияние ее подвода при сверхзвуковых скоростях). Однако основной интерес представляли аэродинамические исследования подвода энергии в сверхзвуковой поток. Обзор литературы по этому вопросу, охватывающий 50–60-е гг. прошлого столетия, дан в [1]. В работах этого периода и даже позже рассматривалось стационарное течение идеального газа. Область течения разбивалась на трубки тока, в каждой из которых для анализа использовалось одномерное приближение. Применялись линеаризация уравнений и другие упрощения. Было достигнуто некоторое понимание процессов, протекающих при подводе энергии в сверхзвуковой поток; получены формулы, пригодные для оценки влияния такого подвода энергии. Однако применяемые приближения не позволяли установить тот факт, что с помощью относительно небольших затрат энергии или вещества можно качественно изменять структуру течения. Примером такого изменения структуры течения является работа [2], где экспериментально показано, что взаимодействие ударной волны с тонким протяженным каналом газа пониженной плотности приводит к кардинальной перестройке течения, если этот канал ориентирован под достаточно большим углом к фронту волны. В [3] установлено, что при использовании мощного импульсного оптического разряда перед обтекаемым сверхзвуковым потоком телом (конусом, сферой) аэродинамическое сопротивление уменьшается в два раза при

увеличении частоты следования импульсов лазерного излучения. Значительное влияние этих воздействий связано с нелинейной природой рассматриваемого процесса. Приведенные примеры говорят о возможности использования локальных воздействий для управления сверхзвуковыми течениями.

С применением современных численных методов исследование воздействия локального подвода энергии на структуру сверхзвукового течения газа проводилось в работах [4–6] и во многих других. В [7] приведена оценка энергетической эффективности подвода энергии в сверхзвуковой поток воздуха перед телом.

Для трансзвукового диапазона скоростей публикации, по-видимому, исчерпываются работами [8–12]. В [8] численно исследуется влияние стационарного подвода энергии в локальную сверхзвуковую зону над симметричным профилем, обтекаемым под нулевым углом атаки, при варьировании в широком диапазоне определяющих параметров. В то же время влияние формы источника энергии и его размера вдоль профиля не изучено. В этой работе выявлен механизм изменения аэродинамических характеристик профиля — ослабление и сдвиг замыкающей сверхзвуковую зону скачка уплотнения при взаимодействии его с формирующимся за источником следом низкой плотности. Изменение (увеличение) давления в зоне подвода энергии оказалось незначительным. Приведена также оценка энергетической эффективности использования стационарного внешнего источника энергии.

Однако более реалистичным представляется нестационарный подвод энергии, по крайней мере при использовании нетрадиционных источников энергии (лазерное, СВЧ-излучение и электрический разряд). Возможно, результаты стационарного подвода энергии являются своего рода предельными (при увеличении частоты подвода энергии). Впервые такая возможность установлена экспериментально в [3] при подводе энергии перед обтекаемым сверхзвуковым потоком телом. Для трансзвукового режима этот вопрос требует дополнительного изучения.

В [9–12] рассматривается нестационарный подвод энергии около симметричного профиля (такого же, как в [8]), обтекаемого под нулевым углом атаки. В этих работах показана принципиальная возможность управления как локальными, так и интегральными характеристиками крыловых профилей на трансзвуковом режиме обтекания с помощью импульсно-периодического подвода энергии. При этом механизм изменения аэродинамических характеристик профиля существенно отличается от механизма их изменения при стационарном режиме, рассмотренного в [8]. При импульсно-периодическом подводе энергии возникает сложная ударно-волновая структура течения. Ударные волны от источника энергии, движущиеся вверх по потоку, тормозят сверхзвуковой поток, ослабляя замыкающий скачок, а движущиеся вниз по потоку формируют квазипериодическую структуру течения. Возможен распад сверхзвуковой области, а распределение давления при этом резко отличается от классического распределения давления на профиле. Необходимо дальнейшее изучение механизма изменения аэродинамических характеристик профиля при нестационарном (импульсно-периодическом) подводе энергии. В работах [9–12] параметрические исследования практически отсутствуют.

Таким образом, изучение возможности управления аэродинамическими характеристиками трансзвуковых крыловых профилей с помощью нестационарного подвода энергии в поток является актуальной задачей. Отметим также, что для ныне существующих летательных аппаратов основными режимами полета являются трансзвуковые.

Данная работа является логическим продолжением исследования ударно-волновой структуры течения при трансзвуковом обтекании симметричного профиля [12]. В частности, изучается влияние положения и формы зон подвода энергии на волновое сопротивление профиля. Причем энергия подводится как в сверхзвуковой области перед замыкающим скачком, так и за ним, в хвостовой части профиля, а также перед профилем.

**Постановка задачи.** В качестве математической модели течения используется система двумерных нестационарных уравнений газовой динамики (уравнения Эйлера) в консервативной форме для газа с постоянным показателем адиабаты  $\gamma$ . Для ее численного решения в промежутках между моментами подвода энергии используется конечно-объемная схема, уменьшающая полную вариацию (TVD-реконструкция). Потоки на границах ячеек вычисляются по методу [13]. Интегрирование по времени проводится методом Рунге — Кутты третьего порядка. Расчетная сетка в физической области геометрически адаптирована к контуру профиля и сгущена в его окрестности, в канонической области она прямоугольная; число расчетных узлов  $352 \times 320$ . В рассматриваемой модели импульсный подвод энергии осуществляется мгновенно, при этом изменения плотности газа и его скорости не происходит. Плотность энергии газа  $e$  в зоне ее подвода возрастает на величину  $\Delta e = \Delta E / \Delta S$ , где  $\Delta E$  — полная подводимая энергия;  $\Delta S$  — площадь зоны подвода энергии.

Начальное распределение параметров, соответствующее стационарному обтеканию профиля без подвода энергии, получено с абсолютной погрешностью  $10^{-4}$  для простых переменных ( $\rho, u, v, p$ ) во всех узлах сетки. С начала подвода энергии до получения периодического решения задача решалась как нестационарная. Момент достижения периодического решения определялся из сравнения значений коэффициента сопротивления профиля через промежуток времени, равный периоду подвода энергии. Абсолютная погрешность не превышала  $10^{-6}$ . Тестовые расчеты показали, что при этом величина относительной погрешности вычисления коэффициента волнового сопротивления составляет приблизительно 7 % [12]. Общая сила, возникающая при обтекании тела потоком, является суммой элементарных сил, действующих на поверхности тела в нормальном и тангенциальном направлениях. Сопротивление трения создается тангенциальными силами, генерируемыми пограничным слоем. Для большинства дозвуковых самолетов коэффициент трения составляет приблизительно 0,003–0,005 [14], что находится в пределах абсолютной погрешности коэффициента волнового сопротивления. Значения коэффициента волнового сопротивления  $C_x$  осреднялись по периоду.

**Результаты расчетов.** Результаты получены для крылового профиля NASA-0012 при обтекании его идеальным газом с  $\gamma = 1,4$  под нулевым углом атаки при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 0,85$ . Варьировались положение зон подвода энергии и их размер при значении подводимой энергии  $\Delta E = 0,01$  и значениях периода  $\Delta t = 0,25$  и  $0,5$ . Энергия подводилась симметрично по отношению к профилю (все линейные размеры отнесены к длине хорды профиля  $l$ ; подводимая энергия  $\Delta E$  обезразмерена параметром  $\rho_0 a_\infty^2 l^2$ ; период подвода энергии отнесен к величине  $l/a_\infty$ , где  $\rho_0$  определяется из условия  $p_\infty = \rho_0 a_\infty^2$ ;  $p_\infty$  и  $a_\infty$  — размерные давление и скорость звука в набегающем потоке).

На рис. 1 показано распределение по профилю коэффициента давления и числа Маха при установлении периодического решения ( $\Delta t = 0,5$ ) для момента времени непосредственно перед подводом энергии при различном положении зон подвода энергии. На рисунке представлены пять вариантов положения зон подвода энергии (кривые 1 — без подвода энергии; кривые 2–6 — с подводом энергии соответственно перед профилем ( $x = 2,936$ ), у передней его части в самом начале сверхзвуковой области ( $x = 3,219$ ), в сверхзвуковой области на некотором расстоянии от замыкающего скачка ( $x = 3,442$ ), у хвоста профиля ( $x = 3,971$ ) и непосредственно за профилем ( $x = 4,076$ ) — здесь указана координата правой границы зоны подвода энергии, профиль расположен на участке  $3 < x < 4$ ). Площадь зоны подвода энергии  $\Delta S = 0,0292$  (различие меньше 1 %), и, следовательно, плотность подводимой энергии почти одинакова:  $\Delta e = 3,42$ . Влияние подвода энергии перед профилем (кривые 2) относительно незначительное: положение и интенсивность скачка уплотнения, замыкающего область сверхзвукового потока, практически не изменяются,

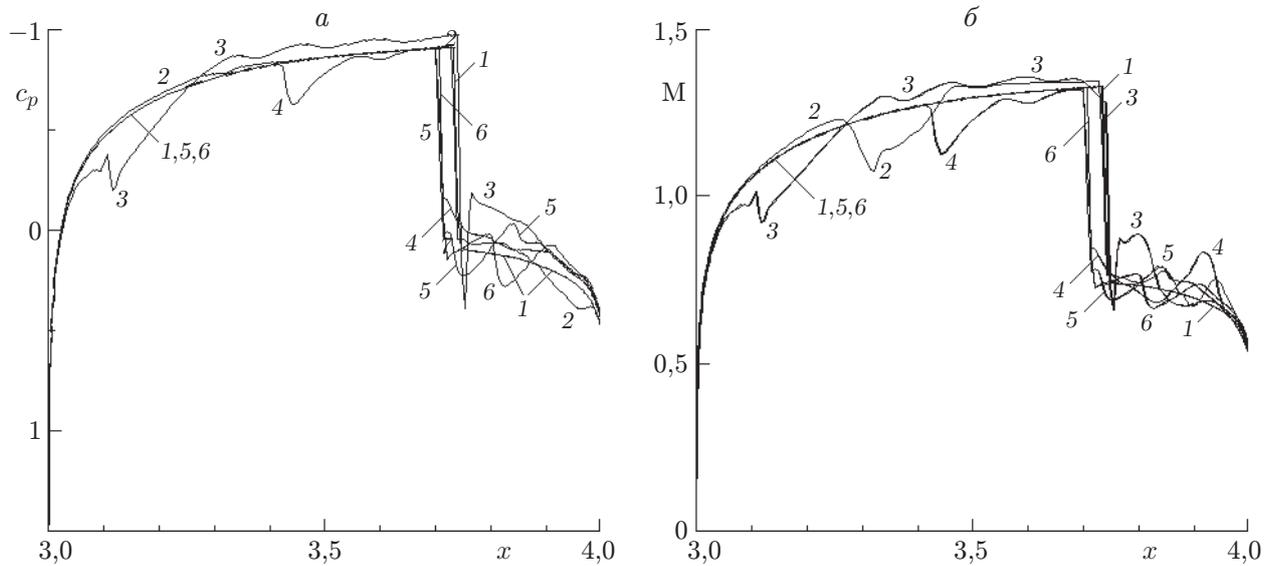


Рис. 1. Распределение по профилю коэффициента давления (а) и числа Маха (б) при различном положении зон подвода энергии

происходит лишь некоторое перераспределение давления за ним (увеличение в области у задней кромки). Как следствие наблюдается небольшое уменьшение коэффициента волнового сопротивления  $C_x$  до значения 0,0428 по сравнению с  $C_x = 0,0450$  при отсутствии подвода энергии. Соответствующее распределение числа Маха по профилю свидетельствует о чередовании областей пониженной и повышенной плотности.

Кривые 3 соответствуют подводу энергии по обе стороны от профиля у передней кромки (в зоне перехода дозвукового потока в сверхзвуковой). Давление в примыкающей области потока становится выше, скачок уплотнения смещается вниз по потоку, его интенсивность увеличивается, но уровень давления на хвостовую часть профиля в целом снижается, что приводит к резкому увеличению коэффициента волнового сопротивления до значения  $C_x = 0,0635$ . Этот результат известен [1].

Кривые 4 получены при подводе энергии в сверхзвуковом потоке после сечения профиля, соответствующего его максимальной толщине. Наблюдается резкое уменьшение интенсивности скачка уплотнения, замыкающего сверхзвуковую область течения. Происходит распад сверхзвуковой области. Сам скачок смещается вверх по потоку. Уровень давления у хвостовой части профиля несколько увеличивается. Как следствие коэффициент волнового сопротивления профиля снижается до значения  $C_x = 0,0417$ .

Дальнейшее смещение зоны подвода энергии к задней кромке профиля приводит к последующему снижению коэффициента волнового сопротивления до значений  $C_x = 0,0394$  и  $0,0387$  (кривые 5 и 6 соответственно). Для этих случаев наблюдается примерно такое же смещение замыкающего скачка уплотнения вверх по потоку, как и в варианте, которому соответствует кривая 4. Однако давление за замыкающим скачком в целом выше, что и приводит к уменьшению коэффициента волнового сопротивления.

На рис. 1 показано пространственное распределение параметров в некоторый определенный момент времени. Распределение этих же параметров по профилю в различные моменты времени приведено на рис. 2. Подвод энергии осуществлялся перед замыкающим скачком (координата правой границы зоны подвода  $x = 3,693$ , а положение скачка соответствует значению  $x \approx 3,74$ ). Кривым 1–7 соответствуют моменты времени (в долях от  $\Delta t$ ), равные 0,01 (1), 0,1 (2), 0,3 (3), 0,5 (4), 0,7 (5), 0,9 (6) и 1,0 (7). При подводе

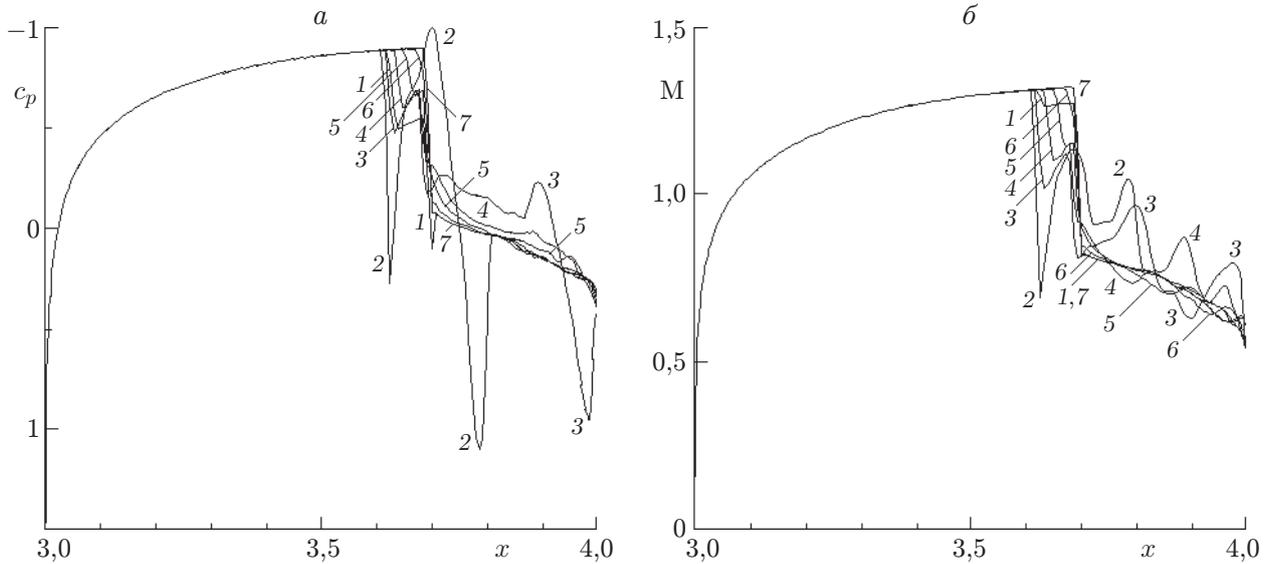


Рис. 2. Распределение по профилю коэффициента давления (а) и числа Маха (б) в различные моменты времени

энергии формируются и распространяются вверх и вниз по потоку ударные волны (это видно на кривых 1 и 2). К моменту времени, которому соответствует кривая 2, за ударной волной, распространяющейся вверх по потоку, скорость дозвуковая; в области между ударными волнами наблюдаются волны разрежения, ослабляющие скачки уплотнения; на рис. 2,б виден контактный разрыв. В последующем (кривые 3–6) интенсивность скачков уплотнения уменьшается, они сносятся потоком и формируются распределения (кривые 7) перед очередным подводом энергии. В отличие от работы [8] следа низкой плотности не наблюдается.

Формирование в этом варианте ударно-волновой структуры течения иллюстрирует рис. 3 (верхняя половина), на котором приведено распределение давления через  $0,1\Delta t$  после очередного подвода энергии; на нижней половине рисунка для сравнения приведено распределение давления при отсутствии подвода энергии. Видно, что ударная волна, распространяющаяся от зоны подвода энергии, отодвигает замыкающий скачок вверх по потоку, ослабляя его. Чередование на рисунке сравнительно светлых и более темных полос (зон различного уровня давления) в области течения, примыкающей к хвостовой части профиля, — результат периодического подвода энергии.

Изменение осредненного по периоду коэффициента волнового сопротивления в зависимости от локализации зон подвода энергии по оси  $x$  иллюстрирует рис. 4. В нижней части рисунка изображена верхняя половина профиля (поперечный его размер увеличен примерно в 16 раз). Прямая, параллельная оси  $x$ , соответствует значению  $C_x = 0,0450$  при отсутствии подвода энергии. Точки на рисунке соответствуют значениям коэффициента волнового сопротивления при подводе энергии и центрам почти равновеликих зон ее подвода. При трансзвуковом обтекании симметричного профиля под нулевым углом атаки наиболее выгодно (с целью уменьшения волнового сопротивления) подводить энергию у задней кромки профиля.

О динамике изменения коэффициента волнового сопротивления в пределах периода можно судить по значениям  $C_x$ , приведенным в таблице для варианта, представленного на рис. 2, 3. Эти значения  $C_x$  получены в результате осреднения по промежутку времени, равному  $0,1\Delta t$ . В первой графе таблицы указаны моменты времени  $k\Delta t$  от начала очередного подвода энергии. Осредненное по всему периоду значение  $C_x = 0,03964$ .

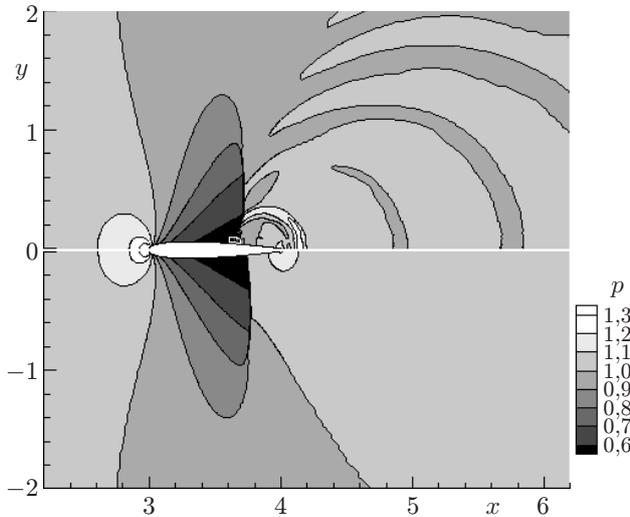


Рис. 3

Рис. 3. Изолинии давления при подводе энергии перед замыкающим скачком уплотнения в момент времени с начала энергоподвода  $t = 0,05$  (верхняя часть) и стационарного обтекания профиля без подвода энергии (нижняя часть)

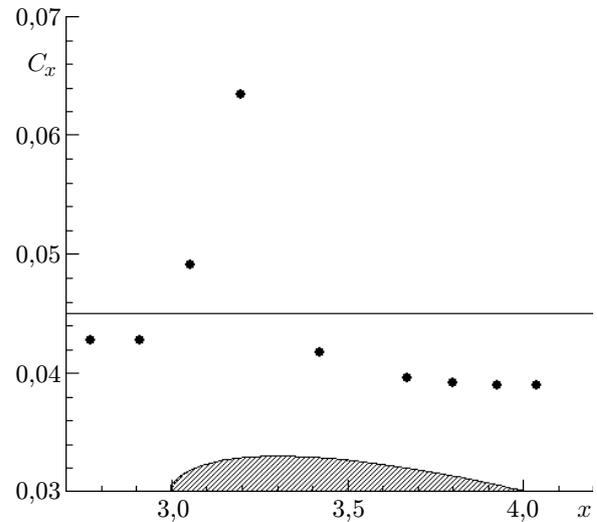


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость осредненного по периоду коэффициента волнового сопротивления от локализации зон подвода энергии по оси  $x$

$k$	$C_x \cdot 10$	$k$	$C_x \cdot 10$
0,1	0,1799	0,6	0,4314
0,2	0,3609	0,7	0,4255
0,3	0,3981	0,8	0,4236
0,4	0,4577	0,9	0,4188
0,5	0,4510	1,0	0,4174

Незначительное изменение коэффициента волнового сопротивления  $C_x$  в зависимости от локализации зон подвода энергии где-либо в хвостовой части профиля дает основание предполагать, что значение  $C_x$  слабо зависит от формы зон подвода энергии. Это подтверждается результатами расчета при подводе энергии непосредственно перед невозмущенным скачком уплотнения. В одном случае зона подвода энергии была вытянута вдоль оси  $x$  в два раза при сохранении площади, при этом получилось практически то же самое значение  $C_x$ , что и для приблизительно квадратной зоны, т. е.  $C_x = 0,0397$ . В другом случае эта зона располагалась там же, но была вытянута в поперечном направлении (по оси  $y$ ) также в два раза при сохранении площади. Получено значение коэффициента волнового сопротивления  $C_x = 0,0396$ . Не влияет и увеличение площади зон подвода энергии в этой части потока газа (при соответствующем уменьшении плотности подводимой энергии).

Площадь зон увеличивалась в два раза при подводе энергии непосредственно перед невозмущенным скачком уплотнения и вблизи задней кромки профиля. Получены значения коэффициента волнового сопротивления  $C_x = 0,0397$  и  $0,0387$  соответственно. При уменьшении периода подвода энергии в два раза также не наблюдается сколько-нибудь заметного изменения коэффициента волнового сопротивления профиля. Фактически это результат линейной зависимости уменьшения коэффициента волнового сопротивления от подводимой энергии для рассматриваемой конфигурации зон ее подвода.

**Заключение.** Проведенные исследования показали определенные возможности управ-

ления как локальными (распределение газодинамических параметров на профиле), так и интегральными (коэффициент сопротивления) характеристиками крыловых профилей на трансзвуковых режимах обтекания с помощью импульсного периодического локального подвода энергии. Установлен периодический характер формирующегося течения, что может позволить использовать его на крейсерских режимах полета. Исследования влияния расположения источников энергии, их размеров, формы, а также частоты подвода энергии на аэродинамические характеристики обтекания несущих профилей показали, что при нулевом угле атаки наиболее важным параметром является положение зон подвода энергии. Наиболее значительное уменьшение волнового сопротивления получено при подводе энергии у задней кромки профиля. Появляется возможность проектирования трансзвуковых профилей с максимальным крейсерским числом Маха при выполнении геометрических и газодинамических ограничений и сохранении заданной подъемной силы в условиях подвода энергии.

Авторы выражают благодарность С. М. Аульченко за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Бартльме Ф.** Газодинамика горения. М.: Энергоиздат, 1981.
2. **Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Немчинов И. В. и др.** Глобальная перестройка газодинамических течений с помощью тонких лазерных лучей // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55, № 6. С. 1184–1187.
3. **Третьяков П. К., Гаранин А. Ф., Грачев Г. Н. и др.** Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда // Докл. РАН. 1996. Т. 351, № 3. С. 339–340.
4. **Гувернюк С. В., Самойлов А. Б.** Об управлении сверхзвуковым обтеканием тел с помощью пульсирующего теплового источника // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, вып. 9. С. 1–8.
5. **Georgievsky P. Yu., Levin V. A.** Unsteady effects for a supersonic flow past a pulsing energy source of high power // Proc. of the Intern. conf. on the methods of aerophys. res., Novosibirsk, 29 June — 3 July 1998. Novosibirsk: Inst. theor. and appl. mech., 1998. Pt 2. P. 58–64.
6. **Левин В. А., Терентьева Л. В.** Влияние локальной области энерговыделения на пространственное обтекание конуса // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1999. № 3. С. 106–113.
7. **Латыпов А. Ф., Фомин В. М.** Оценка энергетической эффективности подвода тепла перед телом в сверхзвуковом потоке // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 1. С. 71–75.
8. **Yuriev A. S., Korzh S. K., Pirogov S. Yu., et al.** Transonic streamlining of profile at energy addition in local supersonic zone // The 3rd workshop on magneto-plazma-aerodynamics in aerospace applications: Abstrs. Moscow, 2001. P. 201–207.
9. **Aulchenko S. M., Zamuraev V. P., Latypov A. F.** On possibility to control a transonic streamlining of the airfoil by means of a periodic pulse local energy supply // The 5th Intern. workshop on magneto-plazma-aerodynamics in aerospace applications: Abstrs. Moscow, 2003.
10. **Аульченко С. М., Замураев В. П.** Влияние периодического импульсного локального подвода энергии на структуру трансзвукового обтекания крыловых профилей // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 2. С. 197–204.
11. **Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П.** Управление трансзвуковым обтеканием крыловых профилей посредством периодического импульсного локального подвода энергии // Инж.-физ. журн. 2003. Т. 76, № 6. С. 54–57.

12. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П., Латыпов А. Ф. Управление трансзвуковым обтеканием крыловых профилей посредством локального импульсного подвода энергии // ПМТФ. 2004. Т. 45, № 5. С. 62–67.
13. Van Leer В. Flux-vector splitting for the Euler equations // Lecture Notes Phys. 1982. V. 170. P. 507–512.
14. Торенбик Э. Проектирование дозвуковых самолетов. М.: Машиностроение, 1983.

*Поступила в редакцию 21/VII 2004 г.,  
в окончательном варианте — 2/XII 2004 г.*

---