

УДК 533.6.011

## ВЛИЯНИЕ НЕСИММЕТРИЧНОГО ИМПУЛЬСНОГО ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПОДВОДА ЭНЕРГИИ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЫЛОВЫХ ПРОФИЛЕЙ

С. М. Аульченко, В. П. Замураев, А. П. Калинина

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

E-mails: aultch@itam.nsc.ru, zamuraev@itam.nsc.ru

Изучена возможность управления аэродинамическими характеристиками крыловых профилей на трансзвуковых режимах полета с помощью локального импульсно-периодического подвода энергии. На основе численного решения двумерных нестационарных уравнений газовой динамики определено изменение структуры течения вблизи симметричного профиля и его аэродинамических характеристик в зависимости от величины энергии при несимметричном (относительно профиля) ее подводе. Проводится сравнение полученных результатов с данными расчетов обтекания профиля под различными углами атаки без подвода энергии. Установлено, что с помощью подвода энергии заданная подъемная сила может быть получена при значительно меньшем волновом сопротивлении профиля по сравнению со случаем его обтекания под углом атаки.

**Ключевые слова:** трансзвуковое течение, аэродинамические характеристики, подвод энергии, уравнения Эйлера.

**Введение.** При исследовании трансзвукового обтекания профилей с импульсно-периодическим подводом энергии [1–4] впервые обнаружены нелинейные эффекты, возникающие в случае, если подвод энергии осуществляется в тонких зонах, расположенных вдоль профиля. Предложенный в [1–4] режим подвода энергии позволил уменьшить волновое сопротивление профиля более чем в два раза. Ранее столь значительное изменение структуры течения при небольших затратах энергии было обнаружено лишь для сверхзвуковых течений.

Подводить энергию вдоль контура можно, например, с помощью скользящего импульсного дугового разряда. Соответствующие эксперименты при числах Маха  $1,7 < M < 3,4$  выполнены в работе [5]. В экспериментах [6] реализован тлеющий разряд на крыле аэродинамической модели в дозвуковом потоке (скорость потока равна 150 м/с). В [7] аналогичные эксперименты проводились при  $M = 4$ . В работе [8] на основе плазменного листа в трансзвуковом потоке с ударной волной реализована приповерхностная распределенная область энерговложения.

В данной работе расчеты выполнены при несимметричном подводе энергии, что позволило получить подъемную силу и момент тангажа. Работа является продолжением исследований ударно-волновой структуры течения при трансзвуковом обтекании симметричного профиля [1–4, 9, 10]. В случае сверхзвукового обтекания тел несимметричный подвод энергии рассматривался, например, в [11–14].

**Постановка задачи.** В качестве математической модели течения используется система двумерных нестационарных уравнений газовой динамики (уравнения Эйлера) в консервативной форме для идеального газа с постоянным показателем адиабаты  $\gamma$ . Для

численного решения этой системы в промежутках между моментами подвода энергии используется TVD-схема. Интегрирование по времени проводится методом Рунге — Кутты. Расчетная сетка в физической области геометрически адаптирована к контуру профиля и сгущена в его окрестности, размеры расчетной сетки  $352 \times 320$ . В рассматриваемой модели импульсный подвод энергии осуществляется мгновенно, при этом плотность газа и его скорость не меняются. Плотность энергии газа  $e$  в зонах ее подвода возрастает на величину  $\Delta e = \Delta E / \Delta S$  ( $\Delta E$  — полная энергия, подводимая в одной зоне на единицу длины в направлении, перпендикулярном плоскости профиля;  $\Delta S$  — площадь зоны). Зоны подвода энергии имели вытянутую вдоль профиля форму и располагались непосредственно вблизи него. Энергия подводилась несимметрично относительно профиля. Все линейные размеры отнесены к длине хорды профиля  $l$ ; компоненты скорости газа  $u$ ,  $v$  и скорость звука  $a$  нормированы на величину  $a_\infty$ ; плотность  $\rho$  отнесена к  $\rho_0$ ; давление  $p$  и полная энергия единицы объема газа  $e$  обезразмерены величиной  $\rho_0 a_\infty^2$ ; подводимая энергия  $\Delta E$  обезразмерена параметром  $\rho_0 a_\infty^2 l^2$ ; время  $t$  и период подвода энергии  $\Delta t$  отнесены к величине  $l/a_\infty$ ;  $\rho_0$  определяется из условия  $p_\infty = \rho_0 a_\infty^2$  ( $p_\infty$ ,  $a_\infty$  — размерные давление и скорость звука в набегающем потоке).

Начальное распределение параметров соответствует стационарному обтеканию профиля без подвода энергии. С начала подвода энергии до получения периодического решения задача решалась как нестационарная. Момент достижения периодического решения определялся по результатам сравнения осредненных по периоду значений аэродинамических коэффициентов.

**Критерий эффективности.** Эффективность внешнего подвода энергии можно определить, сравнивая уменьшение волнового сопротивления с увеличением тяги летательного аппарата при подводе соответствующей энергии в двигателе. КПД двигателя  $\eta = Ru_\infty/W$  ( $R$  — сила тяги;  $u_\infty$  — скорость полета;  $W$  — подводимая мощность) [15]. На крейсерском режиме полета сила тяги равна силе сопротивления. Несложно получить оценку для подводимой вблизи профиля энергии

$$\sum_i \Delta E_i \leq \gamma \Delta C_x M_\infty^3 \Delta t / (2\eta),$$

где  $\Delta C_x$  — уменьшение коэффициента волнового сопротивления;  $M_\infty$  — число Маха набегающего потока; в левой части суммирование проводится по зонам энергоподвода. Для заданной подводимой энергии из этой формулы можно получить оценку КПД двигателя, при котором внешний подвод энергии становится выгодным. Данная оценка получена в соответствии с традиционным определением эффективности подвода энергии в режиме установившегося полета. Этот показатель не учитывает полный энергетический баланс. В [16] наряду с указанной эффективностью вводится параметр, определяющий отношение полной энергии, затрачиваемой в единицу времени на движение в горизонтальном направлении с постоянной скоростью и равной сумме реализованной мощности силы тяги двигателя и мощности используемого энергоисточника, к мощности силы тяги двигателя в отсутствие энергоподвода. Для числа Маха  $M = 10$  приведены значения обоих параметров в зависимости от энергоподвода.

В [17] получены критерии энергетической эффективности подвода энергии в сверхзвуковой поток воздуха перед телом с учетом полного энергетического баланса и функционального назначения летательного аппарата. При получении указанных критериев существенным являлось предположение о том, что перед телом имеется бесконечный тепловой след от энергоисточника. Однако для трансзвукового диапазона скоростей оценки эффективности, подобные полученным в [16, 17], отсутствуют.

**Результаты расчетов.** Результаты получены для профиля NASA-0012 при обтекании его идеальным газом ( $\gamma = 1,4$ );  $M_\infty = 0,85$ , угол атаки  $\alpha = 0^\circ$  в случае подвода

Таблица 1

$\Delta E_1 \cdot 10^4$	$C_x$	$C_y$	$C_m$
0	0,045 91	0	0
1	0,046 69	0,1470	-0,5467
2	0,047 90	0,2225	-0,8274
4	0,049 21	0,2890	-1,074
6	0,059 32	0,5238	-1,950
8	0,063 45	0,5899	-2,191
10	0,063 66	0,6000	-2,224
20	0,063 50	0,6393	-2,352
30	0,063 43	0,6698	-2,453

Таблица 2

$\alpha$ , град	$C_x$	$C_y$	$C_m$
1	0,053 30	0,2793	-1,003
2	0,071 53	0,5025	-1,798
3	0,095 56	0,6753	-2,408
4	0,122 90	0,8154	-2,900

энергии и  $\alpha = 0 \div 4^\circ$  без подвода энергии. Подводимая энергия  $\Delta E$  варьировалась в пределах от 0,0001 до 0,0085. Период подвода энергии  $\Delta t = 0,05$ . Здесь и далее все величины безразмерные.

В табл. 1 приведены значения  $C_x$ ,  $C_y$ ,  $C_m$  в зависимости от энергии  $\Delta E_1$ , подведенной в зоне ниже профиля ( $C_x$ ,  $C_y$ ,  $C_m$  — осредненные по периоду коэффициенты волнового сопротивления, подъемной силы и момента тангажа для периодического решения). Такой способ подвода энергии приводит к увеличению и подъемной силы, и сопротивления профиля. Однако начиная с некоторого значения  $\Delta E_1$  (в данных расчетах при  $\Delta E_1 > 0,001$ ) рост коэффициента сопротивления  $C_x$  прекращается, в то время как коэффициент подъемной силы  $C_y$  продолжает увеличиваться.

Для сравнения в табл. 2 приведены значения  $C_x$ ,  $C_y$ ,  $C_m$  в зависимости от угла атаки  $\alpha$  в отсутствие подвода энергии. Увеличение угла атаки в рассмотренных пределах приводит к увеличению и подъемной силы, и сопротивления обтекаемого профиля.

На рис. 1 для вариантов расчета, указанных в табл. 1, 2, приведены поляры при подводе энергии и нулевом угле атаки (кривая 1) и без подвода энергии для углов атаки  $\alpha = 0 \div 4^\circ$  (кривая 2). При обтекании профиля под углом атаки подъемная сила увеличивается медленнее, чем при подводе энергии, поэтому соответствующая поляра более

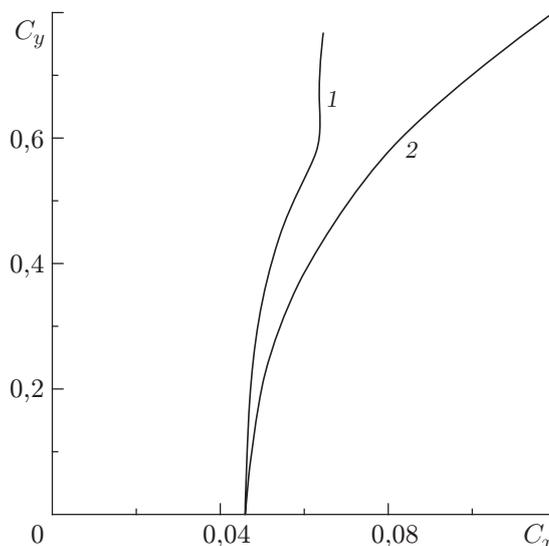


Рис. 1. Поляры при подводе энергии и  $\alpha = 0^\circ$  (1) и в отсутствие подвода энергии при  $\alpha = 0 \div 4^\circ$  (2)

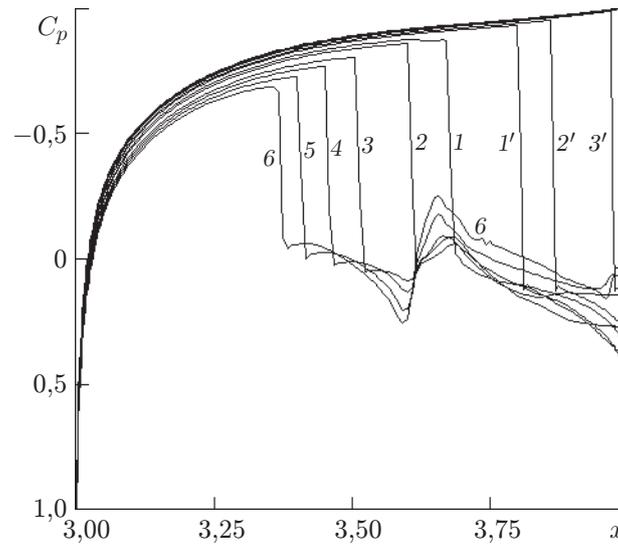


Рис. 2. Распределение коэффициента давления вдоль хорды профиля при различных значениях подводимой энергии:

1–6 — нижняя часть профиля; 1'–3' — верхняя часть профиля; 1, 1' —  $\Delta E_1 = 0,0001$ ; 2, 2' —  $\Delta E_1 = 0,0004$ ; 3, 3' —  $\Delta E_1 = 0,0006$ ; 4 —  $\Delta E_1 = 0,001$ ; 5 —  $\Delta E_1 = 0,002$ ; 6 —  $\Delta E_1 = 0,003$

пологая. Таким образом, заданная подъемная сила достигается с помощью подвода энергии при значительно меньшем волновом сопротивлении профиля по сравнению со случаем обтекания его под углами атаки.

О характере зависимости  $C_y(C_x)$  при подводе энергии можно судить по распределению вдоль профиля коэффициента давления  $C_p$  непосредственно перед очередным подводом энергии (рис. 2). При подводе энергии только ниже профиля (нулевой угол атаки) нарушается симметрия в распределении давления. В области ниже профиля замыкающий скачок уплотнения перемещается вверх по потоку, происходит разрушение сверхзвуковой зоны (кривые 1–6). Это приводит к уменьшению волнового сопротивления. В области выше профиля замыкающий скачок уплотнения смещается ближе к задней кромке (кривые 1'–3'), что приводит к увеличению волнового сопротивления. Начиная со значения подводимой энергии  $\Delta E_1 \approx 0,001$  замыкающий скачок уплотнения в области выше профиля устанавливается на задней кромке. С этого момента коэффициент волнового сопротивления практически не меняется.

При рассматриваемом варианте подвода энергии в области  $x = 3,609 \div 3,693$  замыкающий скачок уплотнения ниже профиля устанавливается существенно выше вверх по потоку (рис. 2), чем это возможно при симметричном подводе энергии [1–3]. Вблизи зоны подвода энергии наблюдается немонотонный характер изменения давления: перед зоной давление повышено, в самой зоне из-за разлета газа давление ниже.

На рис. 3, а, б приведены поля чисел Маха непосредственно перед очередным подводом энергии, полученные для периодического решения при значениях подводимой энергии  $\Delta E_1 = 0,0010$ ;  $0,0085$  соответственно. При  $\Delta E_1 = 0,001$  замыкающий скачок уплотнения выше профиля уже установился на его задней кромке. Последующее увеличение подводимой энергии приводит к ускорению сверхзвукового потока над профилем и соответствующему изменению угла наклона замыкающего скачка. Ниже профиля на рис. 3, а заметен смещенный вверх по потоку существенно ослабленный замыкающий скачок, в то время как на рис. 3, б он практически не виден. Соответственно сверху давление на диф-

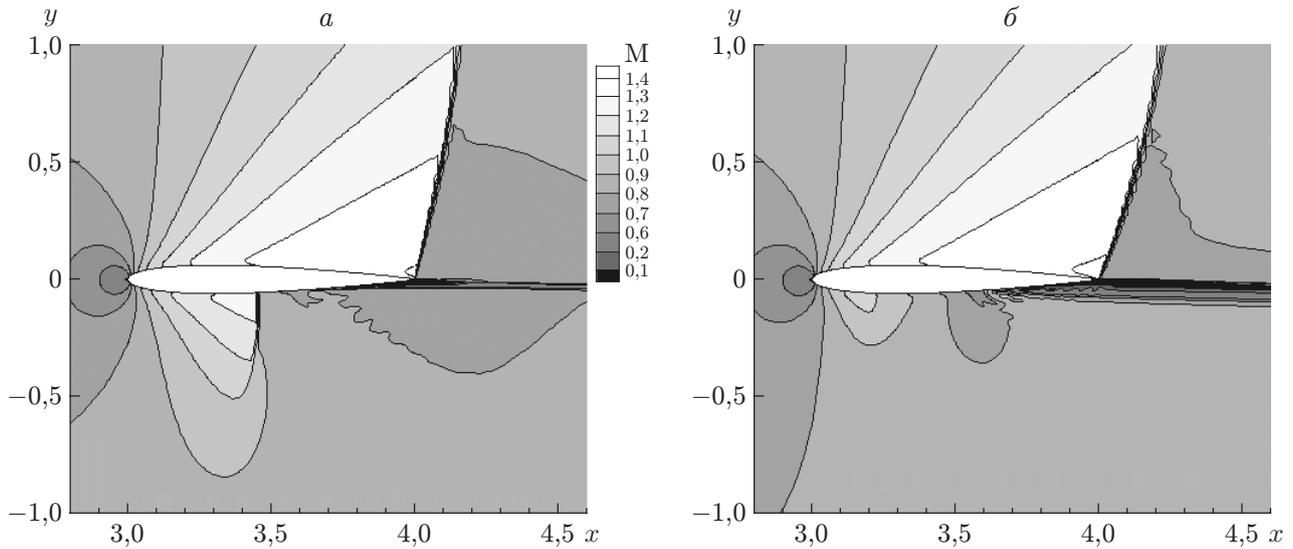


Рис. 3. Поля чисел Маха:  
 а —  $\Delta E_1 = 0,001$ ; б —  $\Delta E_1 = 0,0085$

фузорную часть профиля несколько уменьшаются, а снизу — увеличивается. В результате волновое сопротивление профиля практически не меняется (различие составляет 1,5 %), а подъемная сила значительно возрастает (значение  $C_y$  увеличивается с 0,6 до 0,8). При увеличении подводимой энергии возрастает толщина следа низкой плотности за источником энергии. На рис. 3,б видны колебания контактного разрыва, отделяющего область следа от спутного потока.

Из табл. 1, 2 следует, что при обоих способах управления обтеканием профиля момент тангажа практически одинаковый для одного и того же значения подъемной силы.

В табл. 3 приведены результаты расчетов в случаях подвода энергии и его отсутствия. Из анализа вариантов 1–3 следует, что изменение положения зоны подвода энергии вдоль профиля ( $\Delta E_1 = 0,001$ ;  $x_1, x_2$  — координаты левой и правой границ зоны подвода энергии соответственно) оказывает слабое влияние на аэродинамические характеристики. В первом варианте периодическое решение не устанавливается из-за неустойчивости контактного разрыва, разделяющего потоки, стекающие с профиля.

В табл. 3 показано также изменение аэродинамических коэффициентов при подводе энергии  $\Delta E_2$  выше профиля в зависимости от величины этой энергии и положения зоны

Таблица 3

Вариант расчета	$x_1$	$x_2$	$\Delta S \cdot 10^4$	$\Delta E_2$	$C_x$	$C_y$	$K$	$C_m$
1	3,523	3,609	0,812	0	$\approx 0,06530$	$\approx 0,603$	$\approx 9,23$	$\approx -2,22$
2	3,609	3,693	0,839	0	0,06366	0,6000	9,425	-2,224
3	3,686	3,768	0,848	0	0,06267	0,5948	9,491	-2,211
4	3,609	3,693	0,839	0,0001	0,06168	0,5826	9,446	-2,157
5	3,609	3,693	0,839	0,0002	0,05514	0,4856	8,807	-1,792
6	3,344	3,433	0,796	0,0001	0,06215	0,5860	9,429	-2,171
7	3,523	3,609	0,812	0,0001	0,06181	0,5837	9,443	-2,162
8	3,609	3,693	0,839	0,0001	0,06168	0,5826	9,446	-2,157
9	3,686	3,768	0,848	0,0001	0,06155	0,5798	9,420	-2,147
10	3,755	3,833	0,834	0,0001	0,06140	0,5784	9,420	-2,141

Таблица 4

$k$	$C_x$	$C_y$	$-C_m$	$k$	$C_x$	$C_y$	$-C_m$
0,1	0,054 12	0,7057	2,609	0,6	0,065 03	0,5848	2,168
0,2	0,063 06	0,6062	2,246	0,7	0,065 07	0,5845	2,167
0,3	0,064 28	0,5928	2,197	0,8	0,065 09	0,5844	2,166
0,4	0,064 77	0,5876	2,178	0,9	0,065 09	0,5844	2,166
0,5	0,064 96	0,5855	2,171	1,0	0,065 09	0,5844	2,166

ее подвода ( $\alpha = 0^\circ$ ). Ниже профиля во всех вариантах подводилась энергия  $\Delta E_1 = 0,001$  при  $3,609 \leq x \leq 3,693$ . В вариантах 4, 5 энергия подводилась симметрично, при этом значения  $\Delta E_2$  были различными. Сравнение результатов в вариантах 2, 4, 5 показывает, что с увеличением  $\Delta E_2$  перетекание потока из области под профилем в область над ним уменьшается, замыкающие скачки уплотнения смещаются на меньшее расстояние (снизу — вверх по потоку, а сверху — наоборот, вниз по потоку). В итоге сопротивление профиля и момент тангажа уменьшаются, а подъемная сила увеличивается. При подводе небольшого количества энергии выше профиля его аэродинамическое качество  $K$  практически не меняется.

Результаты расчетов вариантов 4, 6–9 в табл. 3 показывают, что изменение положения зоны подвода энергии  $\Delta E_2 = 0,0001$  оказывает слабое влияние на аэродинамические характеристики профиля.

Рассмотрим вопрос об эффективности управления аэродинамическими характеристиками профиля с помощью несимметричного подвода энергии. При одностороннем подводе энергии  $\Delta E_1 = 0,0006$  аэродинамические коэффициенты имеют значения  $C_x = 0,059 32$ ,  $C_y = 0,5238$ . Близкое значение  $C_y = 0,5233$  получается без подвода энергии при угле атаки  $\alpha = 2,107^\circ$ . В этом случае  $C_x = 0,073 88$ . Используя критерий эффективности, получаем значение КПД двигателя  $\eta \approx 52 \%$ , при котором внешний подвод энергии  $\Delta E_1 = 0,0006$  выгоден. При увеличении энергоподвода “выгодное” значение КПД несколько уменьшается, однако качество профиля возрастает.

При сравнении энергетического способа управления силовыми характеристиками профиля с традиционным необходимо учитывать, насколько значительно изменяются характеристики профиля в течение периода. В табл. 4 приведены значения аэродинамических коэффициентов профиля при одностороннем подводе энергии  $\Delta E_1 = 0,001$  (вариант 2 в табл. 3), полученные в результате осреднения по промежутку времени  $\tau = k\Delta t$ . В первой графе табл. 4 указаны моменты времени с начала очередного подвода энергии. Отклонение значений аэродинамических коэффициентов от средних значений  $C_x = 0,063 66$ ,  $C_y = 0,6000$  и  $C_m = -2,224$  в большей части периода незначительное (около 2 %).

Таким образом, установлено, что заданное значение подъемной силы может быть получено с помощью одностороннего подвода энергии при значительно меньшем волновом сопротивлении профиля по сравнению со случаем его обтекания под углом атаки. Этот эффект обусловлен стабилизацией на задней кромке профиля положения замыкающего скачка уплотнения, расположенного выше него, с одновременным уменьшением размеров сверхзвуковой зоны ниже профиля.

## ЛИТЕРАТУРА

1. 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.

2. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Нелинейные эффекты при импульсном периодическом подводе энергии вблизи симметричного профиля, обтекаемого трансзвуковым потоком // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 3. С. 64–71.
3. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Нелинейные эффекты влияния импульсного периодического подвода энергии на ударно-волновую структуру трансзвукового обтекания крыловых профилей // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13, № 3. С. 189–198.
4. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Влияние одностороннего импульсного периодического подвода энергии на аэродинамические характеристики крыловых профилей // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, вып. 17. С. 81–87.
5. Аксенов В. С., Голуб В. В., Губин С. А. и др. Скользящий электродуговой разряд как способ управления траекторией полета летательного аппарата // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, вып. 20. С. 62–68.
6. Кузнецов Ю. Е., Скворцов В. В., Успенский А. А. Исследование вопросов разветвления тлеющего разряда на крыле аэродинамической модели // Теплофизика высоких температур. 1999. Т. 37, № 3. С. 508–512.
7. Skvortsov V., Kuznetsov Yu., Litvinov V., et al. Investigation of aerodynamic effects at the electric discharge creation on the models of different geometry // Proc. of the 2nd Workshop on magneto-plasma-aerodynamics in aerospace applications, Moscow, 5–7 Apr. 2000. М.: IVTAN, 2000. P. 102–106.
8. Знаменская И. А., Мурсенкова И. В., Орлов Д. М., Сысоев Н. Н. Локализация импульсного энерговыделения при инициировании поперечного поверхностного разряда в потоке с ударной волной // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33, вып. 13. С. 72–77.
9. 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.
10. Замураев В. П., Калинина А. П. Влияние локализации импульсного подвода энергии на волновое сопротивление профиля, обтекаемого трансзвуковым потоком // ПМТФ. 2005. Т. 46, № 5. С. 60–67.
11. 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.
12. Арафайлов С. И. Влияние энерговыделения в ударном слое на сверхзвуковой полет тел // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1987. № 4. С. 178–182.
13. Бергельсон В. И., Медведюк С. А., Немчинов И. В. и др. Аэродинамические характеристики обтекаемого тела при различной локализации “тепловой иглы” // Мат. моделирование. 1996. Т. 8, № 1. С. 3–10.
14. Коротаева Т. А., Фомин В. М., Шашкин А. П. Анализ воздействия локального энергоисточника на сверхзвуковое обтекание эллиптического конуса // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 6. С. 26–30.
15. Торенбик Э. Проектирование дозвуковых самолетов. М.: Машиностроение, 1983.
16. Лукьянов Г. А. О сопротивлении и теплообмене тела в сверхзвуковом потоке при наличии перед телом плоского источника энергии // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, вып. 24. С. 76–82.
17. Латыпов А. Ф., Фомин В. М. Оценка энергетической эффективности подвода тепла перед телом в сверхзвуковом потоке // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 1. С. 71–75.

*Поступила в редакцию 11/X 2006 г.,  
в окончательном варианте — 22/XI 2006 г.*