

## Управление трансзвуковым потоком с помощью энергетического локального воздействия

© С.М. Аульченко,<sup>1</sup> В.П. Замураев,<sup>1,2</sup> А.П. Калинина<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия  
e-mail: aultch@itam.nsc.ru; zamuraev@itam.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 1 февраля 2011 г.)

Дано обобщение результатов, полученных при исследовании возможности управления трансзвуковым потоком с помощью энергетического воздействия. Установлено, что подвод энергии перед скачком уплотнения непосредственно вблизи обтекаемой поверхности тела в вытянутых вдоль нее зонах порождает нелинейное взаимодействие вносимых возмущений со скачком и поверхностью тела. Обнаружен новый, „взрывной“ характер газодинамического механизма сдвига скачка уплотнения. Нелинейный характер указанного взаимодействия может приводить к значительному уменьшению волнового сопротивления, например, трансзвуковых профилей. Установлен эффект стабилизации трансзвукового обтекания профиля при внешнем подводе энергии, аналогичный эффекту стабилизации С.А. Христиановича. Получены зависимости оптимальной частоты подвода энергии от свойств источника энерговыделения, числа Маха набегающего потока, при котором снижение сопротивления максимально. Исследовано влияние реальных термодинамических свойств воздуха и вязкости.

### Введение

В настоящее время в России и за рубежом проводятся исследования активного внешнего энергетического воздействия на обтекание тел в широком диапазоне скоростей полета (см., например, [1–11]), интенсивно развивается и близкая тематика — создание управляющих усилий на аэродинамических поверхностях при помощи так называемых „plasma actuators“ [12–16]. Подавляющее число работ относится к сверхзвуковым течениям и показывает, что с помощью относительно небольших затрат энергии можно сильно изменять структуру таких течений вплоть до их кардинальной перестройки. Трансзвуковой диапазон обтекания летательных аппаратов является, с одной стороны, наиболее сложной для моделирования областью аэрогазодинамики, с другой — именно управление трансзвуковым течением может существенно улучшить аэродинамические характеристики летательных аппаратов (тем самым увеличить дальность полета, снизить себестоимость перевозок и т. д.), а также использовать его на режимах маневрирования.

В этом направлении авторами за последние годы получены новые результаты. Наиболее принципиальные из них опубликованы в [17–20], а часть представлена в [21–24] и других публикациях. Основные результаты получены в рамках модели уравнений газовой динамики и для модели объемного энергоклада. Есть примеры расчетов с использованием модели массового энергоклада. Прежде чем перейти к следующему этапу — проведению для принципиальных вариантов энергоподвода расчетов с использованием моделей вязкого газа, естественно провести систематизацию полученных результатов, чему и посвящена данная работа.

### Постановка задачи

В качестве математической модели течения используется система двумерных нестационарных уравнений газовой динамики для идеального газа с показателем адиабаты  $\gamma$ . Для ее численного решения в промежутках между моментами подвода энергии используется конечно-объемная схема, уменьшающая полную вариацию. Интегрирование по времени проводится по методу Рунге–Кутты 2-го порядка. В рассматриваемой модели импульсный подвод энергии осуществляется мгновенно, при этом изменения плотности газа и его скорости не происходят. 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. Соответственно увеличиваются температура и давление в зоне. Начальное распределение параметров соответствует стационарному обтеканию профиля без подвода энергии.

### Нелинейные эффекты при импульсном периодическом подводе энергии вблизи симметричного профиля, обтекаемого трансзвуковым потоком

Исследования авторов [7] показали, что при подводе энергии в компактных зонах коэффициент волнового сопротивления крылового профиля слабо зависит от формы и расположения зон подвода энергии за его миделем и не зависит от периода. Такой же результат получен ранее в [5] при непрерывном подводе энергии в сверхзвуковой области потока в зоне, вытянутой вдоль ударной волны. Это следствие линейной зависимости

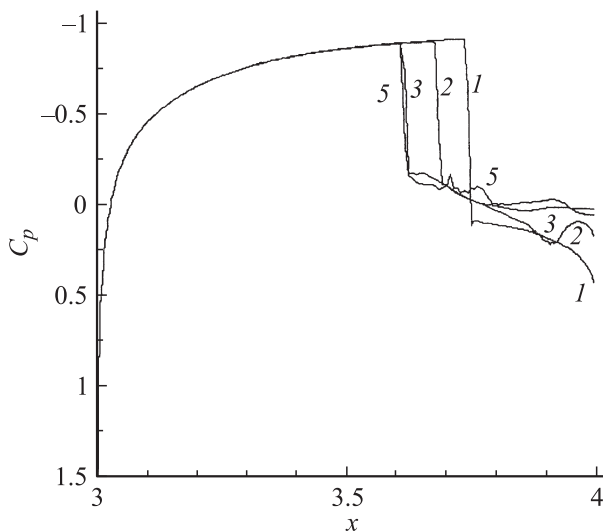
коэффициента волнового сопротивления от подводимой энергии. В работе [17] авторами было предложено использовать зоны энергоподвода, вытянутые вдоль обтекаемой поверхности.

Численное исследование проводилось для крылового профиля *NACA-0012* при обтекании его под нулевым углом атаки потоком идеального газа с  $\gamma = 1.4$  при числе Маха  $M_\infty = 0.85$ . Энергия подводилась симметрично по отношению к профилю в зоне, расположенной в сверхзвуковой области потока перед невозмущенным положением замыкающего скачка уплотнения. Размеры зоны энергоподвода в продольном направлении на порядок меньше характерного масштаба — длины хорды профиля, а в поперечном меньше на 3 порядка. Все линейные размеры отнесены к длине хорды  $l$ , подводимая энергия  $\Delta E$  обезразмерена с помощью параметра  $\rho_0 a_\infty^2 l^2$ , период подвода энергии  $\Delta t$  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. Варьировались период подвода энергии  $\Delta t$  от 0.005 до 0.5, положение зон подвода энергии и их размер при значении средней по периоду мощности подводимой энергии в одну зону  $\Delta E/\Delta t = 0.02$ .

В табл. 1 приведены значения коэффициента волнового сопротивления  $C_x$  в зависимости от периода подвода

Таблица 1.

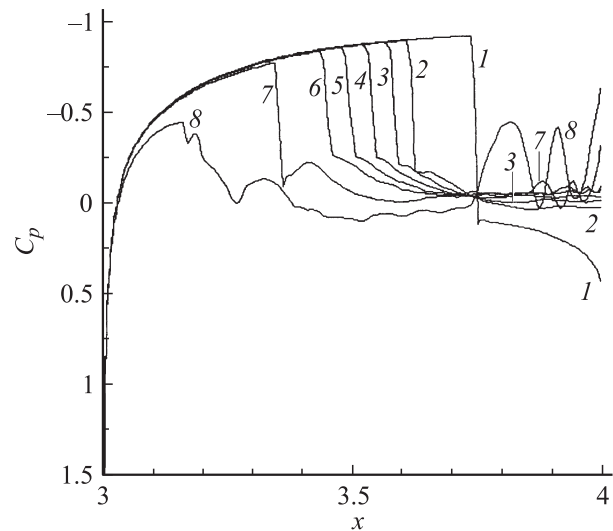
Вариант	$x_1$	$x_2$	$\Delta S \cdot 10^4$	$\Delta t$	$C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x/C_x, \%$
1	—	—	—	—	4.588	—	—
2	3.609	3.693	0.839	0.5	3.916	0.672	14.6
3	3.609	3.693	0.839	0.05	3.498	1.090	23.8
4	3.609	3.693	0.839	0.025	3.526	1.062	23.1
5	3.609	3.693	0.839	0.005	~ 3.57	~ 1.02	22.2



**Рис. 1.** Распределение вдоль хорды профиля коэффициента давления при различных значениях периода подвода энергии (для вариантов табл. 1): 1 —  $\Delta t = \infty$ , 2 —  $\Delta t = 0.5$ , 3 —  $\Delta t = 0.05$ , 5 —  $\Delta t = 0.005$ .

Таблица 2.

Вариант	$x_1$	$x_2$	$\Delta S \cdot 10^4$	$C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x/C_x, \%$
1	—	—	—	4.588	—	—
2	3.609	3.693	0.839	3.498	1.090	23.8
3	3.567	3.656	0.865	3.243	1.345	29.3
4	3.523	3.609	0.812	2.920	1.668	36.4
5	3.477	3.567	0.830	2.589	1.999	43.6
6	3.433	3.523	0.819	2.250	2.338	51.0
7	3.352	3.442	0.806	~ 1.80	~ 2.79	60.8
8	3.271	3.367	0.845	~ 2.85	~ 1.74	37.9



**Рис. 2.** Распределение вдоль хорды профиля коэффициента давления при различном положении зон подвода энергии (номера кривых соответствуют номерам вариантов табл. 2).

энергии. В первой строке дано его значение при отсутствии подвода энергии. Энергоподвод осуществлялся непосредственно у профиля ( $x_1$  и  $x_2$  — координаты левой и правой границ зон подвода энергии, профиль расположен при  $3 \leq x \leq 4$ ).

Проведенные результаты демонстрируют нелинейный характер зависимости волнового сопротивления от периода. При низких частотах топология течения успевает частично восстановиться перед следующим подводом энергии, и смещение замыкающего скачка уплотнения вверх по потоку не дает значительного уменьшения  $C_x$ . С увеличением частоты подвода энергии топология течения не успевает восстановиться за период, и смещение замыкающего скачка уплотнения вверх по потоку достигает максимального значения. В результате значение  $C_x$  значительно понижается. На рис. 1 для этих вариантов приведено распределение коэффициента давления  $C_p$  (номера кривых соответствуют номерам вариантов табл. 1).

В табл. 2 представлены значения коэффициента волнового сопротивления и его снижение для периода  $\Delta t = 0.05$  в зависимости от положения зон подвода

энергии. В первой строке приведено значение  $C_x$  в отсутствие подвода энергии. Видно, что перемещение зон вдоль контура вверх по потоку (варианты 2–7) вплоть до мидля (при  $x \approx 3.303$ ) приводят к значительному снижению  $C_x$  (до 60% в варианте 7). При перемещении зон к передней части профиля, за мидель (вариант 8) эффект уменьшается. На рис. 2 для этих вариантов приведено распределение коэффициента давления  $C_p$ .

В варианте 5 табл. 1 и вариантах 7 и 8 табл. 2 периодическое решение с заданной точностью не получено из-за неустойчивости возникающих в течении контактных разрывов.

Распределение коэффициента волнового сопротивления по большей части периода довольно равномерное (отклонение от среднего по периоду в пределах 5%).

Таким образом, впервые было установлено, что подвод энергии перед замыкающим скачком уплотнения непосредственно вблизи контура в вытянутых вдоль него зонах включает нелинейное взаимодействие возмущений, вносимых в поток при подводе энергии, с замыкающим скачком и поверхностью профиля, что приводит к значительному уменьшению волнового сопротивления.

### Газодинамический механизм влияния импульсного периодического подвода энергии на ударно-волновую структуру трансзвукового обтекания крыловых профилей

В работе [1] при численном исследовании влияния стационарного подвода энергии в локальную сверхзвуковую зону над симметричным профилем, обтекаемым трансзвуковым потоком газа под нулевым углом атаки, утверждается, что ослабление и сдвиг замыкающего сверхзвуковую зону скачка уплотнения определяются взаимодействием его с формирующимся за источником энергии следом низкой плотности. Этот механизм используется для объяснения наблюдаемых изменений ударно-волновой структуры сверхзвуковых течений с подводом энергии в самых различных задачах. Однако результаты работ авторов по исследованию влияния подвода энергии на трансзвуковое обтекание крыловых профилей свидетельствовали о том, что при импульсно-периодическом подводе энергии, по крайней мере в ряде вариантов, сдвиг замыкающего скачка уплотнения вверх по потоку происходит заведомо не под воздействием следа низкой плотности (например, когда замыкающий скачок оказывался расположенным выше по течению, чем источник энергии). Был сделан вывод о существовании принципиально иного механизма взаимодействия источника энергии с ударной волной и проведено специальное исследование [23].

Расчеты проводились при низкой частоте подвода энергии в компактной зоне, расположенной на небольшом удалении от профиля (период  $\Delta t = 0.5$ , подводимая энергия  $\Delta E = 0.03$ , площадь зоны  $\Delta S = 2.92 \cdot 10^{-3}$ ).

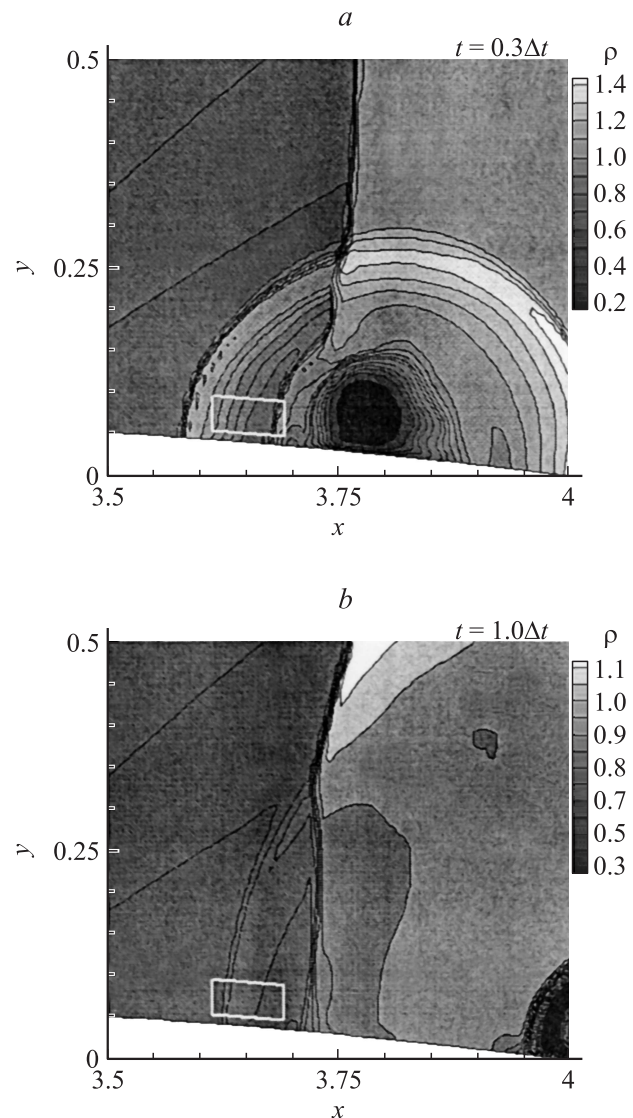


Рис. 3. Поле плотности газа для моментов времени  $t = 0.15$  (a) и  $t = 0.5$  (b) при периоде  $\Delta t = 0.5$ ,  $M_\infty = 0.85$  (зона подвода энергии показана белыми линиями).

Было установлено, что при взаимодействии „взрывной“ ударной волны, образовавшейся при мгновенном импульсном подводе энергии, со скачком уплотнения, замыкающим сверхзвуковую область течения у профиля, происходит частичное разрушение замыкающего скачка, и формируются две ударные волны, распространяющиеся в противоположных направлениях, рис. 3, a. Одна из них проходит в область более плотного газа за невозмущенным положением замыкающего скачка уплотнения, другая волна распространяется по сильно неоднородной области разлетающегося газа. „Взрывная“ волна, распространяющаяся вверх по потоку, и восстановившийся замыкающий скачок уплотнения образуют с течением времени  $\lambda$ -образную волновую структуру (рис. 3, b). Одновременно распространение „взрывной“ волны от профиля создает за  $\lambda$ -образной волновой струк-

Таблица 3.

$\alpha$ (град)	$\Delta E \cdot 10^4$	0	1	2	4	6	8	10	12	20
0	$C_x \cdot 10$	0.459	0.467	0.479	0.492	0.593	0.635	0.637	0.637	0.635
	$C_y$	0	0.147	0.223	0.289	0.524	0.590	0.600	0.609	0.639
	$K_\alpha$	0	3.148	4.645	5.873	8.830	9.297	9.425	9.562	10.07
1	$C_x \cdot 10$	0.533	0.555	0.581	0.655	0.767	0.789	0.794	0.797	0.804
	$C_y$	0.279	0.337	0.398	0.530	0.682	0.704	0.715	0.724	0.753
	$K_\alpha$	5.242	6.083	6.847	8.092	8.884	8.925	8.995	9.074	9.371

турой область повышенного давления, что приводит к сдвигу тройной точки волновой конфигурации в сторону носка профиля. Наиболее сильная ударная волна  $\lambda$ -образной волновой структуры (новый замыкающий скачок) оказывается выше по потоку от зоны подвода, и „взрывная“ волна, возникающая при очередном подводе энергии и распространяющаяся вверх по потоку, как бы „подталкивает“ замыкающий скачок уплотнения, и он начинает занимать новое, более близкое к носу профиля положение. В результате устанавливается периодическое решение, рис. 4. Таким образом, установлено, что, по крайней мере при низкочастотном подводе энергии, осуществляется принципиально иной механизм взаимодействия источника энергии с ударной волной, не связанный со следом низкой плотности.

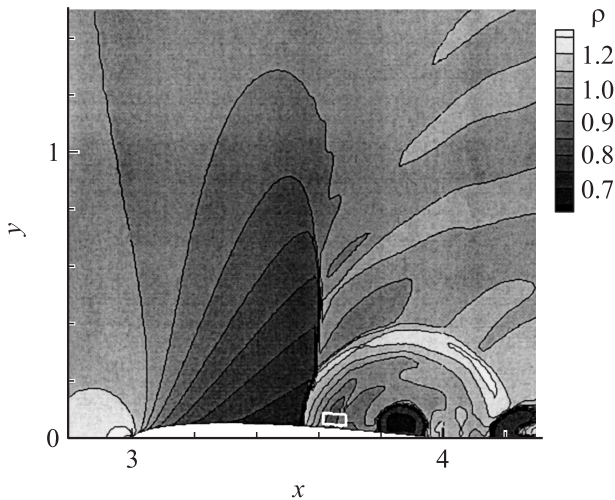


Рис. 4. Поле плотности газа для периодического решения в середине периода  $\Delta t = 0.15$  для  $M_\infty = 0.85$  (зона подвода энергии показана белыми линиями).

## Управление аэродинамическими характеристиками скоростных профилей

Так как конечной целью исследований является управление аэродинамическими характеристиками летальных аппаратов, был рассмотрен односторонний подвод энергии вблизи нижней поверхности симметричного крылового профиля, позволяющий получить управляющие

силы и моменты. Проведено сравнение полученных результатов с данными расчетов обтекания этого профиля под различными углами атаки без подвода энергии.

Результаты получены для профиля NASA-0012 при обтекании его идеальным газом с показателем адиабаты  $\gamma = 1.4$  при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 0.85$  для углов атаки  $\alpha = 0 \div 3^\circ$ . Подводимая энергия  $\Delta E$  варьировалась в пределах от 0.0001 до 0.0085. Период подвода энергии  $\Delta t = 0.05$ .

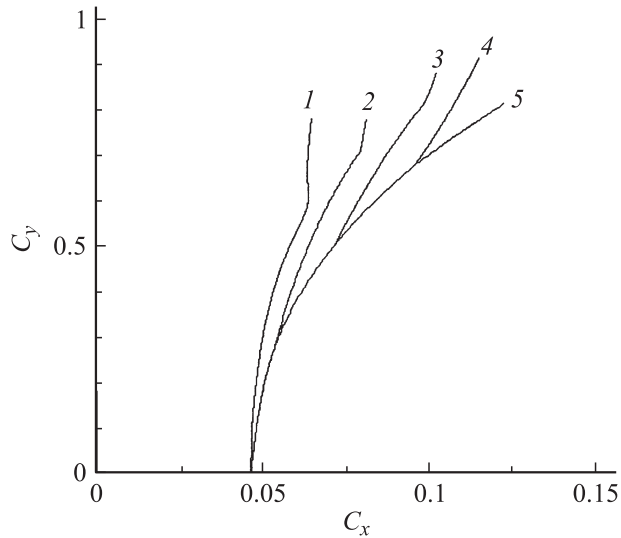
В табл. 3 приведены значения коэффициентов волнового сопротивления и подъемной силы  $C_x$  и  $C_y$  соответственно и аэродинамического качества  $K$  профиля в зависимости от подводимой энергии  $\Delta E$  для двух значений угла атаки из указанного диапазона.

Для сравнения в табл. 4 приведены значения тех же величин в диапазоне углов атаки  $\alpha = 0 \div 4^\circ$  при отсутствии подвода энергии.

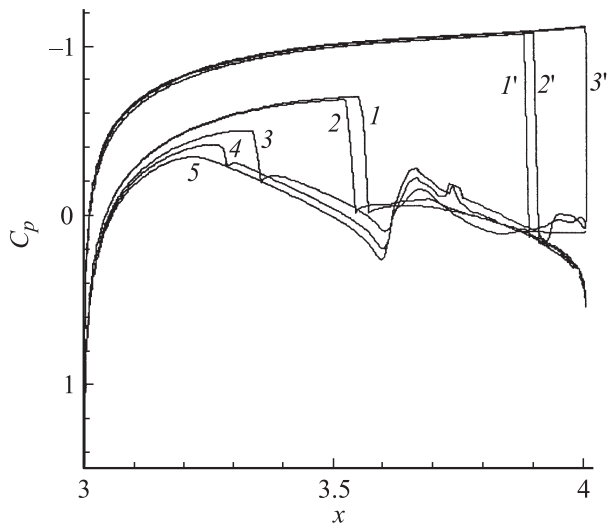
Таблица 4.

$\alpha$ (град)	1	2	3	4
$C_x \cdot 10$	0.533	0.715	0.956	1.229
$C_y$	0.279	0.503	0.675	0.815
$K_\alpha$	5.240	7.025	7.066	6.634

Можно видеть, что заданное значение коэффициента подъемной силы  $C_y$  (например,  $C_y \approx 0.5$ ) достигается при существенно более низком значении коэффициента волнового сопротивления и, следовательно, при более высоком качестве. Это хорошо видно, если обратиться к рис. 5, на котором приведены соответствующие данным табл. 3 зависимости  $C_y$  от  $C_x$  для фиксированных углов атаки (кривые 1–4), полученные при варьировании подводимой энергии, и классическая поляра без подвода энергии (кривая 5). Увеличение подводимой энергии после некоторого значения не ведет к росту коэффициента сопротивления  $C_x$ , в то время как коэффициент подъемной силы  $C_y$  продолжает расти. При подводе энергии снизу от профиля замыкающий скачок уплотнения перемещается вверх по потоку и ослабляется, происходит разрушение сверхзвуковой зоны (рис. 6, кривые 2–5). Это приводит к уменьшению волнового сопротивления. На верхней стороне профиля замыкающий скачок уплотнения смещается ближе к задней кромке (рис. 6, кривые 1'–3'), что ведет к увеличению волнового



**Рис. 5.** Поляроны при подводе энергии для фиксированных углов атаки  $\alpha$ : 1 —  $0^\circ$ , 2 —  $1^\circ$ , 3 —  $2^\circ$ , 4 —  $3^\circ$  и в отсутствие подвода энергии при  $\alpha = 0-4^\circ$  (5).

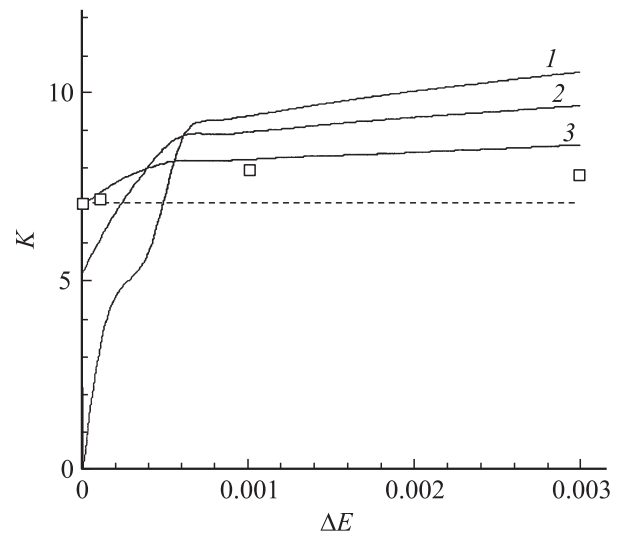


**Рис. 6.** Распределение коэффициента давления вдоль хорды профиля для угла атаки  $\alpha = 2^\circ$  при различных значениях подводимой энергии: 1-5 — нижняя часть профиля, 1'-3' — верхняя часть профиля,  $\Delta E$ : 1, 1' — 0; 2, 2' — 0.0001; 3, 3' — 0.001; 4 — 0.002; 5 — 0.003.

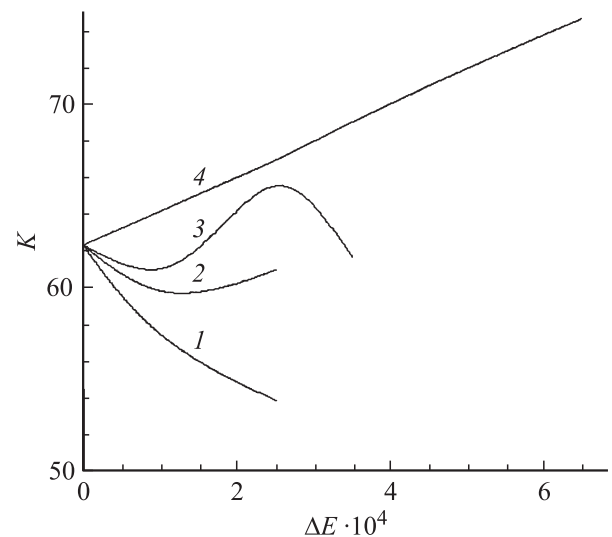
сопротивления. Однако это увеличение незначительно. Для подводимой энергии, начиная приблизительно со значения  $\Delta E = 0.001$ , замыкающий скачок уплотнения на верхней стороне профиля устанавливается на задней кромке, а замыкающий скачок ниже профиля становится относительно слабым. С этого момента коэффициент волнового сопротивления практически остается постоянным. На рис. 7 представлена зависимость аэродинамического качества профиля от подводимой энергии для различных углов атаки. Штриховой линией показано максимальное значение качества для рассматриваемого

профиля при отсутствии подвода энергии. Таким образом, для симметричного профиля показано, что заданная подъемная сила может быть обеспечена с помощью подвода энергии при значительно меньшем волновом сопротивлении профиля по сравнению со случаем его обтекания под углами атаки и, следовательно, при более высоком аэродинамическом качестве.

Проведено также исследование влияния подвода энергии в случае трансзвукового обтекания несимметричного профиля с существенно более высоким качеством ( $K = 62.4$ ), характерным для меньших значений числа Маха ( $M_\infty = 0.75$ ) при коэффициенте подъемной силы  $C_y = 0.5$ . Расчеты проводились при обтекании профиля под углом атаки  $\alpha = 0$  потоком идеального



**Рис. 7.** Зависимость качества  $K$  симметричного профиля от подводимой энергии  $\Delta E$  для углов атаки,  $\alpha$ : 1 —  $0^\circ$ ; 2 —  $1^\circ$ ; 3 —  $2^\circ$ ;  $\square$  —  $3^\circ$ . Штриховая линия  $K_{\max}$  при  $\Delta E = 0$ .



**Рис. 8.** Зависимость аэродинамического качества несимметричного профиля от подводимой энергии в зоне с координатой левой границы  $x_1$ : 1 — 3.157, 2 — 3.195, 3 — 3.238, 4 — 3.838.

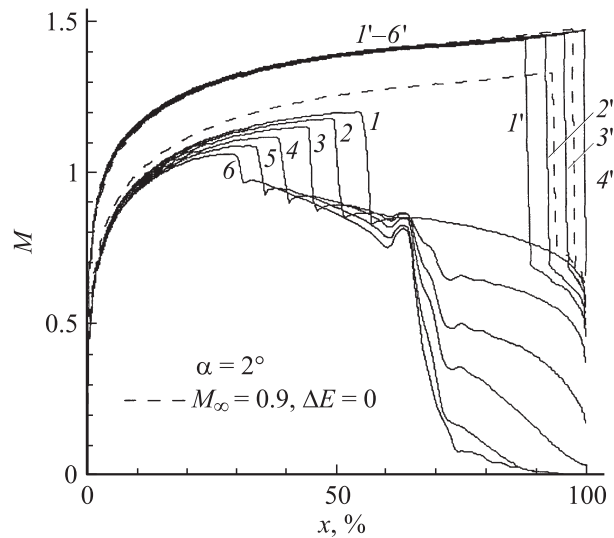


газа ( $\gamma = 1.4$ ) и при значении периода  $\Delta t = 0.05$  (соответствующая безразмерная частота подвода энергии  $\omega = 20$ ). Положение зоны подвода энергии (энергия подводилась с нижней стороны профиля) и значения подводимой энергии варьировали. На рис. 8 приведена зависимость аэродинамического качества от подводимой энергии в зоне с координатой левой границы  $x_1$ : 1 — 3.157, 2 — 3.195, 3 — 3.238, 4 — 3.838. Из рис. 8 следует, что положение источника энергии оказывает значительное, но неоднозначное влияние на аэродинамические характеристики профиля. В случае положения источника энергии вблизи миделя подвод небольшой энергии приводит к уменьшению качества, а при незначительном увеличении мощности источника происходят отрыв потока и резкое уменьшение качества (по-видимому, в этом случае из-за большой локальной кривизны контура профиля за источником формируется след низкой плотности значительной толщины, что вследствие неустойчивости контактного разрыва, отделяющего след от основного потока, даже при умеренных значениях энергии приводит к возникновению и сходу с профиля вихрей). В случае положения источника в окрестности задней кромки при увеличении мощности источника наблюдается монотонное увеличение качества профиля. Таким образом, показано, что импульсный подвод энергии снизу вблизи задней кромки позволяет повысить аэродинамическое качество несущих (несимметричных) крыловых профилей с высоким аэродинамическим качеством при сохранении заданного значения подъемной силы.

### Закон стабилизации распределения газодинамических параметров вдоль обтекаемого трансзвуковым потоком профиля при импульсном периодическом подводе энергии

В 1940-х гг. в ЦАГИ С.Ф. Христиановичем совместно с другими сотрудниками был установлен закон стабилизации распределения значений числа Маха  $M$  у поверхности профиля [25]. Согласно этому закону: „При наступлении критической скорости сначала происходит замедление роста скорости у поверхности профиля по сравнению с ростом скорости набегающего потока. Очень скоро возрастание скорости вообще прекращается, и распределение значений числа  $M$  по поверхности профиля от его носка до скачка уплотнения остается постоянным, не зависящим от скорости (числа  $M_\infty$ ) набегающего потока“. Кроме того, в этих исследованиях показано, что распределение отношения статического давления к полному по поверхности профиля от его носка до скачка уплотнения также сохраняется (не зависит от скорости набегающего потока).

При исследовании перестройки течения при энергоподводе рамки этого закона раздвинуты и получены аналогичные эффекты. Установлено, что при определенных



**Рис. 9.** Распределение чисел Маха на профиле NACA-0012 при  $M_\infty = 0.85$  для угла атаки  $\alpha = 2^\circ$  при значениях подводимой энергии  $\Delta E$ : 1, 1' — 0; 2, 2' — 0.0002; 3, 3' — 0.0004; 4, 4' — 0.0006; 5, 5' — 0.0010; 6, 6' — 0.0016 (координата вдоль хорды профиля измеряется в процентах от ее длины).

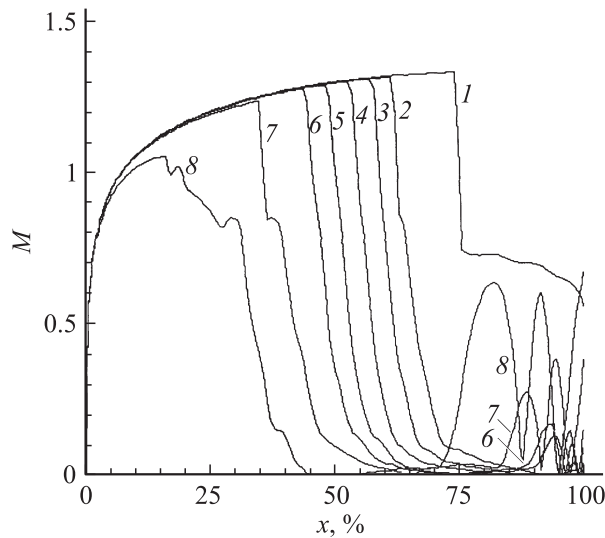
условиях распределение числа Маха по поверхности профиля от носка до скачка уплотнения не зависит от величины подводимой энергии и положения зоны ее подвода и соответствует тому же предельному распределению, что и в [25]. При этом (в отличие от [25]) сохраняется распределение вдоль профиля коэффициента давления.

На рис. 9 представлены результаты обтекания профиля NACA-0012 под углом атаки  $\alpha = 2^\circ$ . Сплошные линии дают распределение чисел Маха при одностороннем подводе энергии на  $M_\infty = 0.85$ , а штриховая линия показывает распределение, полученное при  $M_\infty = 0.9$  без подвода энергии. На рис. 9 видно, что замыкающий скачок уплотнения на верхней стороне профиля в режимах 1'–3' (с подводом энергии) еще не сместился на заднюю кромку, а в режимах 4'–6' он уже достиг своего предельного положения. Кривая 1'–6' является предельной для всех рассмотренных значений подводимой энергии. Для режимов 1, 2 приближенно имеет место стабилизация распределения чисел Маха и на нижней стороне профиля.

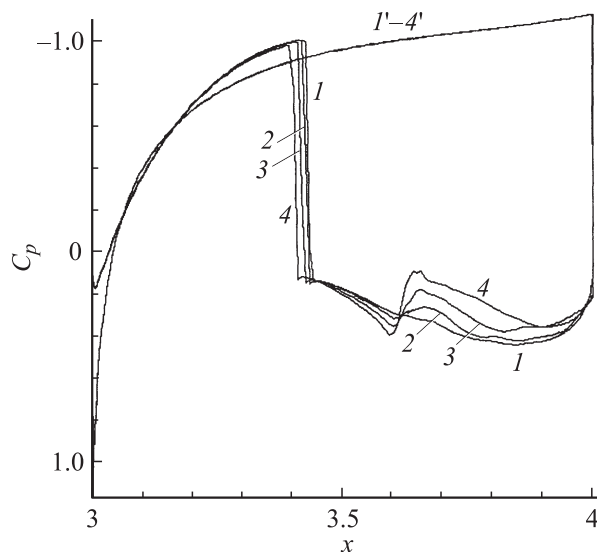
Такой характер распределения чисел  $M$  вдоль профиля от носка до скачка уплотнения профиля сохраняется и в пределах периода подвода энергии. При этом положение скачка практически не меняется.

Закон стабилизации распределения чисел Маха имеет место и при варьировании положения зоны подвода энергии (см., например, рис. 10 для профиля NACA-0012, обтекаемого под нулевым углом атаки потоком с  $M_\infty = 0.85$  при симметричном подводе энергии).

При подводе энергии эффект стабилизации у поверхности профиля имеет место и для коэффициента давления  $C_p$ . Так, из рис. 11 видно, что все точки на



**Рис. 10.** Распределение чисел Маха по профилю NASA-0012 (кривые от 1 до 8 соответствуют разным положениям зоны подвода энергии).



**Рис. 11.** Распределение коэффициента давления на оптимальном по качеству для  $M_\infty = 0.85$  профиле при угле атаки  $\alpha = 0^\circ$  при значениях подводимой энергии  $\Delta E$ : 1, 1' — 0.0001; 2, 2' — 0.0004; 3, 3' — 0.001; 4, 4' — 0.002.

диаграмме  $C_p$ , относящиеся к верхней части несимметричного профиля от носка до скачка уплотнения, располагаются на одной общей кривой, а положение точки растекания не меняется для различных  $\Delta E$ .

Такой характер распределения чисел  $M$  вдоль профиля от носка до скачка уплотнения профиля сохраняется и в пределах периода подвода энергии. При этом положение скачка практически не меняется.

Закон стабилизации распределения чисел Маха имеет место и при варьировании положения зоны подвода энергии (см., например, рис. 10 для профиля NASA-

0012, обтекаемого под нулевым углом атаки потоком с  $M_\infty = 0.85$  при симметричном подводе энергии).

При подводе энергии эффект стабилизации у поверхности профиля имеет место и для коэффициента давления  $C_p$ . Так, из рис. 11 видно, что все точки на диаграмме  $C_p$ , относящиеся к верхней части несимметричного профиля от носка до скачка уплотнения, располагаются на одной общей кривой, а положение точки растекания не меняется для различных  $\Delta E$ .

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о наличии закона стабилизации распределения чисел Маха вдоль контура профиля не только при варьировании скорости набегающего потока (как в [25]), но и при изменении подводимой энергии и положения зоны ее подвода. При этом если при изменении скорости набегающего потока сохраняется распределение вдоль профиля отношения статического давления к полному давлению [25], то при подводе энергии в случае фиксированного числа  $M_\infty$  сохраняется распределение коэффициента давления.

### Учет реальных термодинамических свойств воздуха и вязкости

Было 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 взяты соответствующие соотношения для воздуха с учетом возбуждения колебаний и диссоциации. 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  $T_{v,m} = 2228$  и  $3336$  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  $T_\infty$  в набегающем потоке,  $\gamma$  — показатель адиабаты воздуха (в расчетах  $\gamma = 1.4$ ). Удельная энтальпия  $h$  вычисляется по формуле

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

Здесь  $T_m = T_{v,m} / T_\infty$ . Удельные энтальпия и внутренняя энергия  $\varepsilon$  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 [26].

В модели 2 при учете реальных термодинамических свойств воздуха используются аналитические зависимости удельной энтальпии  $h$  и плотности  $\rho$  от давления  $p$  и температуры  $T$  [27]

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

Эти выражения справедливы при  $T = 200 - 20\,000$  К и  $p = 10^{-4} - 10^2$  МР. Скорость звука вычисляется по приведенной выше формуле. На рис. 12 показано изменение температуры вдоль профиля для модели идеального газа (сплошная кривая), модели 1 (штриховая кривая) и модели 2 (штрихпунктирная кривая) [27]. 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 мало сказывается на волновом сопротивлении профиля.

Влияние переносных свойств (вязкости) учтено приближенно в рамках модели пограничного слоя. Результаты расчетов представлены на рис. 13, где приведены зависимости аэродинамического качества  $K$  несимметричного крылового профиля (с толщиной  $c = 12\%$ ) от величины подводимой энергии  $\Delta E$  при различных значениях числа Рейнольдса. Число Маха набегающего потока  $M_\infty = 0.75$ . Энерговклад происходит вблизи нижней поверхности профиля, в зоне  $3.838 \leq x \leq 3.864$ . Несмотря на увеличение сопротивления профиля, связанного с

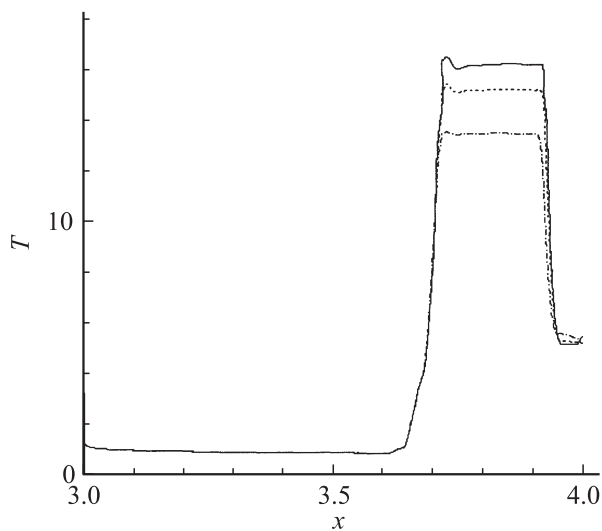


Рис. 12.

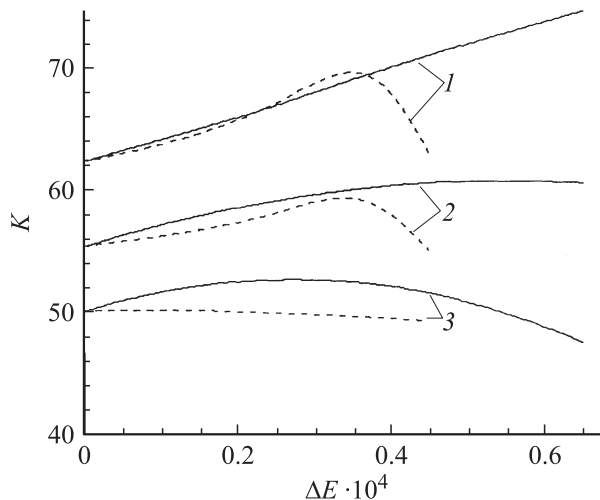


Рис. 13. Зависимость аэродинамического качества  $K$  профиля от подводимой энергии при различных значениях числа Рейнольдса, Re: 1 —  $\infty$ ; 2 —  $3 \cdot 10^7$ , 3 —  $3 \cdot 10^6$ , сплошные линии —  $3.838 \leq x \leq 3.864$ , штриховые —  $3.567 \leq x \leq 3.600$ .

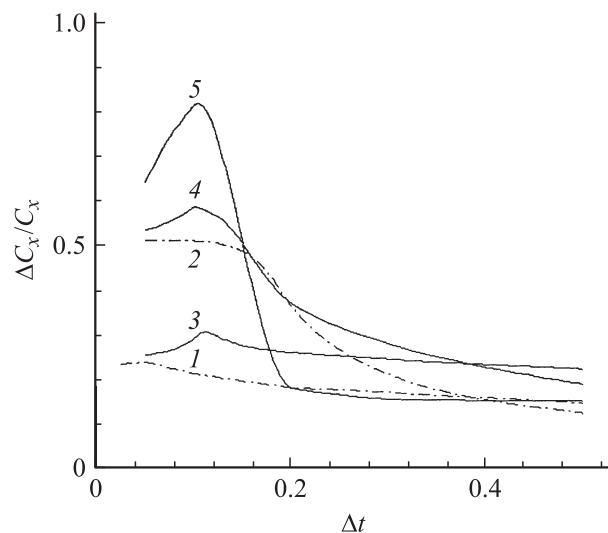
учетом вязкости при энергоподводе, практически во всех вариантах расчетов подвод энергии позволит увеличить аэродинамическое качество профиля и при учете влияния вязкости. Рост сопротивления профиля обусловлен повышением давления в зоне подвода энергии, однако при этом уменьшается волновое сопротивление 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  $\Delta E$  является наличие максимума.

### Резонансное взаимодействие пульсирующего источника энергии с ударно-волновой структурой при трансзвуковом обтекании крыловых профилей

Получена зависимость оптимальной частоты подвода энергии от свойств источника энерговыведения, положения его, числа Маха набегающего потока. Определены условия, при которых снижение коэффициента волнового сопротивления профиля максимально.

Использовались две модели источника. В первой модели мгновенного объемного энерговклада (она использовалась во всех предыдущих исследованиях) задается полная подводимая в зону энергия. Такая модель соответствует, например, использованию электрического разряда. Во второй модели мгновенного массового энерговклада (например, при использовании лазерного излучения) задается удельная мощность, т.е. подвод энергии пропорционален локальной плотности газа. На рис. 14 представлена зависимость снижения коэффициента волнового сопротивления  $\Delta C_x / C_x$  при симмет-





**Рис. 14.** Зависимость снижения коэффициента волнового сопротивления  $\Delta C_x/C_x$  от периода.

ричном обтекании профиля NASA-0012 на  $M_\infty = 0.85$  от периода подвода энергии  $\Delta t$ . Штрихпунктирные линии — модель мгновенного объемного энерговыклада, сплошные линии — модель с мгновенным массовым энерговыкладом; кривые 1 и 3 — зона  $x = 3.609-3.693$ , кривые 2 и 4 — зона  $x = 3.433-3.528$ , кривая 5 — зона  $x = 3.3375-3.3468$ . Точки кривых 2 и 4 (а также точки кривых 1 и 3) при  $\Delta t = 0.05$  лежат близко. Такой результат оправдывает использование в ряде случаев модели объемного энерговыклада. Характерной особенностью зависимостей, представленных на рис. 14, для другой модели источника энергии является наличие максимумов. При этом величина максимума снижения сопротивления сильно зависит от положения источника. Для положения  $x = 3.375-3.468$  максимум довольно острый: изменению периода в 2 раза по сравнению с оптимальным значением отвечает уменьшение волнового сопротивления более чем в 4 раза. Такое изменение свидетельствует о резонансном характере ударно-волнового взаимодействия. Оптимальная частота слабо зависит от положения источника. Сравнение кривых 1 и 2 с кривыми 3-5 на рис. 14 показывает, что для первой модели энергоисточника оптимальная частота в два с небольшим раза больше, чем для второй модели. Это связано с тем, что при использовании второй модели поглощаемая мощность на более низких частотах (ниже  $\omega = 20$ ) становится больше, чем при использовании первой модели, и кривая зависимости снижения  $C_x$  при увеличении  $\Delta t$  смещается вверх.

## Заключение

В результате проведенных исследований обнаружены масштабные эффекты воздействия приповерхностного импульсного подвода энергии на аэродинамические

характеристики крыловых профилей на трансзвуковых режимах обтекания, характерных для крейсерского полета самолетов. Выявлены параметры режима подвода энергии, при которых масштаб эффектов максимален. Практическое их использование для управления потоком возможно при условии изменения поверхностных характеристик крыльев и реализации управляемого поверхностного энерговыделения.

Применение результатов данных исследований диктуется также необходимостью снижения экологического загрязнения среды.

Кроме того, исследование влияния подобных эффектов необходимо и для выработки рекомендаций по управлению полетом при маневрировании и возникновении внештатных ситуаций (разряд молнии, возгорание двигателей и т.п.).

## Список литературы

- [1] Корж С.К., Юрьев А.С. // Ученые записки ЦАГИ. 1995. Т. XXVI. № 3-4. С. 16-25.
- [2] Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н. и др. // Докл. РАН. 1996. Т. 351. № 3. С. 339-340.
- [3] Гувэрник С.В., Самойлов А.Б. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 9. С. 1-8.
- [4] Georgievsky P.Yu., Levin V.A. // 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.
- [5] Yuriev A.S., Korzh S.K., Pirogov S.Yu. et al. // Proc. of the 3rd Workshop on magnetoplasma-aerodynamics in aerospace applications, Moscow, 24-26 Apr 2001. M.: Institute of High Temperatures of Russian Academy of Sciences. 2001. P. 201-207.
- [6] Георгиевский П.Ю., Левин В.А. // Изв. АН. МЖГ. 2003. № 5. С. 154-167.
- [7] Акульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. и др. // ПИМТФ. 2004. Т. 45. № 5. С. 62-67.
- [8] Zheltovodov A.A., Pimonov E.A. // Proc. of the Intern. conf. on the methods of aerophys. Res., Novosibirsk, 5-10 February 2007. Novosibirsk: Publ. House „Parallel“, 2007. Pt 1. P. 236-245.
- [9] Стародубцев М.А. // Учен. зап. Центр. Аэрогидродинам. ин-та. Т. 38. № 1/2. С. 36-40.
- [10] Raghunathan 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.
- [11] Goksel B. et al. // 3rd AIAA Flow Control Conference. 5-8 June 2006, San Francisco, California, AIAA 2006-3686.
- [12] G.I. Font. Boundary Layer Control with atmospheric Plasma Discharges, 2006, AIAA Journal 44 (7), P. 1572-1578.
- [13] Labergue A., Moreau E., Zouzou M., Touchard G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. Vol. 40. P. 647-684.
- [14] Знаменская И.А., Коротеев Д.А., Попов Н.А. // ТВТ. Т. 43. № 6.1 С. 820-827.
- [15] Знаменская И.А., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 24. С. 38.
- [16] Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Орлов Д.М. и др. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 13. С. 72-77.

- [17] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 1. С. 6–11.
- [18] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 17. С. 81–87.
- [19] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 12. С. 62–66.
- [20] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 12. С. 8–15.
- [21] Фомин В.М., Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // ДАН. 2008. Т. 422. № 4. С. 484–486.
- [22] Аульченко С.М., Замураев В.П., Знаменская И.А. и др. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 3. С. 17–27.
- [23] Замураев В.П. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 00. С. 146–149.
- [24] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // ПМТФ. 2010. Т. 51. № 3. С. 41–48.
- [25] Христианович С.А. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1981. 483 с.
- [26] Левин В.А., Громов В.Г., Афонина Н.Е. // ПМТФ. 2000. Т. 41. № 5. С. 171–179.
- [27] Крайко А.Н. // Инж. журн. 1964. Т. 4. № 3. С. 548–550.