

УДК 533.6.011

**НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ВЛИЯНИЯ
ИМПУЛЬСНОГО ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПОДВОДА
ЭНЕРГИИ НА УДАРНО-ВОЛНОВУЮ СТРУКТУРУ
ТРАНСЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ КРЫЛОВЫХ
ПРОФИЛЕЙ**

С.М. АУЛЬЧЕНКО, В.П. ЗАМУРАЕВ, А.П. КАЛИНИНА

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

Работа посвящена изучению возможностей управления аэродинамическими характеристиками крыловых профилей с помощью внешнего локального импульсно-периодического подвода энергии на трансзвуковых режимах полета. На основе численного решения двумерных нестационарных уравнений газовой динамики изучено изменение структуры течения около симметричного профиля и его волнового сопротивления в зависимости от периода подвода энергии, от локализации и формы зоны ее подвода. Установлено, что подвод энергии перед замыкающим скачком уплотнения непосредственно вблизи контура в вытянутых вдоль него зонах приводит к значительному уменьшению волнового сопротивления профиля. Выяснена природа такого уменьшения сопротивления. Установлено существование предельной частоты подвода энергии.

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2], посвященных непрерывному подводу энергии в сверхзвуковую область потока в зоне, вытянутой вдоль ударной волны, и в исследованиях авторов [3–7] по импульсно-периодическому подводу энергии в компактных зонах установлено, что коэффициент волнового сопротивления профиля крыла практически не зависит от расположения зон подвода энергии за его миделем. Уменьшение коэффициента волнового сопротивления профиля по сравнению с режимом обтекания без подвода энергии составляет меньше 30 % и линейным образом зависит от величины подводимой энергии.

В то же время в работе авторов [3] приведены примеры радикальной перестройки ударно-волновой структуры обтекания профиля, правда, за счет большой подводимой энергии.

В отличие от этих исследований, в [8] впервые выявлены нелинейные эффекты, возникающие при подводе энергии в импульсно-периодическом режиме в сравнительно тонких зонах, расположенных вдоль профиля. При таком подводе энергии происходит значительное изменение структуры течения и распределения сил давления на профиль.

Ранее столь масштабное изменение структуры течения при помощи относительно небольших затрат энергии было обнаружено лишь для сверхзвуковых течений [9–12].

В [13] экспериментально показано, что подвод энергии вдоль поверхности, обтекаемой сверхзвуковым потоком воздуха при числах Маха от 1,7 до 3,4, можно организовать с помощью устойчивого скользящего электродугового разряда, генерирующего сильные ударные волны. Скользящий разряд конструктивно легко расположить на любой поверхности и обеспечить его работу с заданной частотой. Длина межэлектродного промежутка может быть от нескольких миллиметров до метров.

Таким образом, подвод энергии в импульсно-периодическом режиме в сравнительно тонких зонах, расположенных вдоль профиля, является реальным и может быть использован для управления движением летательного аппарата.

В данной работе исследования, начатые в [8], продолжены.

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 γ :

$$\partial U / \partial t + \partial F / \partial x + \partial G / \partial y = Q,$$

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

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

Здесь координаты x и y направлены соответственно вдоль и поперек хорды профиля и отнесены к ее длине l , компоненты скорости газа u, v и скорость звука a отнесены к a_∞ , плотность ρ — к ρ_0 ; давление p и полная энергия единицы объема газа e обезразмерены с помощью величины $\rho_0 a_\infty^2$; q — мощность, подводимая к единице объема газа, отнесена к величине $\rho_0 a_\infty^3 / l$; время t и период подвода энергии Δt отнесены к величине l / a_∞ ; ρ_0 определяется из условия $p_\infty = \rho_0 a_\infty^2$; p_∞ и a_∞ — размерные давление и скорость звука в набегающем потоке. Для рассматриваемой модели газа

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

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 дополняется краевыми условиями на границах расчетной двухсвязной области Ω , представляющей собой прямоугольник с внутренней границей, соответствующей контуру крылового профиля NASA-0012. На левой, верхней и нижней границах поставлены условия невозмущенного потока, на правой границе — “мягкие” условия, на контуре профиля — условие непротекания.

Расчетная сетка в физической области геометрически адаптирована к контуру профиля и сгущена в его окрестности, а в канонической области она прямоугольная; число расчетных узлов 352×320 .

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 из работы [14]. Интегрирование по времени проводится методом Рунге–Кутты третьего

порядка. В рассматриваемой модели импульсный подвод энергии осуществляется мгновенно, при этом изменения плотности газа и его скорости не происходит. Плотность энергии газа e в зонах ее подвода возрастает на величину $\Delta e = \Delta E / \Delta S$, где ΔE — полная энергия, подводимая в одной зоне, ΔS — площадь зоны. Энергия подводится симметрично по отношению к профилю.

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 из сравнения средних значений коэффициента сопротивления профиля. Более подробное изложение решения задачи трансзвукового обтекания профиля дано в [3–6].

Эффективность внешнего подвода энергии можно определить, сравнивая уменьшение волнового сопротивления с увеличением тяги летательного аппарата при подводе соответствующей энергии в его двигателе. КПД двигателя равен $\eta = R u_\infty / W$, где R — сила тяги, u_∞ — скорость полета, W — мощность, подводимая к двигателю [15]. На крейсерском режиме полета сила тяги равна силе сопротивления. Несложно получить оценку подводимой около профиля энергии

$$\Delta E \leq \gamma \Delta C_x M_\infty^3 \Delta t / 4 \eta,$$

где ΔC_x — снижение коэффициента волнового сопротивления, M_∞ — число Маха набегающего потока. Для заданной подводимой энергии из этой формулы можно получить оценку коэффициента полезного действия двигателя, при котором внешний подвод энергии становится выгодным.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты получены для крылового профиля NACA-0012 при обтекании его идеальным газом с $\gamma = 1,4$ при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 0,85$ и нулевом угле атаки. Варьировались период подвода энергии Δt от 0,005 до 0,5, положение зон подвода энергии и их размер при значении средней по периоду мощности подводимой энергии в одну зону $\Delta E / \Delta t = 0,02$.

Выбранное значение мощности согласуется с приведенной выше оценкой энергии для реалистичных [15] значений η . Расчеты, проведенные для мощности в пять раз меньшей, не подтвердили полученного в [1, 2] уменьшения коэффициента волнового сопротивления C_x на 25 %. Это, возможно, связано с предположением авторов [1, 2] о постоянстве энтропии при преобразовании уравнения неразрывности, что непредсказуемым образом могло отразиться на результатах расчетов.

В табл. 1 приведены значения C_x в зависимости от периода подвода энергии. Для сравнения в строке под номером 1 приведено значение C_x при отсутствии подвода энергии. В последней колонке приведено относительное уменьшение C_x . Подвод энергии осуществлялся непосредственно возле профиля (x_1 и x_2 — координаты левой и правой границ зон подвода энергии, профиль расположен при $3 \leq x \leq 4$).

Таблица 1

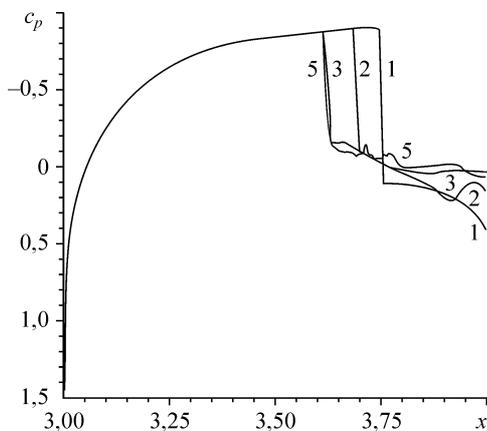
№	x_1	x_2	$\Delta S \cdot 10^4$	Δt	$C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x / C_x, \%$
1	–	–	–	–	4,588	–	–
2	3,609	3,693	0,839	0,5	3,916	0,672	14,6
3	3,609	3,693	0,839	0,05	3,498	1,090	23,8
4	3,609	3,693	0,839	0,025	3,526	1,062	23,1
5	3,609	3,693	0,839	0,005	~3,57	~1,02	22,2

Сразу после подвода энергии начинается распад произвольного разрыва. Возникает ударная волна, распространяющаяся во все стороны от профиля. Происходит разлет газа из зоны подвода энергии. 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 , например, в варианте 2 скачок находится в задней части зоны подвода энергии (рис. 1, номера кривых на рисунке соответствуют номерам вариантов в табл. 1). Скачок уплотнения еще довольно сильный и потери давления торможения в нем значительны. Относительное уменьшение волнового сопротивления в этом варианте составляет приблизительно 15 %.

С увеличением частоты подвода энергии восстановления топологии течения не происходит, и смещение замыкающего скачка уплотнения вверх по потоку достигает максимального значения, например, в варианте 3 (рис. 1, кривая 3) замыкающий скачок уплотнения, смещаясь вверх по потоку, пересекает зону подвода энергии и останавливается возле ее переднего края внутри зоны. За зоной подвода энергии в кормовой части профиля формируется след низкой плотности, скорости газа в нем малы (числа Маха $\sim 0,1$). За профилем возникает крупный вихрь. Среди вариантов, рассмотренных в табл. 1 с площадью зоны подвода энергии $\Delta S = 0,839 \cdot 10^{-4}$, в варианте 3 снижение коэффициента волнового сопротивления достигает наибольшего значения — 23,8 %.

При последующем увеличении частоты подвода энергии положение замыкающего скачка в периодическом решении практически не изменяется, а давление в кормовой части профиля несколько снижается. Как следствие, коэффициент волнового сопротивления немного увеличивается. При значении периода подвода энергии $\Delta t = 0,005$ периодическое решение, по-видимому, не устанавливается: наблюдается неустойчивость контактного разрыва, возникающего при взаимодействии замыкающего скачка и следа низкой плотности. В окрестности кормы профиля формируются вихри.

В табл. 2 представлены значения коэффициента волнового сопротивления и его снижение для периода $\Delta t = 0,05$ в зависимости от положения зон подвода энергии (x_1 и x_2 — по-прежнему координаты левой и правой границ зон подвода энергии, Δy — минимальное расстояние от зоны до профиля). Под номером 1 приведено значение C_x в отсутствие подвода энергии, в предпоследней колонке приведено его относительное уменьшение. В последней колонке указаны значения коэффициента полезного действия двигателя, для которых внешний подвод рассматриваемого значения энергии выгоден. В вариантах 2–9 зоны подвода энергии располагаются непосредственно вблизи



непосредственно вблизи профиля. Из таблицы видно, что при расположении зон вдоль контура выше вверх по потоку (варианты 2–7) вплоть до миделя (при $x \approx 3,303$) происходит значительное увеличение скорости снижения коэффициента волнового сопротивления (снижение C_x

Рис. 1. Распределение профиля коэффициента давления вдоль хорды при различных значениях периода подвода энергии.

достигает 60 % в варианте 7). При перемещении положения зон ближе к передней части профиля, за мидель (вариант 8), эффект уменьшается. На рис. 2, 3 для этих вариантов приведены распределения коэффициента давления C_p , плотности газа ρ и числа Маха M соответственно. Номерам первых восьми вариантов соответствуют номера кривых на этих рисунках. Для снижения волнового сопротивления существенно перемещение замыкающего скачка уплотнения вверх по потоку. В вариантах 2–7 он локализуется у передней части зоны подвода энергии. Несмотря на некоторое уменьшение давления в потоке в кормовой части профиля, суммарное повышение давления на профиль на подветренной стороне в результате смещения замыкающего скачка приводит к снижению волнового сопротивления. В варианте 8 сверхзвуковая зона практически ликвидирована (см. рис. 2), и давление на значительной части профиля выше, чем при отсутствии подвода энергии.

На небольшом расстоянии от замыкающего скачка формируется след низкой плотности (см. рис. 2, *b*). Скорости потока в нем малы, плотность газа почти постоянная и практически одинаковая во всех этих вариантах (она определяется уровнем мощности подводимой энергии). “Полочка” постоянной плотности (см. рис. 2, *b*) уменьшается в размерах по мере перемещения зоны подвода энергии вверх по потоку, а в кормовой части профиля возникают вихри. Из-за того, что скорости потока небольшие (порядка 0,1), интенсивность вихрей незначительная. Однако именно их наличие приводит к тому, что в вариантах 7 и 8 не устанавливается периодическое решение. Они же являются причиной уменьшения снижения волнового сопротивления в варианте 8. Над областью вихрей поток вновь разгоняется до сверхзвуковых скоростей (по этой причине давление на кормовую часть профиля ниже). Это иллюстрирует рис. 3, на котором приведено распределение чисел Маха (верхняя половина рисунка) и плотности (нижняя половина рисунка) для варианта 8. Над следом видны области с числом Маха больше 1,1. Наблюдается также почти полное разрушение сверхзвуковой зоны над профилем. Область низкой плотности (след) ограничена контактным разрывом, который, как можно видеть из распределения плотности на рис. 3, неустойчив и колеблется.

Таблица 2

№	x_1	x_2	$\Delta y \cdot 10^3$	$\Delta S \cdot 10^4$	$C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x / C_x, \%$	$\eta, \%$
1	–	–	–	–	4,588	–	–	–
2	3,609	3,693	0	0,839	3,498	1,090	23,8	11,7
3	3,567	3,656	0	0,865	3,2432	1,345	29,3	14,5
4	3,523	3,609	0	0,812	2,920	1,668	36,4	17,9
5	3,477	3,567	0	0,830	2,589	1,999	43,6	21,5
6	3,433	3,523	0	0,819	2,250	2,338	51,0	25,1
7	3,352	3,442	0	0,806	~1,80	~2,79	60,8	30,0
8	3,271	3,367	0	0,845	~2,85	~1,74	37,9	18,7
9	3,433	3,477	0	0,799	2,224	2,364	51,5	25,4
10	3,523	3,693	0	0,581	3,060	1,554	33,7	16,7
11	3,433	3,442	0	0,854	4,116	0,472	10,3	5,1
12	3,609	3,693	0,97	0,839	3,569	1,019	22,2	11,0
13	3,609	3,693	1,94	0,839	3,663	0,925	20,2	9,9

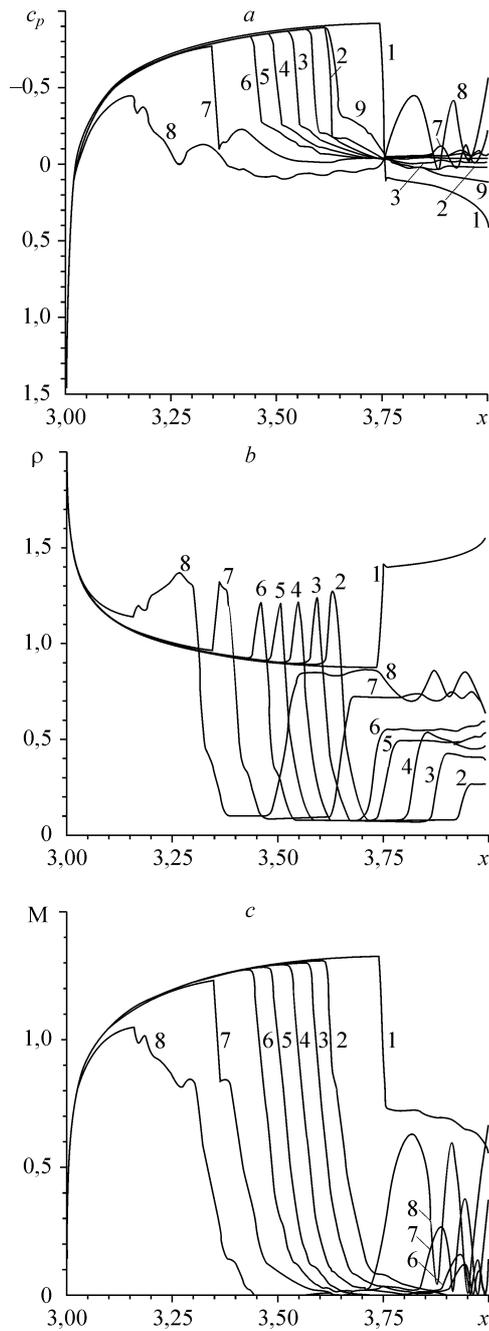


Рис. 2. Распределения вдоль хорды профилей коэффициента давления (а), плотности газа (b), числа Маха (с) при различных положениях зон подвода энергии.

Сравнение значений C_x , полученных для вариантов 6 и 9, показывает, что уменьшение в два раза длины (по x) зон подвода энергии при сохранении площади (различие 2,5%), по-видимому, не сказывается на волновом сопротивлении. В вариантах 2 и 10 длина по x зон подвода энергии также отличается в два раза, но площадь зон для варианта 10 в 1,44 раза меньше, а уменьшение C_x , наоборот, в 1,42 раза больше. Это увеличение снижения C_x может быть также связано со смещением зоны в варианте 10 вверх по потоку.

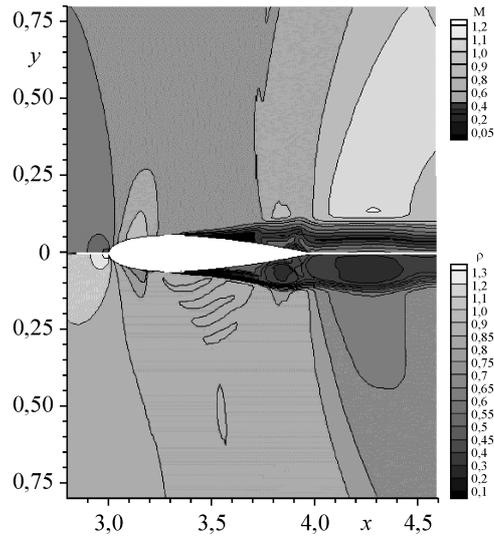
Дальнейшее уменьшение длины зоны снижает эффективность подвода энергии, что видно из сравнения значений C_x в вариантах 6, 9 и 11. В последнем из них размер зон подвода энергии по x на порядок меньше, чем в первом (различие в площадях примерно 4%). В варианте 11 снижение C_x в пять раз меньше, чем в варианте 6.

В таблице 2 приведены также результаты расчета для случаев, когда зоны подвода энергии отодвинуты на некоторое расстояние Δu от профиля. Сравнение значений C_x в вариантах 2, 12 и 13 показывает, что выгоднее подводить энергию непосредственно возле профиля: по мере удаления от него коэффициент сопротивления увеличивается. Такое поведение C_x связано с ослаблением

эффекта отражения от профиля возмущений, которые возникают при подводе энергии, по мере удаления зон подвода от профиля. Распределение C_p по контуру для варианта 13 представлено на рис. 2 кривой 9.

Динамика перестройки ударно-волновой структуры для варианта 9 представлена на рис. 4. На рис. 4, а показано поле давления для стационарного решения без подвода энергии, на рис. 4, b-f приведены поля давлений в различные моменты

Рис. 3. Изолинии чисел Маха (верхняя часть) и плотности газа (нижняя часть) при подводе энергии в области мидела.



времени с начала подвода энергии. На рис. 4, с виден формирующийся за счет повышенного давления в зоне подвода энергии криволинейный головной скачок уплотнения, начинающийся на левой ее границе. Кроме того, за счет высокой температуры в этой зоне вниз по потоку возникает область течения с малыми числами Маха, примыкающая к профилю, что вызывает смещение вверх по потоку основания замыкающего скачка. Дальнейшее взаимодействие

этих двух факторов приводит к слиянию головного и замыкающего скачков в один скачок, основание которого расположено в левой границе зоны подвода энергии, площадь сверхзвуковой зоны существенно сокращается, и это приводит к значительному уменьшению волнового сопротивления (см. рис. 4, d-f). Чередование светлых и темных зон на рис. 4, d-f отражает периодический характер подвода энергии.

В таблице 2 приведены значения C_x , полученные в результате осреднения по интервалу времени, кратному периоду Δt и равному 0,5. О динамике изменения коэффициента волнового сопротивления в пределах одного периода

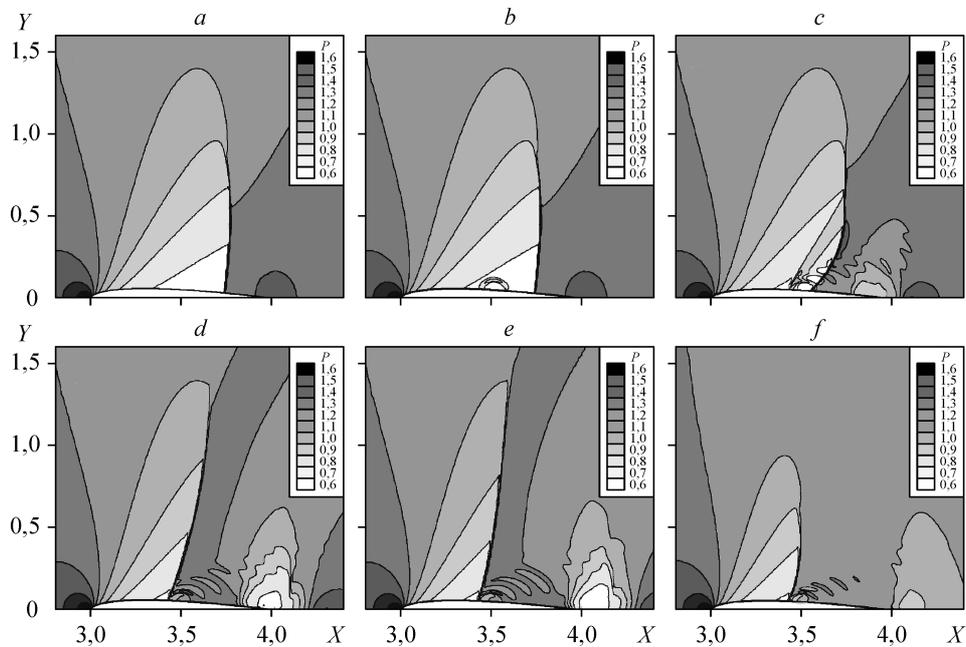


Рис. 4. Изменение поля давления во времени для варианта 9 (см. табл.1).

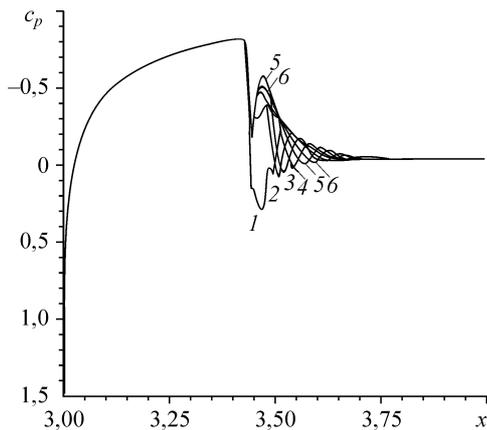


Рис. 5. Распределение профиля коэффициента давления вдоль хорды в различные моменты времени в пределах одного периода.

можно судить по значениям C_x , приведенным в таблице 3 для варианта 9 из табл. 2. Эти значения C_x получены в результате осреднения по промежутку времени, равному $0,1\Delta t$. В верхней строке таблицы указаны моменты времени $k\cdot\Delta t$ от начала очередного подвода энергии. $C_x = 0,02224$ — осредненное значение по всему периоду.

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

Распределение коэффициента давления по профилю в различные моменты времени приведено на рис. 5 для варианта в табл. 3. Кривым 1–6 соответствуют моменты времени (в долях от Δt), равные 0,1 (1), 0,2 (2), 0,3 (3), 0,5 (4), 0,7 (5) и 0,9 (6). При подводе энергии давление в соответствующих зонах резко возрастает, во все стороны от профиля формируются и распространяются ударные волны (кривой 1, на рис. 5 показан только фронт волны, распространяющейся вниз по потоку), за ними развиваются волны разрежения (также кривая 1). Затем давление в зонах подвода энергии значительно падает из-за разлета газа (кривые 2–4). В последующем (кривые 5 и 6) интенсивность скачка уплотнения,двигающегося вниз по потоку, уменьшается, и он сносится потоком. Давление в зоне подвода энергии несколько увеличивается и формируется распределение топологической структуры течения перед очередным подводом энергии. Все отмеченные изменения ударно-волновой структуры потока происходят в относительно небольшой области. На рис. 5 также видно, что положение скачка уплотнения, замыкающего сверхзвуковую область, в пределах периода практически не меняется. Изменения структуры течения в этих пределах при обтекании профиля с периодом подвода энергии, на порядок большим, значительнее, что иллюстрируют поля давления на рис. 6 в моменты времени (в долях от Δt), равные 0 (a), 0,2 (b), 0,4 (c), 0,6 (d), 0,8 (e) и 1,0 (f).

Таблица 3

k	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$C_x \cdot 10^2$	1,177	2,137	2,275	2,335	2,364
k	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$C_x \cdot 10^2$	2,379	2,388	2,392	2,396	2,398

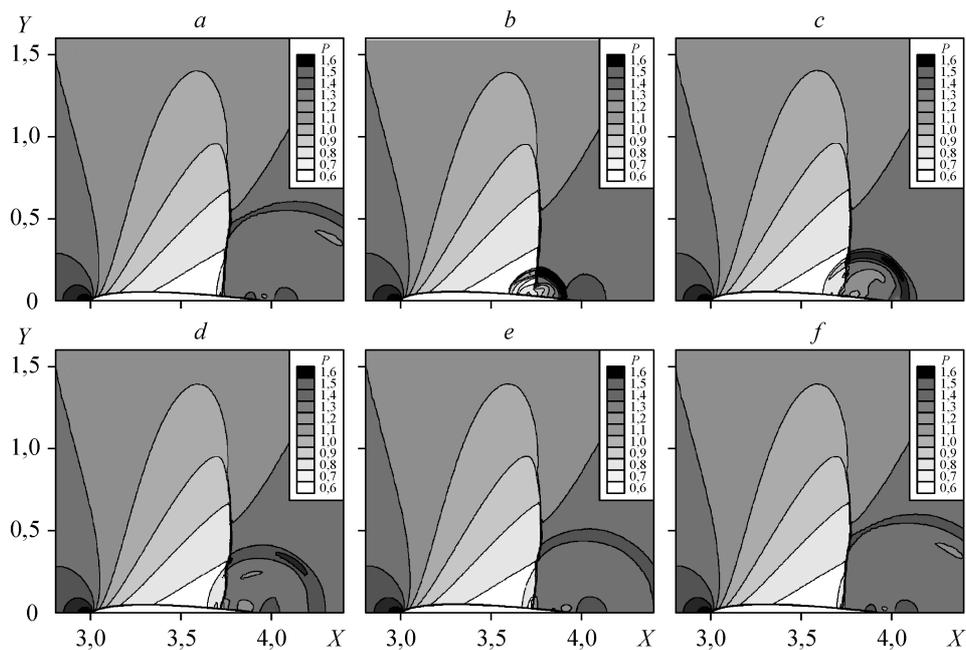


Рис. 6. Изменение поля давления во времени в пределах периода для варианта 2 (см. табл. 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован механизм перестройки ударно-волновой структуры обтекания профиля при периодическом подводе энергии. Использование нелинейного характера взаимодействия возмущений, вносимых в поток при подводе энергии, с замыкающим скачком и поверхностью профиля позволило получить снижение волнового сопротивления профиля на 60 % при затратах энергии с эффективностью, равной 30 %. Периодический характер формирующегося течения позволяет использовать его на крейсерских режимах полета. Появляется возможность проектирования трансзвуковых профилей, обладающих максимальным крейсерским числом Маха, при выполнении геометрических и газодинамических ограничений и сохранении заданной подъемной силы в условиях подвода энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корж С.К., Юрьев А.С. Влияние параметров подвода тепловой энергии на сопротивление профиля в трансзвуковом потоке идеального газа // Уч. зап. ЦАГИ. — 1995. — Т. XXVI, № 3-4. — С. 16–25.
2. Yuriev A.S., Korzh S.K., Pirogov S.Yu., Savischenko N.P., Leonov S.B., Ryizhov E.V. Transonic streamlining of profile at energy addition in local supersonic zone // The 3rd Workshop on Magneto-Plasma- Aerodynamics in Aerospace Applications. — Moscow, 2001. — P. 201–207.
3. 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.
4. Аульченко С.М., Замураев В.П., Латыпов А.Ф. On possibility to control a transonic streamlining of the airfoil by means of a periodic pulse local energy supply // The 5rd International Workshop on Magneto-Plasma- Aerodynamics in Aerospace Applications: Abstracts — Moscow, 2003. — P. 92.
5. 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.
6. 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.

7. **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.
8. **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.
9. **Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В. и др.** Глобальная перестройка газодинамических течений с помощью тонких лазерных лучей // Изв. АН СССР. Сер. физич. наук. — 1991. — Т. 55, № 6. — С. 1184–1187.
10. **Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н. и др.** Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда // ДАН. — 1996. — Т. 351, № 3. — С. 339–340.
11. **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.
12. **Georgievsky P.Yu., Levin V.A.** Unsteady effects for a supersonic flow past a pulsing energy source of high power // Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt. 2. — Novosibirsk, 1998. — С. 58–64.
13. **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.
14. **Van Leer B.** Flux-vector splitting for the Euler equations // Lect. Notes in Phys. — 1982. — Vol. 170. — P. 507–512.
15. **Торенбик Э.** Проектирование дозвуковых самолетов. — М.: Машиностроение, 1983. — 648 с.

Статья поступила в редакцию 24 октября 2006 г.