

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  
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: zamuraev@itam.nsc.ru

## КРИТЕРИАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНЫХ РЕЖИМОВ ТРАНЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ КРЫЛОВЫХ ПРОФИЛЕЙ С ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМ ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ

Обобщены результаты авторов по энергетическому управлению транзвуковыми течениями. Проведен критериальный анализ режимов обтекания крыловых профилей при наличии внешнего импульсно-периодического источника энергии. Выбраны четыре критерия, которые относятся к классу критериев гомохронности. Они определяются соотношениями между периодом подвода энергии, скоростью газового потока, скоростью распространения малых возмущений и расстояниями от начала или конца зоны подвода энергии до положения замыкающего скачка в невозмущенном состоянии либо размером зоны подвода энергии. Показано, что условия реализации нелинейного режима могут быть описаны в терминах введенных критериев гомохронности. Получены оценки для минимальной энергии, при которой возможен эффект нелинейного взаимодействия, а также для времени формирования периодического режима. Установлено, что нелинейный эффект имеет преимущественно газодинамическую природу. Показано, что результаты расчетов согласуются с критериальными оценками.

*Ключевые слова:* транзвуковое течение, крыловой профиль, импульсный подвод энергии, уравнения Эйлера.

### Введение

Вплоть до настоящего времени в России и за рубежом проводились исследования активного внешнего энергетического воздействия на обтекание тел в широком диапазоне скоростей полета (см., например, [1–11]), интенсивно развивалась и близкая тематика – создание управляющих усилий на аэродинамических поверхностях при помощи так называемых «plasma actuators» [12–16].

Первоначально исследование влияния приповерхностного подвода энергии на волновое сопротивление профиля при транзвуковом режиме обтекания было связано с попыткой снизить волновое сопротивление. 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 [17]. Был получен нелинейный режим с периодическим обтеканием и снижением волнового сопротивления профиля на десятки процентов [17]. Однако техническая реализация подобной идеи в настоящее время представляет значительную трудность. Тем не менее физика явления оказалась привлекательнее практической применимости, в силу чего исследования продолжались [18–25]. Обзор проведенных исследований показал, что полученные результаты могут быть описаны в рамках физики нелинейных явлений и теории колебаний. В связи с этим возникает вопрос критериального описания класса изучаемых явлений. Характер обтекания профиля при наличии внешнего источника энергии в основном определяется критериями, относящимися к классу критериев гомохронности. Первый из них представляет со-

бой отношение периода подвода энергии к времени распространения малых возмущений от конца зоны подвода энергии до положения замыкающего скачка в невозмущенном состоянии. Второй – отношение периода подвода энергии к времени распространения малых возмущений от начала зоны подвода энергии до положения замыкающего скачка в невозмущенном состоянии. Третий есть отношение периода подвода энергии к времени протекания газа от зоны подвода энергии до положения замыкающего скачка в невозмущенном состоянии. Четвертый представляет собой отношение периода подвода энергии к времени протекания газа через зону подвода энергии. В данной работе изучена зависимость характера обтекания профиля при внешнем подводе энергии от критериев гомохронности.

Одновременно параметры моделируемого процесса (частоты и подводимые энергии) близки к аналогичным значениям для явлений возгорания двигателя и атмосферного электричества [14; 15; 25; 26]. При сравнительно длительном разряде молний над поверхностью крыла, а также в случае возгорания двигателя приповерхностное выделение энергии значительно влияет на подъемную силу, что необходимо учитывать при принятии решений в аварийных ситуациях. В работе дана оценка эффекта в данных физических явлениях. Снижением фактора риска в ситуациях, когда идет самопроизвольное выделение тепла на поверхностях профиля, является создание поверхностей с модулируемыми свойствами, позволяющими управлять тепловыделением. Это отдельная проблема, но современные нанотехнологии позволяют создавать поверхности с широким набором свойств.

### 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 методом Рунге – Кутты второго порядка. В рассматриваемой модели импульсный подвод энергии осуще-

вляется 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. Соответственно увеличиваются температура и давление в зоне. Начальное распределение параметров соответствует стационарному обтеканию профиля без подвода энергии.

### Критериальный анализ нелинейных эффектов при импульсном периодическом подводе энергии вблизи симметричного профиля, обтекаемого трансзвуковым потоком

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 три 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  $\Delta E / \Delta t = 0,02$ .

На рис. 1 показана картина течения (поле плотности газа) при стационарном обтекании крылового профиля без подвода энергии. Так как профиль симметричный и поле течения симметричное приведена половина рассматриваемой области. Белой полоской возле профиля обозначено местоположение зоны подвода энергии.

Введены два расстояния:  $R$  – расстояние от конца зоны подвода энергии до положения замыкающего скачка в невозмущенном

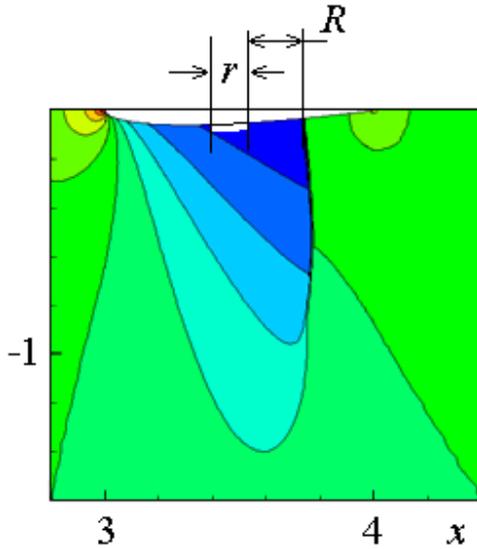


Рис. 1. Стационарное обтекание профиля с указанием характерных размеров, используемых при расчете критериев гомохронности

состоянии, а также  $r$  – размер зоны подвода энергии. Оценим время распространения малого возмущения на расстояние  $R$ . В безразмерных единицах скорость звука равна  $a_\infty = 1$ , она же приближенно соответствует скорости потока. Тогда скорость распространения малого возмущения в лабораторной системе вниз по потоку приближенно равна  $2a_\infty$ . Первый критерий гомохронности имеет вид

$$Ho_1 = \Delta t / (R / 2a_\infty).$$

Второй:

$$Ho_2 = \Delta t / ((R + r) / 2a_\infty).$$

Третий:

$$Ho_3 = \Delta t / ((R + r) / a_\infty).$$

Четвертый критерий гомохронности, связанный с протеканием газа через зону подвода энергии:

$$Ho_4 = \Delta t / (r / a_\infty).$$

В табл. 1 приведены значения коэффициента волнового сопротивления  $C_x$  в зависимости от периода подвода энергии. В первой строке дано его значение без подвода энергии. Энергоподвод осуществлялся непосредственно у профиля ( $x_1$  и  $x_2$  – координаты левой и правой границ зон подвода энергии, профиль расположен при  $3 \leq x \leq 4$ ).

Приведенные 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. Из табл. 1 видно, что максимальное снижение волнового сопротивления соответствует случаю, когда значения первых трех критериев  $Ho_1$ ,  $Ho_2$ ,  $Ho_3$  порядка единицы. При этом плотность газа в зоне подвода энергии успевает восстановиться, и она максимальна. Четвертый критерий равен 0,5, т. е. тоже порядка единицы. Равенство единице четвертого критерия означает, что энергия подводится в практически невозмущенный газ, при этом энергию получает весь поток газа, протекающий вдоль поверхности профиля.

На рис. 2 для этих вариантов приведено распределение коэффициента давления  $C_p$  (в варианте 4 табл. 1 и для варианта 4 на рис. 2 значения  $C_x$  очень близкие).

В табл. 2 представлены значения коэффициента волнового сопротивления и его снижение для периода  $\Delta t = 0,05$  в зависимости от положения зон подвода энергии.

Таблица 1

Коэффициент волнового сопротивления  $C_x$  и критерии гомохронности в зависимости от периода подвода энергии

№	$x_1$	$x_2$	$\Delta t$	$C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x / C_x, \%$	$Ho_1$	$Ho_2$	$Ho_3$	$Ho_4$
1	–	–	–	4,588	–	–	–	–	–	–
2	3,609	3,693	0,5	3,916	0,672	14,6	17,54	6,4	3,2	5
3	3,609	3,693	0,05	3,498	1,090	23,8	1,754	0,64	0,32	0,5
4	3,609	3,693	0,025	3,526	1,062	23,1	0,877	0,32	0,16	0,25

Таблица 2

Коэффициент волнового сопротивления  $C_x$   
и критерии гомохронности в зависимости от положения зон подвода энергии

№	$x_1$	$x_2$	$C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x / C_x, \%$	$Ho_1$	$Ho_2$	$Ho_3$	$Ho_4$
1	—	—	4,588	—	—	—	—	—	—
2	3,609	3,693	3,498	1,090	23,8	1,75	0,64	0,32	0,5
3	3,567	3,656	3,243	1,345	29,3	1,06	0,51	0,26	0,5
4	3,523	3,609	2,920	1,668	36,4	0,71	0,41	0,21	0,5
5	3,477	3,567	2,589	1,999	43,6	0,55	0,35	0,18	0,5
6	3,433	3,523	2,250	2,338	51,0	0,44	0,31	0,16	0,5
7	3,352	3,442	~ 1,80	~ 2,79	60,8	0,25	0,20	0,10	0,5
8	3,271	3,367	~ 2,85	~ 1,74	37,9	0,21	0,17	0,85	0,5

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 миделя (при  $x \approx 3,303$ ) приводит к значительному снижению  $C_x$  (до 60 % в варианте 7). При перемещении зон к передней части профиля, за мидель (вариант 8), эффект уменьшается.

Отсюда видно, что при одинаковом значении четвертого критерия величина эффекта возрастает вместе с ростом степени нелинейности, которую характеризуют первые три критерия гомохронности: чем меньше их величина, тем больше степень нелинейности (рис. 3). На рис. 4 для этих вариантов приведено распределение коэффициента давления  $C_p$ .

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

**Минимальная энергия для возникновения нелинейного эффекта**

Некоторые аналитические оценки влияния слабого внешнего подвода энергии на поверхности профиля за миделем, не порождающего ударных волн, были получены в [27] для трансзвуковых и сверхзвуковых режимов.

В данной работе оценки делаются для принципиально другого случая, когда взаимодействие источника энергии с замыкающим скачком уплотнения и с поверхностью

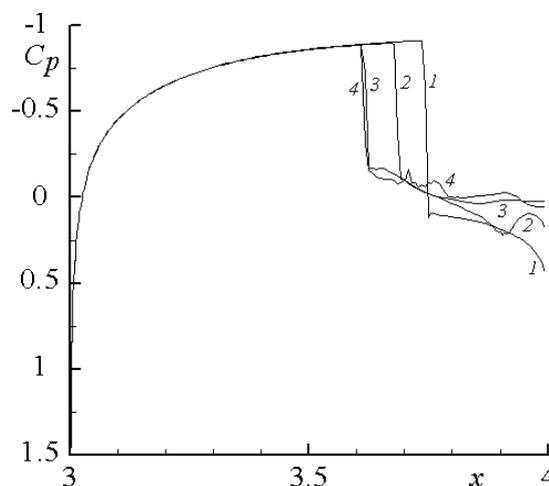


Рис. 2. Распределение вдоль хорды профиля коэффициента давления при различных значениях периода подвода энергии: 1 –  $\Delta t = \infty$ ; 2 –  $\Delta t = 0,5$ ; 3 –  $\Delta t = 0,05$ ; 4 –  $\Delta t = 0,005$

профиля, обтекаемого трансзвуковым потоком, имеет существенно нелинейный характер. Рассматривается режим энергоподвода, когда значение четвертого критерия гомохронности  $Ho_4$  равно 1. Это означает, что энергия каждый раз подводится в новую порцию газа, а нагретый газ к моменту нового импульса успевает полностью уйти из зоны подвода энергии. В рамках используемой модели подвод энергии приводит к мгновенному повышению давления в зоне на  $\Delta p$ , плотность при этом сохраняется. Повышение давления рассчитывается аналогично изохорическому процессу. При условии

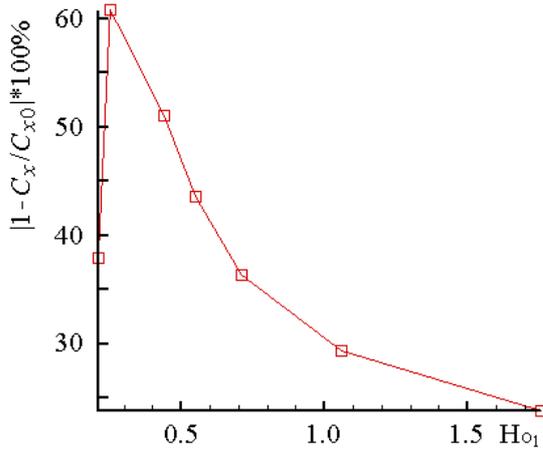


Рис. 3. Зависимость относительного снижения волнового сопротивления в процентах от критерия гомогенности  $Ho_1$

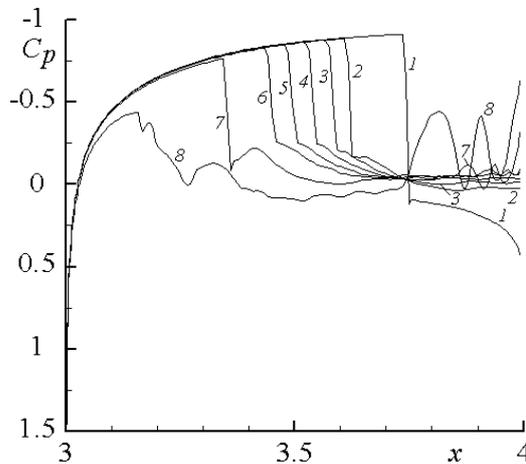


Рис. 4. Распределение вдоль хорды профиля коэффициента давления при различных положениях зон подвода энергии (номера кривых соответствуют номерам вариантов табл. 2)

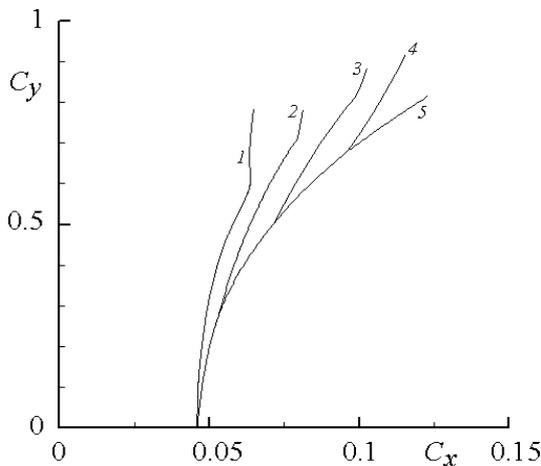


Рис. 5. Поляры при подводе энергии для фиксированных углов атаки  $\alpha$  (1 -  $\alpha = 0^\circ$ ; 2 -  $\alpha = 1^\circ$ ; 3 -  $\alpha = 2^\circ$ ; 4 -  $\alpha = 3^\circ$ ) и в отсутствие подвода энергии (5 -  $\alpha = 0 \div 4^\circ$ )

$$\frac{\Delta p}{p} \ll 1$$

возмущение слабое. При условии

$$\frac{\Delta p}{p} \sim 1$$

мы имеем ударную волну. Средняя во времени мощность  $W_V$ , подводимая на единицу объема газа, связана с энергией однократного импульса  $\Delta E$ , подводимого в зону с толщиной  $\Delta y$ , длиной вдоль контура  $\Delta x$  и протяженностью 1, следующим образом:

$$\Delta E = W_V \Delta t \cdot \Delta y \cdot \Delta x \cdot 1.$$

Относительное изменение внутренней энергии идеального газа при изохорическом процессе равно относительному изменению давления, т. е.  $\Delta U \sim U$ . При трансзвуковом режиме течения энергия макроскопического движения газа по порядку величины равна его внутренней энергии, поэтому для удельной энергии (энергия, подводимая на единицу массы)  $\Delta \epsilon$  имеем

$$\Delta \epsilon_p \approx \frac{v^2}{2}.$$

Тогда плотность подводимой энергии (на единицу объема) будет равна

$$\Delta \epsilon_v \approx \frac{\rho v^2}{2} \approx \frac{M^2 \rho a_\infty^2}{2}.$$

В результате энергия, подводимая в однократном импульсе, равна

$$\Delta E = \frac{M^2 \rho a_\infty^2}{2} \cdot \Delta y \cdot \Delta x.$$

Для параметров зоны  $\Delta x = 0,1$ ,  $\Delta y = 0,01$ , числа Маха  $M = 0,85$ ,  $a_\infty = 1$ ,  $\rho = 0,5$  получаем  $\Delta E = 0,00025$ . Это порядок величины, при котором эффект возможен. Расчеты показывают: при  $\Delta E = 0,0001$  эффект есть, а при  $\Delta E = 0,00001$  эффекта уже нет. Таким образом, подводимая мощность равна

$$W = \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{M^2 \rho a_\infty^2}{2 \Delta t} \cdot \Delta y \cdot \Delta x.$$

В качестве примера возникновения существенной нелинейности и влияния ее на аэродинамические характеристики крылового профиля на рис. 5 приведены поляры при одностороннем подводе энергии к симметричному профилю.

Подводимая энергия  $\Delta E$  варьировалась в пределах от минимально допустимого значения 0,0001 до 0,0085. Период подвода энергии  $\Delta t = 0,05$ . Кривые 1-4 соответствуют зависимости  $C_y$  от  $C_x$  для фиксированных углов атаки, кривая 5 - классическая поляра

без подвода энергии. 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. Это приводит к уменьшению волнового сопротивления. На верхней стороне профиля замыкающий скачок уплотнения смещается ближе к задней кромке, что ведет к увеличению волнового 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 остается практически постоянным.

**Резонансное взаимодействие пульсирующего источника энергии с ударно-волновой структурой и время установления нелинейного режима обтекания**

При исследовании зависимости оптимальной частоты подвода энергии от свойств источника энергии, его положения, числа Маха набегающего потока и при определении условий, 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. 6 представлена зависимость снижения коэффициента волнового сопротивления  $\Delta C_x/C_x$  при симметричном обтекании профиля NASA-0012 на  $M_\infty = 0,85$  от периода подвода энергии  $\Delta t$ .

Штрих-пунктирные линии – модель мгновенного объемного энерговклада, сплошные

линии – модель с мгновенным массовым энерговкладом; кривые 1 и 3 – зона  $x = 3,609 \div 3,693$ , 2 и 4 – зона  $x = 3,433 \div 3,528$ , 5 – зона  $x = 3,3375 \div 3,3468$ . Точки кривых 2 и 4 (а также 1 и 3) при  $\Delta t = 0,05$  лежат близко. Такой результат оправдывает использование в ряде случаев модели объемного энерговклада. Характерной особенностью зависимостей, представленных на рис. 6, для другой модели источника энергии является наличие максимумов. При этом величина максимума снижения сопротивления сильно зависит от положения источника. Для положения  $x = 3,375 \div 3,468$  максимум довольно острый: изменению периода в два раза по сравнению с оптимальным значением отвечает уменьшение волнового сопротивления более чем в четыре 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. 6 показывает, что для первой модели энергоисточника оптимальная частота в два с небольшим раза больше, чем для второй. 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 кверху.

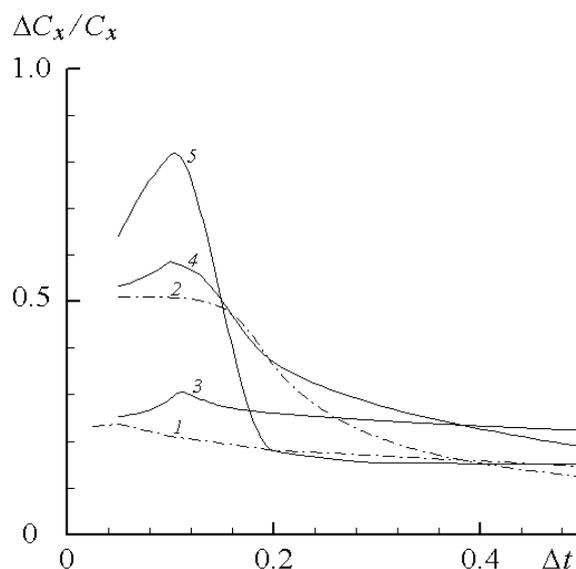


Рис. 6. Зависимость снижения коэффициента волнового сопротивления  $\Delta C_x/C_x$  от периода

Оставляя до некоторого времени вопрос о реальной физической природе энергоисточников обоих типов, следует отметить, что исследования, проведенные для энергоисточника, пропорционального плотности газа, были очень интересны с точки зрения критериев гомохронности. Начало возрастания кривой 5 совпало с периодом  $\Delta t \approx 0,2$ , что соответствует времени распространения возмущения от конца зоны до положения замыкающего скачка в невозмущенном состоянии, т. е.  $Ho_1 = 1$ . Максимум соответствует периоду подвода энергии, равному  $\Delta t \approx 0,1$ , что соответствует максимуму поглощенной энергии, т. е.  $Ho_4 = 1$ . Это означает, что к моменту подвода энергии в зоне находится газ, пришедший из области выше по потоку и не испытавший воздействия энергоподвода – нагрева с последующим расширением и понижением плотности. Следствием этого воздействия является нагрев газа с расширением, снижением плотности и, как следствие, уменьшением поглощенной энергии.

Для нелинейного режима существует некоторое характерное время установления. По порядку величины оно равно времени, за которое происходит сжатие газа между старым и новым положениями замыкающего скачка: от значений параметров до ударной волны до значений после ударной волны. Для критерия гомохронности  $Ho_1 = 1$ , когда подводимая за период энергия расходуется на увеличение внутренней энергии  $\Delta U$  и работу  $A$  по сжатию объема  $V$  газа между новым и старым положениями замыкающего скачка ( $\Delta U$  и  $A$  одного порядка), можно оценить время установления нелинейного режима. Пользуясь этим, с помощью теории размерностей количество периодов  $N$  можно оценить из равенства

$$\begin{aligned} \Delta E \cdot N &\approx 2p|\Delta V| \approx 2p \left| \frac{\Delta V}{V} \right| V \approx \\ &\approx 2p \left| \frac{\Delta \rho}{\rho} \right| V \approx 2p \left| \frac{\Delta \rho}{\rho} \right| (R+r)l \approx \\ &\approx 2p|1-M|(R+r)l, \end{aligned}$$

где  $\Delta E$  – энергия, поглощенная за один период;  $\Delta \rho$  – изменение плотности при переходе через фронт ударной волны;  $M$  – число Маха;  $l = 1$  (в безразмерных единицах) – длина хорды профиля.

В этом случае для  $M = 0,85$ ,  $\Delta E = 0,001$ ,  $R + r = 0,3$ ,  $p = 1$  получаем  $N \approx 80$ . Умножив

$N$  на период подвода энергии  $\Delta t$ , мы получим

$$t \approx 2p|1-M|(R+r)l \frac{\Delta t}{\Delta E}.$$

Для периода  $\Delta t = 0,05$  получаем  $t \approx 4$ . Данная оценка согласуется с результатами расчета [24]. Это время также является характерным масштабом для формирования пространственных неоднородностей размера порядка  $(R+r)$ . В частности, данный период может коррелировать с процессом образования и схода вихрей с задней кромки, если он возникает.

Таким образом, необходимым условием реализации нелинейного процесса является малость периода подвода энергии по отношению ко времени распространения возмущения от конца зоны подвода энергии до невозмущенного замыкающего скачка, а оптимальным – течение с параметрами  $Ho_1 = 1$  и  $Ho_4 = 1$ . Резонансные эффекты особенно сильны для энерговыделения, пропорционального плотности газа.

В соответствии с законом стабилизации [21] распределение параметров потока вдоль профиля от его носка до замыкающего скачка уплотнения (при заданном числе Маха полета  $M_\infty$ ) остается неизменным при рассматриваемом импульсно-периодическом подводе энергии, изменяется только положение скачка. При этом новое положение замыкающего скачка практически не изменяется в пределах периода, т. е. фактически имеет место стационарное распространение ударной волны. Такой режим возможен лишь при постоянном пополнении запаса энергии скачка, которая расходуется на нагрев газа и на кинетическую энергию его движения за фронтом. Следовательно, должна иметь место определенная аналогия с распространением детонационной волны. Это подтверждает рис. 7, на котором в качестве примера показано распределение давления, плотности и температуры в зоне подвода энергии для варианта: подвод энергии производился в зоне, расположенной при  $x = 3,433 \div 3,523$ ; период  $\Delta t = 0,05$ , задавалась удельная подводимая энергия  $E = 20$  (в этом случае в зону за период подводилась энергия

$$\Delta E = \int \rho E dS = 0,001).$$

Из рисунка видно, что, как и в случае детонационной волны [25], плотность газа падает, температура растет, а уменьшение

давления существенно меньше. Также видно, что температура газа у поверхности профиля вырастает сильно. Однако данный расчет проводился для модели идеального газа. Расчеты с учетом реальных термодинамических свойств привели к значительному снижению уровня температур [26].

### О возможной реализации периодического подвода энергии

Свяжем моделируемый процесс с реальными физическими явлениями. Найдем размерное значение периода подвода энергии. Для длины хорды крыла самолета в 3 м и скорости звука  $a_\infty = 300$  м/с имеем:  $\Delta t \approx 0,01 \cdot 0,05 \approx 0,0005$  с. В рассмотренных в табл. 2 вариантах энергия, вводимая в зону за период, в безразмерном виде была равна 0,001. При давлении на бесконечности, равном половине атмосферного, подводимая энергия имеет значение

$$\Delta E \approx 0,5 \cdot 10^5 \text{ Па} \cdot 9 \text{ м}^3 \cdot 0,001 = 450 \text{ Дж}.$$

Оценим количество частиц  $N_{\text{at}}$  в зоне энергоподвода при объеме зоны в  $9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$ :

$$N_{\text{at}} = V_z \cdot L_0 / 2 = 9 \cdot 10^{-4} \cdot 2,7 \cdot 10^{25} / 2 = 1,2 \cdot 10^{22},$$

где  $L_0$  – число Лошмидта. Если оценить энергию  $\Delta \varepsilon$ , приходящуюся на одну частицу, то мы получим

$$\Delta \varepsilon = \frac{\Delta E}{N_{\text{at}}} \approx \frac{450 \text{ Дж}}{1,2 \cdot 10^{22}} =$$

$$= 0,37 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 0,23 \text{ эВ}.$$

Аналогичная энергия присутствует в процессе типа «плазменный лист» [14–16].

Соответствующая периоду частота составляет 2 кГц. При меньших размерах хорды частота будет выше. Рассмотрим физические процессы, соответствующие данным частотам и энергиям.

Энергия соответствует атмосферным электрическим процессам – от удара линейной молнии до более экзотических явлений. Частоты близки к случаю колебаний магнитосферы во время магнитных бурь. В настоящее время существуют гипотезы, связывающие процессы выделения атмосферного электричества (например, гроза) с процессами в низкой ионосфере [28]. При достаточно интенсивных электрических разрядах резонансной частоты вблизи поверхностей летательного аппарата с нарушением однородности покрытия может произойти локализация электрического за-

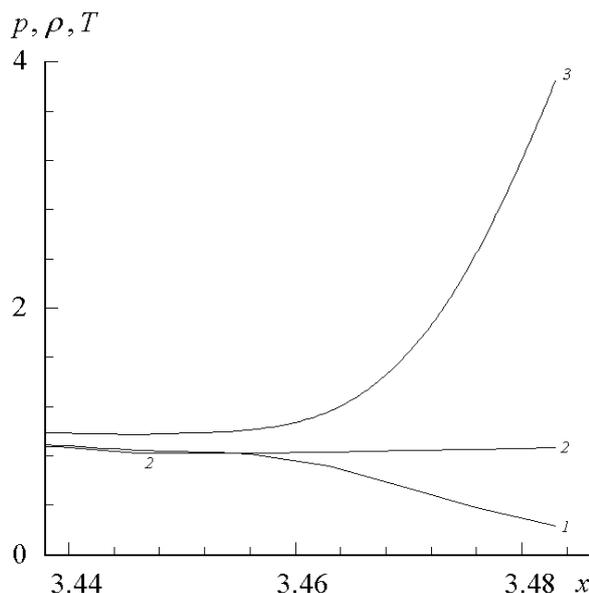


Рис. 7. Распределение параметров потока в зоне подвода энергии: 1 –  $p$ ; 2 –  $\rho$ ; 3 –  $T$

ряда, сопровождаемая тепловыделением, что приведет к потере равновесия аппарата и послужит причиной аварии (количество аварий в местах геомагнитных аномалий максимально во время их активности, когда имеют место колебания магнитного поля с частотой, близкой к резонансному значению). Данный факт делает актуальным задачу проектирования поверхностей летательного аппарата с модулируемыми свойствами.

Приповерхностный подвод энергии будет значительно влиять на аэродинамические характеристики даже при обычной молнии, имеющей длину несколько километров. Длительность молнии может составлять от долей секунды до полутора секунд. Если предположить, что целостность покрытия на одном крыле нарушилась по всей длине, и возник пробой в воздухе вдоль всей поверхности крыла, то подъемная сила на разных крыльях будет отличаться приблизительно в 1,25 раза, что характерно для эффекта подвода энергии, и вращающий момент, действующий в течение времени  $t = 0,5$  с, повернет аппарат на угол

$$\alpha \approx 0,25 \frac{gL}{8R^2} t^2 \approx 0,25 \frac{9,8 \cdot 18,8}{8 \cdot 1,9^2} 0,5^2 =$$

$$= 0,4 \text{ рад} = 0,4 \frac{180}{3,14} \approx 23^\circ.$$

Это существенно для потери равновесия летательного аппарата ( $L$  – длина крыла,  $R$  – диаметр фюзеляжа самолета Ту-154).

Другой ситуацией, связанной с энерговыделением под крылом, является возгорание двигателей в аварийной ситуации. В этом случае выделение тепла в значительной мере объемное, но все равно оно сосредоточено вблизи поверхности. Это значит, что появляется дополнительная подъемная сила, наличие которой нельзя не учитывать при принятии решений. Имеются работы, в которых не только экспериментально, но и теоретически показана возможность существования резонансных автоколебательных режимов горения, например [29].

### Заключение

Таким образом, эффекты, связанные с приповерхностным подводом энергии, могут иметь значительное влияние на аэродинамические характеристики скоростных профилей. Показано, что условия реализации нелинейного режима могут быть описаны в терминах критериев гомохронности, построенной по газодинамической структуре невозмущенного подвода энергии потока и периоду подвода энергии. Была получена оценка для минимальной энергии, при которой возможен эффект, – она составляет около 0,001 от энергии, набегающей на сечение профиля. Дана оценка времени формирования нелинейного периодического режима. Эффект имеет преимущественно газодинамическую природу и качественно слабо чувствителен к явлениям вязкости и учету реальных свойств газа. Оценка характерных значений параметров для реального самолета показала, что могут существовать явления, аналогичные моделируемому процессу (проявление атмосферного электричества, случаи возгорания и др.), поэтому закономерности, обнаруженные при изучении трансзвукового обтекания профиля с внешним подводом энергии, имеют фундаментальный характер и практическое значение.

### Список литературы

1. Корж С. К., Юрьев А. С. Влияние параметров подвода тепловой энергии на сопротивление профиля в трансзвуковом по-

токе идеального газа // Учен. зап. ЦАГИ. 1995. Т. 26, № 3–4. С. 16–25.

2. 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.

3. 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.

4. 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, 1998. Pt 2. P. 58–64.

5. Yuriev A. S., Korzh S. K., Pirogov S. Yu. et al. Transonic Streamlining of Profile at Energy Addition in Local Supersonic Zone // Proc. of the 3<sup>rd</sup> Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications. M., 2001. P. 201–207.

6. Георгиевский П. Ю., Левин В. А. Управление обтеканием различных тел с помощью локализованного подвода энергии в сверхзвуковой набегающий поток // Изв. АН. МЖГ. 2003. № 5. С. 154–167.

7. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинин А. П. и др. Управление трансзвуковым обтеканием крыловых профилей посредством локального импульсного подвода энергии // ПМТФ. 2004. Т. 45, № 5. С. 62–67.

8. Zheltovodov A. A., Pimonov E. A. Numerical Research of Supersonic Flows Features in Conditions of Localized Energy Deposition and Verification of Calculations // Proc. of the Intern. Conf. on the Methods of aerophys. Res. Novosibirsk: Publ. House «Parallel», 2007. Pt 1. P. 236–245.

9. Стародубцев М. А. Управление трансзвуковым обтеканием аэродинамического профиля с помощью теплоподвода // Учен. зап. ЦАГИ. 2007. 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. Vol. 33. No. 11. P. 2120–2127.

11. Goksel B. et al. Steady and Unsteady Plasma Wall Jets for Separation and Circulation Control // 3<sup>rd</sup> AIAA Flow Control Conference. San Francisco, California, AIAA 2006-3686.

12. Font G. I. Boundary Layer Control with Atmospheric Plasma Discharges // AIAA. 2006. Vol. 44 (7). P. 1572–1578.
13. Labergue A., Moreau E., Zouzou N., Touchard G. Separation Control Using Plasma Actuators: Application to a Free Turbulent Jet // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007 Vol. 40. P. 674–684.
14. Знаменская И. А., Коротеев Д. А., Попов Н. А. Наносекундный сильноточный разряд в сверхзвуковом потоке газа // ТВТ. 2005. Т. 43, № 6. С. 820–827.
15. Знаменская И. А., Луцкий А. Е., Мурсенкова И. В. Исследование поверхностного энерговклада в газ при инициировании импульсного разряда типа «плазменный лист» // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, вып. 24. С. 38–42
16. Знаменская И. А., Мурсенкова И. В., Орлов Д. М. и др. Локализация импульсного энерговклада при инициировании поперечного поверхностного разряда в потоке с ударной волной // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33, вып. 13. С. 72–77.
17. 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.
18. 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.
19. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Управление аэродинамическим качеством крыловых профилей с помощью импульсного периодического подвода энергии // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34, вып. 12. С. 62–66.
20. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Резонансное взаимодействие пульсирующего источника энергии с ударно-волновой структурой при трансзвуковом обтекании крыловых профилей // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, вып. 12. С. 8–15.
21. Фомин В. М., Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Закон стабилизации распределения газодинамических параметров вдоль обтекаемого трансзвуковым потоком профиля при импульсно-периодическом подводе энергии // ДАН. 2008. Т. 422, №. 4. С. 484–486.
22. Аульченко С. М., Замураев В. П., Знаменская И. А. и др. О возможности управления трансзвуковым обтеканием профилей с помощью подвода энергии на основе наносекундного разряда типа «плазменный лист» // ЖТФ. 2009. Т. 79, вып. 3. С. 17–27.
23. Замураев В. П. О механизме влияния низкочастотного источника энергии на ударно-волновую структуру при трансзвуковом обтекании профиля // ЖТФ. 2009. Т. 79, вып. 5. С. 146–149.
24. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Газодинамический механизм влияния импульсного периодического подвода энергии на ударно-волновую структуру трансзвукового обтекания крыловых профилей // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16, № 2. С. 201–208.
25. Бурштейн А. И., Солоухин Р. И. Физика молекулярных и сплошных сред. Новосибирск, 1972. 648 с.
26. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Управление трансзвуковым обтеканием крыловых профилей с помощью подвода энергии при учете реальных свойств воздуха // ПМТФ. 2010. Т. 51, № 3. С. 41–48.
27. Baev V. K., Nagornykh Y. D. An Analysis of the Externalburning Efficiency in Subsonic and Supersonic Flows // 13<sup>th</sup> ICDERS: Abstr. and Inform. / Nagoya Yintern. Center. Nagoya, 1991. P. 162.
28. Pasko V. P., Stanley M. A., Matthews J. D., Inan U. S., Wood T. G. Electrical Discharge from a Thundercloud Top to the Lower Ionosphere // Nature. 2002. Vol. 416. P. 1–30.
29. Баев В. К., Потапкин А. В., Шумский В. В. Проявление нестационарности при исследовании процессов горения // Препр. / РАН. Сиб. отд-ние. Инт-т теор. и прикл. механики. Новосибирск, 1997. 43 с.

S. M. Aulchenko, V. P. Zamuraev, A. P. Kalinina

**CRITERIAL ANALYSIS OF NONLINEAR REGIMES OF TRANSONIC FLOW  
AROUND THE AIRFOILS WITH A PULSE-PERIODIC SOURCE OF ENERGY**

The paper summarizes our data regarding the energy controlling of the transonic flow. The criterial analysis of the regimes of flow which is formed around the airfoils with an external pulse-periodic energy supply was performed. We selected four criteria, which belong to the class of criteria homochronicity. They are determined by the relations between the period of the energy supply, the rate of gas flow, the velocity of propagation of small disturbances and distances from the beginning or the end zone of energy supply to the position of the closing shock in the undisturbed flow, or the size of the zone of energy. It was shown that the conditions for the forming of the nonlinear regime can be described in terms of the entered criteria of homochronicity. We also obtained estimates for the minimum energy at which the effect of nonlinear interaction is possible, as well as the time of formation of the periodic mode. It was found that the nonlinear effect predominantly has gas-dynamic nature. It was shown that the results of numerical modeling are in agreement with the criterial estimates.

*Keywords:* transonic flow, airfoil, pulse-periodic energy supply, the Euler equations.