

03

## Критериальный анализ нелинейных режимов трансзвукового обтекания крыловых профилей при энергетическом локальном воздействии

© 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, 630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: zamuraev@itam.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 21 мая 2012 г.)

Обобщены результаты авторов по энергетическому управлению трансзвуковыми течениями. Проведен критериальный анализ режимов обтекания крыловых профилей при наличии внешнего импульсно-периодического источника энергии. Получены оценки минимальной энергии, при которой возможен эффект, и времени формирования нелинейного периодического режима.

### 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 трансзвуковом режиме обтекания было связано с попыткой снизить волновое сопротивление. Было 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 гомотронности.

Первый из них представляет собой 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 настоящей работе изучена зависимость характера обтекания профиля при внешнем подводе энергии от критериев гомотронности.

Одновременно параметры моделируемого процесса (частоты и подводимые энергии) близки к аналогичным значениям для явлений возгорания двигателя и проявления 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 настоящей 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, управляющими 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 осуществляется мгновенно, при этом изменения плотности газа и его скорости не происходит. Плотность энергии газа  $e$  в зоне ее подвода возрастает на величину  $\Delta e = \Delta E / \Delta S$ , где  $\Delta E$  — полная подводимая энергия,  $\Delta S$  — площадь зоны. 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 NASA-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. В расчетах использовались две модели источника. В первой модели мгновенного объемного энерговклада задается полная подводимая в зону энергия  $\Delta E$ . 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. 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 состоянии, а также  $r$  — размер зоны подвода энергии. Оценим время распространения

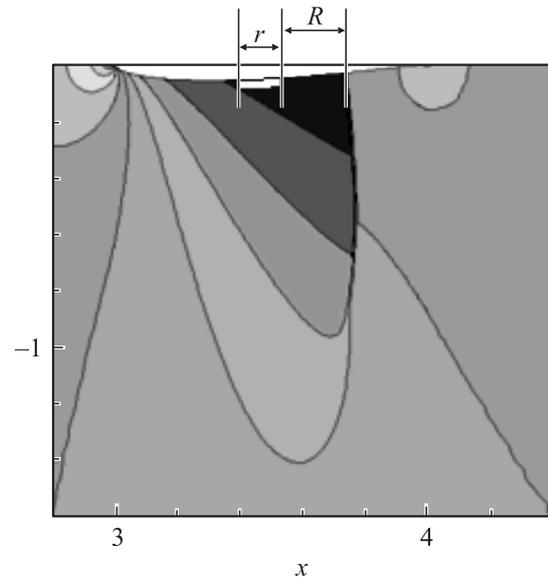


Рис. 1. Стационарное обтекание профиля с указанием характерных размеров, используемых при расчете критериев гомотехности.

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 гомотехности равен

$$Ho_1 = \frac{\Delta t}{R/2a_\infty}.$$

Второй критерий гомотехности имеет вид

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

Значение третьего критерия равно

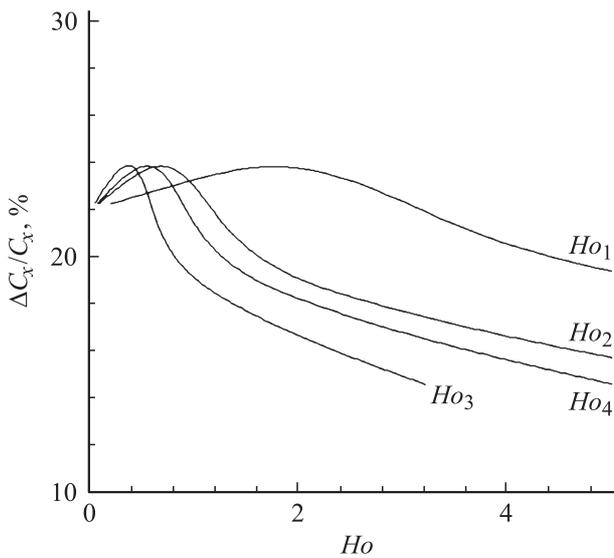
$$Ho_3 = \frac{\Delta t}{(R+r)/a_\infty}.$$

Четвертый критерий гомотехности, связанный с протеканием газа через зону подвода энергии, равен

$$Ho_4 = \frac{\Delta t}{r/a_\infty}.$$

На рис. 2 показаны зависимости величины снижения волнового сопротивления профиля от критериев гомотехности. Значения критериев варьировались путем изменения периода подвода энергии. Энергия подводилась непосредственно у профиля в зоне  $x = 3.609 - 3.693$  (профиль расположен при  $3 \leq x \leq 4$ ). Мощность источника мгновенного объемного энерговклада  $\Delta E / \Delta t = 0.02$ .

Приведенные результаты демонстрируют нелинейный характер зависимости волнового сопротивления от критериев гомотехности (и тем самым от периода подвода энергии). Снижение волнового сопротивления при



**Рис. 2.** Зависимости относительного снижения волнового сопротивления в процентах от критерия гомохронности  $Ho$  при фиксированном положении источника.

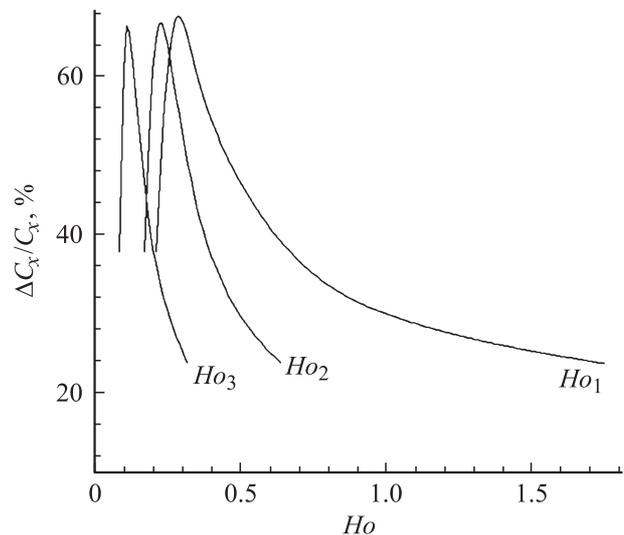
подводе энергии определяется в значительной степени смещением замыкающего скачка уплотнения вверх по потоку. При больших значениях критериев (низких частотах) топология течения успевает частично восстановиться перед следующим подводом энергии, и смещение замыкающего скачка уплотнения вверх по потоку не дает значительного уменьшения  $C_x$ . При уменьшении значений критериев (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 рис. 2 видно, что максимальное снижение волнового сопротивления соответствует случаю, когда значения всех критериев порядка единицы. При этом плотность газа в зоне подвода энергии успевает восстановиться, и она максимальна. 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. 3 представлено снижение коэффициента волнового сопротивления для периода  $\Delta t = 0.05$  (модель мгновенного объемного энерговклада) в зависимости от первых трех критериев гомохронности  $Ho_1$ ,  $Ho_2$ ,  $Ho_3$  при изменении положения зон подвода энергии. Четвертый критерий имеет постоянное значение, равное 0.5.

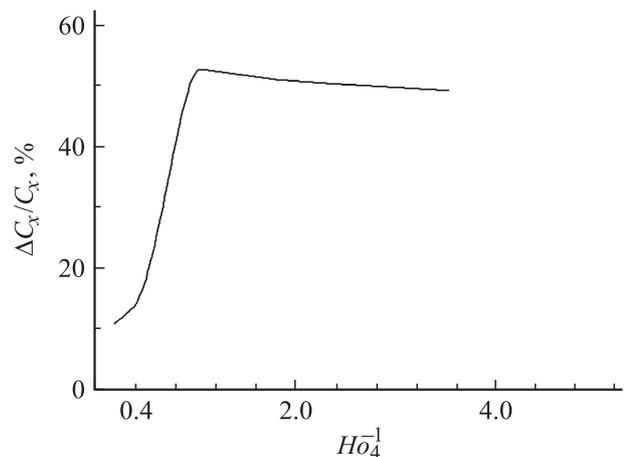
Перемещение зон вдоль контура вверх по потоку (соответственно уменьшение значений критериев) вплоть до миделя (при  $x \approx 3.303$ ) приводит к значительному снижению  $C_x$  (до более чем 60%). При перемещении зон к передней части профиля за мидель эффект уменьшается. Отсюда видно, что при одинаковом 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.

Существует оптимальная длина зоны подвода энергии. Это можно видеть на рис. 4, на котором показана зависимость снижения коэффициента волнового сопротивления профиля от критерия гомохронности  $Ho_4$  для периода  $\Delta t = 0.05$  (модель мгновенного объемного энерговклада). При значении  $Ho_4 = 1$  снижение волнового сопротивления максимальное. При этом значении  $Ho_4$  энергию получает весь поток газа, протекающий вдоль поверхности профиля. При уменьшении  $Ho_4$  (и соответственно увеличении длины зоны энергоподвода) плотность подводимой энергии уменьшается, становится более слабой возникающая ударная волна, уменьшаются нелинейные эффекты, в частности, становится меньше снижение волнового сопротивления. При увеличении  $Ho_4$  (по сравнению с единицей) становится более сильным рассеяние подводимой энергии, ослабляется



**Рис. 3.** Зависимости относительного снижения волнового сопротивления в процентах от критерия гомохронности  $Ho$  при фиксированном периоде подвода энергии.



**Рис. 4.** Зависимости относительного снижения волнового сопротивления в процентах от критерия гомохронности  $Ho_4$ .

взаимодействие источника энергии с поверхностью профиля (меньше площадь поверхности контакта источника с профилем).

### 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 работе [27] для трансзвуковых и сверхзвуковых режимов.

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

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

возмущение слабое. При условии

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

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  $l$ , следующим образом:

$$\Delta E = W_v \Delta t \Delta y \Delta x l.$$

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

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

Тогда плотность подводимой энергии (на единицу объема) будет равна

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

В результате энергия, подводимая в однократном импульсе, равна

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

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, что при  $\Delta E = 0.0001$  эффект есть, а при  $\Delta E = 0.00001$  эффекта уже нет. Таким образом, подводимая мощность равна

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

Примером влияния нелинейности на аэродинамические характеристики крылового профиля являются поляры на рис. 5.

Подводимая снизу к симметричному профилю энергия  $\Delta E$  варьировалась в пределах от 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. На основе результатов, представленных на рис. 5, можно оценить эффективность управления аэродинамическими характеристиками самолета с помощью внешнего энергоподвода. При малых углах атаки на крейсерском режиме полета ( $C_y = \text{const}$ ) для подводимой мощности с целью снижения сопротивления должно выполняться неравенство

$$W \leq \eta [C_{x0} - C_x + C_y (\alpha_0 - \alpha)],$$

где  $\eta$  — доля поглощаемой энергии при энергоподводе,  $C_{x0}$ ,  $C_x$ ,  $\alpha_0$ ,  $\alpha$  — коэффициенты подъемной силы и углы

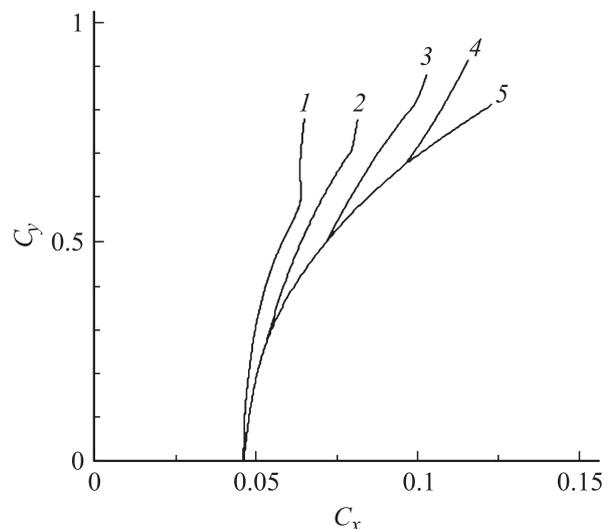


Рис. 5. Поляры при подводе энергии для фиксированных углов атаки  $\alpha$ , град: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 3 и в отсутствие подвода энергии при  $\alpha = 0-4^\circ$  (5).

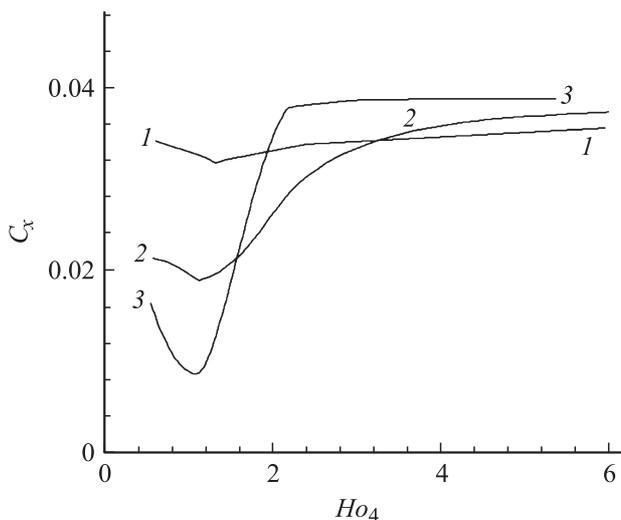
атаки профиля без энергоподвода и с энергоподводом соответственно. При полученных в расчетах значениях для профиля NASA-0012:  $C_y = 0.81$ ,  $C_{x0} = 0.123$ ,  $\alpha_0 = 4^\circ$ ,  $C_x = 0.096$ ,  $\alpha = 2^\circ$ ,  $W = 6 \cdot 10^{-4}$  доля поглощаемой энергии при энергоподводе должна составлять не менее 44% от энергии источника.

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

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

На рис. 6 представлена зависимость от критериев гомохронности отношения коэффициента волнового сопротивления при подводе энергии  $C_x$  к его значению  $C_{x0}$  без энергоподвода при симметричном обтекании профиля NASA-0012 на Махе  $M_\infty = 0.85$  для трех положений источника энергии: кривая 1 — зона  $x = 3.609-3.693$ , кривая 2 — зона  $x = 3.433-3.528$ , кривая 3 — зона  $x = 3.3375-3.3468$ . При этом использовалась модель с мгновенным массовым энерговыделением. Значения критериев гомохронности изменялись при варьировании периода подвода энергии  $\Delta t$ .

Характерной особенностью зависимостей, представленных на рис. 6, является наличие максимумов. При этом величина максимума снижения сопротивления сильно зависит от положения источника. Для положения  $x = 3.375-3.468$  максимум довольно острый: измене-



**Рис. 6.** Зависимости коэффициента волнового сопротивления  $C_x$  от  $Ho_4$  для модели с мгновенным массовым энерговыделением; кривая 1 — зона  $x = 3.609-3.693$ , кривая 2 — зона  $x = 3.433-3.528$ , кривая 3 — зона  $x = 3.3375-3.3468$ .

нию 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. Для модели источника с мгновенным объемным энерговыделением оптимальная частота в 2 с небольшим раза больше, чем для модели с мгновенным массовым энерговыделением. 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.

Оставляя до некоторого времени вопрос о реальной физической природе энергоисточников того или иного типа, следует отметить, что исследования, проведенные для энергоисточника, пропорционального плотности газа, были очень интересны с точки зрения критериев гомохронности. Начало падения кривой 3 при уменьшении  $Ho_4$  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 последующим 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 положением 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 газа  $V$  между новым и старым положением 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

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

где  $\Delta E$  — энергия, поглощенная за 1 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  $M = 0.85$ ,  $\Delta E = 0.001$ ,  $R+r = 0.3$ ,  $p = 1$ ,  $\rho = 1.4$  получаем  $N \approx 60$ . Умножив  $N$  на период

подвода энергии  $\Delta t$ , получим

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

Для периода  $\Delta t = 0.05$  получаем  $t \approx 3$ . Эта 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, необходимыми условиями реализации нелинейного процесса является малость периода подвода энергии по отношению к времени распространения возмущения от конца зоны подвода энергии до невозможного замыкающего скачка, а оптимальными — 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  $p$ , плотности  $\rho$  и температуры  $T$  в зоне подвода энергии для варианта: подвод энергии производился в зоне, расположенной при  $x = 3.433-3.523$ , 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. На данном рисунке 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

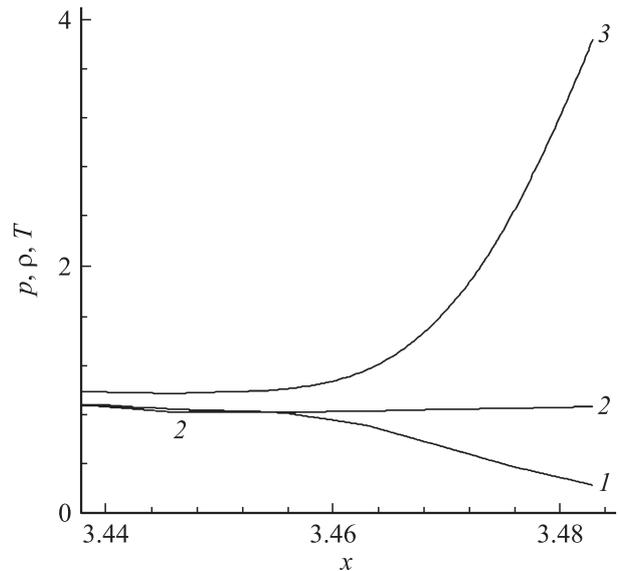


Рис. 7. Распределение параметров потока в зоне подвода энергии; кривая 1 — плотность  $\rho$ , кривая 2 — давление  $p$ , кривая 3 — температура  $T$ .

$\Delta t \approx 0.01 \cdot 0.05 \approx 0.0005$  с. В рассмотренных вариантах расчетная энергия, вводимая в зону за период, в безразмерном виде была равна 0.001. При давлении на бесконечности, равной половине атмосферного, подводимая энергия имеет значение

$$\Delta E \approx 0.5 \cdot 10^5 \text{ [Pa]} 9 \text{ [m}^3\text{]} 0.001 = 450 \text{ J.}$$

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

$$N_{\text{at}} = V_z Lo / 2 = 1.2 \cdot 10^{22},$$

где  $Lo$  — число Лошмидта. Если оценить энергию  $\Delta \epsilon$ , приходящуюся на одну частицу, то мы получим

$$\Delta \epsilon = \frac{\Delta E}{N_{\text{at}}} \approx 0.23 \text{ eV.}$$

Аналогичная энергия присутствует в процессе типа „плазменный лист“ [14–16].

Соответствующая периоду частота составляет 2 kHz. 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, гроз) с процессами в низкой ионосфере [28]. При достаточно интенсивных электрических разрядах резонансной частоты вблизи поверхностей аппарата с нарушением однородности покрытия может произойти локализация

электрического заряда, 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 актуальной 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

$$\alpha \approx 0.25 \frac{gL}{8R^2} t^2 \approx 0.4 \text{ rad} \approx 23^\circ.$$

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

Другой ситуацией, связанной с энергоснабжением под крылом, является возгорание двигателей в аварийных ситуациях. 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 в аварийной ситуации. 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, в том числе и скоростных. Показано, что условия реализации нелинейного режима могут быть описаны в терминах критериев гомохронности, построенных по газодинамической структуре невозмущенного подвода энергии потока и периоду подвода энергии. Была получена оценка для минимальной энергии, при которой возможен эффект, — эта энергия 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 т.д.). Таким образом, 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. // Учен. зап. 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] Гувернюк 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 magneto-plazma-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] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. и др. // ПМТФ. 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. 2007. Т. 38. № 1/2. С. 36–40.
- [10] Raghunathan S., Mitchell D. // 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] Gabriel I. Font. // AIAA J. 2006. Vol. 44 (7). P. 1572–1578.
- [13] Labergue A., Moreau E., Zouzou N., Touchard G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. 40. P. 674–684.
- [14] Знаменская И.А., Коротеев Д.А., Попов Н.А. // ТВТ. 2005. Т. 43. № 6. С. 820–827.
- [15] Знаменская И.А., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 24. С. 38–42.
- [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] Фомиш 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. 5. С. 146–149.

- [24] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16. № 2. С. 201–208.
- [25] Бурштейн А.И., Солоухин Р.И. Физика молекулярных и сплошных сред. Новосибирск: НГУ, 1972. 648 с.
- [26] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // ПМТФ. 2010. Т. 51. № 3. С. 41–48.
- [27] Baev V.K., Nagornykh Y.D. // 13th ICDERS: Abstr. and Inform., Nagoya Intern. Center, Nagoya, Jap. 1991. P. 162.
- [28] Pasko V.P., Stanley M.A., Matthews J.D., Inan U.S., Wood T.G. // Nature. 2002. Vol. 416. P. 1.
- [29] Баев В.К., Потанкин А.В., Шумский В.В. // Препринт РАН. Новосибирск: Ин-т теор. и прикл. механики, 1997. 43 с.