

УДК 533.6.011

КРИТЕРИАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВИБРАЦИИ УЧАСТКА ПОВЕРХНОСТИ КРЫЛОВОГО ПРОФИЛЯ НА СТРУКТУРУ ОБТЕКАЮЩЕГО ЕГО ТРАНСЗВУКОВОГО ПОТОКА

С. М. Аульченко*, В. П. Замураев^{*,**}, А. П. Калинина^{*,**}

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

** Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия
E-mails: aultch@itam.nsc.ru, zamuraev@itam.nsc.ru, a_p_kalinina@mail.ru

Выполнен критериальный анализ влияния вынужденных колебаний элементов поверхности крылового профиля на ударно-волновую структуру обтекающего его трансзвукового потока. Установлен параметр, определяющий режимы взаимодействия колебательно движущихся участков профиля с замыкающим скачком уплотнения. Исследовано влияние этого параметра на волновое сопротивление профиля.

Ключевые слова: трансзвуковое течение, крыловой профиль, вибрация элемента поверхности, волновое сопротивление, уравнения Эйлера.

Введение. В [1] показано, что с помощью импульсно-периодического подвода энергии в узких прилегающих к поверхности крылового профиля зонах перед замыкающим скачком при соответствующем выборе частоты энергоподвода и положения зоны можно добиться существенного изменения ударно-волновой структуры и значительного уменьшения волнового сопротивления. В [2] отмечено, что аналогичный эффект может быть получен за счет высокочастотных колебаний элемента поверхности профиля. При этом амплитуда колебаний составляет лишь 0,03 % длины хорды профиля. Различие данных режимов управления трансзвуковым обтеканием крылового профиля заключается в том, что во втором режиме изменение ударно-волновой структуры происходит при частоте, на два порядка большей, чем в первом режиме. Для первого режима в работах [3, 4] сформулированы критерии гомохронности, позволяющие провести априорный анализ условий нелинейной трансформации ударно-волновых структур в трансзвуковых режимах обтекания тел произвольной формы при локальном периодическом подводе энергии. Эти критерии позволяют прогнозировать как возможность изменения структуры течения, так и его масштаб.

При непрерывном режиме подвода энергии критерии гомохронности неприменимы, однако возможен случай, когда подвод энергии формально является периодическим, но период подвода энергии очень мал, поэтому неясно, будет ли проявляться импульсный характер подвода энергии. Далее будем называть этот режим квазинепрерывным. Подобный режим частично исследован в работе [2] при численном моделировании.

В настоящей работе исследуются условия возникновения нелинейных эффектов в квазинепрерывном режиме при возбуждении малых колебаний элементов поверхности крыла для управления аэродинамическими характеристиками профиля.

Постановка задачи. В качестве математической модели течения используется система двумерных нестационарных уравнений газовой динамики идеального газа

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = 0,$$

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho u, \rho v, e), \quad \mathbf{F} = (\rho u, p + \rho u^2, \rho uv, u(p + e)), \quad \mathbf{G} = (\rho v, \rho uv, p + \rho v^2, v(p + e)).$$

Здесь координаты x, y меняются соответственно вдоль хорды профиля и перпендикулярно ей и нормированы на ее длину b (координата x отсчитывается от носка профиля); время t отнесено к b/a_∞ , компоненты скорости газа u, v и скорость звука a — к a_∞ , плотность ρ — к ρ_∞ ; давление p и полная энергия единицы объема газа e обезразмерены параметром $\rho_\infty a_\infty^2$; ρ_∞ определяется из условия $p_\infty = \rho_\infty a_\infty^2$; a_∞, ρ_∞ — скорость звука и плотность невозмущенного потока газа.

Система уравнений дополняется краевыми условиями на границах расчетной двухсвязной области, представляющей собой прямоугольник с внутренней границей, соответствующей контуру рассматриваемого крылового профиля. На левой, верхней и нижней границах этой области ставятся условия невозмущенного потока, на правой границе — “мягкие” условия, на контуре профиля вне подвижного элемента — условие непротекания. На участке контура с границами x_1 и x_2 задается закон изменения его начальной геометрии

$$f(x, t) = f_0(x) + A \sin\left(\frac{2\pi t}{\Delta t}\right) \sin\left(\pi \frac{x - x_1}{x_2 - x_1}\right)$$

($A, \Delta t$ — амплитуда и период колебаний), а в качестве граничного условия используется равенство скоростей потока и границы. При численном решении сформулированной задачи используется конечно-объемная схема.

Параметр взаимодействия. На рис. 1 показаны характерные расстояния в задаче при наличии подвода энергии, которые были использованы при получении критериев гомотронности в [3] (R — расстояние от конца зоны подвода энергии до точки, в которой расположен замыкающий скачок в невозмущенном состоянии; r — продольный размер зоны подвода энергии). Под зоной подвода энергии понимается примыкающая к профилю область потока, в которой плотность энергии увеличивается в результате либо объемного подвода энергии (например, лазерного излучения), либо колебаний элемента поверхности.

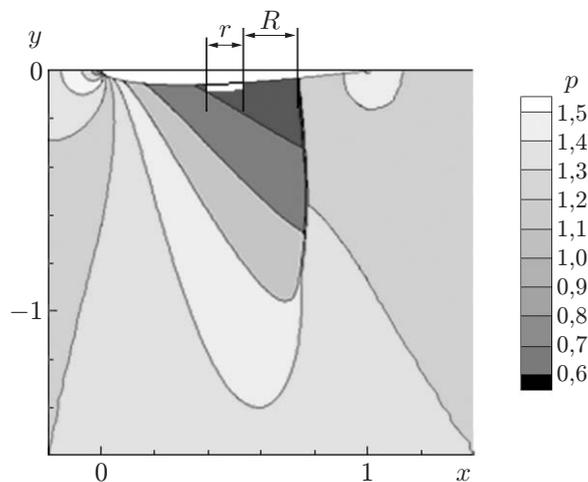


Рис. 1. Поле давления в случае стационарного обтекания крылового профиля без подвода энергии при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 0,85$

Сформулируем условия, при которых импульсный режим отличается от квазинепрерывного, являющегося предельным случаем импульсного режима энергоподвода. Это условие следует из критерия гомохронности, полученного в [3]:

$$\text{Но} = \frac{\Delta t}{r/a_\infty}. \quad (1)$$

Если значение этого критерия существенно меньше единицы ($\text{Но} \ll 1$), то режим энергоподвода является практически непрерывным. Действительно, количество порций энергии, получаемых газом за время, в течение которого он проходит вдоль зоны, равно

$$N \approx 1/\text{Но}. \quad (2)$$

Тогда отношение плотности подведенной энергии к плотности кинетической энергии в потоке можно оценить по формуле

$$\beta' = \left(\frac{\Delta E}{r\Delta y \text{Но}} \right) / \left(\frac{1}{2} \rho_\infty a_\infty^2 \right) = \frac{2\beta^2}{\text{Но}}, \quad (3)$$

где $\beta = (1/a_\infty) \sqrt{\Delta E / (r\Delta y \rho_\infty)}$.

В зоне подвода энергии одновременно находится N порций газа, каждая из которых занимает объем с размером в поперечном направлении, равным толщине зоны подвода энергии, и длиной

$$l = \Delta t a_\infty.$$

В любой момент времени в зоне подвода энергии имеется одна порция газа, N раз получившая энергию за время прохождения зоны. Согласно (3) плотность этой энергии можно выразить через β' :

$$E_1 = \beta \rho_\infty a_\infty^2 / 2.$$

Полагая, что одна половина этой энергии будет затрачена на нагрев газа, а вторая половина будет трансформироваться в его кинетическую энергию, получаем соотношение

$$\beta' \rho_\infty a_\infty^2 / 4 \approx \rho_\infty D^2 / 2,$$

из которого находим отношение скорости ударной волны (или волны сжатия) D к скорости звука

$$D/a_\infty = \sqrt{\beta/2}. \quad (4)$$

Для того чтобы возникла ударная волна от источника, соотношение (4) должно быть больше единицы, следовательно,

$$\beta' > 2. \quad (5)$$

Если сначала подвод энергии отсутствует, а затем она начинает подводиться в квазинепрерывном режиме, то при $\beta' > 2$ можно ожидать значительного изменения структуры течения, что обусловлено нелинейностью процесса накопления ударно-волновых возмущений от источника энергии в области между зоной подвода энергии и положением невозмущенного замыкающего скачка. В результате этого процесса замыкающий скачок перемещается вверх по потоку [1, 2], при этом реализуется так называемый экстремальный режим, т. е. режим, в котором значительно изменяется ударно-волновая структура. С учетом накопления возмущений перемещение замыкающего скачка при некотором критическом значении параметра β' должно произойти скачкообразно, а затем (с увеличением β') иметь непрерывный характер. Представленные ниже результаты расчетов подтверждают это предположение.

Рассмотрим вариант подвода энергии в поток при колебаниях участка поверхности крылового профиля. Для энергии ΔE , подводимой в газ за период, можно использовать следующую оценку:

$$\Delta E = \frac{A^2 \omega^2}{2} \rho_Z r \Delta y = \frac{A^3 \omega^2}{2} \rho_Z r \quad (6)$$

(ρ_Z — плотность газа в зоне подвода энергии; ω — круговая частота колебаний).

Заметим, что в случае импульсного режима ($\text{Но} \approx 1$) в момент, предшествующий началу подвода энергии, в соответствующей зоне находится газ, плотность которого практически совпадает с плотностью в набегающем потоке. Однако при квазинепрерывном режиме и колебаниях поверхности, сообщающих газу значительную скорость в направлении, перпендикулярном этой поверхности, изменения плотности могут быть настолько значительны, что ими нельзя пренебречь.

Подставляя значения энергии ΔE из (6) и критерия гомохронности Но из (1) в выражение для параметра β' (3), получаем

$$\beta' = \frac{2 \Delta E}{r \Delta y \text{Но} \rho_\infty a_\infty^2} = \frac{A^2 \omega^2}{a_\infty^2} \frac{r}{\Delta t a_\infty} \frac{\rho_Z}{\rho_\infty}. \quad (7)$$

Оценим минимальное значение отношения плотностей газа в зоне подвода энергии и в набегающем потоке. Между приходом и расходом газа должен сохраняться баланс:

$$\rho_\infty a_\infty A = \rho_Z A \omega r / \sqrt{2},$$

следовательно,

$$\rho_Z / \rho_\infty = a_\infty \sqrt{2} / (\omega r).$$

С учетом (6) получаем

$$\beta' = \frac{A^2 \omega^2}{a_\infty^2} \frac{r}{\Delta t a_\infty} \frac{\rho_Z}{\rho_\infty} = \frac{A^2 \omega^2}{a_\infty^2} \frac{1}{\pi \sqrt{2}}. \quad (8)$$

Заметим, что данная оценка для параметра взаимодействия не учитывает рассеяние вводимой энергии в пространстве.

Результаты расчетов. Ниже приведены результаты математического моделирования процесса управления трансзвуковым обтеканием крылового профиля путем возбуждения колебаний малого участка его поверхности. При безразмерном значении длины зоны подвода энергии $r = 0,034$ и периоде $\Delta t = 0,0005$ количество порций энергии, определяемое по формуле (2), равно 68 (квазинепрерывный режим). Для этого случая в таблице представлены результаты расчета критерия β' по формуле (8) и коэффициента волнового сопротивления C_x профиля НАСА-0012 при обтекании его под нулевым углом атаки трансзвуковым потоком с числом Маха $M_\infty = 0,85$. Энергия подводится в зоне $x = 0,408 \div 0,442$.

На рис. 2 показано поле плотности при $t = 100 \Delta t$ ($\Delta t = 0,0005$) при $\beta' = 1,12; 2,05$. В соответствии с полученной выше оценкой (7) при меньшем значении β' наблюдается слабое возмущение. В этом случае амплитуда колебаний элемента контура оказывается недостаточной для возникновения ударной волны, поэтому значительного изменения структуры течения, обусловленного нелинейностью процесса накопления ударно-волновых возмущений, не произойдет: одна часть вводимой в поток энергии рассеивается, а другая часть уносится потоком за пределы профиля. При больших значениях β' возникает ударная волна. Ниже показано, что с увеличением времени t нелинейность процесса накопления ударно-волновых возмущений при данном значении β' приводит к существенному сдвигу замыкающего скачка вверх по потоку, при этом скачок становится висячим, между ним и профилем возникает тонкий слой потока с дозвуковой скоростью.

Зависимость C_x от амплитуды колебаний

$A \cdot 10^4$	$C_x \cdot 10^2$	β'
—	4,588	—
1,775	4,440	1,12
1,875	4,422	1,25
2,200	4,336	1,72
2,400	4,186	2,05
2,500	4,065	2,22
2,525	3,973	2,27
2,550	3,760	2,31
2,575	3,100	2,36
2,675	2,730	2,54
2,750	2,510	2,69
3,000	1,930	3,20
3,250	1,348	3,76

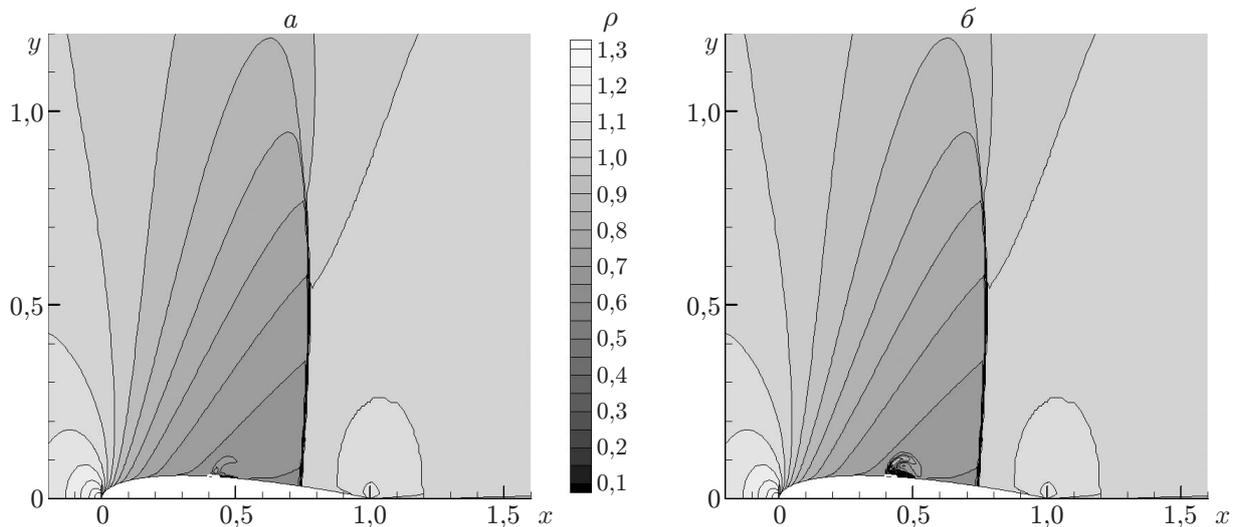


Рис. 2. Поле плотности при $t = 100 \Delta t$ ($\Delta t = 0,0005$):
 а — $\beta' = 1,12$, б — $\beta' = 2,05$

Представленная на рис. 3 зависимость волнового сопротивления профиля от параметра β' , изменяющегося при изменении амплитуды колебаний, построена с использованием данных таблицы.

При увеличении параметра β' волновое сопротивление сначала незначительно уменьшается, что обусловлено медленным продвижением исходного замыкающего скачка вверх по потоку и формированием скачка уплотнения перед колеблющимся элементом контура (см. рис. 3 при $\beta' < 2$ и рис. 4, кривая 2).

При $\beta' < 2$ колебания контура делят сверхзвуковую область течения на две части. Возникший скачок уплотнения пересекает зону, в которую вводится энергия (см. рис. 5, соответствующий кривой 2 на рис. 4). Дозвуковая область имеет малые размеры. За возникшим скачком уплотнения скорость потока увеличивается до сверхзвуковой, в замыкающем скачке она уменьшается. Полученный в расчетах результат подтверждает аналитическую оценку, согласно которой при колебании рассматриваемого элемента контура в случае $\beta' < 2$ не происходит накопления ударно-волновых возмущений и существенного сдвига замыкающего скачка уплотнения, несмотря на то что подвод энергии в сверхзвуко-

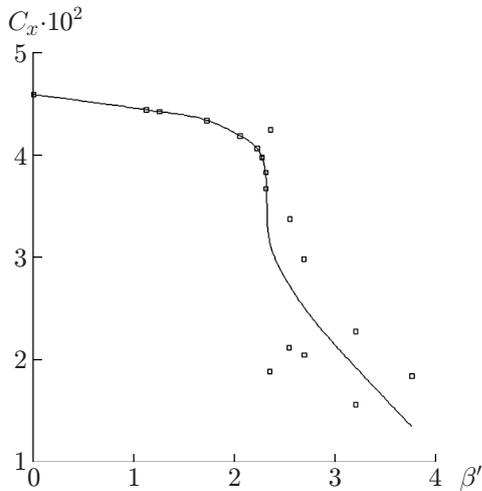


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость волнового сопротивления от параметра β' :
линия — теоретические данные, точки — результаты расчета

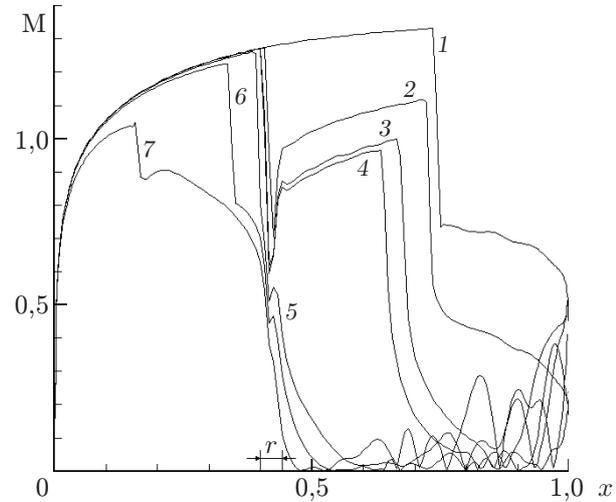


Рис. 4

Рис. 4. Распределение числа Маха вдоль поверхности профиля при различных значениях β' :

1 — $\beta' = 0$, 2 — $\beta' = 1,12$, 3 — $\beta' = 2,05$, 4 — $\beta' = 2,22$, 5 — $\beta' = 2,69$, 6 — $\beta' = 3,20$,
7 — $\beta' = 3,76$

вую зону вызывает разрыв этой зоны и возникновение ударной волны, пересекающей зону энергоподвода.

При увеличении амплитуды колебаний вблизи контура формируется дозвуковой след, отделяющий сверхзвуковую область потока от контура. Толщина этого следа, показанного на рис. 6 ($\beta' = 2,22$, $A = 2,500$), сначала мала, но за висячим замыкающим скачком увеличивается. Начиная с этого значения амплитуды проявляется нелинейный характер взаимодействия малых вибрационных возмущений с замыкающим скачком уплотнения. Резкое уменьшение волнового сопротивления — ожидаемый результат. Выше было сформулировано условие начала нелинейного процесса накопления возмущений $\beta' > 2$. Предполагалось, что при этих значениях параметра взаимодействия (см. (5)) возникнут нелинейные эффекты при вибрациях контура. Это предположение подтвердилось в расчетах: при $2,0 < \beta' < 2,4$ сопротивление профиля уменьшается почти скачкообразно.

При дальнейшем увеличении параметра β' исходный замыкающий скачок полностью разрушается, а новый замыкающий скачок локализуется перед зоной подвода энергии. Возникающий вихревой след в конце профиля утолщается, а над ним ниже по течению формируются локальные сверхзвуковые зоны.

Неустойчивость контактного разрыва, отделяющего след от основного потока, приводит к существенным колебаниям значений волнового сопротивления. На рис. 3 приведены осредненные по большому интервалу времени значения C_x при $\beta' > 2$. Точками отмечен диапазон среднеквадратичных отклонений значений C_x . При $\beta' \leq 2$ эти отклонения отсутствуют, при увеличении β' они резко увеличиваются. Наиболее значительные отклонения наблюдаются в области почти скачкообразного уменьшения C_x . В этой области значений происходит изменение режима взаимодействия.

С учетом качественного характера приближений, использованных при выводе условия, полученные теоретические результаты удовлетворительно согласуются с результатами

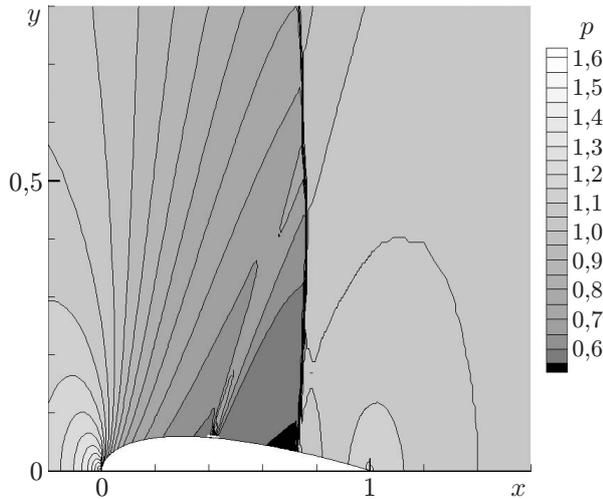


Рис. 5

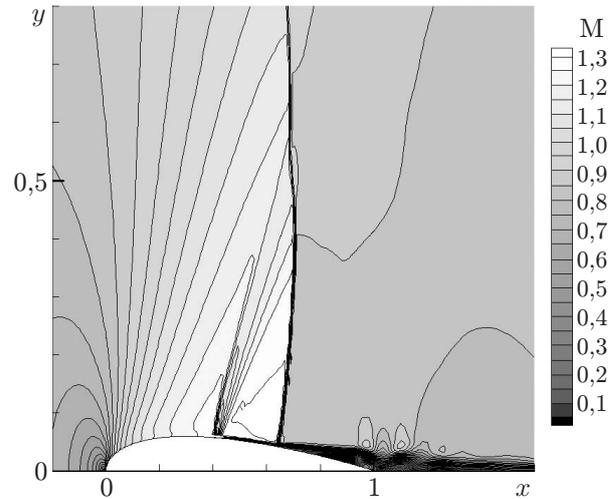
Рис. 5. Поле давления при $\beta' = 1,12$ 

Рис. 6

Рис. 6. Поле чисел Маха при $\beta' = 2,22$

расчетов. При дальнейшем увеличении подводимой энергии образующийся замыкающий скачок будет смещаться вверх по потоку, удаляясь от зоны подвода энергии.

Заключение. Введенный параметр взаимодействия определяет влияние на аэродинамические характеристики трансзвукового профиля колебательного движения участка его поверхности. Этот критерий применим в том случае, если зона подвода энергии расположена между миделем и замыкающим скачком на значительном расстоянии от последнего. Установлены различные режимы взаимодействия возмущений, вызванных вибрациями, с замыкающим скачком. Для одного из режимов при $M_\infty = 0,85$ выявлено значительное уменьшение волнового сопротивления профиля НАСА-0012.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Нелинейные эффекты влияния импульсного периодического подвода энергии на ударно-волновую структуру трансзвукового обтекания крыловых профилей // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13, № 2. С. 189–198.
2. Аульченко С. М., Замураев В. П. Снижение волнового сопротивления крыловых профилей на трансзвуковых режимах обтекания посредством силового воздействия элементов поверхности на поток // Инж.-физ. журн. 2012. Т. 85, № 6. С. 1273–1275.
3. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Критериальный анализ нелинейных режимов трансзвукового обтекания крыловых профилей с импульсно-периодическим источником энергии // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Физика. 2012. Т. 7, вып. 4. С. 96–106.
4. Аульченко С. М., Замураев В. П., Калинина А. П. Критериальный анализ нелинейных режимов трансзвукового обтекания крыловых профилей при энергетическом локальном воздействии // Журн. техн. физики. 2013. Т. 83, вып. 4. С. 21–28.

Поступила в редакцию 13/VIII 2013 г.