

УДК 533.6.011

Газодинамический механизм 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*

Новосибирский государственный университет

E-mail: aultch@itam.nsc.ru

Исследован газодинамический механизм перестройки ударно-волновой структуры трансзвукового обтекания профиля при импульсно-периодическом подводе энергии. Показано, что он не сводится только к эффектам воздействия следа низкой плотности, формирующегося за источником энергии на ударную волну, а представляет собой сочетание нескольких факторов, из которых определяющим является “взрывной” характер развития возмущения.

Ключевые слова: импульсной-периодический подвод энергии, трансзвуковое обтекание профиля, взаимодействие источника энергии с ударной волной.

ВВЕДЕНИЕ

Традиционно взаимодействие источника энергии с ударной волной рассматривалось либо в условиях однократного импульсного энергоподвода, рассмотренного, например, в работе [1], либо источник энергии считался стационарным или квазистационарным, как в [2–5]. Работ, в которых изучается указанное взаимодействие импульсно периодического источника энергии невысокой частоты, сравнительно немного. Наиболее близкой по рассматриваемой в настоящей работе постановке задачи является статья [6], в которой описывается исследование влияния пульсирующего подвода энергии (подобного чередованию взрывов) на головной скачок уплотнения при сверхзвуковом обтекании тел. Во всех этих ситуациях механизм влияния подвода энергии сводится к воздействию следа низкой плотности, формирующегося за источником энергии на ударную волну. В статьях [7–12] по изучению влияния импульсно-периодического подвода энергии на трансзвуковое обтекание крыловых профилей отмечалось, что сдвиг замыкающего скачка уплотнения выше по течению, чем расположен источник энергии, не может быть объяснен только воздействием следа низкой плотности, однако изучение этого механизма осталось за рамками исследований. В настоящей работе, выполненной на основе исследований [7–12], проведен анализ этого механизма.

© Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П., 2009

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В качестве математической модели течения используется система двумерных нестационарных уравнений газовой динамики для идеального газа с показателем адиабаты γ . 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 ΔE — полная подводимая энергия, ΔS — площадь зоны. Соответственно увеличиваются температура и давление в зоне. Начальное распределение параметров соответствует стационарному обтеканию профиля без подвода энергии.

Численное исследование проводится на основе расчетов 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 подводится симметрично по отношению к профилю в зоне, расположенной в сверхзвуковой области потока перед невозмущенным положением замыкающего скачка уплотнения (в данном случае в силу симметрии задача решается для верхней половины области). Размеры зоны энергоподвода как в продольном, так и поперечном направлениях много меньше характерного масштаба — длины хорды профиля. Все линейные размеры отнесены к длине хорды l , подводимая энергия ΔE обезразмерена с помощью параметра $\rho_0 a_\infty^2 l^2$, период подвода энергии Δt отнесен к величине l/a_∞ , где ρ_0 определяется из условия $p_\infty = \rho_0 a_\infty^2$, а символы p_∞ и a_∞ обозначают размерные давление и скорость звука в набегающем потоке [9].

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

При импульсно-периодическом подводе энергии в узкой зоне, прилегающей к профилю (период $\Delta t = 0,05$, подводимая мощность $\Delta E / \Delta t = 0,02$, площадь зоны $\Delta S = 0,819 \cdot 10^{-4}$), эволюция первоначально стационарного течения протекает следующим образом. Непосредственно после подвода энергии происходит распад произвольного разрыва, возникшего на границах области возмущения. Во все стороны от нее распространяется ударная — “взрывная” волна, а внутрь бегут волны разрежения. Поскольку зона подвода энергии тонкая, вытянутая вдоль профиля, взрывная волна имеет более высокую интенсивность при распространении от профиля. Соответствующая волна разрежения быстро пересекает зону и, отражаясь от профиля, догоняет взрывную волну, начиная ослаблять ее. Происходит разлет газа из зоны подвода энергии. Возникающая картина течения подобна направленному взрыву. Одновременно вдоль профиля вверх и вниз по течению распространяются волны сжатия (взрывные волны, имеющие в этих направлениях низкую интенсивность). Они ослабляются распространяющимися за ними волнами разрежения. Вместе с тем область возмущенного состояния газа сносится потоком. Такое развитие возмущения на начальном этапе показано на рис. 1, на котором представлено распределение плотности газа вдоль профиля в пределах первого (a) и третьего (b) периодов (профиль располагается при $3 < x < 4$).

На рис. 2 для разных моментов времени (с интервалом, равным периоду) приведены распределения коэффициента давления C_p (a), плотности ρ (b) и температуры T (c) вдоль контура профиля (вертикальные черточки вблизи координаты $x = 3,5$ показывают положение левой и правой границ зоны подвода энергии). Следует обратить внимание на одинаковое положение через период взрывной волны,

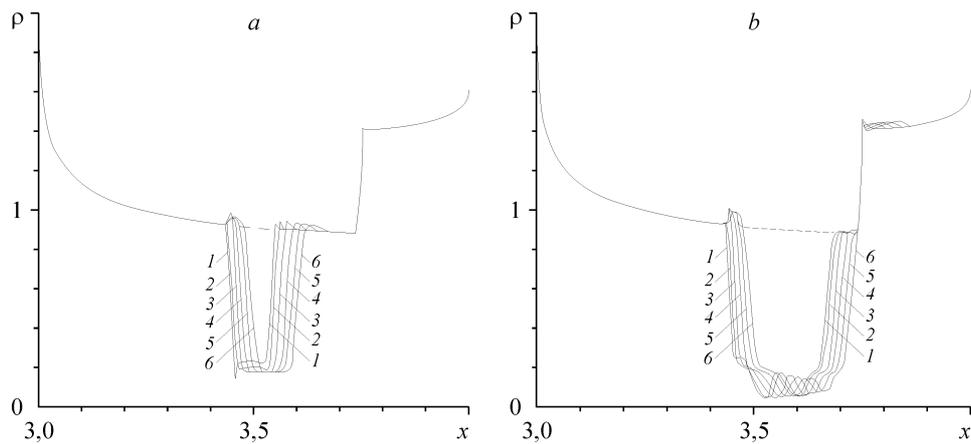


Рис. 1. Распределение плотности газа вдоль профиля в пределах первого (а) и третьего (б) периодов; $t = k\Delta t$, $k = 0,1$ (1), 0,2 (2), 0,4 (3), 0,6 (4), 0,8 (5), 1,0 (6), время отсчитывается от начала периода; штриховая линия — невозмущенное распределение.

распространяющейся вверх по потоку. Это следствие выбора в качестве периода его предельного значения $\Delta t = 0,05$ для рассматриваемой подводимой мощности [9]. Этот эффект сохраняется и позже, до момента времени $t = 18\Delta t$. Формирующийся след низкой плотности имеет волновую структуру (см. рис. 1, б и 2): наблюдаются “пики” температуры и соответствующие минимумы плотности. Это следствие импульсно-периодического подвода энергии и последующего разлета газа в направлении, перпендикулярном поверхности профиля. Однако при прохождении очередной взрывной волны, распространяющейся вниз по потоку, и догоняющей ее волны разрежения эти пики-минимумы ослабевают, как ослабевают

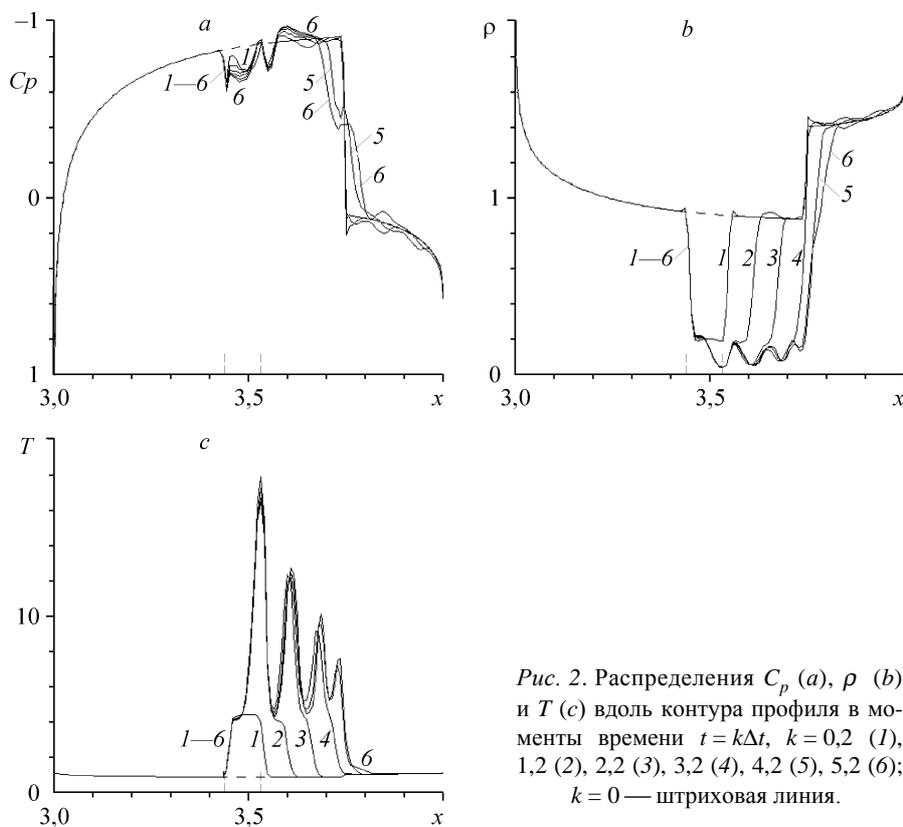


Рис. 2. Распределения C_p (а), ρ (б) и T (с) вдоль контура профиля в моменты времени $t = k\Delta t$, $k = 0,2$ (1), 1,2 (2), 2,2 (3), 3,2 (4), 4,2 (5), 5,2 (6); $k = 0$ — штриховая линия.

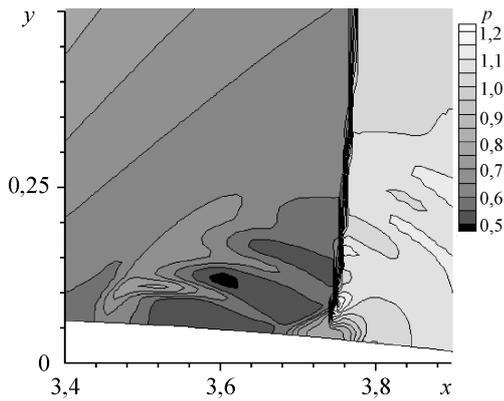


Рис. 3. Поле давления при $t = 5\Delta t$.

и сами волны. До замыкающего скачка уплотнения к моменту времени $t = 3\Delta t$ доходят только весьма слабая волна сжатия и след низкой плотности от источника энергии. Взаимодействие этого следа с замыкающим скачком уплотнения приводит к образованию ударной волны (предвестника), распространяющейся навстречу потоку, и волны разрежения, проходящей в область более плотного газа (см. рис. 2, а, кривые 5,

6, а также рис. 3). Ударная волна предвестника (назовем ее условно отраженной волной) значительно слабее замыкающего скачка уплотнения.

При последующем развитии ударно-волновой структуры течения периодически создаваемые взрывные волны, распространяясь по потоку, встречаются с отраженной волной и “подпитывают” ее, препятствуя сносу. Далее, за отраженной волной, распространяются сравнительно слабые волны сжатия. Взаимодействуя с волной разрежения, распространяющейся за отраженной волной, эти волны сжатия ослабляют влияние волны разрежения. В результате возникает широкая область повышенного давления за отраженной волной, разделенная контактным разрывом при $x \approx 3,72$ на две подобласти (за ним подобласть возвратного течения). Сказанное иллюстрирует рис. 4, на котором показаны фрагменты распределений

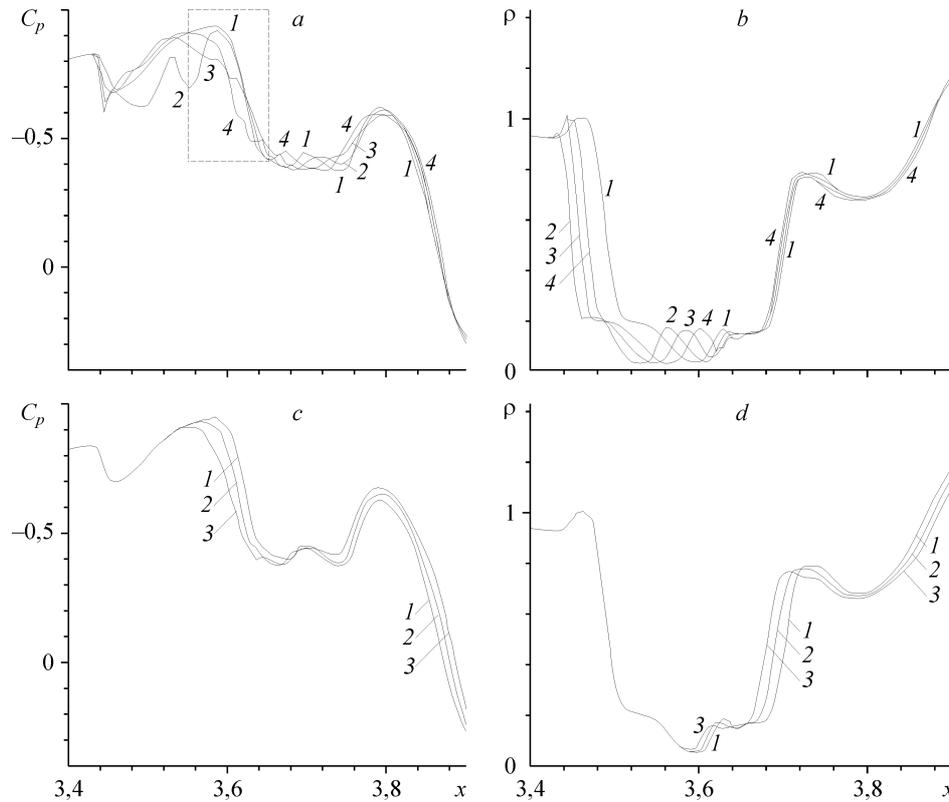


Рис. 4. Фрагменты распределений коэффициента давления (а, с) и плотности (b, d) в пределах периода (а, b) и через период (с, d).

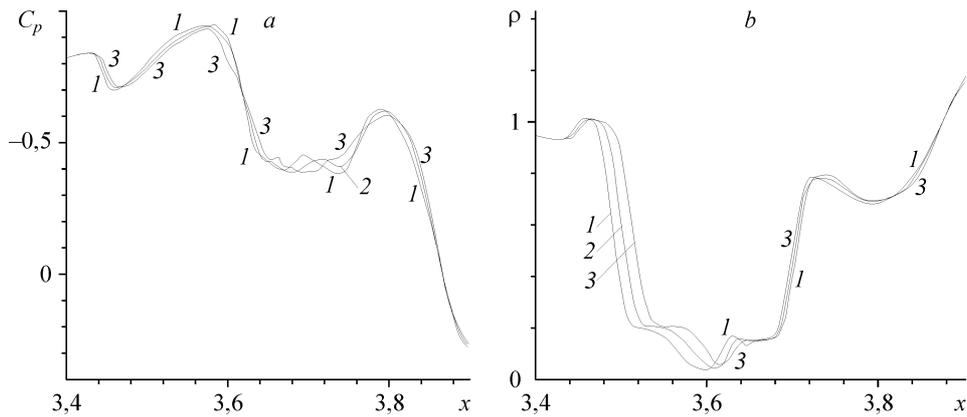


Рис. 5. Распределения коэффициента давления (а) и плотности газа (b) после отключения подвода энергии с момента времени $t = 12\Delta t$.

коэффициента давления (а, с) и плотности (b, d) в пределах периода (рис. 4, а, b) и через период (рис. 4, с, d). На рис. 4, а в подобласти, выделенной прямоугольником, можно видеть, что взрывная волна 2 (в момент времени $t = 12,2 \Delta t$) подошла к отраженной волне 1 и начала с ней взаимодействовать. Результатом этого взаимодействия является увеличение давления перед отраженной волной (последовательно на кривых 3 и 4) и тем самым ее сдвиг. В результате через период распределение при $t = 12,0 \Delta t$ перешло в распределение при $t = 13,0 \Delta t$ (на рис. 4, с кривые 1 и 2 соответственно). Распространение волн сжатия после отраженной волны можно видеть также на рис. 4, а: в момент времени, которому отвечает кривая 2, наблюдаются две последовательные волны сжатия после отраженной волны при $x \approx 3,68$ и $3,76$, а на кривой 4 осталась фактически одна — при $x \approx 3,72$.

Для сравнения на рис. 5 приведены распределения тех же параметров, что и на рис. 4, а, b, после отключения подвода энергии с момента времени $t = 12,0 \Delta t$. Перед отраженной волной находится практически тот же след низкой плотности, однако волна начинает ослабляться и сноситься. Это указывает на то, что распространение отраженной волны вверх по потоку связано с постоянным воздействием взрывных волн.

На рис. 6 представлены результаты, аналогичные тем, что и на рис. 4, но для более позднего момента времени, которые подтверждают сказанное выше.

На отличие от классического случая распространения ударной волны вдоль следа низкой плотности (и формирования предвестника) указывает и наличие перед отраженной волной сжатия, отходящей от тройной точки, очагов пониженного давления, которые возникают из-за периодического подвода энергии именно в тонких зонах, прилегающих к профилю. Это имеет место как на ранней стадии развития ударно-волновой структуры течения (см. рис. 3), так и заметно позже (рис. 7).

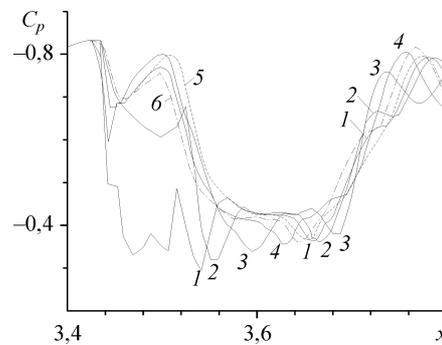


Рис. 6. Распределение C_p в пределах периода: $t = k\Delta t$, $k = 18,1$ (1), $18,2$ (2), $18,5$ (3), $18,8$ (4), $18,0$ (5), $19,0$ (6).

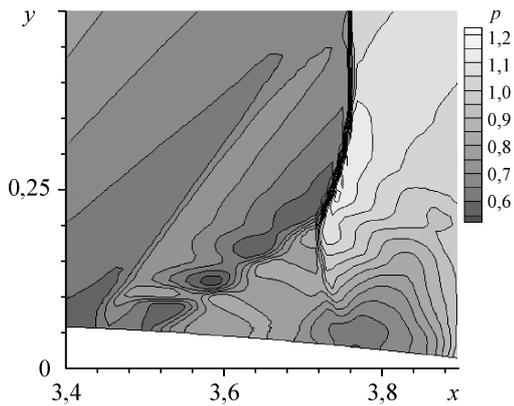


Рис. 7. Поле давления при $t = 18\Delta t$.

Какую-то роль в распространении отраженной волны вверх по потоку играет и волновая структура следа низкой плотности.

Указанный сценарий взаимодействия имеет место, пока отраженная волна находится вне зоны подвода энергии (рис. 8, кривые 1–5). При входе волны в зону ситуация изменяется. Уровень давления в области, включающей зо-

ну, резко увеличивается (рис. 8, а, кривая 9). Взрывные волны, возникающие при периодическом подводе энергии и распространяющиеся по потоку, ничем не ослабляются и, объединяясь, дают сильную ударную волну, которая бежит по области низкого давления, оставляя за собой область повышенного (частично восстановленного) давления (рис. 9). Взрывные волны, распространяющиеся вверх по потоку, вместе с отраженной волной дают замыкающий скачок уплотнения. Вначале он слишком сильный и распространяется к носу профиля (рис. 9, кривые 2–6). Однако возникшая волна разрежения ослабляет его, и он возвращается назад, в положение, которое занимала взрывная волна, распространяющаяся навстречу потоку.

Таким образом, при взаимодействии импульсно-периодического источника энергии с ударной волной на частоте, соответствующей предельному значению периода $\Delta t = 0,05$, важными факторами являются как след низкой плотности (на раннем этапе взаимодействия), так и взрывной характер развития возмущения.

Представляет интерес сравнить результаты при импульсно-периодическом и стационарном подводе энергии. В соответствующих расчетах энергия подводилась пропорционально локальной плотности газа. Удельная подводимая энергия полагалась равной $E = 20$. Зона подвода та же самая, что и в предыдущих расчетах.

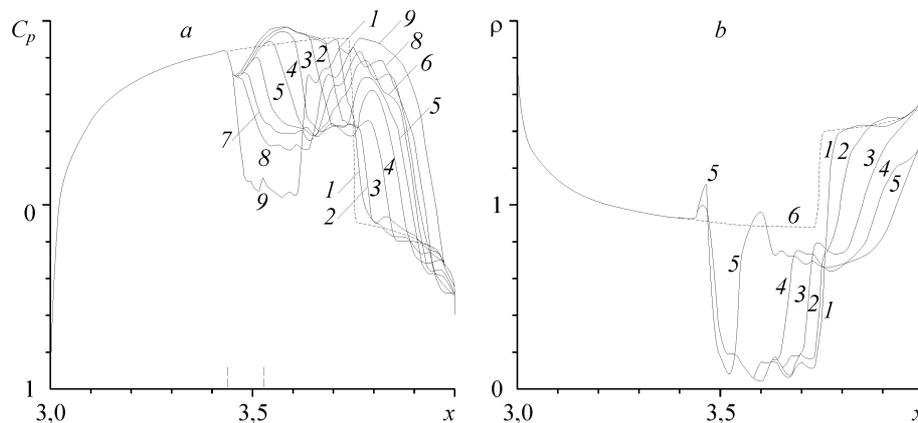
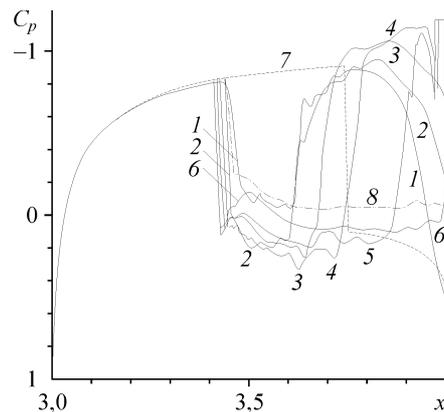


Рис. 8. Распределения C_p (а) и ρ (б) вдоль контура профиля в моменты времени $t = k\Delta t$; а — $k = 4$ (1), 5 (2), 8 (3), 12 (4), 15 (5), 18 (6), 20 (7), 22 (8), 30 (9); б — $k = 4$ (1), 6 (2), 10 (3), 15 (4), 30 (5), 0 (6).

Рис. 9. Распределения C_p вдоль профиля в моменты времени: $t = k\Delta t$, $k = 30$ (1), 40 (2), 50 (3), 60 (4), 80 (5), 100 (6); решения: стационарное (7), периодическое (8).



Однако установившееся решение при стационарном подводе энергии получить не удалось. В этом случае плотность газа в следе оказывается более чем в два раза ниже по сравнению с периодическим решением, что приводит к формированию в хвостовой части профиля вихрей с последующим их сходом с задней кромки. Величина коэффициента волнового сопротивления профиля колебалась около среднего значения $C_x \approx 0,026$, что существенно больше, чем в периодическом решении, и связано с тем, что замыкающий скачок уплотнения в этом случае располагался ниже по потоку. В периодическом решении формирования и схода значительных вихрей не наблюдается, поглощаемая энергия больше для одного и того же $E = 20$ и, как следствие, коэффициент волнового сопротивления меньше $C_x = 0,02156$. К месту заметить, что раньше в работе [9] проводились расчеты с последовательным уменьшением периода подвода энергии и был обнаружен минимум C_x при $\Delta t = 0,05$.

Однако установившееся решение при стационарном подводе энергии получить не удалось. В этом случае плотность газа в следе оказывается более чем в два раза ниже по сравнению с периодическим решением, что приводит к формированию в хвостовой части профиля вихрей с последующим их сходом с задней кромки. Величина коэффициента волнового сопротивления профиля колебалась около среднего значения $C_x \approx 0,026$, что существенно больше, чем в периодическом решении, и связано с тем, что замыкающий скачок уплотнения в этом случае располагался ниже по потоку. В периодическом решении формирования и схода значительных вихрей не наблюдается, поглощаемая энергия больше для одного и того же $E = 20$ и, как следствие, коэффициент волнового сопротивления меньше $C_x = 0,02156$. К месту заметить, что раньше в работе [9] проводились расчеты с последовательным уменьшением периода подвода энергии и был обнаружен минимум C_x при $\Delta t = 0,05$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован газодинамический механизм перестройки ударно-волновой структуры транзвукового обтекания профиля при импульсно-периодическом подводе энергии. Показано, что он не сводится только к эффектам воздействия следа низкой плотности, формирующегося за источником энергии, на ударную волну, а представляет собой сочетание нескольких факторов, из которых определяющим является взрывной характер развития возмущения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Головинин В.П., Красовская И.В. Несимметричное взаимодействие летящего со сверхзвуковой скоростью тела с взрывными и ударными волнами // ЖТФ. — 1999. — Т. 69, вып. 5. — С. 15–19.
2. 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.
3. Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В. и др. Изменение режима сверхзвукового обтекания препятствия при возникновении перед ним тонкого разреженного канала // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1989. — № 5. — С. 146–151.
4. Zudov V., Tretyakov P., Tupikin A. Unsteadiness effects at a pulsed-periodic energy supply to supersonic flow // Proc. of West East High Speed Flow Field Conference (WEHSFF), Moscow, 19-22 November 2007. — CD. — 9 p.
5. Корж С.К., Юрьев А.С. Влияние параметров подвода тепловой энергии на сопротивление профиля в транзвуковом потоке идеального газа // Ученые записки ЦАГИ. — 1995. — Т. XXVI. — № 3-4. — С. 16–25.
6. Georgievsky P.Yu., Levin V.A. Bow shock waves structures dynamics for pulse-periodic energy input into a supersonic flow // Proc. 5th Inter. Workshop on Magneto-and Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications, Moscow. — 2003. — P. 228–233.

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. **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.
10. **Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П.** Нелинейные эффекты при импульсном периодическом подводе энергии вблизи симметричного профиля, обтекаемого трансзвуковым потоком // ПМТФ. — 2006. — Т. 47, № 3. — С. 64–71.
11. **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.
12. **Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П.** Влияние несимметричного импульсного периодического подвода энергии на аэродинамические характеристики крыловых профилей // ПМТФ. — 2007. — Т. 48, № 6. — С. 70–76.

Статья поступила в редакцию 23 апреля 2008 г.