

О механизме влияния низкочастотного источника энергии на ударно-волновую структуру при трансзвуковом обтекании профиля

© В.П. Замураев

Новосибирский государственный университет, Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: zamuraev@itam.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 7 мая 2008 г.)

Изучен механизм взаимодействия импульсно-периодического источника небольшой энергии с замыкающим скачком уплотнения, возникающим около крыловых профилей на трансзвуковых режимах полета. На основе численного решения двумерных нестационарных уравнений газовой динамики проведено исследование динамики ударно-волновой структуры течения около симметричного профиля при низкочастотном подводе энергии и установлен механизм взаимодействия, отличающийся от общепринятого механизма, связанного со следом низкой плотности. Этот механизм не наблюдается при однократном подводе энергии.

PACS: 47.40.Ki, 47.60.+i

Введение

Обычно взаимодействие источника энергии с ударной волной сводится к воздействию следа низкой плотности на ударную волну, в частности, на головной скачок уплотнения перед обтекаемым сверхзвуковым потоком телом (см., например, [1]). Источник энергии при этом считается стационарным или квазистационарным. В этом случае механизм взаимодействия известен [2]. При сверхзвуковом обтекании тела взаимодействие головной скачка со следом низкой плотности (тонким протяженным каналом газа пониженной плотности, генерируемым источником энергии перед телом) приводит к перемещению части фронта скачка вдоль указанного канала (из-за более низких значений числа Маха) и формированию конической ударной волны — „предвестника“.

Этот механизм используется для объяснения наблюдаемых изменений ударно-волновой структуры сверхзвуковых течений с подводом энергии в самых различных задачах. Так, в [3,4] исследовано вхождение летящего со сверхзвуковой скоростью тела в область сильного взрыва и показано, что указанный механизм обуславливает ускорение центральной части головной ударной волны к центру взрыва по мере вхождения носика тела в горячую зону взрыва. В [5] численно исследовано влияние стационарного подвода энергии в локальную сверхзвуковую зону над симметричным профилем, обтекаемым трансзвуковым потоком под нулевым углом атаки. Авторы [5] пришли к выводу, что и в этом случае ослабление и сдвиг замыкающего сверхзвуковую зону скачка уплотнения определяется взаимодействием его с формирующимся за источником энергии следом низкой плотности, в результате чего происходит изменение аэродинамических характеристик профиля.

В работах [6–11] по исследованию влияния подвода энергии на трансзвуковое обтекание крыловых про-

филей указывалось, что при импульсно-периодическом подводе энергии в ряде вариантов сдвиг замыкающего скачка уплотнения вверх по потоку происходит заведомо не под воздействием следа низкой плотности (например, когда замыкающий скачок оказывался расположенным выше по течению, чем источник энергии), и был сделан вывод о существовании принципиально иного механизма взаимодействия источника энергии с ударной волной. Однако изучение этого механизма осталось за рамками этих исследований.

В настоящей работе, выполненной на основе исследований [6–11], этот механизм изучен при импульсно-периодическом подводе энергии с низкой частотой. Результаты исследования не сводятся к эффектам однократного импульсного энергоподвода, рассмотренного, например, в [3,4,12], качественно отличаясь от них. Следует подчеркнуть, что в данной работе речь идет об эффектах импульсно-периодического подвода весьма малой энергии, по величине на 4–5 порядков более низкой, чем, например, в [12].

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 вследствие 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 $\rho_\infty = \rho_0 a_\infty^2$; ρ_∞ и a_∞ — размерные давление и скорость звука в набегающем потоке.

Анализ результатов расчета

При низкой частоте подвода энергии в компактной зоне, расположенной на небольшом удалении от профиля (период $\Delta t = 0.5$, подводимая энергия $\Delta E = 0.03$, площадь зоны $\Delta S = 2.92 \cdot 10^{-3}$), эволюция первоначально стационарного течения протекает следующим образом. Непосредственно после первого импульса возникающая картина течения сходна с полученной в [12]. На границах области начального возмущения происходит распад профиля произвольного разрыва. Во все стороны от этой области распространяется ударная („взрывная“) волна. Происходит разлет газа. Возникающее течение подобно тому, которое происходит при взрыве.

При взаимодействии „взрывной“ ударной волны с замыкающим сверхзвуковую область течения у профиля скачком уплотнения происходит частичное разрушение последнего, и формируются две ударные волны, распространяющиеся в противоположных направлениях. Одна из них проходит в область более плотного газа за невозмущенным положением замыкающего скачка уплотнения (будем по-прежнему называть ее „взрывной“ ударной волной), другая волна распространяется по сильно неоднородной области разлетающегося газа („восстановившийся замыкающий“ скачок уплотнения).

„Взрывная“ волна, распространяющаяся вверх по потоку, и восстановившийся замыкающий скачок уплотнения образуют с течением времени λ -образную волновую структуру. Возникновение этой структуры можно наблюдать на рис. 1, на котором приведено распределение плотности газа для моментов времени (а) $t = 0.15$ и (б) перед следующим подводом энергии (прямоугольником отмечены границы зоны подвода энергии). В то же время распространение „взрывной“ волны от профиля

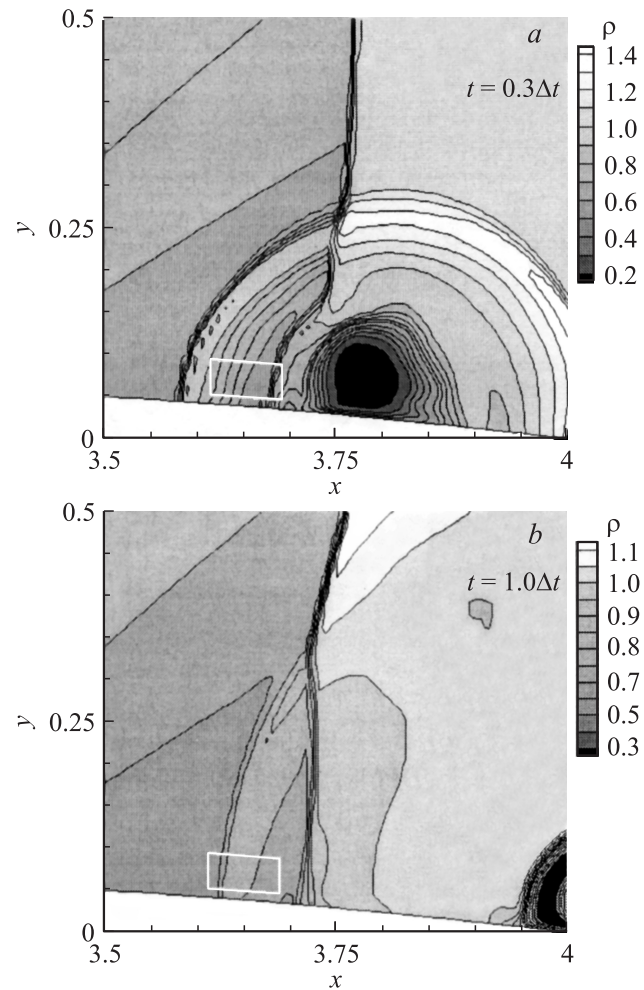


Рис. 1. Поле плотности газа для моментов времени $t = 0.15$ (а) и 0.5 (б).

создает за λ -образной волновой структурой область повышенного давления, что приводит к сдвигу тройной точки волновой конфигурации носа профиля (рис. 1).

На рис. 2 показана эволюция ударно-волновой структуры течения. Ослабленная „взрывная“ волна, распространяющаяся к носовой части профиля, начинает сноситься потоком газа (на рис. 2, а кривые 3, 4). Частично смещается вниз по потоку и восстановившийся замыкающий скачок уплотнения (кривые 1-3). Кривая 4 на рис. 2, а относится к моменту времени перед следующим (вторым) подводом энергии. Видно, что восстановившийся скачок уплотнения к этому моменту времени не вернулся в свое исходное положение, не восстановилась и его интенсивность.

При втором и третьем подводах энергии сказанное выше повторяется. При этом, если после двух периодов ударная волна λ -образной структуры, располагающаяся ближе к носу профиля („взрывная“ волна), слабее, после трех-четырех периодов она становится, наоборот, сильнее. Вторая ударная волна этой структуры вырождается и становится слабым возмущением в конце зоны подвода и после нее — „взрывная“ волна, распространяясь вниз

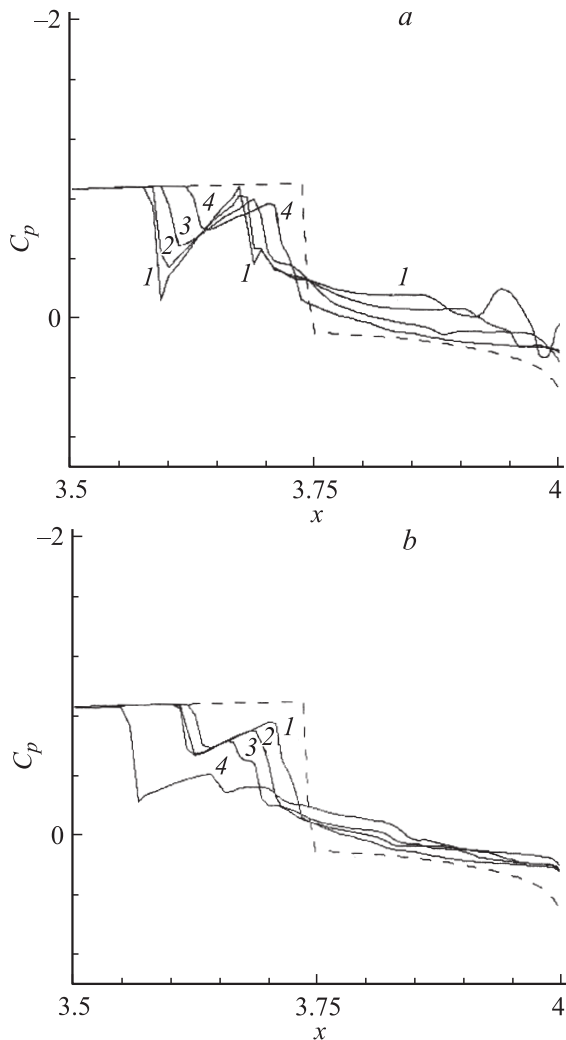


Рис. 2. Распределение коэффициента давления по диффузорной части профиля в различные моменты времени: *a* — в пределах первого периода после начала подвода энергии при $t = k\Delta t$, $k = 0.4$ (1), 0.5 (2), 0.7 (3), 1 (4); *b* — непосредственно перед очередным подводом энергии через один (1), два (2), три (3) периода и периодическое решение (4); штриховые линии — распределение при $t = 0$.

по потоку, отражается от области со слабым положительным градиентом давления и дает волну сжатия, распространяющуюся вверх по потоку. Первая наиболее сильная ударная волна фактически становится частью замыкающего скачка уплотнения. Таким образом, роли этих двух ударных волн поменялись.

После третьего подвода энергии перед четвертым замыкающий скачок уплотнения (точнее, наиболее сильная ударная волна λ -образной волновой структуры) оказывается выше по потоку от зоны подвода, и „взрывная“ волна, возникающая при очередном подводе энергии и распространяющаяся вверх по потоку, как бы „подталкивает“ замыкающий скачок уплотнения, и он начинает занимать новое, более близкое к носу профиля положение. В результате устанавливается периодическое

решение. На рис. 2, *b* для иллюстрации сказанного представлены распределения коэффициента давления на профиле непосредственно перед очередным подводом энергии через один, два, три периода и периодическое решение.

На рис. 3 приведено распределение давления в периодическом режиме обтекания профиля перед очередным подводом энергии (верхняя часть рисунка) и для сравнения — стационарное решение без подвода энергии (нижняя часть рисунка). Видно, что импульсно-периодический подвод рассматриваемого значения энергии приводит к существенному ослаблению замыкающего скачка уплотнения и сдвигу его вверх по потоку, сокращению размеров сверхзвуковой зоны течения и, как следствие, к уменьшению волнового сопротивления профиля (в данном варианте на $\sim 30\%$). В периодическом решении форма замыкающего скачка мало отличается от формы невозмущенной ударной волны (см. рис. 3).

Положение замыкающего скачка уплотнения в пределах периода слабо колеблется. Это иллюстрирует рис. 4, на котором для периодического режима обтекания приведены распределения коэффициента давления на профиле в различные моменты времени в пределах одного

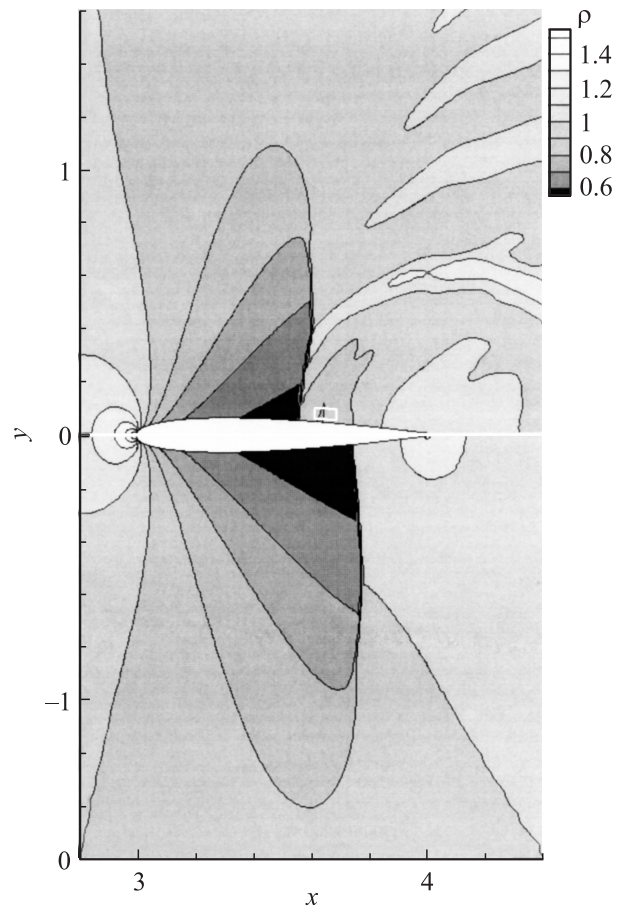


Рис. 3. Поле давления в периодическом режиме обтекания профиля перед очередным подводом энергии (верхняя часть рисунка) и стационарное решение без подвода энергии (нижняя часть рисунка).

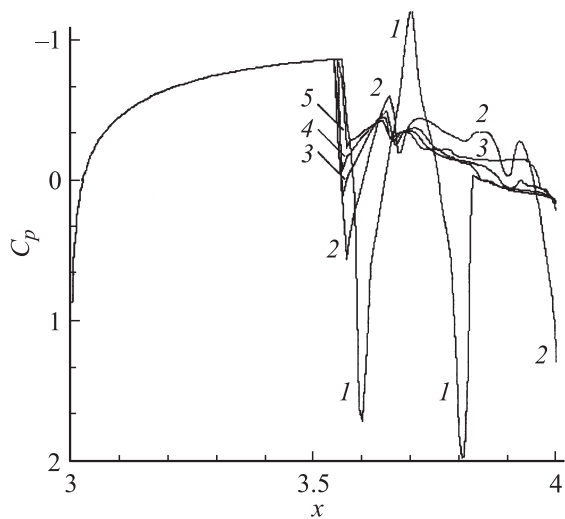


Рис. 4. Распределение коэффициента давления в периодическом режиме обтекания профиля в различные моменты времени (1 — $k = 0.1$, 2 — 0.3, 3 — 0.5, 4 — 0.7, 5 — 1) в пределах одного периода ($t = k\Delta t$).

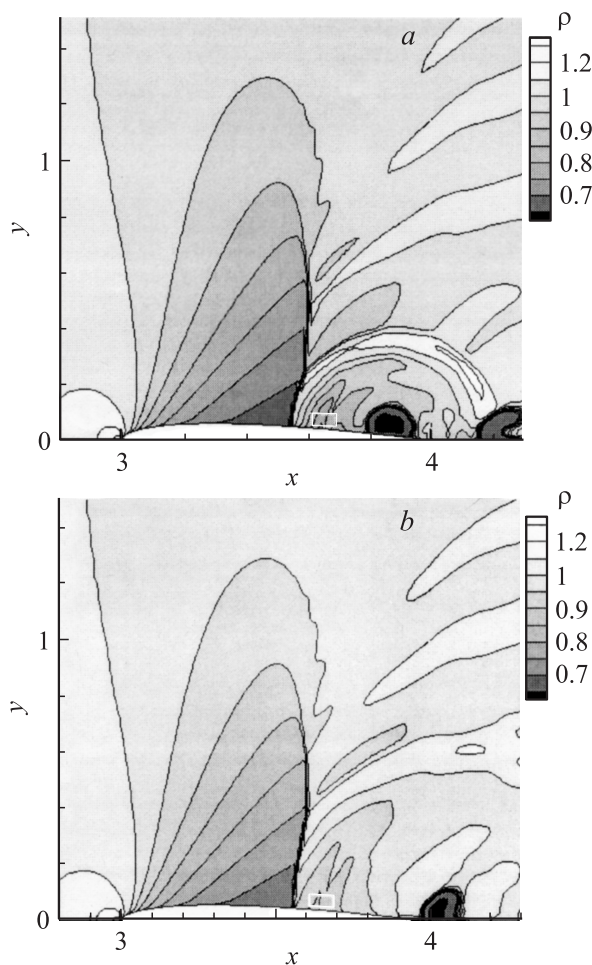


Рис. 5. Поля плотности газа для периодического решения в два момента времени: в середине периода (a) и непосредственно перед подводом энергии (b).

периода. Снос скачка потоком газа компенсируется периодическим подводом энергии через „взрывную“ волну. Естественно, при однократном подводе энергии [3,4,12] реализация такого механизма невозможна.

Следует подчеркнуть, что при рассматриваемой частоте подвода энергии след низкой плотности как таковой не формируется. На рис. 5 показаны распределения плотности газа для периодического решения в два момента времени: в середине периода (a) и непосредственно перед подводом энергии (b). Возникающее из-за разлета газа при подводе энергии высокотемпературное „пятно“ низкой плотности за полпериода сносится течением к задней кромке профиля и не влияет непосредственно на сдвиг замыкающего скачка уплотнения вверх по потоку от зоны энергоподвода.

Заключение

Таким образом, установлено, что, по крайней мере, при низкочастотном подводе энергии осуществляется принципиально иной механизм взаимодействия источника энергии с ударной волной, нежели известный из литературы, связанный со следом низкой плотности. Этот механизм определяется периодическим „взрывным“ характером подвода энергии.

Автор считает приятным долгом выразить благодарность С.М. Аульченко за полезное обсуждение данной проблемы.

Список литературы

- [1] Георгиевский П.Ю., Левин В.А. // Изв. АН. МЖГ. 2003. № 5. С. 154–167.
- [2] Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В., Орлова Т.И., Смирнов В.А., Хазинс В.М. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 5. С. 146–151.
- [3] Головизнин В.П., Красовская И.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 12–16.
- [4] Головизнин В.П., Красовская И.В. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 5. С. 15–19.
- [5] Корж С.К., Юрьев А.С. // Ученые записки ЦАГИ. 1995. Т. XXVI. № 3–4. С. 16–25.
- [6] Замураев В.П., Калинина А.П. // ПМТФ. 2005. Т. 46. № 5. С. 60–67.
- [7] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 1. С. 6–11.
- [8] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13. № 3. С. 189–198.
- [9] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // ПМТФ. 2006. Т. 47. № 3. С. 64–71.
- [10] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 17. С. 81–87.
- [11] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // ПМТФ. 2007. Т. 48. № 6. С. 70–76.
- [12] Головизнин В.П., Красовская И.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 6. С. 38–43.