

01;03

## Квазипериодический процесс установления стационарного режима обтекания при импульсном подводе энергии в набегающий поток

© Г.А. Тарнавский, С.И. Шпак

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 30 июня 1998 г. В окончательной редакции 16 февраля 1999 г.)

На основе численного моделирования исследуется нестационарный квазипериодический процесс, вызванный падением импульса внешнего источника в набегающем потоке на стационарную картину сверхзвукового обтекания затупленной головной части тела.

В настоящее время наблюдается значительный интерес к изучению новых возможностей управления движением летательного аппарата путем внешнего энергоподвода в набегающий на него поток газа. В экспериментальных [1–6], аналитических [7,8] и вычислительных [9–17] работах исследуется влияние параметров стационарного или импульсно-периодического источника (расположения, конфигурации, интенсивности, частотных характеристик) на изменение структуры обтекания и аэродинамических характеристик обтекаемого объекта. Весьма интересными обнаруженными и изучавшимися особенностями течения являются образование рециркуляционных зон в окрестности носка и существенное (при некотором соотношении определяющих параметров) снижение волнового сопротивления. Наиболее реальным и практически реализуемым способом закачки энергии в набегающий поток может быть фокусируемый подвод лазерного излучения с высокочастотными импульсами разряда [4,5].

В данной работе приводятся некоторые результаты численного моделирования прохождения первого импульса, существенно изменяющего и реорганизующего картину стационарного сверхзвукового обтекания головной части затупленного тела. Была проведена большая серия вычислительных экспериментов в следующей постановке. Исследовалось обтекание сферически затупленной головной части (цилиндра или конуса) сверхзвуковым потоком вязкого теплопроводного газа. В области, ограниченной поверхностью теплоизолированного тела, головным скачком уплотнения (положение и конфигурация которого отыскивались в процессе решения), осью симметрии и выходной границей, проводилось численное интегрирование нестационарной системы уравнений Навье–Стокса, записанной в традиционном безразмерном виде с параметрами  $M_\infty$ ,  $Re_\infty$ ,  $Pr$  и  $\gamma$ , определяющими решение методом [18,19] первого и второго порядка точности по времени и пространству соответственно. Здесь  $M_\infty$  и  $Re_\infty$  — числа Маха и Рейнольдса набегающего потока,  $Pr$  — число Прандтля,  $\gamma$  — показатель адиабаты. Система замыкалась уравнением состояния совершенного газа с переменным значением  $\gamma$ . Для обезразмеривания в качестве основных масштабов принимались значения радиуса сферы затупления

$R$ , плотности  $\rho_\infty$  и скорости  $U_\infty$  набегающего потока, а масштабы остальных величин получались из них соответствующими комбинациями. Это однозначно определяет перевод при необходимости приводимых ниже безразмерных величин в размерные.

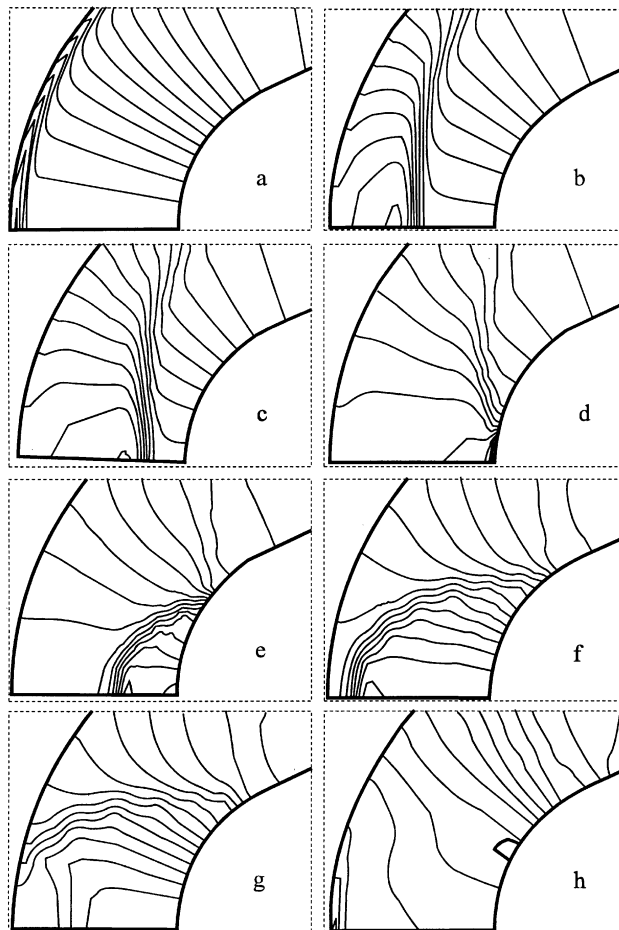
На стационарную картину обтекания со стороны набегающего внешнего потока падают импульсы энерговыделения пикообразной формы интенсивностью  $I$  и периодичностью  $T$  с крутым передним фронтом и большим декрементом затухания  $E(x, t) = I\delta(\omega t - kx)$ , где  $\delta$  — единичная импульсная функция (волновая дельта-функция Дирака).

$$\delta(z) = \begin{cases} 1; & z = \pm 0, 1, 2, \dots, \\ 0; & z \neq \pm 0, 1, 2, \dots, \end{cases}$$

а частота  $\omega$ , волновое число  $k$  и длина волны  $L$  связаны с параметрами  $T$  и  $U_\infty$  соотношениями  $\omega = 2\pi/T$ ,  $k = 2\pi/L$ ,  $L = U_\infty T$ .

Момент падения первого импульса на стационарный головной скачок принят за начало отсчета времени. Ниже в основном рассматривается нестационарный процесс реорганизации картины обтекания во временном интервале  $0 \leq t < T$  между падениями на головной скачок первого и второго импульсов. Такая модель постановки вычислительного эксперимента позволяет сосредоточиться на анализе физических механизмов возникновения и эволюции нестационарного, возможно, квазипериодического режима с существенно различающимися стадиями, альтернативно дополняя постановку задачи типа [9–14] с мощным распределенным тепловым пятном перед телом, экранирующим его от набегающего невозмущенного потока.

На рис. 1 показаны один из типичных результатов численного моделирования — основные стадии ( $a-h$ ) квазипериодического нестационарного процесса, вызванного прохождением первого импульса, и эволюция во времени и пространстве картины обтекания. Импульс внешнего источника, падая на головной скачок, вызывает образование двухскачковой схемы "распада разрыва" (контактные разрывы не рассматриваются и их эволюция не отслеживается). Новый головной скачок сдвигается

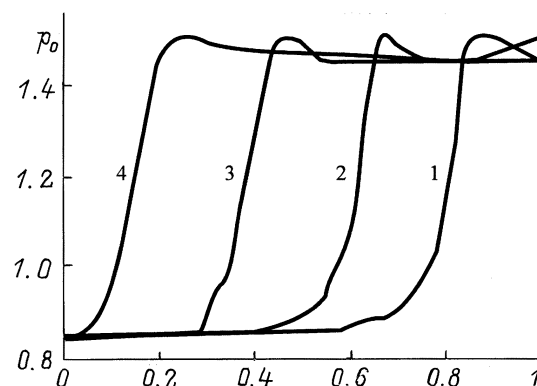


**Рис. 1.** Фрагменты поля течения (изолинии давления):  $M_\infty = 10$ ,  $Re_\infty = 0.83 \cdot 10^5$ ,  $I = 1.7$ . Масштаб по нормали к телу увеличен в 2 раза.  $t = 0.003$  (a), 0.1 (b), 0.15 (c), 0.2 (d), 0.3 (e), 0.4 (f), 0.5 (g), 0.75 (h).

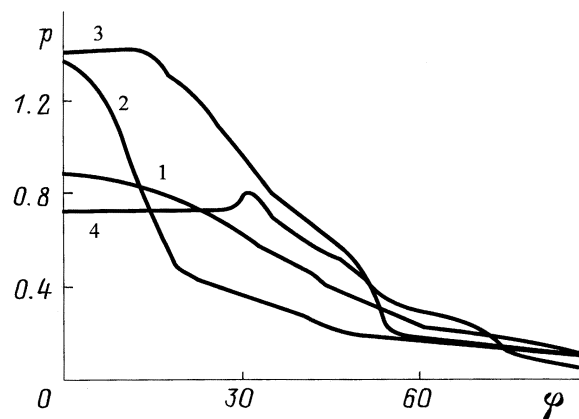
вверх по потоку и быстро стабилизируется; внутри возмущенной области формируется (a) внутренняя ударная волна, которая движется к телу (b). Наклон ее к продольной оси задачи меняется (c), что приводит к развороту потока за фронтом. Затем внутренняя ударная волна падает на криволинейную поверхность тела (d), отражается от нее (e) и возвращается к головному скачку (f). В это время за ее фронтом образуется область повышенного давления, существенно большего по амплитуде и размерам, чем в случае стационарного обтекания (коэффициент сопротивления больше стационарного на 40%), что приводит к увеличению тангенциальной (вдоль поверхности) составляющей скорости и "поршневому" эффекту выдавливания газа (g). После этого течение в окрестности носка реорганизуется принципиальным образом (h): максимум давления находится не в носке тела, а смещается вдоль него вниз по потоку (отмечено на рис. 3 утолщением замкнутой изолинии), а в окрестности носка образуется довольно обширная область постоянного давления ("плато") — здесь форми-

руется зона рециркуляционного течения, стационарная картина которого показана в [9,14,17]. Отметим, что в этот момент времени коэффициент сопротивления тела меньше стационарного на 30%. Дошедшая до головного скачка внутренняя ударная волна отражается от него и возвращается назад, двигаясь к телу. Этот процесс, существенно затухая, повторяется в несколько циклов в зависимости от параметров задачи, и течение стремится к стационарному с невысоким уровнем "долгоживущих" пульсаций.

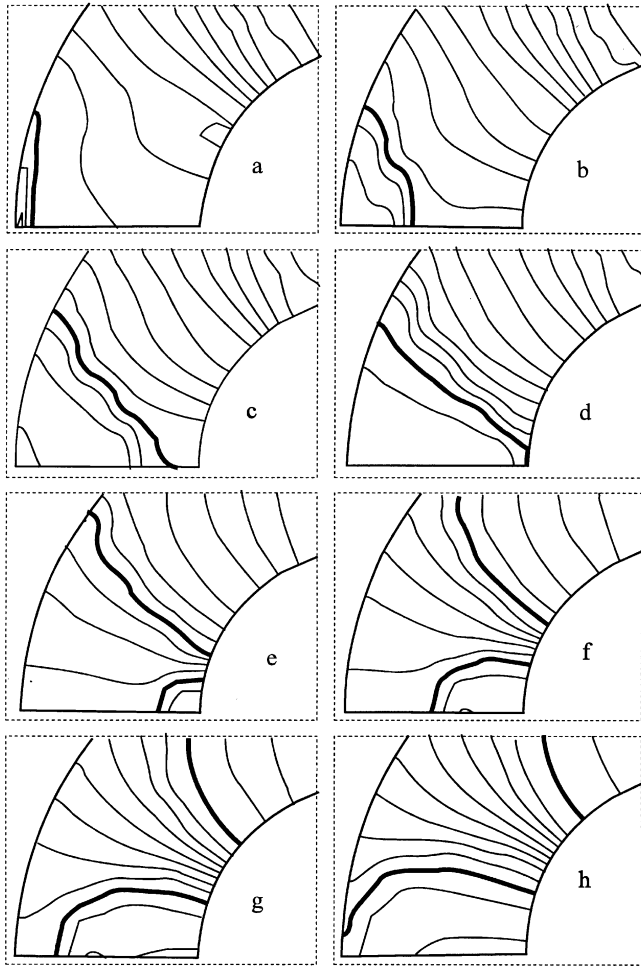
Рис. 2 детально представляет график возвращения внутренней ударной волны от тела к головному скачку. Здесь приведены распределения давления на оси симметрии задачи в различные моменты времени. Кривая 1 соответствует началу отхода отраженного внутреннего скачка от тела, кривая 4 — его приближение к головному скачку, кривые 2 и 3 — промежуточные этапы. Кратко отметим несколько основных характеристик процесса. Это, во-первых, сохранение приблизительно одинаковой крутизны фронта скачка и скорости его перемещения, что показывает достаточную однородность фона перед фронтом. Во-вторых, равномерность результирующих



**Рис. 2.** Распределение давления вдоль оси симметрии от головного скачка ( $x = 0$ ) до тела ( $x = 1$ ) в моменты времени  $t = 0.25$  (1), 0.3 (2), 0.35 (3), 0.4 (4).



**Рис. 3.** Распределение давления на поверхности тела в моменты времени  $t = 0.003$  (1), 0.2 (2), 0.4 (3), 0.75 (4).



**Рис. 4.** Фрагменты поля течения (изолинии давления):  $M_\infty = 10$ ,  $Re_\infty = 0.83 \cdot 10^5$ ,  $I = 1.7$ . Масштаб по нормали к телу увеличен в 2 раза.  $t = 0.75$  (a), 0.8 (b), 0.85 (c), 0.9 (d), 0.95 (e), 1.0 (f), 1.05 (g), 1.1 (h).

полей за фронтом с амплитудой, почти не зависящей от времени (в данном интервале), т.е. существенное прева-лирование динамики процессов, нормальных к телу, по сравнению с тангенциальными.

Следует отметить, что непосредственно после отражения и ухода внутреннего скачка от тела давление вблизи оси симметрии весьма значительно, а вследствие продвижения периферийной части криволинейного фронта внутреннего скачка вдоль поверхности тела происходит быстрое расширение потока с заметным падением давления (и плотности) в области, ограниченной точкой торможения и осью симметрии ("поршневой" эффект выдавливания газа скачком уплотнения).

На рис. 3 показаны распределения давления ( $p$ ) на поверхности тела ( $\varphi$  — полярный угол) в различные моменты времени первого цикла. Кривая 1 представляет стационарное распределение в начальный момент времени (соответствует рис. 1, a); кривая 2 — момент начала отражения упавшей на поверхность тела ударной волны

(рис. 1, d); кривая 3 — момент движения внутренней ударной волны от тела к головному скачку (рис. 1, f); кривая 4 соответствует моменту возвращения внутренней ударной волны от головного скачка к телу (рис. 1, h) и иллюстрирует смещение точки максимума давления от носка тела вниз по потоку. Между ними в последующем инициируется образование зоны возвратного течения.

На рис. 4 представлены изолинии давления в поле течения, иллюстрирующие основные стадии (a–h) второго временного цикла движения внутренней ударной волны, и эволюция во времени и пространстве картины оттока аналогично представленному на рис. 1. Естественно, интенсивность внутренней ударной волны существенно меньше, чем в первом цикле, соответственно и визуализируется она слабее, поэтому отмечена на каждой части утолщением одной из изолиний, находящихся в области максимума градиента давления на несколько "размытом" фронте внутреннего скачка.

Рис. 4, a полностью эквивалентен рис. 1, h: дошедшая на первом цикле до головного скачка внутренняя ударная волна отражается от него и возвращается к телу, продвигаясь по области более однородной, чем в первом цикле (рис. 4, b и c), и вновь падает на поверхность тела (рис. 4, d). Между головным и внутренним скачками образуется обширная область равномерного давления, хорошо просматривающаяся на рис. 4, d по отсутствию в ней изолиний. Далее криволинейный внутренний скачок отражается от тела (рис. 4, e) и движется к головному скачку и вниз по потоку вдоль поверхности тела (рис. 4, f). При этом вновь, как в первом цикле, возникает "поршневой" эффект выдавливания газа из окрестности носка тела (рис. 4, g) и уже здесь образуется довольно протяженная область равномерного давления, инициируя организацию зоны рециркуляционного течения вблизи точки торможения (замкнутые на ось симметрии изолинии). Далее внутренняя ударная волна падает на головной скачок (рис. 4, h), и второй цикл заканчивается.

Следующие циклы в основном повторяют первые, отличаясь деталями. Декремент затухания внутреннего скачка определяется диссипативными свойствами среды, в основном числом Рейнольдса, и не очень значительно (в исследованном диапазоне параметров) тепловым условием на поверхности тела. Длительности циклов составляют 0.7 и 0.66. Таким образом, при подаче импульса в набегающий поток с периодичностью  $T = 0.68$  (для данных параметров задачи), подкачивая энергию в затухающий квазипериодический процесс, можно, по-видимому, добиться интересных резонансных явлений.

Рис. 5 иллюстрирует картину колебаний внутренней ударной волны от головного скачка к телу и обратно для двух циклов квазипериодического процесса, представляя распределение давления на оси симметрии задачи в различные моменты времени. Кривые 1 и 3 соответствуют движению внутреннего скачка к телу, кривые 2 и 4 — от тела для первого и второго циклов. В частности, для данных значений определяющих параметров средние интен-

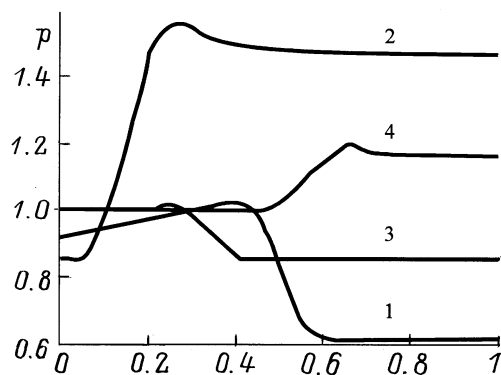


Рис. 5. Распределение давления на поверхности тела в моменты времени  $t = 0.1$  (1),  $0.4$  (2),  $0.8$  (3),  $1.0$  (4).

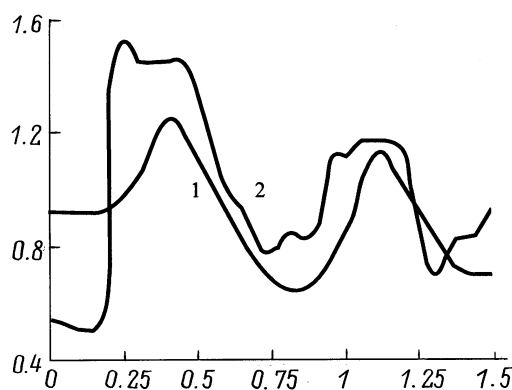


Рис. 6. Динамика силовых характеристик во времени: 1 — давление в точке торможения  $p_0$ , 2 — коэффициент сопротивления тела  $C_x$ .

сивности двигающихся к телу скачков имеют значения 1.56 и 1.13 на первом и втором цикле соответственно, а отраженных — 1.76 и 1.19.

Рис. 6 представляет локальную и интегральную аэродинамические силовые характеристики тела: давление в точке торможения (в носке тела)  $p_0$  и коэффициент суммарного (волнового плюс вязкостного) коэффициента сопротивления тела  $C_x$  с их квазипериодической динамикой во времени. Можно выделить несколько характерных стадий в циклическом процессе, специфических для  $p_0$  и  $C_x$ .

Рассмотрим главные стадии эволюции  $p_0$ . Резкое повышение  $p_0$  происходит в момент падения внутренней ударной волны на поверхность тела и начала его отражения. Значение  $p_0$  при этом возрастает почти на 70% от предыдущего фонового значения. Далее существует довольно протяженное во времени "плато" с существенно равными высокими значениями  $p_0$ . Эта стадия цикла соответствует интервалу движения внутреннего скачка от тела к головному скачку. Затем на  $p_0$  начинает сказываться и в дальнейшем приводит к заметному падению его значения "поршневой" эффект продвижения периферийной части внутреннего скачка вдоль поверхности

тела, что соответствует тому интервалу времени, в течение которого внутренняя ударная волна возвращается от головного скачка к телу. Она падает на поверхность тела, отражается от нее, и циклический процесс повторяется для  $p_0$  с несколько другими числовыми значениями.

Аналогичные стадии циклического процесса наблюдаются и для  $C_x$ , но с двумя существенными особенностями. Во-первых, поскольку коэффициент сопротивления  $C_x$  является интегральной характеристикой, то его эволюция (по сравнению с эволюцией локальной характеристики  $p_0$ ) развивается более плавно, с демпфированием резких скачков  $p_0$ . Во-вторых, вся динамика  $C_x$  несколько сдвинута по фазе относительно динамики  $p_0$ . Так, пик давления  $p_0$  в момент отражения внутреннего скачка от тела не приводит к пику коэффициента сопротивления  $C_x$ , поскольку в это время вдоль всей поверхности тела значения давления понижены "поршневым" эффектом предыдущего цикла, а значения  $C_x$  определяются в основном интегралом давления по обводу тела (с учетом относительной ориентации нормали к оси  $x$ ). Отметим, что вклад "вязкой" составляющей (еще более демпфирующей пики величин) в полное значение  $C_x$  для данных значений  $M_\infty$  и  $Re_\infty$  не превышает 5%.

Подобная квазипериодическая картина течения позволяет ожидать резонансных явлений при определенном подборе частоты следования импульсов внешнего источника [20], при этом вкладываемая в них незначительная мощность может привести к существенной дестабилизации потока и созданию значительных опрокидывающих моментов.

Возможно, по-видимому, использование рассматриваемых явлений для организации новых способов управления обтеканием тела (см. также некоторые теоретические прикидки в [4–7,10,13–17]). Хотя энергетическая эффективность создания постоянной "тепловой аэродинамической иглы" для улучшения аэродинамических характеристик и снижения тепловых нагрузок в стационарном режиме полета представляется в настоящее время сомнительной, однако для проведения с той или иной целью маневрирования летательного аппарата в импульсном форсажном режиме такой подход может оказаться целесообразным.

## Список литературы

- [1] Витковский В.В., Грачев Л.П., Грицов Н.Н. и др. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 6. С. 1156–1163.
- [2] Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В. и др. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 6. С. 146–151.
- [3] Мишин Г.И., Климов А.И., Гридин А.Ю. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 15. С. 86–92.
- [4] Третьяков П.К., Грачев Г.П., Иванченко А.И. и др. // Докл. РАН. 1994. Т. 336. № 4. С. 466–467.
- [5] Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.П. и др. // Докл. РАН. 1996. Т. 351. № 3. С. 339–340.
- [6] Бергельсон В.И., Медведюк С.В., Немчинов И.В. и др. // Мат. моделирование. 1996. Т. 8. № 1. С. 3–10.

- [7] *Арафайлов С.И.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 4. С. 178–182.
- [8] *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* // Труды МИ. 1989. Т. 186. С. 197–201.
- [9] *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 8. С. 684–687.
- [10] *Головачев Ю.П., Леонтьева Н.В.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 2. С. 186–189,
- [11] *Головачев Ю.П., Леонтьева Н.В.* // ЖВММФ. 1989. Т. 29. № 1. С. 148–151.
- [12] *Головачев Ю.П., Леонтьева Н.В.* // ЖВММФ. 1989. Т. 29. № 5. С. 791–793.
- [13] *Погорелов Н.В.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 6. С. 130–137.
- [14] *Борзов В.Ю., Рыбка И.В., Юрьев А.С.* // ИФЖ. 1994. Т. 67. № 5–6. С. 355–361.
- [15] *Головачев Ю.П.* Численное моделирование течений вязкого газа в ударном слое. М.: Наука, 1996. 374 с.
- [16] *Гувернюк С.В., Самойлов А.Б.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 9. С. 1–8.
- [17] *Левин В.А., Афонина Н.А., Георгиевский П.Ю.* и др. // Препринт ИМ МГУ. 1997. № 24. 22 с.
- [18] *Тарнавский Г.А.* // Числ. мет. мех. сплошн. среды. 1979. Т. 10. № 6. С. 128–140.
- [19] *Лебедева М.К., Медведев А.Е., Тарнавский Г.А.* // Автометрия. 1994. № 5. С. 76–83.
- [20] *Третьяков П.К., Тупикин А.В., Яковлев В.И.* // Препринт ИТПМ СО РАН. 1997. № 9. 23 с.