

03;12

## Нестационарный режим сверхзвукового обтекания

© В.В. Светцов

Институт динамики геосфер РАН,  
117334 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 28 января 1999 г.)

Найдено, что при больших числах Маха и небольших отношениях удельных теплоемкостей газа может осуществляться нестационарный режим сверхзвукового обтекания тел, кардинально отличающийся от стандартного стационарного течения. Этот режим характеризуется крупномасштабными вихрями в ударно-сжатой области перед телом, искривленным профилем ударной волны и осцилляцией всех параметров течения.

Существует общепринятая точка зрения, что при сверхзвуковом движении тел простой формы в однородном совершенном газе устанавливается стационарный режим обтекания. Неоднородности потока могут вызвать искажения фронта головной ударной волны с образованием вихревых движений [1], но представляется, что если эти неоднородности исчезнут, то течение вновь придет к стандартному виду. Оказывается, что это не всегда так.

В экспериментах [2] при обтекании торца цилиндра потоком пропана с числом Маха  $M = 2.5$  набегающий поток возмущался нагревом газа у поверхности молибденовой проволоочки, прикрепленной в центре торца перпендикулярно к его поверхности. Возмущение потока можно сделать ограниченным по времени, используя взрывающуюся проволоочку, которая создаст "теплый след" в набегающем газе. Будем считать, что след представляет собой нагретую цилиндрическую область с радиусом, равным 0.1 от радиуса тела, причем плотность газа в следе в два раза меньше, а давление такое же, как в невозмущенном потоке. Расчеты, выполненные для  $M = 2.5$ , показали, что при любых длинах следа течения приходит к стандартному режиму обтекания через некоторое время после того, как действие возмущения прекращается. Но с увеличением  $M$  результаты оказываются совершенно другими: при определенной длине теплого следа течение никогда не приходит к тому стандартному стационарному виду, который существовал до возникновения возмущения потока.

Рассмотрим численное решение этой задачи для совершенного газа с отношением удельных теплоемкостей  $\gamma = 1.08$  [2],  $M = 5$  и длиной теплого следа, равной двум диаметрам торца. Газодинамические уравнения решались несколькими численными методами: крупных частиц, Годунова, TVD и PPM, на квадратных сетках с шагом 0.01 и 0.005 от радиуса тела. Качественное поведение течения было одинаковым при расчете всеми методами. Рис. 1 иллюстрирует результаты расчетов методом PPM [3]. Расстояния отнесены к радиусу тела  $R$ , а времена — к  $R/V$ , где  $V$  — скорость набегающего потока. В момент времени  $t = 0$  установился стандартный режим обтекания, а теплый след расположен

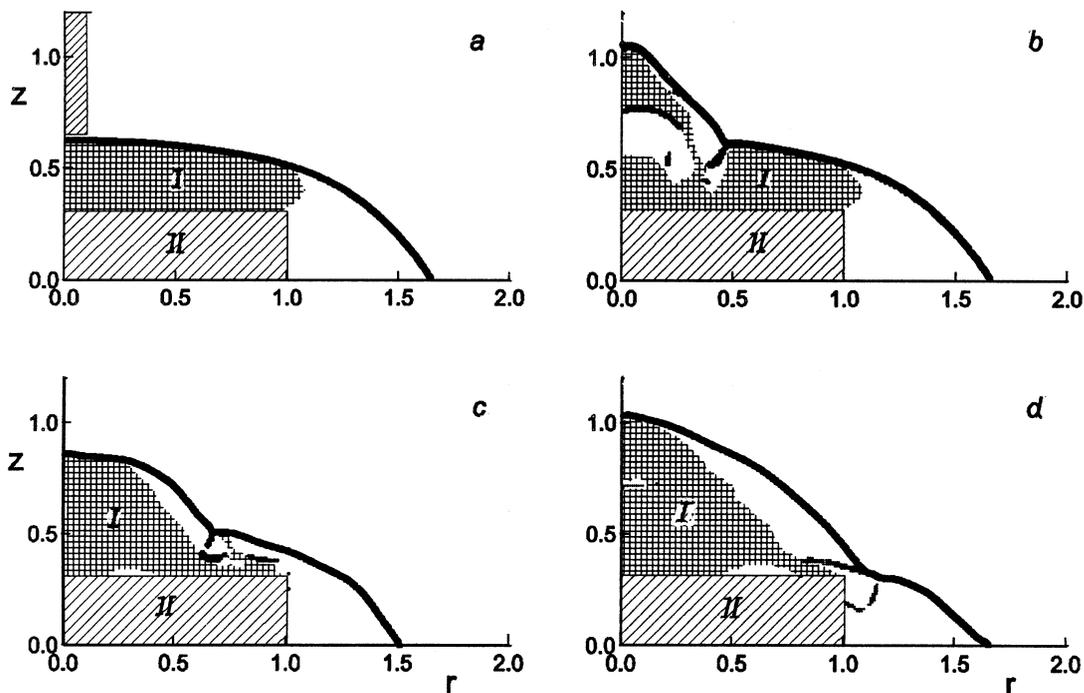
вплотную к головной ударной волне. Скорость звука и скорость распространения ударной волны в теплом следе выше, чем в невозмущенном газе, что приводит к образованию и росту предвестника — конусообразной ударной волны с вихревым движением газа, системой ударных волн и контактными разрывов за ее фронтом [1,2]. При  $t = 3.6$  предвестник достигает конца следа. Как только набегающий поток становится снова однородным, предвестник уменьшается в размерах, но после перестройки течения вновь начинает расти, а затем его размеры колеблются.

Поле скоростей продемонстрировано на рис. 2. Газ за фронтом сильной ударной волны имеет плотность, равную  $\rho(\gamma+1)/(\gamma-1)$ , где  $\rho$  — плотность набегающего газа. Скорость газа за косой ударной волной направлена почти вдоль фронта и приближенно равна  $V \sin \alpha$ , где  $\alpha$  — угол наклона фронта волны к поверхности тела. Тонкий слой газа за фронтом косой ударной волны обладает, таким образом, большой плотностью потока импульса, и, когда этот поток газа тормозится у тела, происходит подъем давления до величины, примерно равной потоку импульса,

$$P_m = \rho V^2 \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \sin^2 \alpha.$$

Это значительно выше давления за прямым стационарным скачком  $\rho V^2$  даже для малых  $\alpha$ . Градиент давления вдоль поверхности тела ( $\sim P_m/R$ ) разгоняет газ вдоль поверхности к оси симметрии до максимальной скорости, составляющей примерно  $0.4V$ . Этот поток тормозится затем у оси симметрии, и давление у оси на лобовой поверхности тела оказывается выше, чем  $\rho V^2$ . Поэтому газ снова ускоряется теперь уже вдоль оси симметрии и затем снова тормозится вблизи фронта головной ударной волны. Дополнительное повышение давления за счет этого торможения приводит к продвижению головной ударной волны навстречу набегающему потоку. В области ударно-сжатого газа развивается мощное вихревое движение.

Когда головная ударная волна уходит далеко от тела, поток газа за косой ударной волной выходит близко к краю лобовой поверхности (рис. 1, *d*). Тогда давление



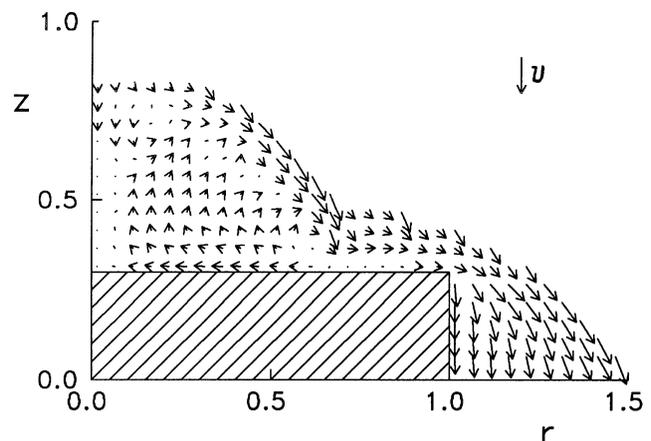
**Рис. 1.** Обтекание цилиндра до и после возмущения потока тепловой неоднородностью в моменты времени  $t = 0$  (a), 3,6 (b), 475 (c), 483 (d). Области, прилегающие к фронтам сильных ударных волн, показаны жирными линиями; I — области дозвукового течения, II — тело и теплый след при  $t = 0$ . Набегающий поток направлен сверху вниз вдоль оси симметрии z.

на краю торца уменьшается, вихревое движение замедляется и головная ударная волн начинает приближаться к телу до тех пор, пока поток газа за фронтом косой волны вновь не повысит давление у края тела, что в свою очередь приводит к развитию вихря и переходу к новому циклу. На рис. 3 показаны колебания отхода ударной волны и максимального давления на теле. Процесс не является строго периодическим, но можно выделить некоторое характерное время колебаний около 15 безразмерных единиц. В численном решении не замечалось тенденции ни к затуханию средней в цикле циркуляции потока, ни к уменьшению амплитуды колебаний параметров. Расчеты проводились по времени до 1000 безразмерных единиц.

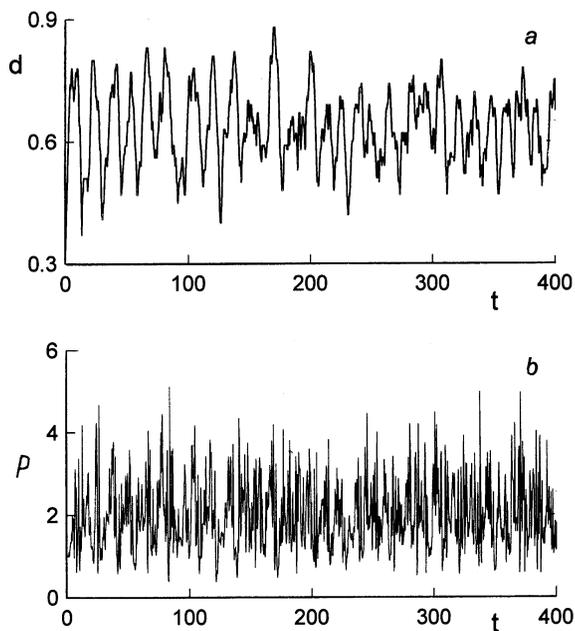
Для  $M = 60$  была проведена серия расчетов обтекания цилиндра и ступеньки при различных  $\gamma$ . Выяснилось, что для  $\gamma$  больше некоторой предельной величины  $\gamma_2$  от 1.15 до 1.2 любые ограниченные в пространстве возмущения течения со временем затухают и решение задачи обтекания приходит к стандартному виду. В некоторой области  $\gamma_1 < \gamma < \gamma_2$  существуют два режима обтекания тела однородным потоком: стандартный и вихревой нестационарный, а осуществление того или иного режима зависит от начальных данных. При очень малых  $\gamma < \gamma_1 \approx 1.03-1.05$  в численных расчетах появляются вихри, искажения фронта головной ударной волны и течение спонтанно переходит к нестационарному режиму даже без возмущения набегающего потока. Возможно, это — следствие того, что в расчетах всегда присутствует

определенный уровень возмущений, связанных как с погрешностями вычислений, так и с распространением слабых волн в ударно-сжатом слое в процессе установления.

Для  $\gamma = 1.1$  были проведены двумерные расчеты обтекания прямоугольного параллелепипеда. Возмущения потока вызывались теплым слоем ограниченной длины, расположенным в плоскости симметрии тела, но при решении задачи условие симметрии не использовалось. Через некоторое время после того, как поток



**Рис. 2.** Поле скоростей за фронтом головной ударной волны при  $t = 475$ . Скорость набегающего потока показана в верхней правой части рисунка.



**Рис. 3.** Временные зависимости максимального расстояния от фронта головной ударной волны до тела (*a*) и максимального давления на поверхности тела в единицах  $\rho V^2$  (*b*).

становился однородным, симметрия течения нарушалась, тем не менее режим обтекания продолжал оставаться нестационарным с несколькими вихрями и искажениями фронта головной ударной волны в виде двух-трех горбов изменяющегося размера.

Результаты расчетов могут быть проверены в экспериментах с теплым следом, но следует иметь в виду, что малые значения  $\gamma$  всегда связаны с неравновесными процессами за фронтом ударной волны — возбуждением колебательных степеней свободы, диссоциацией и ионизацией. Сильные искажения фронта головной ударной волны наблюдались в экспериментах [4] по обтеканию затупленных тел фреоном при числах Маха от 4 до 10. Возникновение возмущений объяснялось особым рода неустойчивостью ударной волны, связанной с релаксационными процессами за фронтом в начальной стадии диссоциации [5]. В свете полученных результатов крупномасштабные возмущения ударно-сжатого слоя в экспериментах [4,5] могут быть интерпретированы как переход к вихревому нестационарному режиму. Заметим, что зависимость возникновения искажений фронта от формы модели и скругления ее кромок [4,5] свидетельствует о связи неустойчивости с гидродинамическим течением. Помимо релаксационной неустойчивости могут быть и другие причины возникновения вихревого режима. За счет диссоциации понижается  $\gamma$  и растет время установления течения. В экспериментах, как и в расчетах, может возникнуть определенный уровень возмущений, достаточный для изменения режима обтекания.

## Список литературы

- [1] Пилюгин Н.Н., Талипов Р.Ф., Хлебников В.С. // ТВТ. 1997. Т. 35. № 2. С. 322–336.
- [2] Артемьев И.В., Бергельсон В.И., Немчинов И.В. и др. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 5. С. 146–151.
- [3] Colella P., Woodward P.R. // J. Comput. Phys. 1984. Vol. 54. N 1. P. 174–201.
- [4] Барышников А.С., Бедин А.П., Масленников В.Г., Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 5. С. 281–284.
- [5] Барышников А.С., Бедин А.П., Мишин Г.И., Скворцов Г.Е. // Физико-газодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980. С. 34–42.