

01,03

## Дифракция двухударной конфигурации отражения на вогнутой цилиндрической поверхности

© М.К. Березкина, И.В. Красовская, Д.Х. Офенгейм

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: i.kras@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 27 февраля 2007 г.)

Проведено численное исследование дифракции двухударной конфигурации на вогнутой цилиндрической поверхности в невязком газе при непрерывном изменении угла дифракции. Обнаружены особенности формирования течения в возмущенной области, обусловленные большим начальным углом дифракции. Выявлены причины появления возвратного течения на цилиндрической поверхности, которое приводит к возникновению вихря. Рассмотрено влияние вихря на поведение свободного конца  $TU$ -слоя (slipstream). Показано, что структура свободного конца  $TU$ -слоя определяется перемешиванием слоев газа, осуществляемым вихрем. Исследован процесс нестационарного взаимодействия дифрагирующей ударной волны и подслояного скачка с вогнутой цилиндрической поверхностью и плоскостью симметрии, сопровождаемый сменой типов отражения.

PACS: 47.40.Nm, 46.40.Cd

### Введение

В [1,2] представлены результаты численного исследования дифракции двухударной конфигурации на плоских поверхностях и выпуклой цилиндрической поверхности. Данная работа является продолжением исследования процесса дифракции конфигурации и посвящена случаю дифракции двухударной конфигурации на вогнутой цилиндрической поверхности. В отличие от [2], где процесс, начинаясь при малых углах дифракции, протекает в условиях непрерывного возрастания угла, в настоящей работе дифракция начинается при больших углах с постепенным уменьшением угла дифракции. Эти различия приводят к существенной разнице в возникновении и формировании структур внутри возмущенной зоны.

Дифракция ударноволновой конфигурации является второй стадией процесса нестационарного взаимодействия ударной волны (УВ) с телом. На первой стадии, когда угол между фронтом УВ и передней поверхностью тела острый, имеет место отражение УВ. На второй стадии, когда угол между фронтом падающей УВ и задней поверхностью тела становится тупым, сформировавшаяся ударноволновая конфигурация отражения дифрагирует на задней поверхности. Если отражение правильное (регулярное), то образуется двухударная конфигурация с точкой пересечения волн, лежащей на поверхности. В этом случае специфика дифракции состоит в том, что обе (падающая и отраженная) ударные волны дифрагируют одновременно. Вместо двухударной образуется новая трехударная конфигурация, тип которой, как было показано в [1,2], определяется как слияние. Две ударные волны новой трехударной конфигурации составляют внешнюю границу зоны дифракции. Наибольший интерес вызывает вопрос о структуре течения внутри возмущенной области. Подход, который был предложен

в [1,2] для анализа течения внутри дифракционной зоны, дает к пониманию многих особенностей течения. В рамках этого подхода, поскольку дифракция является сугубо нестационарным процессом, структура зоны дифракции рассматривается как результат интерференции двух течений: течения, инициированного ударными волнами, составляющими внешнюю границу дифракционной области, и потока, расширяющегося при обтекании вершины тела в веере Прандтля–Мейера. Основной системой, осуществляющей баланс между этими потоками, является газодинамическая система, в которую входит вторичная ударноволновая конфигурация торможения и элемент, который в [3–8] называется slipstream, а в [1,2] —  $TU$ -слой. В зависимости от условий дифракции вид газодинамической системы может быть различным [1,2]. Расширенный в веере Прандтля–Мейера поток может двигаться вдоль задней поверхности, не отрываясь от нее (безотрывное обтекание). Но в некоторых случаях на задней поверхности возникает возвратное течение, вследствие чего обтекание тела становится отрывным.

Структуры, возникающие внутри дифракционной области, были выявлены еще при исследовании дифракции одиночной УВ около угла [3–5,9]. Однако до настоящего времени нет единого мнения по поводу причин возникновения и поведения таких элементов, как  $TU$ -слой, или slipstream, терминатор, вихрь. Дискуссии вызывает и вопрос о причине возникновения отрыва. Skews [3] первым указал на то, что slipstream — это не поверхность разрыва параметров, а узкая область, в которой скорость газа меняется от высокой до почти нулевой. Kleine et al. [4] показали, что внутри данной области имеет место минимум плотности, Chang et al. [6] зафиксировали рост скорости поперек слоя. Численные результаты [1,2] подтвердили данные [3–6]. Анализ полей изолиний температур позволил очень отчетливо разли-

чить slipstream как слой конечной толщины, где наиболее значительные изменения поперек слоя испытывают температура, имеющая максимум в середине слоя, и тангенциальная составляющая скорости. Заметим, что как в [1,2], так и в [4–8], численное моделирование процесса дифракции проводилось в рамках модели невязкого газа путем интегрирования уравнений Эйлера, вследствие чего slipstream нельзя интерпретировать как сошедший с поверхности тела пограничный слой. Вопрос о происхождении слоя в потоке невязкого газа до сих пор не совсем ясен. Авторы [1,2] ввели название „*TU*-слой“, имея цель подчеркнуть невязкую природу данного образования и инициировать дальнейшие исследования указанной особенности течения.

Что касается „терминатора“, то Skews [3] так назвал последнюю характеристику веера волны расширения. В [9] утверждается, что последняя характеристика веера представляет собой не линию Маха, а слабый скачок. В работах [3–5] его называют терминатором. В [1,2] показано, что в ситуации, когда по условиям дифракции действительно имеет место скачок непосредственно у хвостовой характеристики веера Прандтля–Майера, его возникновение вызвано трансформацией одиночной волны торможения в трехударную конфигурацию. Несмотря на то что этот скачок располагается вблизи хвостовой характеристики волны разрежения, его происхождение не связано с веером Прандтля–Майера.

Наиболее интригующим является вопрос о вихре. Большинство исследователей, интересующихся проблемой дифракции ударной волны на выпуклом угле, полагают, что в крупномасштабный вихрь сворачивается свободный конец slipstream'a [3–8]. Первым, кто высказал такое предположение, был Rott [10]. Фактически это означает, что вихрь обязан своим возникновением и существованием slipstream'у. Количественную оценку интенсивности вихря выполнили Sun & Takayama [7]. Ими проведено численное исследование дифракции ударной волны около угла в широком диапазоне значений углов дифракции и чисел Маха ударной волны. Интенсивность вихря определялась как циркуляция скорости, равная суммарной завихренности (vorticity) в возмущенной зоне, ограниченной замкнутым контуром. Обнаружено, что наибольший вклад в общую завихренность вносит именно slipstream.

Напомним, что завихренностью, или вихрем вектора скорости  $\mathbf{V}$ , в теоретической гидродинамике называется вектор  $\mathbf{w} = \text{rot } \mathbf{V}$ . Он является важной кинематической характеристикой поля скоростей. Если  $\mathbf{w} = 0$  во всем пространстве, то такое движение называется потенциальным, или безвихревым, в отличие от вихревого движения, при котором ротор скорости не равен нулю. Распределение  $\mathbf{w}$  по полю течения дает сдвиговую картину течения. Заметим, что вихревое движение не всегда содержит вихри в газодинамическом понимании. Хорошо известно, что существуют течения, в которых завихренность не равна нулю, однако газодинамические

крупномасштабные вихри отсутствуют (течение в пограничном слое). Крупномасштабный действительный вихрь представляет собой область вращательного движения, окруженную невращательно движущейся средой. Естественно, что значения завихренности внутри этой области должны быть отличны от тех, которые имеют место вне области. Средства визуализации такого течения направлены на то, чтобы обнаружить зоны вращательного движения. В работах по дифракции ударной волны на угле [3–8] идентификация вихря чаще всего производится по картинкам распределения плотности в зоне дифракции.

Как показано в [5,7], спираль, в которую сворачивается конец slipstream'a, видна только для слабых УВ. С ростом числа Маха падающей волны структура конца slipstream'a нарушается. Объясняется данное обстоятельство тем, что вторичная ударная волна, проникая в вихрь, разрушает его, и при этом, как указывается в [5,7], вихрь становится турбулентным. Однако при сравнении распределений изолиний завихренности и изолиний плотности, приведенных в [7], можно видеть, что в областях, где изолинии плотности не показывают кругового движения, вид изолиний завихренности свидетельствует о его наличии. Следует добавить, что присутствие кругового движения определяется не просто по области с большей завихренностью, а по форме данной области. Прямолинейная часть slipstream'a также является слоем существенной завихренности, но только спиральная форма свободного конца slipstream'a указывает на наличие вихря.

В [2], где численно исследовалась дифракция ударноволновой конфигурации на выпуклой цилиндрической поверхности, идентификация вихря производилась по полям векторов скорости и векторным линиям скорости. Построенные в стационарных течениях векторные линии скорости совпадают с траекториями движения частиц газа и называются линиями тока. Отметим, что в случае сугубо нестационарного течения, когда векторные линии скорости не совпадают с траекториями частиц газа, более корректно использовать именно термин „векторные линии скорости“ или „мгновенные линии тока“. Анализ полей указанных линий показал, что при определенных условиях возможно возникновение возвратного течения на поверхности тела. С этим обстоятельством связаны отсечение основного потока от поверхности тела — отрыв — и возникновение вихря как локальной зоны кругового, или спирального движения. Центр вихря определяется как точка, в которой скорость равна нулю. Возникнув на стенке, со временем вихрь сносится вниз по потоку к концу *TU*-слоя. Как было показано для случая дифракции около выпуклой цилиндрической поверхности [2], *TU*-слой (slipstream) и вихрь возникают в разное время независимо друг от друга. Вначале зарождается и формируется *TU*-слой, через некоторое время возникает вихрь.

В данной работе продолжено изучение явления дифракции двухударной конфигурации. В качестве объ-

екта, около которого происходит дифракция, выбрана вогнутая цилиндрическая поверхность. Специальное внимание уделяется выяснению причин зарождения и поведения вихря.

## Постановка задачи

Рассматривается течение, возникающее при взаимодействии ударной волны с двумерным телом, у которого передняя плоская грань наклонена к оси симметрии под углом  $\beta$ , а задняя грань является вогнутой цилиндрической поверхностью. Задача решается в рамках модели совершенного газа с постоянным значением отношения удельных теплоемкостей  $\gamma$  в отсутствие вязкости и теплопроводности. Интегрирование уравнений в форме Эйлера производилось с помощью кода [11].

## Результаты и обсуждение

Представлены данные расчета, полученные для следующих начальных условий: число Маха фронта падающей ударной волны  $M_I = 2.09$ ,  $\beta = 48^\circ$ ,  $\gamma = 1.29$ . При указанных начальных параметрах на передней грани происходит регулярное отражение падающей УВ и формируется двухударная конфигурация.

На рис. 1 показаны поля изолиний температуры с наложенными мгновенными линиями тока в последовательные моменты времени, дающие общее представление об эволюции картины течения. В момент времени  $t = 1.0$ , который соответствует прохождению конфигурации через вершину тела, начинается стадия дифракции (рис. 1, *a*). Как уже указывалось в предыдущих работах [1,2], отраженная ударная волна  $R$  фактически оттесняет падающую волну  $I$  от вершины угла и сама огибает угол. Дифракция отраженной волны  $R$  приводит к образованию дифрагированного (искривленного) участка  $R_d$ , который взаимодействует с падающей волной  $I$ . В результате образуется новая трехударная конфигурация, тип которой, согласно понятию о направленности составляющих ее ударных волн, определяется как слияние (рис. 1, *b*). Относительно тройной точки  $T_0$  — ударные волны  $I$ ,  $R_d$  — приходящие,  $D$  — исходящая. Расчеты показывают, что данная структура развивается практически автомодельно. Второй конец результирующей волны  $D_W$  двигается вдоль цилиндрической поверхности, а затем вдоль плоскости симметрии течения. Взаимодействие ударной волны  $D_W$  с указанными поверхностями — сугубо нестационарный процесс, который ниже будет детально рассмотрен.

Внутри дифракционной зоны находятся, по крайней мере, три тангенциальных разрыва: разрыв, выходящий из тройной точки  $T_0$ , и два разрыва, возникающие вследствие дифракции волн  $R$  и  $D$ . Последние образуют слой, ограничивающий некую виртуальную полость, внутри которой располагаются: газодинамическая система, состоящая из  $TU$ -слоя и отраженной ударной волны  $S$

(волна торможения), и вихрь  $V$ . Вихрь идентифицируется по мгновенным линиям тока. Как видно из рис. 1, *b–f*, вихревое движение происходит ниже  $TU$ -слоя, а центр вихря располагается вблизи свободного конца  $TU$ -слоя. Над свободным концом  $TU$ -слоя располагается трехударная конфигурация торможения (рис. 1, *b–d*).

Вблизи вершины тела происходит обтекание сверхзвуковым потоком тупого угла. Поворот течения, переводящий его в направление, параллельное второй грани, осуществляется в веере Прандтля–Майера. Однако веер не всегда может развернуть поток на требуемый угол, чтобы газ двигался параллельно задней стенке. Именно такая ситуация имеет место в данном случае, и тогда в вершине тела происходит отрыв основного потока. Данный тип отрыва можно назвать инерционным в отличие от классического отрыва потока, который случается на гладкой поверхности и для которого необходимым условием является наличие положительного градиента давления вниз по потоку. Инерционный тип отрыва характерен для больших углов дифракции. Со временем в области возвратного течения ниже  $TU$ -слоя формируется еще один тормозной скачок  $S_b$  (рис. 1, *e*). Впоследствии этот скачок усиливается, подходит к цилиндрической поверхности и отражается от нее (рис. 1, *f*).  $TU$ -слой с течением времени становится неустойчивым и разрушается (рис. 1, *f*).

Наиболее запутанным, а поэтому дискуссионным, является вопрос о происхождении и эволюции вихря. Чтобы выяснить, как зарождается вихрь, обратимся к рис. 2. На нем представлены поле векторов скорости и мгновенные линии тока на фоне тонового распределения плотности в окрестности вершины тела для момента  $t = 1.05$ . Видно, что газ, двигавшийся вдоль передней поверхности тела, отрывается в точке с координатами  $(x = 0, y = 1.0)$ , где образующая тела терпит резкий излом. Интенсивность результирующей волны  $D$  переменна вдоль ее контура. Величина отношения плотностей на фронте падает от 3.37 вблизи тройной точки  $T_0$  до 1.01 непосредственно у поверхности, т.е. вдоль задней стенки пристеночная часть волны  $D_W$  практически не возмущает газ, в то время как часть УВ, примыкающая к тройной точке, интенсивно вовлекает газ в движение вправо от вершины тела. В окрестности вершины на задней поверхности возникает возвратное движение газа, противоположное направлению движения газа, инициируемого пристеночной частью волны  $D_W$ . Формируется вращательное движение вокруг центра, т.е. вихрь. Это ясно демонстрируют векторные линии скорости. Центр вихря определяется как точка, из которой спирально исходят мгновенные линии тока и в которой скорость равна нулю. Отметим, что данный элемент течения появляется именно в момент начала дифракции, когда внутренняя структура возмущенной области, а следовательно и  $TU$ -слой, еще окончательно не сформировались.

Картина течения с развитой внутренней структурой показана на рис. 3 для момента  $t = 1.7$ . На рис. 3, *a*

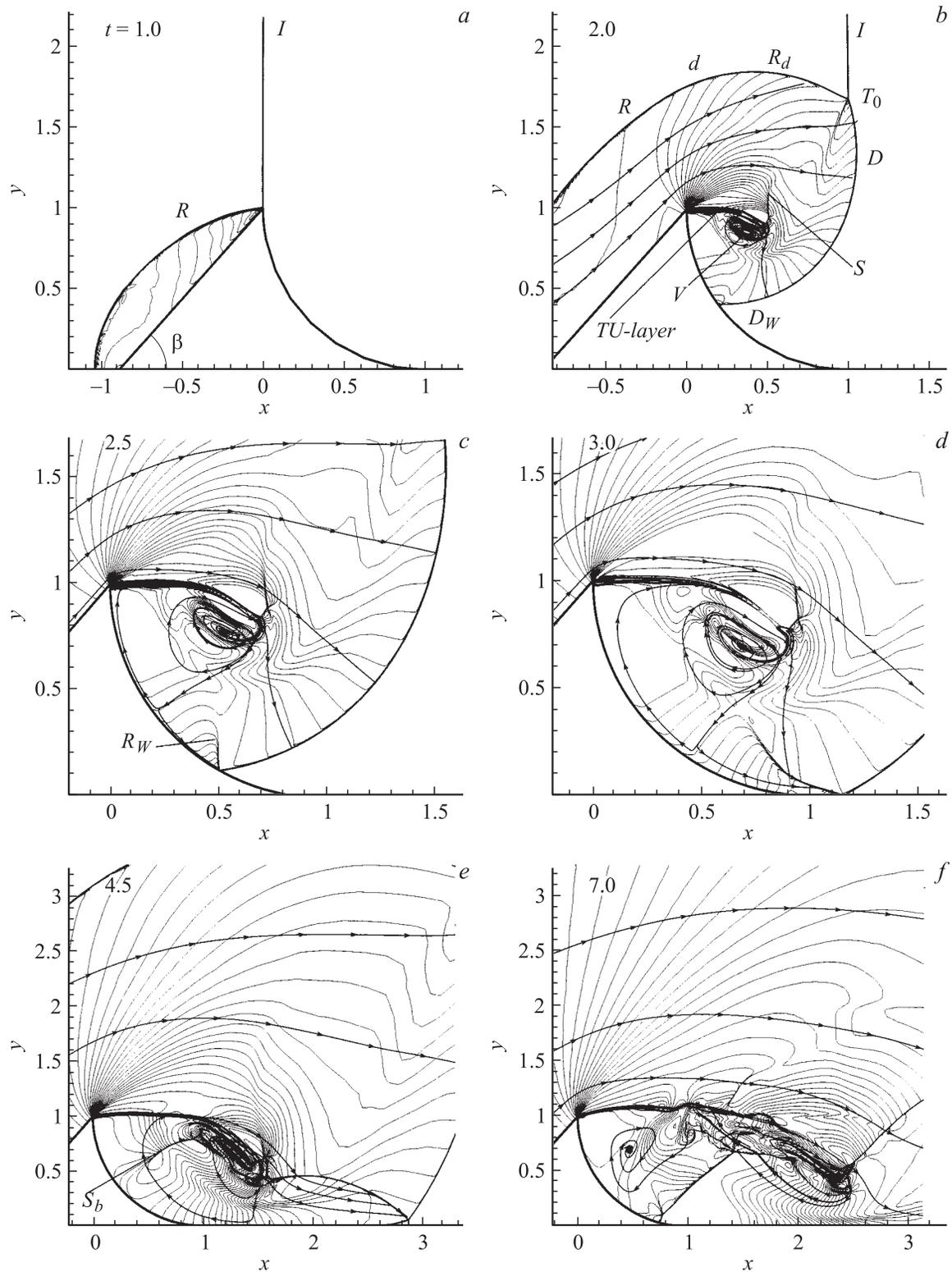


Рис. 1. Картины течения при дифракции около вогнутой цилиндрической поверхности в последовательные моменты времени.

даны изолинии температуры (черные линии), тоновое распределение температуры и мгновенные линии тока (белые линии), а на рис. 3, b — соответствующая схема течения. Отчетливо видно, что внутренняя возмущен-

ная зона дифракции содержит веер Прандтля–Майера, исходящий из вершины тела, газодинамическую систему —  $TU$ -слой + волна торможения — и несколько тангенциальных разрывов.  $S_0$  — контактный разрыв,

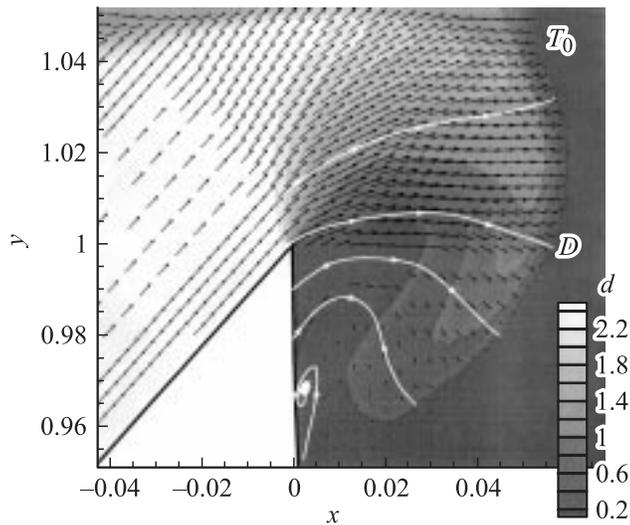


Рис. 2. Зарождение вихря около вершины тела

принадлежащий трехударной конфигурации слияния, и разделяющий газ, сжатый двумя ударными волнами  $I$  и  $R_d$ , и газ, сжатый волной  $D$ . Температура справа от  $C_0$  выше, чем температура слева. По мере удаления от тройной точки интенсивность  $C_0$  падает. Контактный разрыв  $C_d$  возник при дифракции отраженной волны  $R$ , а  $C_D$  — при дополнительной дифракции ударной волны  $D$ . В момент прохождения двухударной конфигурации через вершину тела зарождается звуковой сигнал, который в дальнейшем сносится потоком. Этим обусловлена криволинейная форма тангенциальных разрывов  $C_d$  и  $C_D$ . Как показывает тоновое распределение температуры, в слое между  $C_d$  и  $C_D$  температура выше, чем снаружи.

Внутри виртуальной полости располагается газодинамическая система —  $TU$ -слой + обращенная вторичная ударная волна  $S$  (волна торможения), согласующая газ, расширенный в веере Прандтля–Майера с газом за ударной волной  $D$ .  $TU$ -слой исходит из вершины тела и вблизи вершины имеет отчетливые верхнюю ( $1$ ) и нижнюю ( $2$ ) поверхности. Как видно на рис. 3,  $a$ , на свободном конце слоя верхняя поверхность закругляется, поскольку область, в которой слой находится, ограничена криволинейным тангенциальным разрывом  $C_d$ . Между нижней и закругленной верхней поверхностями формируется третья поверхность ( $3$ ). Описанная структура свободного конца  $TU$ -слоя подтверждается профилями давления  $p$ , температуры  $T$  и числа Маха потока  $M$  в сечении  $x = 0.275$  (рис. 4). Данное сечение проходит через центр вихря, который к моменту  $t = 1.7$  находится у свободного конца  $TU$ -слоя.

Динамика свободного конца  $TU$ -слоя может быть прослежена по картинкам течения, изображенным на рис. 5. На нем представлены увеличенные фрагменты течения в виде изолиний температуры, наложенных на тоновое распределение температуры для последовательных моментов времени. Кроме того, на рис. 5,  $a$  белой линией

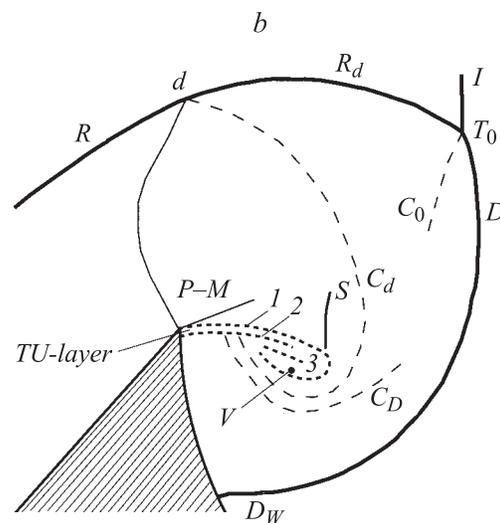
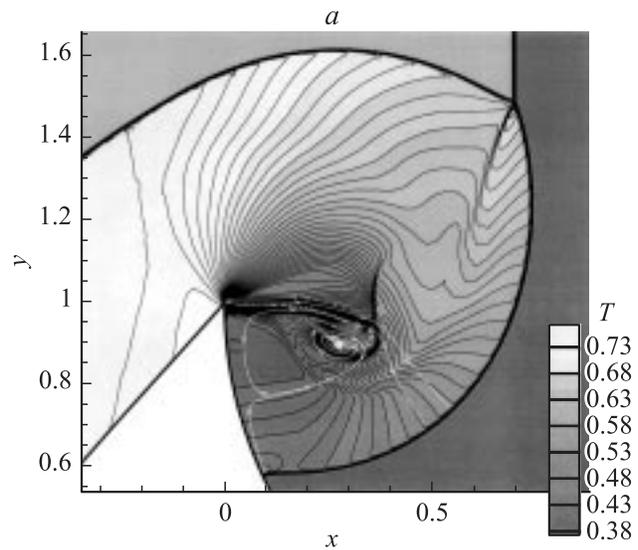


Рис. 3. Структура зоны дифракции для  $t = 1.7$ :  $a$  — результаты расчета,  $b$  — схема течения.

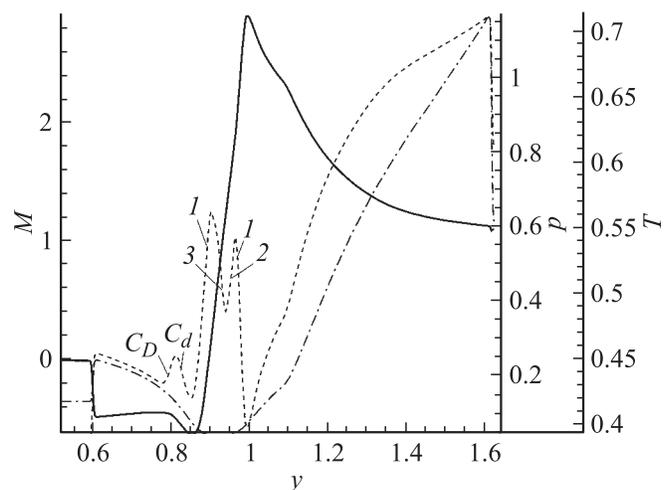


Рис. 4. Распределение числа Маха потока  $M$  (сплошная линия), температуры  $T$  (пунктир) и давления  $p$  (штрихпунктир) вдоль сечения  $x = 0.275$ .

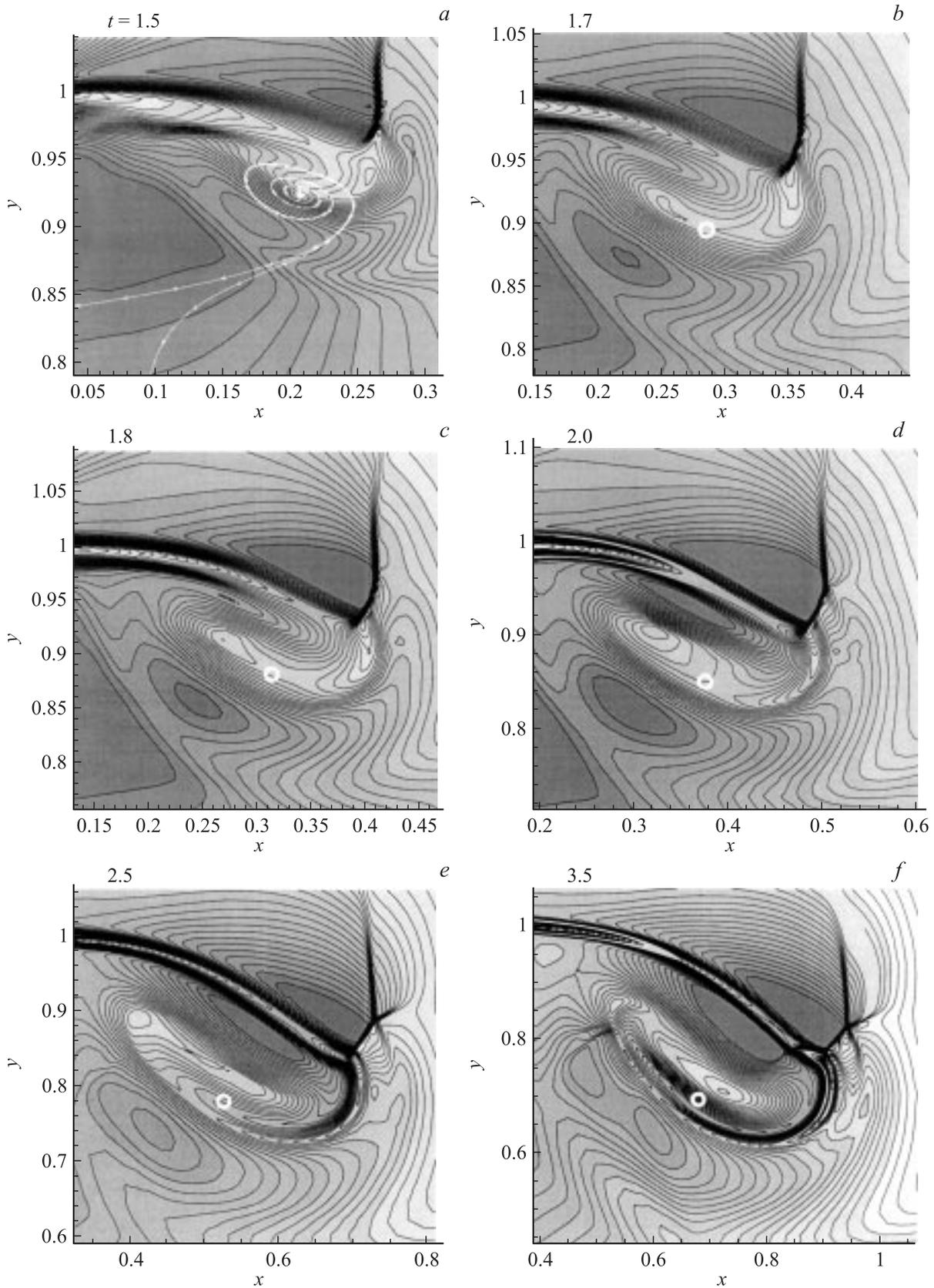


Рис. 5. Эволюция свободного конца  $TU$ -слоя.

показаны векторные линии скорости, а на рис. 5, *b–f* белым кружком отмечены лишь координаты центра вихря. В момент  $t = 1.5$  свободный конец  $TU$ -слоя, который помещается в виртуальной полости, представляет собой неструктурированную высокотемпературную область (рис. 5, *a*). Центр вихря, который возник в самом начале процесса, к моменту  $t = 1.5$  сместился к концу слоя. Вихревое течение перемешивает холодный и горячий газ, что с течением времени приводит к структурированию конца  $TU$ -слоя. Это наглядно демонстрируют картины течения на рис. 5, *b–f*, из которых видно, что более холодный газ затекает внутрь  $TU$ -слоя. Конец слоя структурируется, на нем четко проявляются нижняя граница и дополнительная третья поверхность (они обозначены цифрами 2 и 3 на рис. 3, *b*). В целом форма закрученного конца  $TU$ -слоя повторяет форму виртуальной полости. Волна торможения из одиночной (рис. 5, *a*) превращается в трех (рис. 5, *d*), а затем в пяти-ударную (рис. 5, *f*) конфигурацию. Заметим, что позиция центра вихря по отношению к  $TU$ -слою сохраняется во времени, но центр вихря не совпадает с центром петли, в которую заворачивается  $TU$ -слой.

Приведенные результаты показывают, что вихрь не есть закрученный конец  $TU$ -слоя. Возникновение вихря как особого вида движения газа не связано с существованием в потоке каких-либо специфических поверхностей. Вихрь зарождается в начале дифракции у вершины тела как спиральное движение, центр которого сносится вниз по потоку. В каждый момент времени скорость в центре вихря равна нулю. Именно вихрь, реализуя перемешивание газа, формирует структуру свободного конца  $TU$ -слоя. Траектория движения центра вихря в плоскости  $(x, y)$  показана на рис. 6. До  $t = 4.0$  траектория центра вихря линейна, а затем носит колебательный характер.

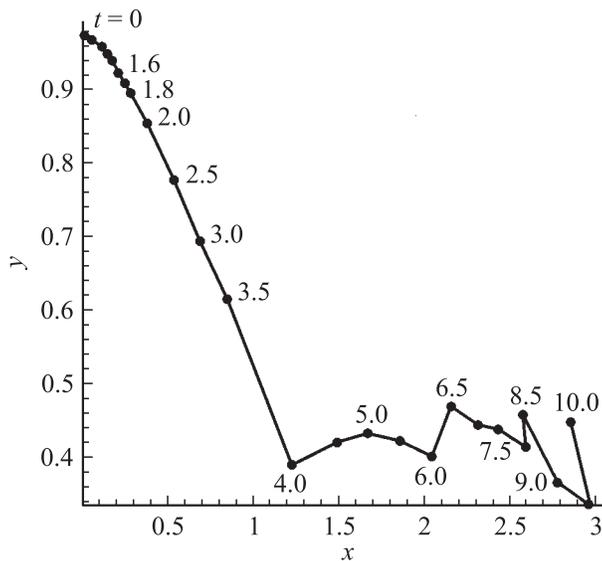


Рис. 6. Траектория центра вихря.

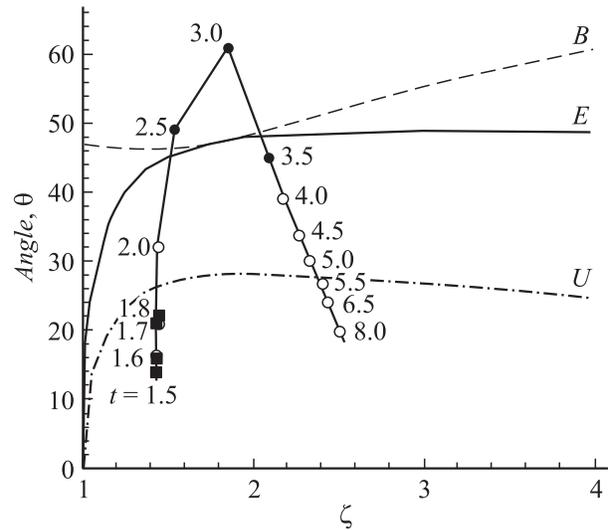


Рис. 7. Динамика отражения ударной волны  $D_W$  от вогнутой цилиндрической стенки и плоскости симметрии ( $vNR \rightarrow MR \rightarrow RR \rightarrow MR$ ):  $\blacksquare$  —  $vNR$ ,  $\circ$  —  $MR$ ,  $\bullet$  —  $RR$ .

Взаимодействие пристеночной части  $D_W$  ударной волны  $D$  с вогнутой цилиндрической поверхностью протекает в режиме переменной во времени интенсивности ударной волны и переменного угла падения фронта волны на поверхность. Следствием этого обстоятельства является смена типов отражения (рис. 1). Динамика процесса отражения ударной волны  $D_W$  от цилиндрической стенки и плоскости симметрии проиллюстрирована суммарным графиком в плоскости определяющих параметров  $(\theta, \xi)$ , представленным на рис. 7. Здесь  $\theta$  — местный угол между перпендикуляром к фронту падающей волны  $D_W$  и касательной к цилиндрической поверхности (аналог угла клина для псевдостационарного отражения  $UB$ ),  $\xi$  — местное значение отношения плотностей на фронте падающей волны  $D_W$  (на рис. 8 показано, каким образом выбираются определяющие параметры). Кроме того, на рис. 7 нанесены следующие теоретические граничные линии для случая псевдостационарного отражения ударной волны от клина:  $E$  — граница правильного (регулярного) отражения,  $U$  — граница дозвукового потока за падающей волной относительно точки отражения, лежащей на поверхности,  $B$  — граница стационарной маховской конфигурации. Границы  $E$  и  $U$  получены в рамках двухударной теории отражения, граница  $B$  — в рамках трехударной теории. Выше кривой  $E$  лежит область правильного отражения, ниже — неправильного, но необязательно маховского отражения. Граница  $U$  дает возможность судить о некоторых свойствах неправильного отражения, а именно; ниже кривой  $U$  невозможно возникновение отраженной ударной волны, выше  $U$  — отраженная волна возможна. Граница  $B$  принадлежит собственно маховскому отражению и является границей стационарной маховской конфигурации. Область ниже кри-

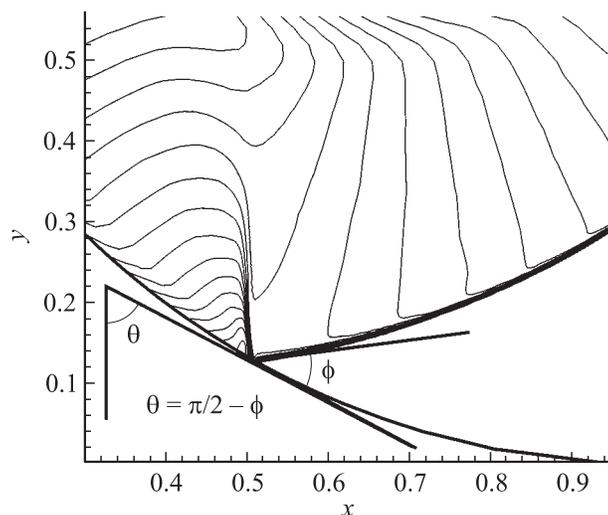


Рис. 8. Аномальное регулярное отражение.

вой  $B$  соответствует маховскому отражению, выше — столкновению двух ударных волн при их встречном взаимодействии. Между границами  $B$  и  $E$  лежит область, в которой теоретически возможны как правильное, так и маховское отражения (область двойного решения). Данные настоящего расчета отмечены квадратами и кружками и иллюстрируют изменение типов отражения  $D_W$  во времени. Сначала отражение реализуется в форме отражения Неймана, или, согласно последним опубликованным данным [12], Неймана–Гудерля ( $vNR$ ) (рис. 3,  $a$ ;  $t = 1.7$ ). Затем тип отражения меняется на маховский ( $MR$ ) (рис. 1,  $b$ ), который, в свою очередь, переходит в регулярный ( $RR$ ) (рис. 1,  $c$ ). Регулярное отражение продолжается до  $t = 3.5$ , после чего вновь развивается маховское отражение (рис. 1,  $e, f$ ). Как видно из рис. 7, определяющие параметры в ходе процесса отражения  $D_W$  меняются неодинаково: интенсивность  $\xi$  падающей волны  $D_W$  увеличивается монотонно, а  $\theta$  — немонотонно. Отметим, что немонотонный характер изменения величины  $\theta$  приходится именно на период регулярного отражения.

Анализ двухударной конфигурации для  $t = 2.5$  (рис. 8) показал, что в указанный момент можно говорить об аномальном режиме регулярного отражения. Данный режим характеризуется тем, что давление наклонного регулярного отражения ударной волны превышает давление при нормальном отражении. Действительно, расчет величин относительного давления  $P = p/p_0$  ( $p$  — давление за отраженной волной,  $p_0$  — давление перед падающей волной), показал, что для случая наклонного отражения  $P_{\text{н}} = 3.24$ , а для нормального отражения  $P_{\text{н}} = 3.006$ .

Регулярное отражение продолжается, по крайней мере, до  $t = 3.5$ , естественно, что при этом изменяются геометрия двухударной структуры и форма отраженной ударной волны (рис. 1,  $c, d$ ). При дальнейшем движении ударной волны  $D_W$  вдоль плоскости симметрии реа-

лизуется маховское отражение (рис. 1,  $e$ ). Отраженная ударная волна  $R_W$  подходит к свободному концу  $TU$ -слоя и оказывается в зоне, где поле скоростей определяется наличием вихря. Взаимодействие приводит к нарушению устойчивости конца  $TU$ -слоя и к турбулизации течения.

Между вогнутой цилиндрической поверхностью и  $TU$ -слоем течение определяется вихрем. Со временем в зоне возвратного движения под  $TU$ -слоем возникает дополнительная ударная волна торможения  $S_b$  (рис. 1,  $e, f$ ). Эволюция  $S_b$  может быть прослежена на рис. 9, где показаны фрагменты течения в виде изолиний температур в последовательные моменты времени. Сначала  $S_b$  возникает как висящая в потоке волна. Конец, обращенный к  $TU$ -слою, расщеплен в трехударную конфигурацию (рис. 9,  $a$ ). С течением времени  $S_b$  перемещается по направлению к задней критической точке тела и ее длина увеличивается (рис. 9,  $b$ ). Когда волна  $S_b$  упирается в цилиндрическую поверхность, начинается процесс ее отражения (рис. 9,  $c$ ). Следует обратить внимание на то, что волна  $S_b$  распространяется не в покоящемся, а в движущемся неоднородном газе. Указанные обстоятельства создают сугубо нестационарные условия для отражения волны  $S_b$ . Так, сформировавшаяся в момент  $t = 7.0$  простая трехударная маховская конфигурация (рис. 9,  $d$ ), к моменту  $t = 7.5$  трансформируется также в трехударную конфигурацию, но с более сложной системой тангенциальных разрывов (рис. 9,  $e$ ). Предположительно данная трехударная структура возникла как результат слияния двух тройных конфигураций: первоначальной, с тройной точкой  $T_1$  (рис. 9,  $d$ ), и тоже тройной конфигурацией, которая возникла вследствие маховского отражения ствола Маха первоначальной конфигурации. При слиянии образовалась новая ударноволновая система с тройной точкой  $T_3$  (рис. 9,  $e$ ). Интересной деталью является пересечение трех тангенциальных разрывов, которые ясно видны на рис. 9,  $e$  ( $C_1, C_2, C_3$ ). В дальнейшем (рис. 9,  $f$ ) на месте взаимодействия образуется характерная связка из закрученных концов тангенциальных поверхностей. Подавляющее число исследователей полагает, что это есть свидетельство наличия вихря. Заметим, что делать выводы о наличии вихря по форме тангенциальных разрывов следует очень осторожно. Поведение мгновенных линий тока, приведенных на рис. 9,  $f$ , не подтверждает наличия вихревого движения. Проблема взаимодействия тангенциальных разрывов требует тщательных исследований.

## Выводы

На основании выполненного численного исследования дифракции двухударной конфигурации на вогнутой цилиндрической поверхности можно сделать следующие выводы.

1. При дифракции двухударной конфигурации непосредственно в момент дифракции образуется новая трехударная конфигурация типа слияния. Вследствие

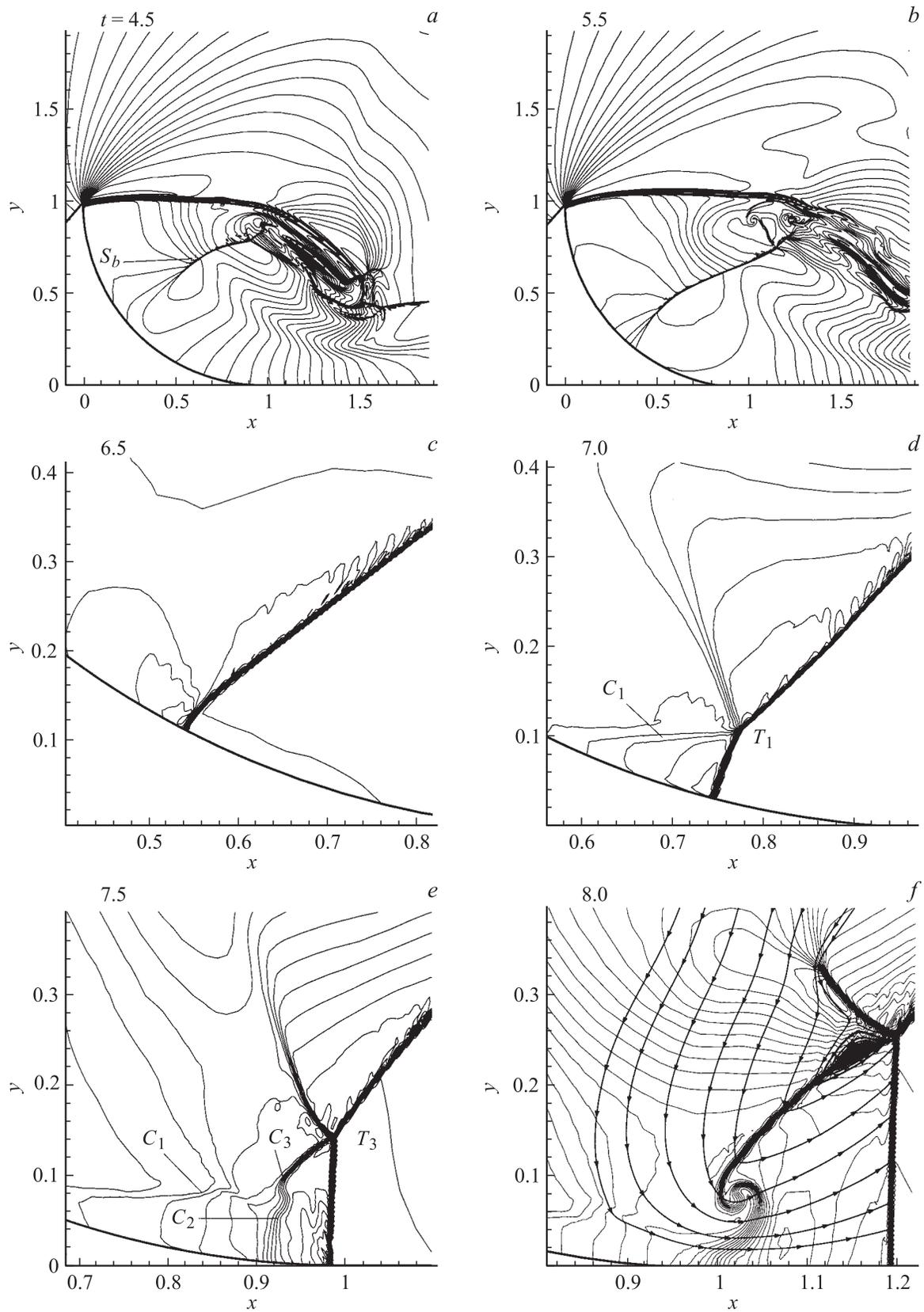


Рис. 9. Возникновение подслоного скачка и его отражение от стенки.

большого угла дифракции результирующая ударная волна, начинаясь в тройной точке, подходит к задней поверхности тела в виде звуковой линии. Формирование результирующей волны как ударной вдоль всего ее контура происходит в течение некоторого промежутка времени.

2. Поскольку в первые моменты дифракции пристеночная часть результирующей волны не может увлечь газ в движение вдоль задней цилиндрической стенки, вблизи вершины возникает возвратное течение, что впоследствии приводит к возникновению крупномасштабного вихря.

3. Вихрь производит перемешивание газа вблизи конца  $TU$ -слоя, что приводит к его структурированию. Спиральная форма свободного конца  $TU$ -слоя обусловлена наличием вихря.

4. При больших углах дифракции происходит инерционный отрыв основного потока в вершине тела.

5. Результирующая ударная волна взаимодействует с вогнутой цилиндрической поверхностью и плоскостью симметрии в режиме отражения. Прослежена смена типов отражения ( $vNR \rightarrow MR \rightarrow RR \rightarrow MR$ ). Зафиксирован режим аномального правильного отражения.

6. Идентификацию вихря по изолиниям плотности следует проводить с осторожностью. Необходимым условием его определения является анализ полей векторов скорости и мгновенных линий тока.

## Список литературы

- [1] Березкина М.К., Красовская И.В., Оффенгейм Д.Х. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 24. С. 1–6.
- [2] Березкина М.К., Красовская И.В., Оффенгейм Д.Х. // ЖТФ. 2005. Т. 76. Вып. 7. С. 8–14.
- [3] Skews B.W. // J. Fluid Mech. 1967. Vol. 29. P. 705–719.
- [4] Kleine H., Ritzerfeld E., Gronig H. // Shock Waves. Marseille IV. 1995. P. 117–122.
- [5] Hillier R. // Shock Waves. Marseille IV. 1995. P. 17–19.
- [6] Chang S.M., Chang K.S. // Shock Waves. 2000. Vol. 10. P. 333–343.
- [7] Sun M., Takayama K. // J. Fluid Mech. 2003. Vol. 478. P. 237–256.
- [8] Law C., Skews B.W., and Menon N. // Shock Waves. Bangalore, India. 2005. P. 77–82.
- [9] Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. С. 274.
- [10] Rott N. // J. Fluid Mech. 1956. Vol. 1. P. 111–128.
- [11] Voinovich P.A. Two-dimensional locally adapted unstructured unsteady Euler code. St. Petersburg: Advanced Technology Center, 1993 (unpublished).
- [12] Васильев Е.И., Крайко А.И. // ЖВММФ. 1999. Т. 39. № 8. С. 1393–1404.