

01;03

Дифракция двухударной конфигурации отражения на выпуклой 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 декабря 2005 г.)

Работа посвящена численному исследованию дифракции ударно-волновой конфигурации на выпуклой цилиндрической поверхности. Дифракция является частью процесса взаимодействия ударной волны с двумерным телом. Ей предшествует стадия отражения от передней поверхности, вследствие чего на задней поверхности имеет место дифракция или двух-, или трехударной конфигурации. Цель настоящего исследования — изучить дифракцию двухударной конфигурации в условиях непрерывного изменения угла дифракции. Для этого в качестве объекта выбран клин с плоской наклонной передней и выпуклой цилиндрической задней поверхностями. Численные результаты получены интегрированием уравнений Эйлера. Обнаружены особенности течения, связанные с одновременной дифракцией падающей и отраженной ударных волн. Исследована эволюция газодинамической системы (волна торможения + TU -слой), возникающей внутри области дифракции. Рассмотрено возникновение отрывного течения и зарождение вихря. Показано, что в процессе дифракции меняется взаимное расположение линии отрыва и TU -слоя. Они совпадают на стадии установления стационарного обтекания. Проведено сравнение течения, формирующегося при дифракции двухударной конфигурации на цилиндрической поверхности с аналогичным процессом на горизонтальной и вертикальной поверхностях.

PACS: 47.40.Nm, 46.40.Cd

Введение

Начиная с 1878 г., когда Э. Мах зафиксировал явление отражения ударной волны (УВ) от наклонной стенки, проблема взаимодействия УВ с твердой поверхностью привлекает исследователей практически всех мировых газодинамических центров. Тем не менее при определении типа взаимодействия не всегда соблюдается однозначность: так, в работах [1–4] процесс нестационарного взаимодействия УВ с неподвижным клином назван дифракцией, при этом предметом изучения является отражение. В то же время дифракцией называют и явление огибания ударной волной тупого угла [5,6]. Чтобы избежать подобной неоднозначности при определении типа взаимодействия, было предложено [7] использовать термин „отражение“ в случае падения УВ на твердую поверхность под углом, меньшим 90° , и „дифракция“ в случае, когда угол больше 90° . Важно отметить, что процесс дифракции имеет место только в нестационарных течениях.

Для случая дифракции одиночной УВ на угле явление изучено достаточно детально [5,6,8,9]. Но при взаимодействии УВ с телами конечных размеров имеет место отражение и дифракция. Так как отражение предшествует дифракции, то будет дифрагировать не одиночная ударная волна, а та ударно-волновая конфигурация, которая образовалась при отражении от передней поверхности. Это может быть регулярная или нерегулярная конфигурация. Очевидно, что характеристики течения дифракции будут зависеть как от вида ударно-волновой конфигурации отражения, так и от

угла между фронтом УВ и поверхностью тела (угла дифракции).

Общее представление о сложном течении дифракции, содержащем многочисленные ударные волны, тангенциальные разрывы и вихревые структуры давали результаты экспериментальных исследований взаимодействия УВ с различного рода препятствиями [10–14]. Более конкретные данные о различиях, которые возникают при дифракции двухударной и трехударной конфигураций на вертикальной стенке содержатся в [15]. В [16,17] численно и экспериментально рассмотрена дифракция трехударной конфигурации на вертикальной стенке. Основное внимание было уделено частному вопросу взаимодействия УВ с вихрем. Несмотря на имеющуюся информацию, едва ли можно говорить о том, что проблема дифракции ударно-волновой конфигурации исследована всесторонне. Нет систематических данных, на основании которых можно сделать заключение о влиянии определяющих параметров на характер течения. Кроме того, существуют разные точки зрения на природу и поведение таких элементов течения, как „slipstream“, „terminator“ и вихрь. В нашей предыдущей работе [7] численно исследовалась дифракция двухударной конфигурации на плоской поверхности с вариацией угла дифракции. Результаты показали, что угол дифракции существенным образом влияет на структуру и динамику течения около поверхности.

Данная работа является продолжением исследования процесса дифракции ударно-волновой конфигурации. Она содержит результаты численного моделирования дифракции двухударной конфигурации на выпуклой ци-

линдрической поверхности. В качестве объекта исследования выбран клин с плоской наклонной передней поверхностью и выпуклой цилиндрической задней. Эта модель дает возможность исследовать дифракцию конфигурации в условиях непрерывного изменения угла дифракции. Задача рассматривалась для совершенного газа с $\gamma = \text{const}$. Численные результаты были получены интегрированием уравнений Эйлера.

Численный метод

Для численного моделирования нестационарных течений с ударными волнами была использована программа [18], разработанная для интегрирования уравнений Эйлера. В основу метода расчета в [18] положена явная квазимонотонная схема Годунова повышенного порядка аппроксимации. Подобная схема впервые была предложена Родионовым [19] и обобщена для расчета нестационарных невязких течений на неструктурированных сетках в [20]. Как показали многочисленные тестовые расчеты, проведенные для различных схем данного класса, эта схема является одной из лучших по качеству решения. Использование неструктурированных сеток с локальной динамической адаптацией к неоднородностям течения позволяет с помощью указанной программы [20] получить детальную картину изменения газодинамических разрывов при взаимодействии УВ с двумерным телом.

Результаты и обсуждение

Начальные условия для численного моделирования были выбраны таким образом, чтобы на передней грани клина имело место регулярное отражение. Расчеты проведены для числа Маха падающей ударной волны $M = 2.09$, угла наклона передней поверхности тела к оси симметрии $\beta = 48^\circ$, $\gamma = 1.29$. На рис. 1 представлены численные результаты в виде полей изолиний температуры с наложенными мгновенными линиями тока для последовательных моментов времени, причем на рис. 1, *c-f* показаны увеличенные фрагменты течения. Начальный момент времени $t = 0$ соответствует подходу УВ к носику клина. Процесс дифракции ударно-волновой конфигурации начинается, когда точка пересечения падающей I и отраженной R ударных волн проходит вершину тела ($x = 0.0$; $y = 1.0$). Следует подчеркнуть, что обе ударные волны дифрагируют одновременно, но с разными числами Маха и разными углами дифракции (рис. 1, *a*). В результате дифракции вместо двухударной формируется новая трехударная конфигурация (I, R_d, M) с тройной точкой T_0 (рис. 1, *b*). Анализ конфигурации (I, R_d, M) с использованием идеи Ландау о направленности ударных волн показал, что она должна рассматриваться не как конфигурация отражения [14], а как конфигурация слияния, так как содержит две приходящие I, R_d и одну исходящую M ударные волны. R_d — дифрагированная

часть отраженной ударной волны R . Невозмущенная R и дифрагированная R_d части должны разделяться дифракционной точкой, из которой исходит тангенциальный разрыв. Этот разрыв слишком слаб, и его можно идентифицировать по изломам изотерм. На рис. 1, *b* схематически пунктирной линией показан тангенциальный разрыв и отмечена дифракционная точка „ d “. Результирующая криволинейная волна M распространяется вдоль цилиндрической поверхности тела. Только пристеночная часть M „чувствует“ непрерывное изменение угла между твердой поверхностью и фронтом M . Следовательно, можно говорить о дополнительной дифракции волны M на цилиндрической поверхности. Можно предположить, что из-за постоянного изменения угла дифракции, на фронте M непрерывно появляются дифракционные точки, а исходящие из них тангенциальные разрывы образуют градиентную область G . Анализ внешней границы области дифракции показал, что падающая ударная волна I непосредственно не дифрагирует на задней поверхности тела, так как ее „оттесняет“ от взаимодействия с поверхностью отраженная ударная волна R . Область дифракции оказывается ограниченной дифрагирующими ударными волнами R и M .

Структура течения внутри дифракционной зоны обусловлена интерференцией двух течений. Это поток, расширенный в веере Прандтля–Майера и поток, сжатый в ударной волне M . Согласование этих двух глубоко неоднородных потоков осуществляется с помощью газодинамической системы, состоящей из обращенной ударной волны S (волна торможения) и элемента, обычно называемого „slipstream“. Кроме этого, вблизи цилиндрической поверхности за фронтом M появляется градиентная зона G , в которой параметры меняются так же, как в тангенциальном разрыве (рис. 1, *b*). Skews [5] первым указал на то, что „slipstream“ не есть поверхность разрыва параметров, а довольно узкая область, в которой скорость газа меняется от высокой до почти нулевой. Kleine et al. [8] обнаружили численно и экспериментально, что внутри этой области имеет место минимум плотности. В [7] показано, что газодинамический элемент „slipstream“ имеет структуру слоя, в котором сильнее всего изменяется температура и тангенциальная составляющая скорости. По этой причине он был назван TU -слоем (TU -layer).

Газодинамическая система (волна торможения + TU -слой) очень чувствительна к изменению параметров потока, как перед ней, так и за ней. Как показывают результаты расчетов, в самом начале дифракции ($t < 1.5$) возникает прямолинейная волна торможения и едва заметный TU -слой. В момент времени $t = 2.0$ волна торможения становится криволинейной, а TU -слой уже хорошо различим (рис. 1, *b*). На рис. 2 приведены кривые распределения температуры и касательной составляющей скорости вдоль сечения $x = 0.41$ для $t = 2.0$. Поперек слоя температура меняется монотонно, достигая максимального значения в точке $y = 0.94$. Касательная составляющая скорости при переходе через слой резко возрастает. Как видно из рис. 1, *c*, нижняя граница

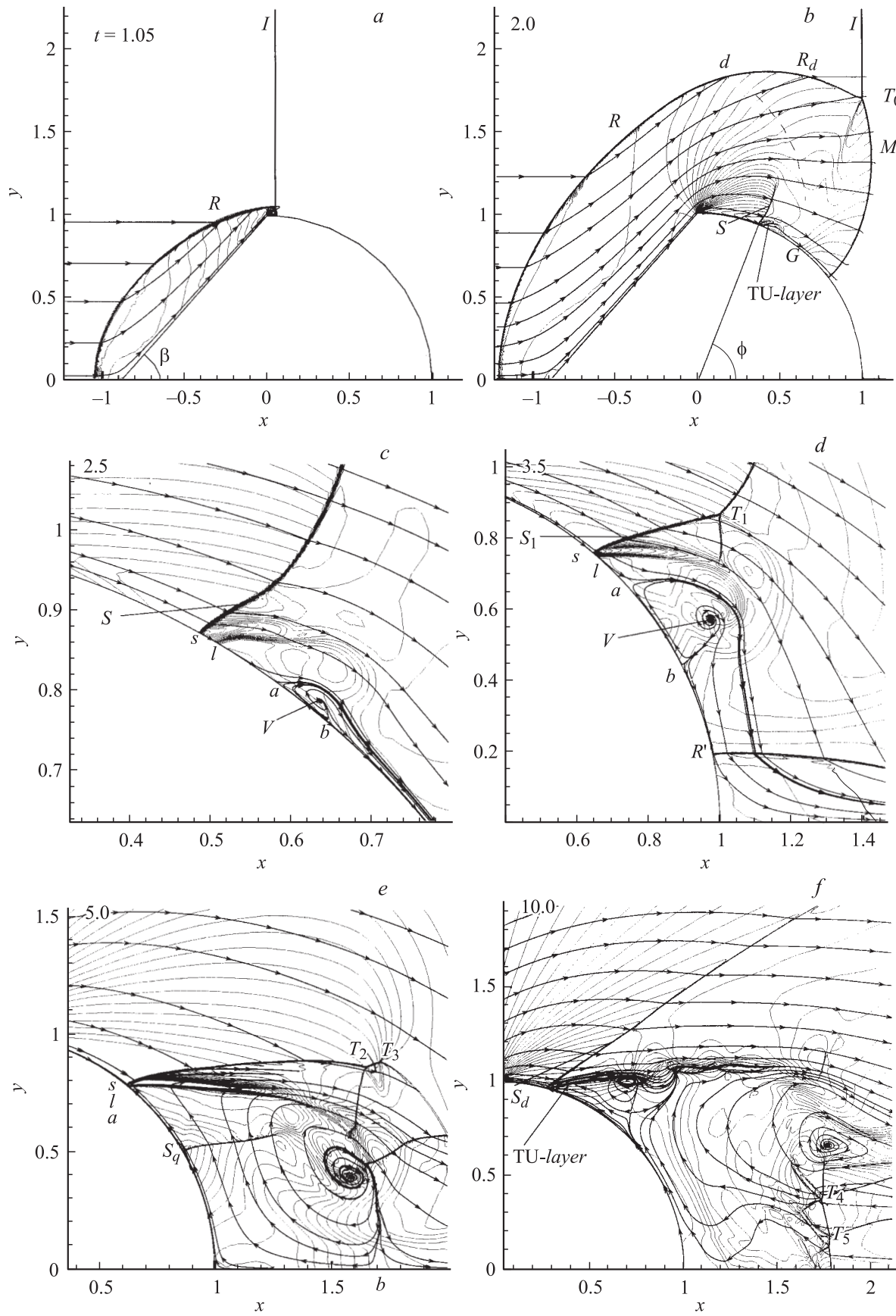


Рис. 1. Изолинии температуры (сплошные линии) и мгновенные линии тока (сплошные линии со стрелками) в последовательные моменты времени.

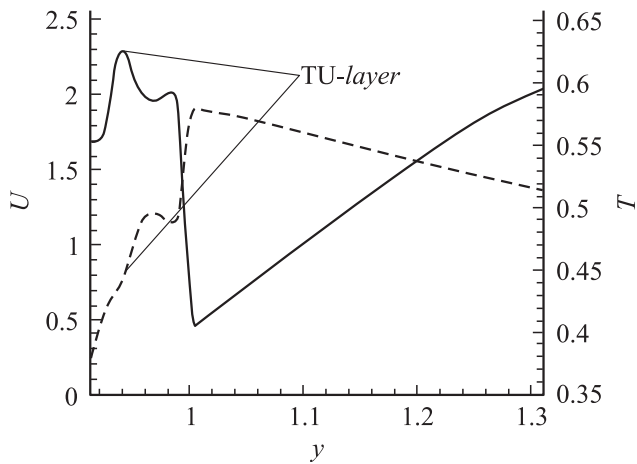


Рис. 2. Распределение температуры T (сплошная) и касательной составляющей скорости U (пунктирная) в сечении $x = 0.41$ для $t = 2.0$.

слоя начинается на поверхности тела, а верхняя — на фронте S . Координаты „ s “ — фронта ударной волны S и „ l “ — нижней границы слоя на поверхности тела различны. До момента времени $t = 2.0$, как показывает рис. 1, b , направление линий тока во всем поле течения одинаково, течение безотрывное.

Появление в потоке нового газодинамического элемента, а именно вихря V ниже TU -слоя, демонстрирует рис. 1, c . Для того чтобы прояснить вопрос о возникновении вихря, необходимо проанализировать распределение числа Маха потока и давления вдоль цилиндрической поверхности. Зависимости $M(x)$ и $p(x)$ представлены на рис. 3 для двух моментов времени. Для $t = 2.0$ (рис. 3, a) кривая $M(x)$ немонотонна и в точке $x = 0.45$ имеет минимум, практически равный нулю. В момент $t = 3.5$ (рис. 3, b) в распределении $M(x)$ появляется участок отрицательных значений. Поскольку между волной торможения и ударной волной M существует положительный градиент давления, газ в той точке, где он фактически останавливается, изменяет направление своего движения и устремляется в зону более низкого давления. На поверхности возникает локальная зона обратного течения. Логично предположить, что точка на поверхности, в которой скорость газа становится равной нулю, есть точка, в которой зарождается вихрь. С течением времени эта точка (центр, или ядро вихря) уносится потоком и вокруг нее образуется локальная зона циркуляционного движения. В соответствие с поведением линий тока в окрестности центра вихря эту точку можно определить как „источник“ (рис. 1, c, d). Отметим, что до сих пор считалось, что в вихрь соврачивается свободный конец TU -слоя [9].

На поверхности тела область обратного течения ограничена точками „ a “ и „ b “. Первая есть точка встречи основного и возвратного потоков, а вторая — точка растекания. Заметим, что точка „ a “ не совпадает с точкой „ l “, из которой исходит нижняя граница TU -слоя. Скорость газа в точке „ a “ равна 0. Точку „ a “ можно

определить как точку отрыва основного потока от поверхности, поскольку в ней поверхностная линия тока основного течения перестает следовать контуру тела. Из точки „ a “ выходит линия отрыва, в которую сливаются поверхностные линии тока основного и возвратного течений. Особое внимание следует обратить на тот факт, что положение TU -слоя и линии отрыва в потоке различаются. В момент времени $t = 2.5$ TU -слой целиком располагается в основном потоке (рис. 1, c).

Со временем криволинейная выпукло-вогнутая одиночная волна торможения S трансформируется в трехударную конфигурацию с тройной точкой T_1 (рис. 1, d). Координата „ l “ нижней границы TU -слоя сближается с координатой „ s “ волны торможения S_1 . Зона циркуляционного движения увеличивается, TU -слой по-прежнему располагается в основном потоке. На цилиндрической поверхности ниже TU -слоя формируется дополнительная ударная волна, которая тормозит возвратный поток (вследствие малой интенсивности более ясно эта дополнительная волна идентифицируется по резкому изменению параметров на кривых $M(x)$, $p(x)$ на рис. 3, b , где она обозначена S_r). Ударная волна M

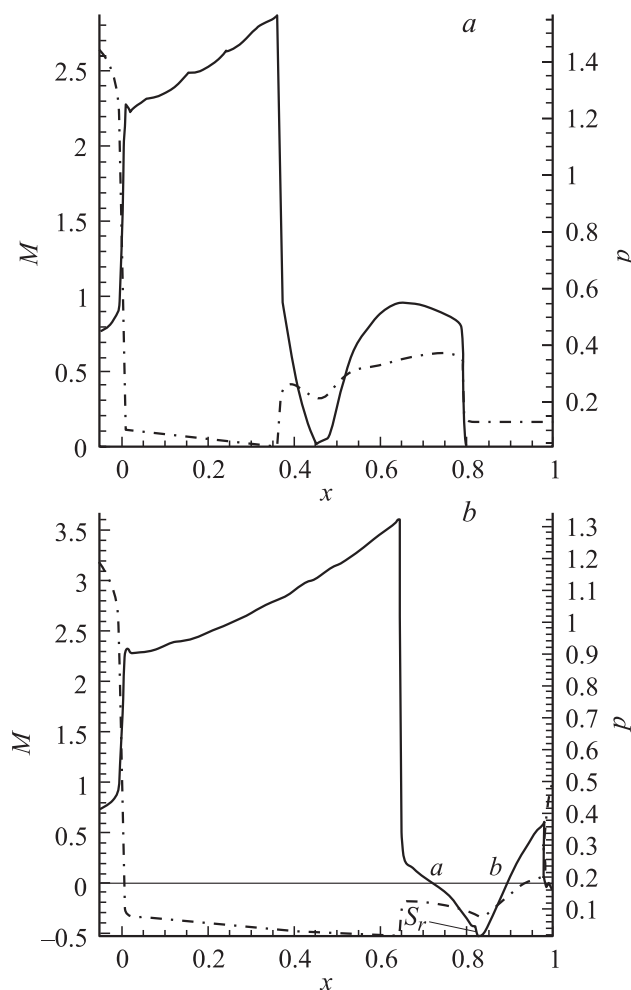


Рис. 3. Профили числа Маха потока M (сплошные) и давления p (штрихпунктирные) вдоль цилиндрической поверхности для двух моментов времени. a — $t = 2.0$, b — 3.5 .

достигает плоскости симметрии и отражается от нее. Новая отраженная ударная волна R' распространяется вдоль поверхности к вершине тела. Дальнейшие изменения структуры течения связаны с прохождением волны R' через область вихря и ее взаимодействием с трехударной конфигурацией торможения. Рис. 1, *e* иллюстрирует картину течения в тот момент, когда R' уже прошла через вихрь, столкнулась с S_r и усилила ее. Новая ударная волна S_q начинает двигаться к задней критической точке тела. Далее, взаимодействие R' с трехударной конфигурацией приводит к формированию пятиударной структуры с тройными точками T_2 и T_3 . К моменту времени $t = 5$ точки „*s*“ и „*a*“ совпадают. TU -слой лежит ниже линии отрыва, т.е. TU -слой полностью располагается в возвратном течении. Вихрь V сносится к плоскости симметрии и генерирует сильное струйное течение, направленное к задней поверхности тела.

С течением времени около тела должно установиться стационарное обтекание в соответствии с числом Маха потока за падающей ударной волной I . Картина течения, представленная на рис. 1, *f*, близка к стационарному обтеканию. Линия отрыва и TU -слой совпали, и TU -слой становится границей между основным и возвратным течениями. В донной части струйное течение у оси симметрии замедляется в ударно-волновой системе с тройными точками T_4 и T_5 . TU -слой неустойчив. Неустойчивость слоя требует дальнейших исследований.

На рис. 4 представлены данные, характеризующие эволюцию волны торможения. Изменение геометрии волны торможения во времени показано на рис. 4, *a* в виде скелетообразных изотерм. Одиночная волна торможения ($t = 1.5$) искривляется, затем трансформируется в трехударную конфигурацию ($t = 3.0$). Столкновение этой конфигурации с отраженной волной R' приводит к образованию сначала трехударной, ($t = 4.5$), а затем и к появлению новой пятикачковой структуры ($t = 5.0$). К моменту времени $t = 10.0$ волна торможения занимает положение, соответствующее стационарному обтеканию. Видно, что размер волны/ударно-волновой конфигурации торможения непрерывно увеличивается. Положение пристеночной части волны торможения на поверхности определяется угловой координатой (ϕ). Зависимость угловой координаты (ϕ) от времени показана на рис. 4, *b*. Волна торможения движется вниз вдоль цилиндрической поверхности вплоть до момента времени, когда с ней сталкивается отраженная волна R' ($t \sim 4.3$). Затем волна торможения начинает двигаться в противоположном направлении, асимптотически приближаясь к своему стационарному положению.

На рис. 5 показана траектория центра вихря V . В отличие от волны торможения вихрь зарождается не в момент начала дифракции, а спустя некоторое время, когда на поверхности тела в определенной точке скорость становится равной нулю. До момента времени $t \sim 4.3$ траектория вихря почти линейна, а затем характер движения становится колебательным.

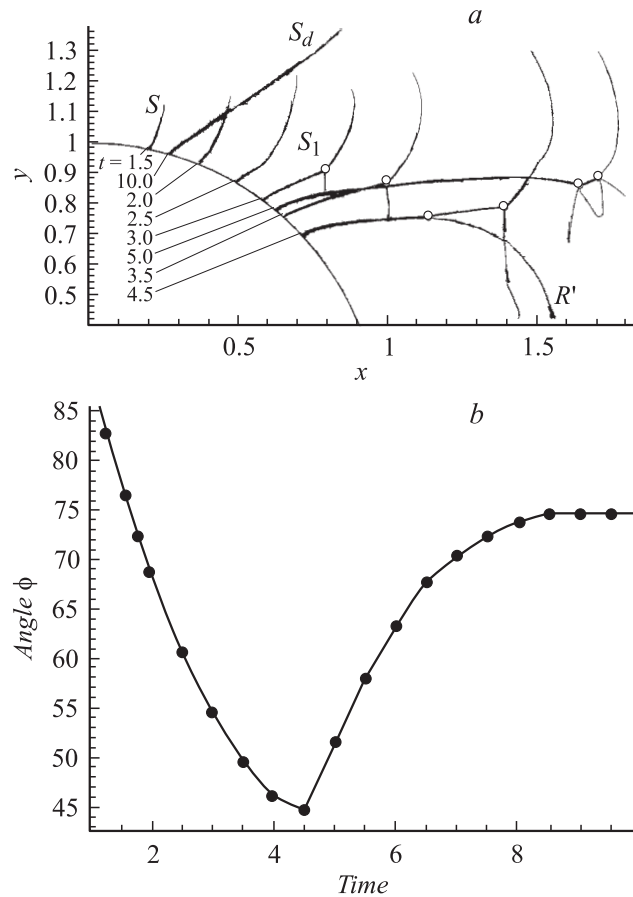


Рис. 4. Эволюция волны торможения: *a* — скелетные изотермы в последовательные моменты времени; *b* — зависимость угловой координаты (ϕ) от времени.

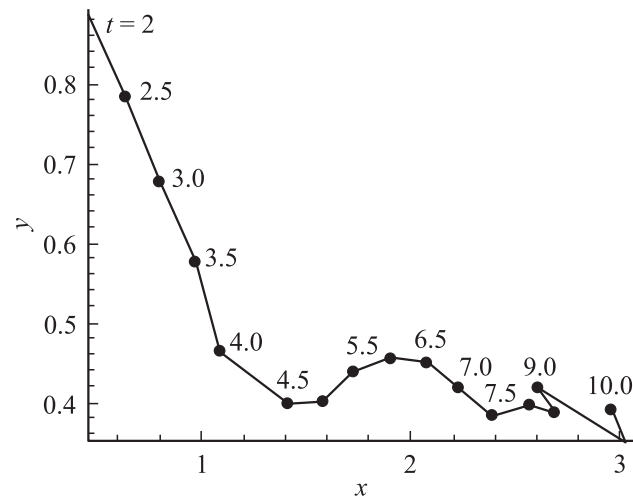


Рис. 5. Траектория ядра вихря V .

В заключение проведем сравнение процессов дифракции одной и той же двухударной конфигурации на цилиндрической, горизонтальной, и вертикальной поверхностях. На рис. 6, *a, c* представлены картины течения дифракции на горизонтальной и вертикальной поверх-

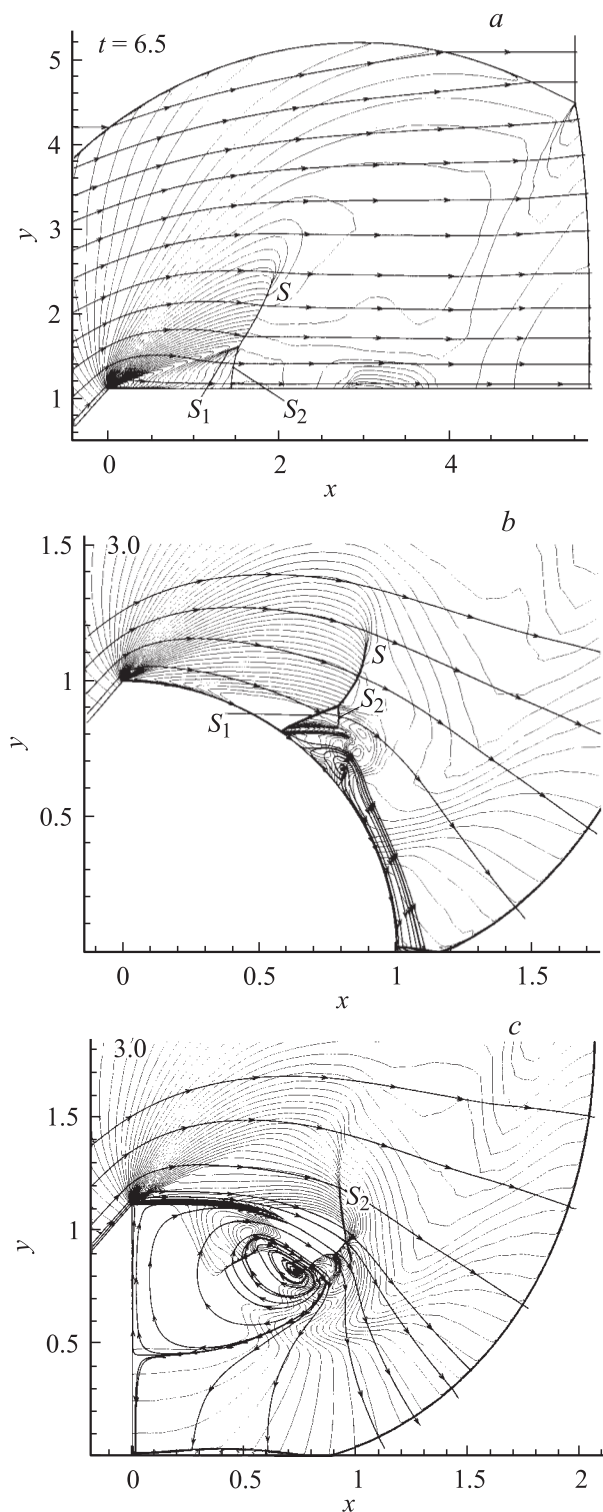


Рис. 6. Картины течения при дифракции двухударной конфигурации на различных поверхностях.

ностях, а на рис. 6, *b* — на выпуклой цилиндрической поверхности в фиксированные моменты времени. Так как начальный угол дифракции для выпуклой цилиндрической и горизонтальной поверхностей один и тот же, то для обоих случаев возникают одинаковые газоди-

намические структуры. Далее дифракционная структура для случая горизонтальной поверхности развивается при постоянном угле дифракции, а для цилиндрической поверхности эволюция течения определяется непрерывно меняющимся углом дифракции.

Как показали расчеты [7], в случае горизонтальной поверхности в момент $t = 0$ возникает только волна торможения. TU -слой не регистрируется. К моменту времени $t = 6.5$ (рис. 6, *a*) криволинейная волна торможения трансформируется в трехударную конфигурацию S, S_1, S_2 . Волна S_2 , замедляющая поток с постоянными параметрами перед фронтом, перпендикулярна к горизонтальной поверхности. Волна S_1 находится вблизи последней характеристики веера Прандтля–Майера. Skews [5] последнюю характеристику веера волны разрежения назвал терминатором (terminator). Поскольку при определенных условиях хвост волны разрежения сливается со скачком торможения S_1 , в [6,8,9] утверждается, что конечная линия веера разрежения представляет собой скачок, и называют его терминатором. Как показывают данные результаты, скачок возникает вследствие деформации волны торможения и не связан с волной разрежения, исходящей из вершины угла. При дифракции на горизонтальной поверхности обтекание безотрывное.

В случае дифракции на цилиндрической поверхности газ, расширенный в волне разрежения, продолжает расширяться и в области за веером. По мере увеличения угла дифракции развивается TU -слой и формируется система (волна торможения + TU -слой). К моменту $t = 3.0$ (рис. 6, *b*) одиночная волна торможения трансформируется в трехударную конфигурацию S, S_1, S_2 , но с другой, по сравнению с предыдущим вариантом ориентацией ударно-волновой конфигурации относительно поверхности. Здесь пристеночной волной является S_1 , а образующаяся при деформации волна S_2 висит в потоке. Ниже TU -слоя происходит отрыв потока, который возникает после того, как образуется волна торможения.

Случай вертикальной стенки характеризуется тем, что отрыв потока от вертикальной стенки возникает в момент $t = 1$. Одновременно образуется и TU -слой. Возникнув в вершине тела, линия отрыва и TU -слой совпадают в течение всего процесса. Конфигурация торможения вырождается в одну висющую волну S_2 (рис. 6, *c*).

Как показали данные расчеты, модель невязкого газа воспроизводит такое явление, как отрыв потока. Орыв невязкого потока происходит тогда, когда на поверхности тела появляется возвратное течение, обусловленное положительным градиентом давления вниз по потоку, которое отнесает основной поток от обтекаемого контура. В точке отрыва скорость равна 0. Картины течений, представленные на рис. 6, *b, c*, убедительно иллюстрируют тот факт, что явление отрыва не связано с волной торможения. Кроме того, считается, что появление TU -слоя (slipstream) вызвано отрывом потока, т. е.

TU-слой является границей между двумя течениями — основным и обратным. Наши результаты показали, что *TU*-слой возникает в основном потоке, т.е. его существование не связано с явлением отрыва. В процессе дифракции он располагается сначала выше, затем ниже линии отрыва. Слияние происходит при установлении стационарного обтекания.

Выводы

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

1. В результате одновременной дифракции двух ударных волн формируется новая трехударная конфигурация, которую следует относить к типу слияния, а не к типу отражения. Основным процессом дифракции сопровождается вторичной дифракцией криволинейной ударной волны на цилиндрической поверхности.

2. Газодинамическая система, состоящая из ударной волны торможения и *TU*-слоя, обеспечивает согласование потока, ускоренного в течении Прандтля–Майера, с потоком за криволинейной ударной волной.

3. Появление вихря не связано с поведением концевой части *TU*-слоя, а проистекает из особенностей распределения параметров вдоль поверхности тела. Вихрь возникает на цилиндрической поверхности и затем сносится потоком.

4. Отрыв основного потока не вызывается волной торможения. К отрыву потока от тела приводит положительный градиент давления вниз по потоку.

5. В течение стадии дифракции взаимное расположение *TU*-слоя и линии отрыва меняется: в начале процесса он располагается выше, а затем ниже линии отрыва. Они сливаются при установлении стационарного обтекания около тела.

Список литературы

- [1] Васильев Е.И., Крайко А.И. // ЖВММФ. 1999. Т. 39. № 8. С. 1393–1404.
- [2] Henderson L.F., Takayama K., Crutchfield W.Y. et al. // J. Fluid Mech. 2001. Vol. 431. P. 273–296.
- [3] Zhang D.L., Glass I.I. // Int. J. of Eng. Fluid Mech. 1990. Vol. 3 (4). P. 383–404.
- [4] Glass I.I., Kaca I., Zhang D.L. et al. // Proc. of 17th Int. Symp. on Shock Waves and Shock Tubes. AIP. New York. 1990. P. 246–251.
- [5] Skews B.W. // J. Fluid Mech. 1967. Vol. 29. P. 705–719.
- [6] Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
- [7] Berезкина М.К., Красовская И.В., Офенгейм Д.Х. // Techn. Phys. Lett. 2004. Vol. 30. P. 1017–1019.
- [8] Kleine H., Ritzerfeld E., Gronig H. // Shock Waves@Marseille IV. 1995. P. 117–122.
- [9] Hillier R. // Shock Waves@Marseille IV. 1995. P. 17–19.
- [10] Bleakney W. // J. Appl. Mechanics. 1950. Vol. 17. P. 439–445.
- [11] Schardin H. // J. Photo Sci. 1957. Vol. 5. P. 19–26.
- [12] Bryson A.E., Gross B.W.P. // J. Fluid Mech. 1961. Vol. 10. P. 1–16.
- [13] Сыщиков М.П., Березкина М.К., Семенов А.Н. Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. М.-Л.: Наука, 1967. 302 с.
- [14] Skews B.M. // Proc. of 9th Int. Shock Tube Symp. 1973. P. 546–555.
- [15] Saida N. // Shock Waves@Marseille IV. 1995. P. 129–134.
- [16] Sivier S., Baum I., Loth E. et al. // Proc. of 18th Int. Symp. On Shock Waves 1. 1991. P. 143–150.
- [17] Chang S.M., Chang K.S. // Shock Waves. 2000. Vol. 10. P. 333–343.
- [18] Fursenko A., Sharov D., Timofeev et al. // Shock Waves@Marseille IV. 1995. P. 371–376.
- [19] Родионов А.В. // ЖВММФ. 1987. Т. 27. № 12. С. 1853–1860.
- [20] Voinovich P.A. Two-dimensional locally adapted unstructured unsteady Euler code. St. Petersburg. Advanced Technology Center. 1993 (unpublished).