

Классификация разновидностей отражения ударной волны от клина. Часть 2. Экспериментальное и численное исследование разновидностей маховского отражения

© А.Н. Семенов, М.К. Березкина, И.В. Красовская

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

(Поступило в Редакцию 17 июня 2008 г.)

Представлены теневые фотографии различных типов нерегулярного отражения, иллюстрирующие предложенную классификацию. Методом численного моделирования исследованы сложные формы маховского отражения при различных определяющих параметрах. Особое внимание уделено поведению пристеночной части контактного разрыва основной маховской конфигурации и вопросу пересечения контактных разрывов между собой. Анализ численных результатов выявил, что для сильных падающих ударных волн процесс взаимодействия с бесконечным клином является нестационарным.

PACS: 47.40.Nm, 46.40.Cd

Введение

Зарегистрированное к настоящему времени разнообразие форм отражения ударной волны от плоского бесконечного клина диктует необходимость создания классификации разновидностей отражения. В основе классификации типов отражения, предложенной в части 1 данного исследования, лежит взгляд на процесс взаимодействия ударной волны с клином как на интерференцию двух подпроцессов: отражения фронта падающей волны от наклонной поверхности и обтекания передней части клина спутным потоком за падающей волной. Взаимное влияние этих подпроцессов обуславливает механизм возникновения особенностей маховского отражения. В качестве особенностей рассматривалось не только появление второй тройной точки на отраженной ударной волне, на основании чего ранее были определены типы переходного, двойного и предельного маховского отражения [1–5], принимались во внимание также различия в формах контактного разрыва, фронтов отраженной волны и ствола Маха основной маховской конфигурации, а также и возникновение тройной точки на стволе Маха. Согласно указанным признакам, классификация, предложенная в части 1 настоящей работы, состоит из десяти типов отражения, среди которых три разновидности одинарного, две разновидности двойного, одно тройное и одно терминальное двойное маховское отражение.

В данной части статьи приводятся теневые изображения картин отражения, иллюстрирующие вышеупомянутую классификацию. Особый интерес вызывают конфигурации двойного и тройного маховского отражения, которые были названы двойным **DM–WR** и тройным **TM–WR** отражениями Маха–Уайта, и терминального двойного маховского отражения **TDMR**. Указанные формы были зарегистрированы только в единичных

экспериментах в газах со сложной внутримолекулярной структурой [6–8]. Здесь необходимо отметить, что в упомянутых экспериментах обеспечивались большие значения относительных уплотнений на фронте падающей ударной волны. Интенсивность ударной волны можно характеризовать как числом Маха M_s фронта, так и относительным уплотнением газа ξ во фронте ударной волны. В отличие от M_s величина ξ имеет предельные значения для каждого рода газа. Для совершенных газов с показателем адиабаты γ , равным 1.67, 1.4, 1.29 и 1.13, предельные степени уплотнения соответственно равны 4, 6, 8 и 16. Понятно, что вне зависимости от величины числа Маха только в газах со сложной внутримолекулярной структурой (с низким показателем адиабаты γ) можно достичь больших значений относительного уплотнения.

В данной работе представлены результаты численного исследования сложных форм маховского отражения при вариации определяющих параметров. Особое внимание уделялось отражению сильных ударных волн, т.е. волн с высокой степенью уплотнения на фронте. Анализ численных данных показал, что процесс взаимодействия сильных ударных волн с клином может быть нестационарным. Также приводятся численные и экспериментальные данные изучения поведения контактного разрыва и взаимодействия его с твердой поверхностью.

Экспериментальные и численные результаты и их обсуждение

Экспериментальные данные были получены в разные годы на ударной трубе ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН Семеновым А.Н., Сыщиковой М.П. и Березкиной М.К. по методике, описанной в [6]. Численное моделирование проведено с использованием кода [9]. Расчеты выполнены Офенгеймом Д.Х.

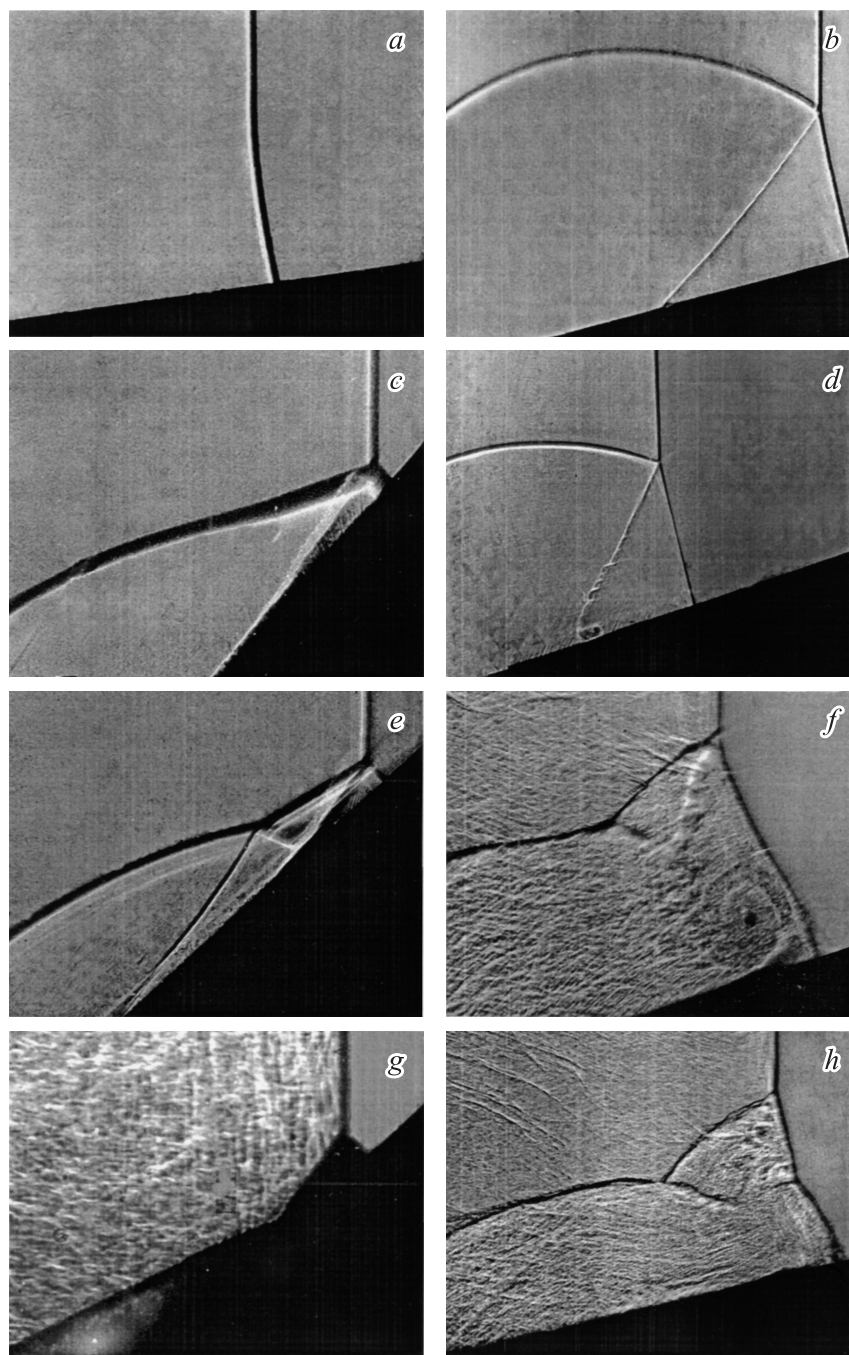


Рис. 1. Теневые фотографии типов неправильного отражения. *a)* CO_2 , $\beta = 10^\circ$, $M_s = 1.23$; *b)* CO_2 , $\beta = 15^\circ$, $M_s = 1.83$; *c)* CO_2 , $\beta = 45^\circ$, $M_s = 1.96$; *d)* CO_2 , $\beta = 15^\circ$, $M_s = 2.18$; *e)* CO_2 , $\beta = 45^\circ$, $M_s = 2.39$; *f)* CCl_2F_2 , $\beta = 15^\circ$, $M_s = 3.84$; *g)* CCl_2F_2 , $\beta = 45^\circ$, $M_s = 4.09$; *h)* CCl_2F_2 , $\beta = 15^\circ$, $M_s = 4.94$.

На рис. 1 приведены теневые фотографии отражения Неймана νNR (*a*), Маха–Смита SM-SR (*b*); одинарного, двойного и тройного отражения Маха–Уайта: SM-WR (*d*), DM-WR (*f*) и TM-WR (*h*); одинарного и двойного отражения Маха–Кабанна: SM-CR (*c*) и DM-CR (*e*) и терминального двойного отражения Маха TDMR (*g*). На теневой картине конфигурации отражения νNR (рис. 1, *a*) отсутствует какой бы то ни было отраженный импульс, падающая ударная волна плавно

сопрягается со стеблем Маха. Различия в картинах течений одинарных маховских отражений (рис. 1, *b-d*) касаются кривизны ударных волн и контактного разрыва. Трехударная конфигурация, приведенная на рис. 1, *c* (одинарное отражение Маха–Кабанна SM-CR), содержит прямолинейные по всей длине ударные волны и прямолинейный контактный разрыв, т.е. соответствует идеализированным представлениям об отражении ударной волны от наклонной поверхности. Одинарные отра-

жения Маха–Смита **SM–SR** (рис. 1, *b*) и Маха–Уайта **SM–WR** (рис. 1, *d*) помимо кривизны ударных волн отличаются разным поведением контактного разрыва. В конфигурации **SM–SR** контактный разрыв устойчив по всей длине, но выгнут в сторону стебля Маха. В конфигурации Маха–Уайта **SM–WR** устойчивость контактного разрыва нарушается. Пристеночная часть контактного разрыва разворачивается в направлении стебля Маха.

Сравнение картин течения для двойного отражения Маха–Кабанна **DM–CR** (рис. 1, *e*) и двойного отражения Маха–Уайта **DM–WR** (рис. 1, *f*) показывает, что основная причина различий в формах отражения заключается в степени влияния импульса сжатия на конфигурацию отражения. В случае **DM–CR** дополнительный скачок практически полностью защищает область отражения от постороннего влияния течения около носика клина, так что контактный разрыв почти не искажен. Исключение составляет очень узкая зона вблизи поверхности клина. На рис. 1, *e* можно видеть, что дополнительный скачок не доходит до стенки, а пристеночная часть основного контактного разрыва гладко переходит на поверхность клина.

При **DM–WR** дополнительный скачок перегораживает сектор между отраженной ударной волной и контактным разрывом лишь частично (рис. 1, *f*). Незащищенная часть контактного разрыва, который в данном случае размывается в турбулентный слой, около стенки сворачивается в спираль. До сих пор считалось, что контактный разрыв под влиянием импульса сжатия сворачивается в крупномасштабный спиральный вихрь [6,10].

Чтобы детально рассмотреть поведение контактного разрыва вблизи поверхности клина при разных условиях отражения, была проведена серия расчетов. Результаты численного моделирования для начальных условий: ($\beta = 45^\circ$, $M_s = 3.51$, $\gamma = 1.29$) и ($\beta = 15^\circ$, $M_s = 4$, $\gamma = 1.13$) показаны на рис. 2, *a* и *b* соответственно. Данные представлены в виде полей температуры с наложенными на них мгновенными линиями тока. Структура течения, которая видна на рис. 2, *a*, соответствует форме двойного отражения Маха–Кабанна **DM–CR**. Прямолинейный вблизи тройной точки контактный разрыв по мере удаления от нее теряет устойчивость. Дополнительная ударная волна веерообразно расщепляется вблизи контактного разрыва. Конец контактного разрыва гладко переходит на поверхность клина, не касаясь последней, тем самым оставляя возможность возмущениям от носика клина проникать в область отражения. Действительно, на поверхности клина между основным контактным разрывом и стеблем Маха присутствует зона параметров, отличных от параметров отражения. Границей зоны является добавочный сложной формы контактный разрыв C_w . Таким образом, приведенные численные данные показывают, что при **DM–CR** основная маховская конфигурация не изолирована от влияния процесса обтекания носика клина спутным потоком за падающей волной.

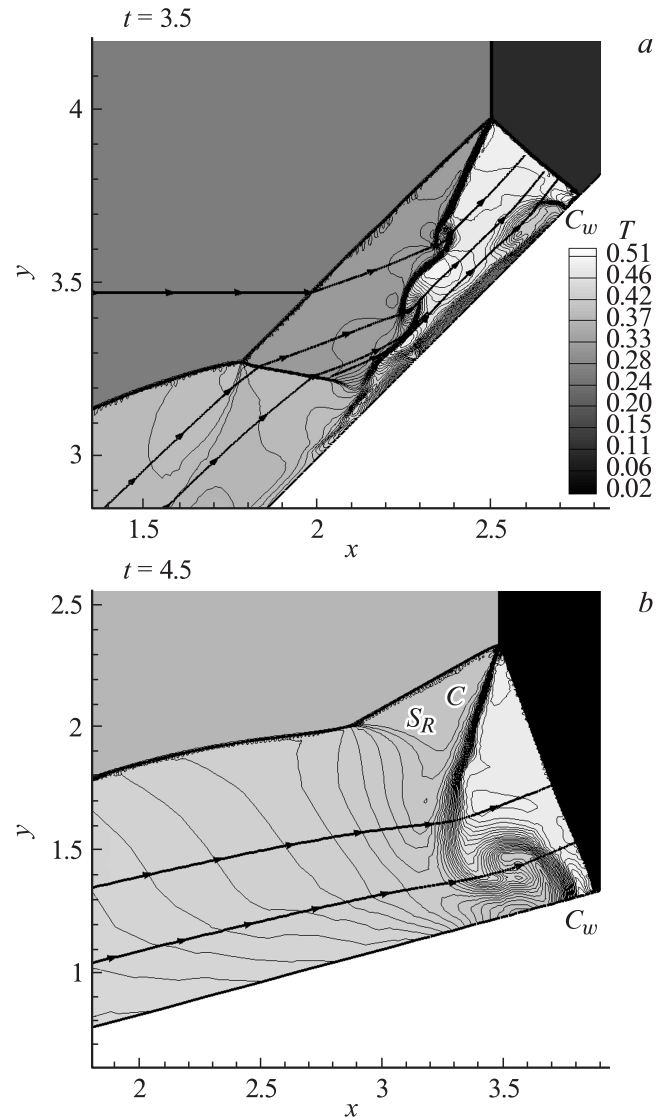


Рис. 2. Распределение температуры и мгновенные линии тока. Расчет: *a* — $\beta = 45^\circ$, $M_s = 3.51$, $\gamma = 1.29$; *b* — $\beta = 15^\circ$, $M_s = 4$, $\gamma = 1.13$.

Для тонкого клина (рис. 2, *b*) видно типичное двойное отражение Маха–Уайта **DM–WR**. Дополнительный скачок S_R , который можно считать границей между процессами отражения и обтекания, блокирует существенно меньшую по сравнению с предыдущим случаем окрестность тройной точки. Часть контактного разрыва под влиянием импульса сжатия отворачивается от стенки. Между газом за стеблем Маха и газом за дополнительным скачком непосредственно на поверхности клина возникает еще один контактный разрыв C_w . Два контактных разрыва соединяются в характерную „связку“. Мгновенные линии тока показывают отсутствие кругового движения в области „связки“.

Несколько слов о взаимодействии контактных разрывов. В отличие от взаимодействия ударных волн (с контактными разрывами, твердой стенкой или друг с другом) в случаях наклонной встречи контактного

разрыва с твердой поверхностью, или косою пересечения двух контактных разрывов, невозможно построить элементарную (алгебраическую) модель такого явления. Действительно, два контактных разрыва, расположенных под углом друг к другу, не могут иметь точки пересечения, поскольку в системе координат, связанной с общей точкой, было бы невозможно удовлетворить условию параллельности потока одновременно двум контактным разрывам. Следовательно, при пересечении двух контактных разрывов, а также взаимодействия разрыва с твердой наклонной поверхностью вместо общей точки должны образоваться какие-то дополнительные структуры. Как показывают эксперименты, в некоторых случаях возникают перемычки, образующие характерные „связки“ [11,12]. В других случаях контактные разрывы просто асимптотически сближаются.

На рис. 3, *a* представлен фрагмент теневой картины течения взаимодействия двух следующих друг за другом ударных волн с клином [11]. На пересечении четырех контактных разрывов можно видеть „связку“. На рис. 3, *b* показан фрагмент течения отражения ударной волны от двугранного клина. Теневая фотография взята из [12]. В данном случае пересечение контактных разрывов осуществляется посредством „связки“ другой формы. Круговая форма связок наводит на мысль о наличии вихрей, но, как показывает пример на рис. 2, *b*, круговое движение в зоне „связки“ отсутствует.

Возвращаясь к отражению ударных волн от клина, рассмотрим теневую картину течения отражения **DM–WR**, полученную при начальных условиях $\beta = 30^\circ$, $M_s = 4.56$, $\gamma = 1.4$ (рис. 4). Контактный разрыв, исходящий из тройной точки, изображается в виде бело-черной полосы. У поверхности клина он заворачивается, но виток со стороны стебля Маха также виден как бело-

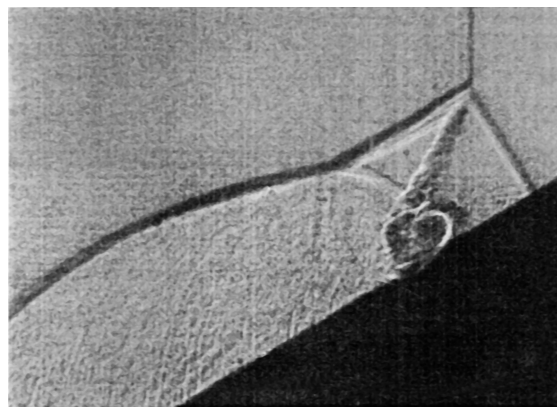


Рис. 4. Двойное отражение Маха–Уайта **DM–WR**; N_2 , $\beta = 30^\circ$, $M_s = 4.56$.

черная, а не черно-белая полоса, т.е. здесь присутствует вышеупомянутая „связка“ двух контактных разрывов. При тщательном рассмотрении аналогичную ситуацию можно видеть и на картине **DM–WR** (рис. 1, *f*).

Контактные разрывы, разделяющие газы с разной плотностью слева и справа, изображаются одинаково, как бело-черная полоса, и в окрестности тройной точки, и вблизи пристеночной части стебля Маха. Возможно, что месторасположению центра связки соответствует черное пятно на рис. 1, *f*. В настоящей работе используется термин „связки“, но, возможно, более точно было бы говорить о деформации контактного разрыва при взаимодействии со стенкой. Ясно, что данная проблема требует детального изучения.

Конфигурация, представленная на рис. 1, *h*, имеет две дополнительные тройные точки и классифицируется как тройное отражение Маха–Уайта **TM–WR**, поскольку начальные параметры, для которых получена данная теневая картина, принадлежат области двойного отражения Маха–Уайта **DM–WR**. Возмущения от носика клина достигают стебля Маха, на котором появляются дополнительный скачок и третья тройная точка t_M . Контактный разрыв размывается вследствие турбулизации потока. Конфигурация **TM–WR** реализована при величине относительного уплотнения на падающей ударной волне $\xi = 9.9$.

Отличительным признаком конфигурации, которая получила название terminal double-Mach reflection **TDMR** (рис. 1, *g*), является местоположение дополнительной тройной точки. В [8] указывается, что вторая тройная точка лежит на поверхности клина, а вся конфигурация есть предельный случай двойного маховского отражения.

По нашему мнению, теневая картина на рис. 1, *g* показывает, что вторая тройная точка находится вблизи, но не на самой поверхности. Параметры, при которых была получена картина течения, представленная на рис. 1, *g*, близки к граничным параметрам между отражением Маха–Кабанна и правильным отражением, вследствие чего угол траектории тройной точки мал. К сожалению,

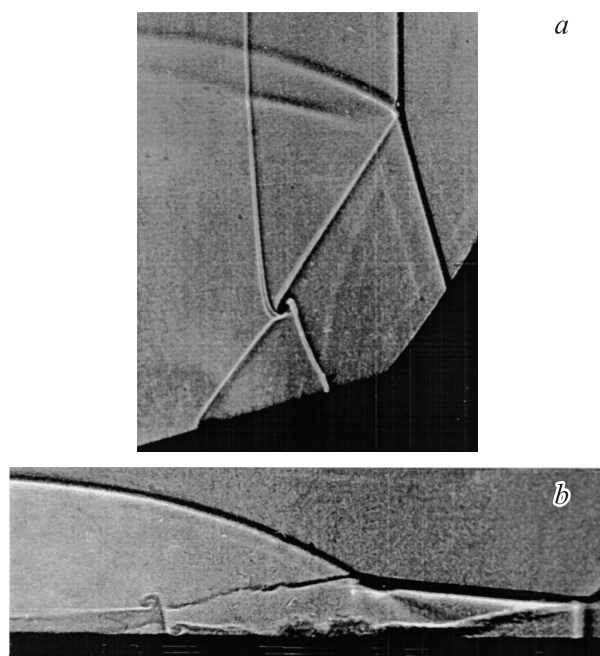


Рис. 3. Пересечение контактных разрывов.

недостаточный масштаб всей картины, а также качество теневой фотографии не позволяют различить детали ударно-волновой структуры.

Итак, при численном моделировании было обнаружено, что не только при двойном отражении Маха–Уайта, но и при двойном отражении Маха–Кабанна имеет место влияние импульса сжатия на конфигурации отражения. С целью выяснения влияния импульса сжатия на возникновение особенностей отражения проведены дополнительные расчеты для двух вариантов: ($\beta = 45^\circ$, $M_s = 10$, $\gamma = 1.29$) и ($\beta = 25^\circ$, $M_s = 4$, $\gamma = 1.13$). Первый вариант отличается от представленного на рис. 2, *a* величиной числа Маха, а второй — от представленного на рис. 2, *b* — углом клина.

Численные результаты показаны соответственно на рис. 5 и 6 в виде полей температуры с наложенными

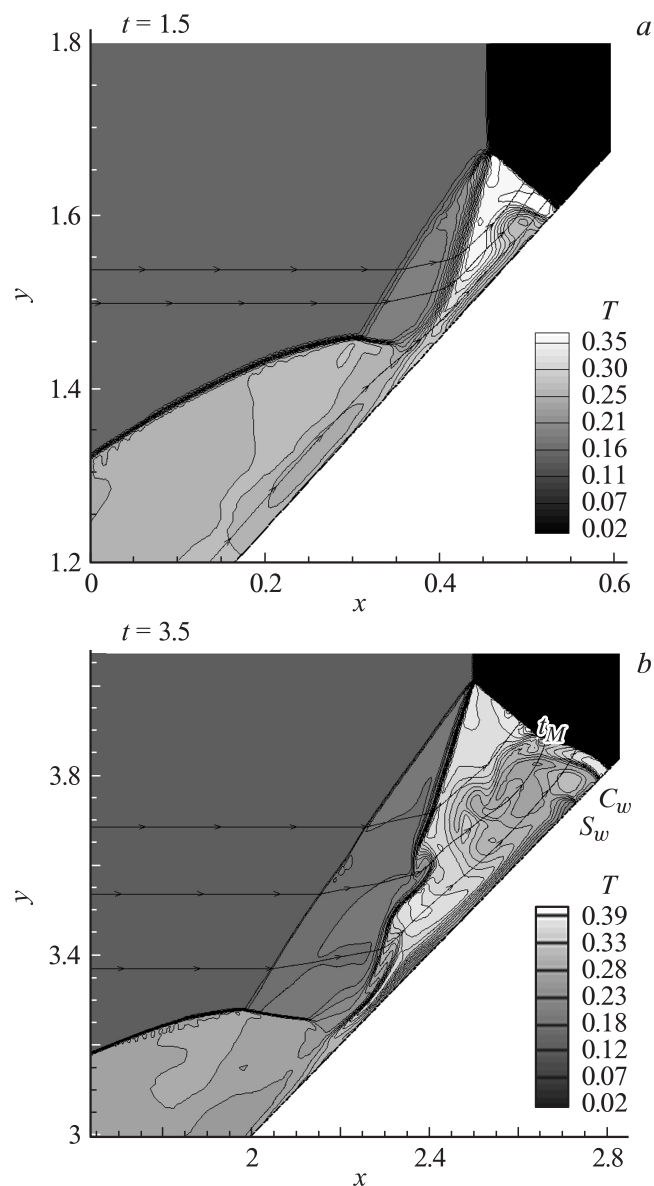


Рис. 5. Изменение картин течения около клина во времени. Расчет: $\beta = 45^\circ$, $M_s = 10$, $\gamma = 1.29$; *a* — $t = 1.5$, *b* — 3.5.

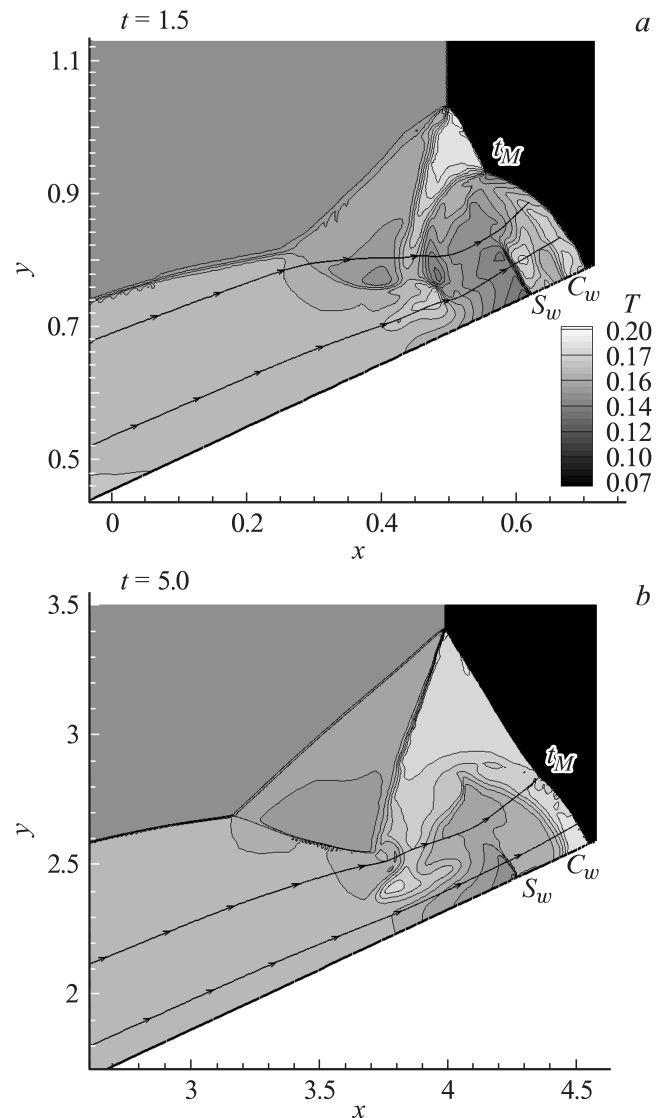


Рис. 6. Изменение картин течения около клина во времени. Расчет: $\beta = 25^\circ$, $M_s = 4$, $\gamma = 1.13$; *a* — $t = 1.5$, *b* — 5.

мгновенными линиями тока. Напомним, что отражение ударной волны от клина, вообще говоря, является процессом нестационарным, поскольку вся картина отражения перемещается в пространстве вместе с падающей ударной волной. На сегодняшний день считается бесспорным, что такой процесс развивается автомодельно, т.е. все элементы образовавшейся конфигурации перемещаются равномерно и прямолинейно без изменения взаимного расположения разрывов. Такой процесс обычно называют псевдостационарным. То, что для данных режимов процесс взаимодействия ударной волны с клином оказался процессом не псевдостационарным, демонстрируют картины течения в различные моменты времени. Для начальных условий ($\beta = 45^\circ$, $M_s = 10$, $\gamma = 1.29$), принадлежащих области существования отражения Маха–Кабанна **DM–CR**, влияние импульса сжатия, посылаемого из носика клина, проявляется уже в момент $t = 1.5$.

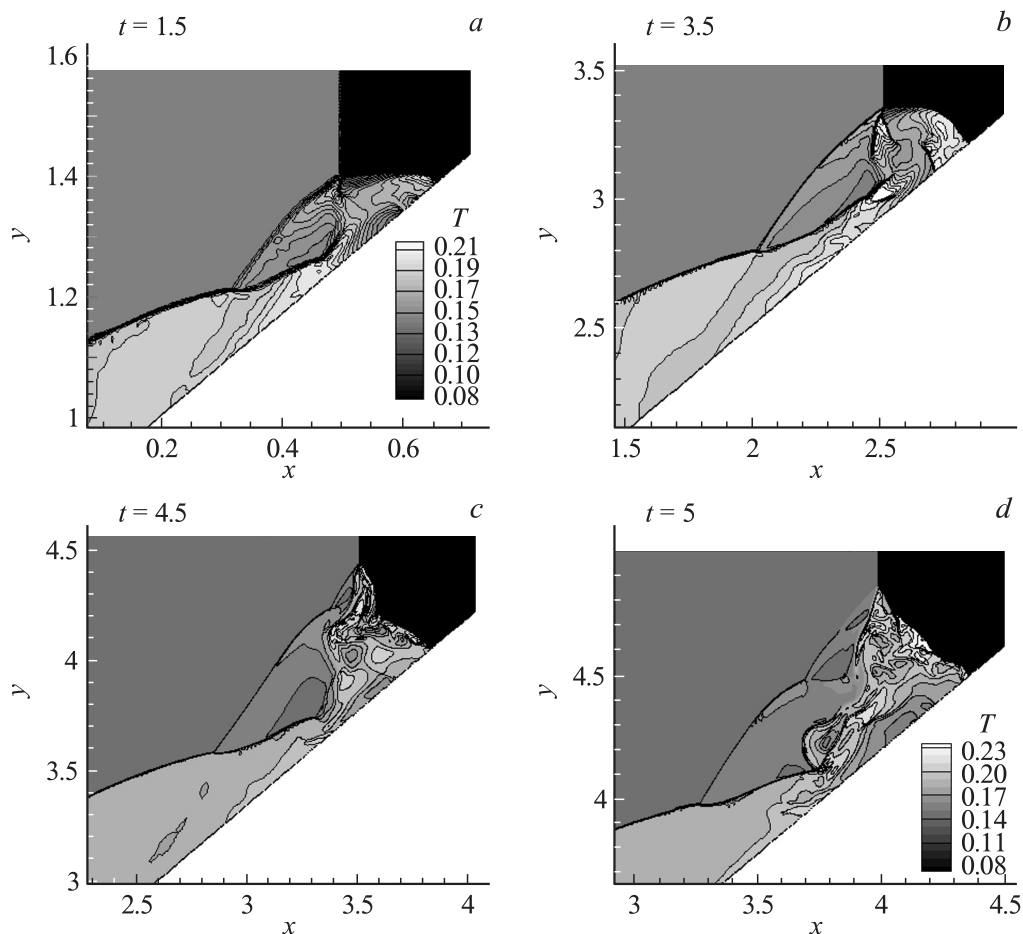


Рис. 7. Эволюция процесса отражения ударной волны от клина. Расчет: $\beta = 40^\circ$, $M_s = 4$, $\gamma = 1.13$. $a - t = 1.5$, $b - 3.5$, $c - 4.5$, $d - 5$.

Ствол Маха не перпендикулярен поверхности клина, около стенки в области между стволом Маха и основным контактным разрывом находится зона параметров, отличных от параметров отражения (рис. 5, a). К моменту $t = 3.5$ (рис. 5, b) контактный разрыв основной маховской конфигурации теряет устойчивость, ствол Маха перестает быть прямолинейным, на нем появляется тройная точка t_M , из которой исходит ударная волна. На поверхности клина возникает обращенная ударная волна торможения S_w . По аналогии с тройным отражением Маха–Уайта сформировавшуюся в момент $t = 3.5$ конфигурацию можно было бы классифицировать как тройное отражение Маха–Кабанна. Со временем, как показывают расчеты, дополнительная тройная точка t_M на стволе Маха смещается в сторону тройной точки T основной конфигурации и происходит переход к другой ударно-волновой структуре. Подчеркнем, что данное развитие процесса отражения имеет место при величине относительного уплотнения газа на фронте падающей ударной волны $\xi = 7.48$.

Для угла клина $\beta = 25^\circ$, от которого отражается ударная волна с относительным уплотнением $\xi = 8.26$, влияние импульса сжатия таково, что уже в момент $t = 1.5$ (рис. 6, a) регистрируется конфигурация трой-

ного отражения Маха–Уайта **TM–WR**. На стенке перед деформированным участком стебля Маха отчетливо видна ударная волна торможения S_w и дополнительный контактный разрыв C_w . Со временем дополнительная тройная точка t_M на стебле Маха сдвигается к стенке, ослабляется скачок, исходящий из t_M , увеличивается длина прямолинейного участка ствола Маха (рис. 6, b). Наложенные на распределение температур линии тока показывают отсутствие вихревого движения (рис. 6, a, b). Траектория тройной точки основной маховской конфигурации остается прямолинейной в течение времени наблюдения. При данных начальных условиях со временем наблюдается стремление к установлению ударно-волновой конфигурации двойного отражения Маха–Уайта **DM–WR**.

Чтобы проследить эволюцию отражения сильной падающей ударной волны от клина в области отражения Маха–Кабанна, был сделан расчет для режима: $\beta = 40^\circ$, $M_s = 4$, $\gamma = 1.13$. Развитие течения во времени показано на рис. 7.

Из рис. 7, a видно, что к моменту $t = 1.5$ сформировалась ударно-волновая система, которая формально похожа на конфигурацию двойного маховского отражения. Все разрывы искривлены, следовательно процесс

отражения фронта падающей волны подавлен процессом обтекания носика клина спутным потоком. Внимательный анализ основной ударно-волновой конфигурации показывает, что разрыв, расположенный между отраженной ударной волной и стволом Маха, есть ударная волна, а не контактный разрыв. Сама конфигурация является четырехударной конфигурацией регулярного встречного наклонного столкновения двух ударных волн — падающей ударной волны и волны, сформировавшейся под влиянием импульса сжатия, который распространяется вдоль поверхности клина. В следующие моменты времени (рис. 7, *b–d*) наблюдается тенденция высвобождения процесса отражения от влияния обтекания. На отраженной ударной волне и на стволе Маха появляются множественные тройные точки — следствие ударно-волновых взаимодействий. Они приводят к уменьшению кривизны разрывов, что особенно четко видно на примере ствола Маха. К моменту времени $t = 5$ основная конфигурация становится трехударной с прямолинейными участками газодинамических разрывов в окрестности основной тройной точки (рис. 7, *d*).

Данный расчет показывает, что процесс взаимодействия сильной ударной волны с клином может быть нестационарным, по крайней мере на начальной стадии. Предполагается, что это связано с тем обстоятельством, что не всегда на начальной стадии процесса могут быть выделены независимые области течения — отражения фронта падающей волны и обтекания носика клина спутным потоком. Следует принять во внимание, что для изолированного процесса отражения одним из определяющих параметров является число Маха M_s фронта падающей ударной волны, а обтекание носика клина осуществляется спутным потоком за падающей волной с числом Маха M_1 . В данном случае величина M_1/M_s равна 0.88. При таком соотношении чисел Маха процесс отражения сразу оказывается подавленным процессом обтекания. Возможно, с течением времени процессы разделяются, и сформируется конфигурация, которая будет развиваться автомодельно.

Поскольку приведенные расчеты показали, что такие сложные конфигурации, как тройное отражение Маха–Уайта **TM–WR** или тройное отражение Маха–Кабанна могут являться только промежуточными формами в нестационарном процессе отражения сильной ударной волны от клина, то, очевидно, режимы с сильными ударными волнами требуют тщательных дальнейших исследований. Отметим, что показанная на рис. 1, *g* конфигурация, названная **TDMR**, также может оказаться промежуточной структурой в нестационарном процессе. Для данного эксперимента $M_1/M_s = 0.9$.

Заключение

Приведенные в работе экспериментальные и численные данные показали, что классификацию нельзя считать завершенной. Анализ режимов взаимодействия сильных ударных волн с клином обнаружил, что такой

процесс может быть нестационарным. В режимах с сильными падающими ударными волнами гипотеза о существовании границы раздела между изолированными процессами отражения фронта падающей волны от наклонной поверхности и обтекания передней части клина спутным потоком за падающим фронтом не может быть принята. Процесс отражения, по крайней мере на начальной стадии, оказывается подавленным процессом обтекания. Возможно, что с течением времени оба процесса разделяются, сохраняя взаимное влияние в виде особенностей, присущих рассмотренным в работе разновидностям отражения. Несомненно, что проблема отражения сильных ударных волн от клина требует дальнейших исследований.

Результаты численного моделирования взаимодействия ударной волны с неподвижным клином выявили особенности пересечения двух контактных разрывов и наклонного падения контактного разрыва на твердую поверхность. Показано, что пересекающиеся контактные разрывы (а также контактный разрыв и поверхность) не могут иметь общей точки пересечения. Взаимодействие осуществляется посредством формирования особых „связок“, что подтверждают экспериментальные данные. Анализ полей скоростей и мгновенных линий тока опроверг существующее в настоящий момент мнение о том, что в связках контактных разрывов имеют место вихревые течения. Для двойного отражения Маха–Уайта **DM–WR** продемонстрировано отсутствие крупномасштабного спирального вихря, в который, как предполагалось ранее, должен сворачиваться контактный разрыв.

Список литературы

- [1] *Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г.* Нестационарное взаимодействие ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
- [2] *Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г.* и др. Нестационарное взаимодействие ударных и детонационных волн в газах. М.: Наука, 1986. 206 с.
- [3] *Ben-Dor G.* Shock wave reflection phenomena. NY: Springer-Verlag, 1992. 307 p.
- [4] *Ben-Dor G., Igra O., Elperin T.* Handbook of shock waves. Vol. 2. San Diego: Academic Press, 2001. 792 p.
- [5] *Ben-Dor G.* // Proc. 25th ISSW. Bangalore, India, 2005. P. 21–30.
- [6] *Семенов А.Н., Сыщикова М.П., Березкина М.К.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 5. С. 1033–1043.
- [7] *Ikui T., Matsuo K., Aoki T., Kondoh N.* // Memoirs Pac. Eng. Kyushu Univ. Fukuoka, Japan, 1981. Vol. 41. N 4. P. 361–380.
- [8] *Lee J.-H., Glass I.I.* // Prog. Aerospace Sci. 1984. Vol. 21. P. 33–80.
- [9] *Voinovich P.A.* // Two-dimensional locally adapted unstructured unsteady Euler code. St. Petersburg: Advanced Technology Center, 1993 (unpublished).
- [10] *Семенов А.Н., Сыщикова М.П.* // ФГВ. 1975. Вып. 4. С. 596–608.
- [11] *Березкина М.К., Сыщиков М.П., Семенов А.Н.* // ЖТФ. 1982. Т. 32. Вып. 7. С. 1375–1385.
- [12] *Сыщикова М.П., Березкина М.К.* // Нестационарные течения газов с ударными волнами. Л.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1990. С. 152–161.