

духом необходимо не менее чем пятикратное переобогащение состава системы.

Удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных данных позволяет заключить, что диффузионная модель корректно описывает влияние состава окислителя на параметры гетерогенной детонации.

Поступила в редакцию
4/XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

- 1 R. Loison. Compt. Rend. Acad. Sci., 1952, 234, 5.
- 2 В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
- 3 J. R. Bowen, K. W. Ragland a. o. Proc. 13-th Symposium (International) on Combustion. Univ. Utah, Salt Lake Citd, Utah, 1970. Pittsburgh, Pensilvania, Combust. Inst., 1971.
- 4 M. Sichel, C. S. R. Rao, J. A. Nicholls. Proc. 13-th Symposium (International) in Combustion. Univ. Utah, Salt Lake Citd, Utah, 1970. Pittsburgh, Pensilvania, Combust. Inst., 1971.
- 5 C. S. R. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Combust. Sci. and Technology, 1972, 4, 5.
- 6 С. А. Лесняк, В. Г. Слущкий. ПМТФ, 1974, 3.
- 7 В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов и др. Промышл. энергетика, 1964, 12.
- 8 К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
- 9 L. Lees. In: Combust. and Propulsion, N. Y., Pergamon Press, 1959.
- 10 C. E. Wooldridge, R. J. Muzzy. 10-th Symposium (International) on Combustion. Cambridge, 1964. Pittsburgh, Pensilvania, Combust. Inst., 1965.
- 11 С. А. Лесняк, М. А. Назаров. и др. Докл. АН СССР, 1968, 183, 3.

УДК 536.6.011.72

СВОЙСТВА МАХОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНЫХ ВОЛН С НЕПОДВИЖНЫМ КЛИНОМ

А. Н. Семенов, М. П. Сыщикова

(Ленинград)

При исследовании маховского отражения на клине [1—3] наибольшее внимание уделяют особенностям отражения, которые связаны с возникновением дополнительных газодинамических разрывов за отраженной ударной волной. Сложность задачи связана с интерпретацией сравнительной роли и взаимообусловленности трех основных эффектов, сопутствующих процессу отражения, а именно: возникновение излома и второй тройной точки на отраженной ударной волне, сворачивание контактной поверхности в спиральный вихрь, протекание физико-химических реакций в ударно нагретом газе.

Влияние реальных свойств газа на процесс маховского отражения сильных ударных волн выяснено в [1, 3, 4]. Накопленные теоретические и экспериментальные данные говорят о том, что эти эффекты могут вызвать значительные количественные изменения характеристик маховского отражения без качественной перестройки течения, т.е. образование усложненных режимов маховского отражения обуславливается преимущественно газодинамическими процессами. Отметим, что влияние физико-химических превращений на параметры маховского отражения было установлено с помощью расчетов по теории Неймана (трехудар-

ной теории) [4, 5] и теории Кабанна [3, 6] для сильных ударных волн в воздухе, азоте, кислороде и углекислом газе с учетом реальных свойств этих сред при высоких температурах. Результаты таких расчетов находятся в хорошем согласии с данными эксперимента.

Менее однозначно в настоящее время интерпретируется газодинамический механизм возникновения особенностей маховского отражения. В качестве такого механизма сейчас в литературе рассматриваются два различных газодинамических явления: во-первых, взаимодействие процесса отражения ударной волны от поверхности клина с процессом обтекания носовой части клина потоком за падающей волной и, во-вторых, поворот потока за отраженной ударной волной от своего первоначального направления вдоль контактной поверхности к направлению вдоль поверхности клина. Различие в указанных подходах имеет принципиальное значение и связано с невыясненным пока вопросом, определяется ли маховское отражение всем полем течения, или оно является локальным процессом. Так, авторы работ [2, 3, 7] появление излома на отраженной ударной волне объясняют с точки зрения интерференции процессов отражения и обтекания, а возникновение дополнительного скачка давления вблизи этого излома связывают с локальным процессом поворота [3] либо торможения [2] потока.

Поведение контактного разрыва и, в частности, его сворачивание в спиральный вихрь является наименее изученным элементом маховского отражения. В работе [1] дано качественное описание поведения контактного разрыва при маховском отражении на тонком клине и высказано предположение, что механизмом сворачивания контактной поверхности в спиральный вихрь является интерференция процессов отражения и обтекания. Подобного анализа при иных условиях маховского отражения до сих пор проведено не было. Совсем неизученными представляются случаи поведения пристеночной части контактного разрыва, когда она испытывает одновременное воздействие дополнительно скачка за отраженной ударной волной и пограничного слоя на поверхности клина.

На современном этапе исследования особенностей маховского отражения следует ожидать синтеза различных точек зрения на это явление, и прежде всего, принятия однозначного и приемлемого названия для усложненных разновидностей маховского отражения. Предложенные ранее термины «нерегулярное маховское отражение» [8] и «двойное маховское отражение» [9] представляются неудовлетворительными по причине неопределенности первого и необоснованности второго.

В настоящей работе предпринята попытка проанализировать и обобщить существующие данные с единой точки зрения, опирающейся на интерпретацию маховского отражения как результат взаимодействия процессов отражения и обтекания.

Описание процессов обтекания и отражения

Рассмотрим маховское отражение как результат взаимодействия двух одновременно протекающих процессов [1]: наклонное отражение падающей ударной волны от поверхности тела и обтекание носовой части клина спутным потоком газа за падающей волной. Будем предполагать, что в начальный момент взаимодействия ударной волны с клином образуются две независимые («чистые») области течения, которые в последующие моменты времени взаимно искажают друг друга из-за распада скачка в начальных условиях. При таком подходе следует выделить, во-первых, какого рода импульсы (разрежения или сжатия) могут посылаться на тройную точку из носовой части клина и, во-вторых, могут ли эти импульсы достигать тройной точки. Ответ на первый вопрос можно получить, сравнивая величины давления при отражении и

обтекании, а решение второго однозначно зависит от числа Маха — потока за отраженной ударной волной.

Выделение в чистом виде процесса отражения не представляет особого труда, в то время как чистый процесс обтекания в некоторых случаях может быть представлен лишь приближенно. В качестве изолированного процесса маховского отражения можно принять модель отражения, описываемую теорией Кабанна [10]. Не вызывает сомнения чистый процесс обтекания в случае присоединенного головного скачка уплотнения. Менее определенной представляется ситуация для дозвукового спутного потока, а также для сверхзвукового течения сотошедшей головной ударной волной. Эти случаи требуют более детального обсуждения.

Рассмотрим обтекание носовой части клина дозвуковым и умеренно сверхзвуковым спутным потоком за падающей волной. Прежде всего, найдем границу между обтеканием и отражением. Если воспользоваться методом «меченых частиц газа», предложенным С. Лоу [6] для объяснения особенностей маховского отражения, то указанная граница для какого-то времени t будет образована частицами газа, которые в момент соприкосновения падающей волны с носиком клина ($t=0$) располагались на тыльной стороне фронта этой волны и затем перемещались следом за волной со скоростью спутного потока W_1 . Иначе говоря, граница раздела располагается на расстоянии

$$x_b = W_1 t \quad (1)$$

по горизонтали от носика клина.

В момент соприкосновения падающей волны с носиком клина начинается нестационарный процесс обтекания носовой части клина потоком газа, находящимся позади границы раздела. Для того чтобы такой процесс можно было считать автомодельным (геометрически подобным во времени), необходимо принять некоторые допущения относительно границ нестационарной зоны обтекания. Остановимся подробнее на выборе таких допущений.

На рис. 1 показаны процессы обтекания и отражения без учета их взаимодействия друг с другом. Геометрическая картина течения на этой схеме дополнена эюрой давления вдоль поверхности клина и представлена для двух различных случаев — дозвукового (рис. 1, а) и сверхзвукового (рис. 1, б) спутного потока за падающей ударной волной. Различие обоих типов обтекания связано с неодинаковостью поведения течений в сужающихся каналах, а именно, дозвуковой поток изэнтропически ускоряется без образования ударной волны, в то время как

сверхзвуковое течение испытывает ударное торможение в скачке уплотнения.

Из рис. 1 видно, что в обоих случаях процесс обтекания носовой части клина сосредоточен в конечной области пространства, ограниченной с одной стороны линией раздела между обтеканием и отражением B , а с другой — фронтом некоторого нестационарного импульса давления. В случае дозвукового спутного потока таким импульсом можно считать простую волну сжатия,

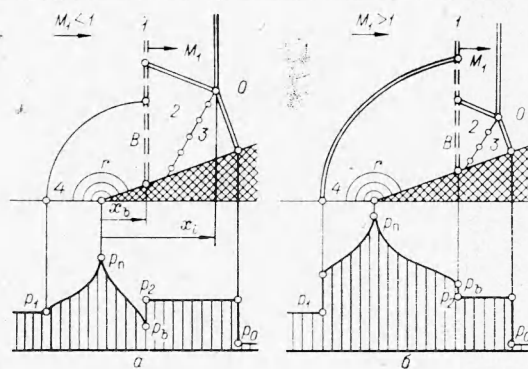


Рис. 1. Процессы отражения и обтекания при взаимодействии ударной волны с клином.

а для сверхзвукового течения область обтекания очерчивается нестационарной отошедшей головной ударной волной. В обоих случаях ограниченные области обтекания по своим свойствам принципиально не отличаются друг от друга, поскольку за фронтами нестационарных импульсов давления (простая волна сжатия и отошедшая головная волна) течение является существенно дозвуковым. Это позволяет анализировать оба типа обтекания на основании одних и тех же свойств дозвукового течения внутри тупого двугранного угла.

Известно, что при дозвуковом обтекании тупого угла потоком несжимаемой жидкости [11] величины скоростей и давлений обтекания остаются постоянными на концентрических окружностях с центром в носике клина, причем скорость увеличивается пропорционально \sqrt{r} , а давление падает пропорционально r , где r — радиусы окружностей (см. рис. 1). На окружности нулевого радиуса принимаются условия изэнтропического торможения потока. При обтекании угла с большими числами Маха лучше соответствует действительности допущение о постоянстве плотности на указанных концентрических окружностях [12]. В реальных условиях линии постоянных плотностей в окрестности носика клина имеют более сложную форму [13].

Без дополнительного допущения о свойствах границы раздела картина дозвукового течения внутри нестационарной зоны обтекания не автомодельна по причине неограниченного роста скорости потока на перемещающейся по клину границе. Наиболее правдоподобным допущением, согласующимся со свойствами дозвукового обтекания тупого двугранного угла и теоретическими соображениями об условиях возникновения звуковой скорости в потоке [14], представляется предположение о том, что граница раздела совпадает со звуковой линией. Принятое допущение устанавливает качественную аналогию между изолированным процессом нестационарного обтекания носовой части клина и картиной стационарного обтекания конечного клина, продольный размер которого определяется местоположением границы раздела. Благодаря этой аналогии можно пользоваться данными о распределении давления на стенке, полученными при изучении дозвуковых [12, 14, 15] и сверхзвуковых [13] течений около клиновых моделей в ударной трубе.

При дозвуковом потоке за падающей ударной волной (см. рис. 1, а) давление на фронте волны сжатия равно p_1 . За фронтом волны происходит изэнтропическое торможение потока, сопровождающееся ростом давления на стенке по мере приближения к носу клина, где оно становится равным давлению торможения (полному давлению) p_n . За точкой торможения в процессе изэнтропического ускорения потока вдоль клина давление непрерывно падает до критического значения p_b , которое достигается на границе раздела между обтеканием и отражением, где скорость становится звуковой.

Нетрудно определить отношение давления обтекания на границе раздела p_b к давлению в невозмущенном спутном потоке p_1 :

$$\frac{p_b}{p_1} \equiv \frac{p_b}{p_n} \cdot \frac{p_n}{p_1} = \frac{1}{\lambda} \left[1 + \frac{M_1^2}{n-1} \right]^{\frac{n+1}{2}}, \quad (2)$$

где λ — отношение полного давления к критическому ($\lambda = 1,892\,929$ для идеального двухатомного газа); M_1 — число Маха спутного потока в лабораторной системе координат; n — предельная степень ударного уплотнения идеального газа.

Анализ полученного соотношения показывает, что при взаимодействии с клином ударных волн, имеющих дозвуковой спутный поток, давление на границе раздела между обтеканием и отражением всегда меньше давления в спутном потоке.

Профиль давления изолированного процесса обтекания для сверхзвукового спутного потока показан на рис. 1,б. В данном случае параметры торможения в носике клина достигаются не в процессе изэнтропического торможения набегающего потока, а посредством ударного сжатия этого потока в нестационарной головной ударной волне с последующим изэнтропическим торможением. Это затрудняет определение величины давления p_b , поскольку для ее нахождения необходимо знать скорость перемещения головной ударной волны относительно неподвижного клина. Тем не менее нетрудно указать два частных случая, которые позволят определить верхнюю и нижнюю границы давления p_b .

Нижняя граница величины p_b может быть найдена, если рассмотреть такие режимы взаимодействия ударной волны с клином, когда скорость перемещения головной ударной волны относительно клина намного меньше скорости сверхзвукового спутного потока. В этом случае головную волну следует считать стационарной и давление торможения в носике клина определять по формуле Рэлея — Пито [14]. Учитывая это, имеем

$$\frac{p_b}{p_1} = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{nM_1^2}{n-1} \right]^{\frac{n+1}{2}} \cdot \left[\frac{n}{(n+1)M_1^2 - 1} \right]^{\frac{n-1}{2}}. \quad (3)$$

Верхняя оценка величины p_b может быть установлена, если принять во внимание, что давление торможения в носике клина никогда не превосходит значения этой величины при лобовом отражении падающей ударной волны от жесткой вертикальной стенки. Учитывая свойства лобового отражения [16], которое эквивалентно мгновенной остановке потока [17], будем иметь

$$\frac{p_b}{p_1} = \frac{\gamma(\xi - 1) + 1}{\lambda}, \quad (4)$$

где γ — показатель адиабаты; ξ — степень уплотнения на падающей ударной волне.

Из анализа полученных оценок давления вытекает, что при сверхзвуковом спутном потоке за падающей ударной волной и углах клина, больших предельного, давление обтекания на границе раздела всегда больше давления в спутном потоке, причем величина давления ограничена пределами, определяемыми соотношениями (3) и (4).

Анализ изолированного процесса маховского отражения, в качестве которого нами принята модель Кабанна, не встречает тех затруднений, с которыми пришлось столкнуться при рассмотрении обтекания. В данном случае наиболее серьезная трудность связана с областью применимости теорий Кабанна [1]. Численные расчеты маховского отражения по теории Кабанна для идеального двухатомного газа показывают, что отношение давления за отраженной ударной волной p_2 к давлению в спутном потоке p_1 (всегда больше единицы) обладает следующими свойствами:

а) степень сжатия в отраженной ударной волне является сравнительно слабой функцией угла клина, и для любого клина — очень слабой функцией интенсивности падающей ударной волны;

б) для малых углов клина степень сжатия в отраженной ударной волне незначительно превышает единицу и убывает с ростом интенсивности падающей ударной волны;

в) для больших углов клина давление за отраженной ударной волной в 2–3 раза превышает давление в спутном потоке и является очень слабой возрастающей функцией числа Маха падающей ударной волны.

После установления основных свойств изолированных процессов обтекания и отражения можно сравнить величины давлений на обеих

сторонах границы раздела и, следовательно, определить, какого рода импульс давления будет посылаться в каждом конкретном случае из области обтекания в тройную точку.

Описание разновидностей маховского отражения

Изучим особенности маховского отражения, полагая, что они определяются видом импульса давления, посылаемого в тройную точку, а также способностью импульса давления достигать тройной точки. Очевидно, что такой анализ необходимо проводить с помощью характерных границ обтекания и отражения.

Свойства обтекания определяют: граница перехода дозвукового набегающего течения в сверхзвуковое и граница присоединенных головных скачков. Для процесса отражения характерна граница перехода правильного отражения в маховское и граница сверхзвуковых скоростей за отраженной ударной волной в системе координат, связанной с тройной точкой. На рис. 2 показаны все названные границы в переменных (β, ζ), где β — угол клина, ζ — отношение плотностей на падающей ударной волне.

Область маховского отражения на рис. 2 располагается под кривой $ABCD$, которая является границей правильного отражения. Эту область пересекает на две части граница $BFGH$, на которой поток за отраженной ударной волной становится звуковым. Слева и ниже граничной кривой $BFGH$ число Маха относительного течения за отраженной волной меньше единицы. Указанная граничная кривая получена на основе численных расчетов по теории Кабанна для идеального двухатомного газа с $n=6$.

Процесс обтекания носовой части клина представляют на рис. 2 две границы — вертикаль CFL и линия предельных углов клина LGN . Вертикальная прямая CFL отделяет расположенную слева от нее область дозвукового спутного потока за падающей ударной волной от области сверхзвукового течения. В области сверхзвукового спутного потока целиком располагается линия предельных углов клина, ниже которой сверхзвуковое обтекание происходит с присоединенным к носу клина головным скачком.

Анализируя расположение границ обтекания и отражения на рис. 2, можно выделить четыре характерных режима взаимодействия ударной волны с клином:

1) область чисто дозвукового взаимодействия $ABFLA$, при котором течение за падающей и отраженной ударными волнами одновременно дозвуковое;

2) область чисто сверхзвукового взаимодействия $CDHGFC$ с числами Маха потока за падающей и отраженной волной одновременно большими единицы;

3) область смешанного дозвукового — сверхзвукового взаимодействия $BCFB$, которое характеризуется дозвуковым спутным потоком за падающей ударной волной и сверхзвуковым относительным течением за отраженной волной;

4) область смешанного сверхзвукового — дозвукового взаимодействия $FGHPLF$, у которого течение за падающей ударной волной сверхзвуковое, а течение за отраженной волной дозвуковое.

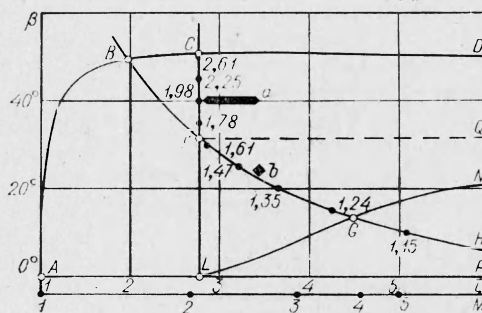


Рис. 2. Границы отражения и обтекания.

Характерные свойства чисто дозвукового взаимодействия ударной волны с клином определяют два фактора. Во-первых, давление обтекания p_b в данном случае всегда меньше давления отражения p_2 и, следовательно, из носовой части клина в тройную точку посылаются импульсы разрежения, и, во-вторых, дозвуковые области обтекания и отражения в равной мере испытывают влияние друг от друга. Преимущественно такой тип взаимодействия ударной волны с клином подвергался тщательному изучению в Принстоне, причем среди первых экспериментаторов прежде всего должен быть назван Линкольн Смит [17, 18]. Из результатов этих исследований необходимо отметить данные о виде маховского отражения после перехода отражения от правильного к маховскому, а также о поведении контактного разрыва вблизи поверхности клина. Так, А. Кантровиц [17], анализируя данные Принстонского университета, подчеркивает, что для углов клина, близких к предельному, стембель Маха имеет незначительную кривизну и перпендикулярен поверхности клина, в то время как на тонких клиньях стембель Маха сильно искривлен и почти гладко сопрягается с фронтом падающей ударной волны. Относительно контактной поверхности в работе [12] указывается, что этот разрыв встречается со стенкой в точке минимального давления на поверхности.

Разновидность маховского отражения, принадлежащую области чисто дозвукового взаимодействия ударной волны с клином, с некоторым основанием можно было бы именовать «отражением Маха — Смита» (Mach — Smith). Отметим, что прекрасные теневые фотографии отражения Маха — Смита были получены Г. Шардиным [19, 20].

Рассмотрим характерные черты маховского отражения в двух смешанных областях взаимодействия. В области смешанного дозвукового — сверхзвукового взаимодействия *BCFB* маховское отражение характерно тем, что из области обтекания в тройную точку посылаются импульсы разрежения, которые до тройной точки дойти не могут. Существенной чертой данного типа маховского отражения является то, что в рассматриваемом случае механизм искривления контактного разрыва [1] не приводит к образованию спирального вихря.

Не менее важное свойство смешанного дозвукового — сверхзвукового взаимодействия вытекает из рассмотрения диапазона углов клина, в котором осуществляется такое взаимодействие. Из рис. 2 видно, что область *BCFB* по углам клина заключена в интервале $31,5 \div 50,5^\circ$, который примыкает к области перехода правильного отражения в маховское. Если учесть приведенное выше соображение о характере маховского отражения вблизи переходной зоны, то можно ожидать, что маховское отражение в смешанной дозвуковой — сверхзвуковой области взаимодействия *BCFB* довольно близко соответствует модели отражения Кабанна.

Иная картина интерференции в смешанной сверхзвуковой — дозвуковой области взаимодействия *FGHPLF*. По углам клина она ограничена интервалом $0 \div 31,5^\circ$. Специфика интерференции двух течений в области *FGHPLF* определяется свойствами сверхзвукового обтекания носовой части клина и дозвукового течения за отраженной ударной волной. Процессу обтекания соответствуют два режима: в треугольнике *FGLF* сверхзвуковое обтекание происходит с отошедшей головной волной, а в области *LGHPL* возникает присоединенный головной скачок уплотнения. Для области смешанного взаимодействия *FGHPLF* справедливо с некоторыми ограничениями утверждение о том, что в ней давление обтекания p_b превышает давление отражения p_2 . Это утверждение бесспорно для обтекания с присоединенным головным скачком и требует численных оценок для углов клина, принадлежащих верхнему сектору рассматриваемой области. Отсюда вытекает, что при интерференции процессов обтекания и отражения из носовой части клина

в окрестность тройной точки посылаются импульсы сжатия, которые беспрепятственно достигают этой точки. Последнее означает, что все газодинамические разрывы при маховском отражении будут искривлены по всей длине, причем контактный разрыв должен прогибаться в сторону, противоположную своему движению. Другими словами, в данном случае начинает работать механизм проталкивания пристеночной части контактного разрыва вперед. При достаточно большом перепаде давлений между областями обтекания и отражения, что, по видимому, имеет место при формировании присоединенного головного скачка, контактный разрыв сворачивается в мощный спиральный вихрь. Этот процесс детально описан в работе [1] для 15-градусного клина.

Таким образом, характерной особенностью смешанного сверхзвукового — дозвукового взаимодействия ударных волн с клином следует считать формирование в результате интерференции двух процессов развитого спирального вихря, который дополнительно искажает все поле течения. Необходимо отметить, что впервые подобный тип маховского отражения описал Д. Уайт [21].

Рассмотрим область чисто сверхзвукового взаимодействия $CDHGFC$. Она ограничена ломаной линией $CFGH$ (см. рис. 2), по контуру которой проставлены степени сжатия p_2/p_1 в отраженной ударной волне. Самая характерная особенность чисто сверхзвукового маховского отражения связана с тем, что никакое возмущение из носовой части клина не может достигнуть тройной точки. Последнее, в частности, означает, что вблизи тройной точки за отраженной ударной волной должна всегда существовать конечная по размерам зона однородных параметров течения. При этом, если возмущающее действие носика клина на тройную точку связано с распространением волн разрежения из области обтекания, то зона однородного потока может не иметь четко локализованной границы возмущения. Иное дело в случае распространения волн сжатия. Отставая в своем движении от тройной точки, они могут в потоке за отраженной ударной волной сформировать скачок уплотнения, фронт которого будет локализованной границей возмущающего действия процесса обтекания.

Описанный процесс формирования скачка уплотнения в потоке за отраженной ударной волной, вероятно, можно считать механизмом возникновения «нерегулярного», или «двойного» маховского отражения и, следовательно, область чисто сверхзвукового взаимодействия $CDHGFC$ — область существования этой особой разновидности маховского отражения.

Итак, установлено, что дополнительный скачок за отраженной ударной волной может возникнуть лишь в области чисто сверхзвукового взаимодействия, в которой имеются для этого необходимые условия. С целью выяснения достаточных условий формирования такого скачка и, следовательно, нахождения действительной границы «нерегулярного маховского отражения» рассмотрим свойства маховского отражения в области чисто сверхзвукового взаимодействия $CDHGFC$ более детально.

Можно полагать, что маховское отражение в области $CDHGFC$ имеет довольно существенные различия для больших и малых углов клина, причем эти различия должны быть тесно связаны с уже рассмотренными особенностями процесса интерференции в смешанных областях взаимодействия $BCFB$ и $FGHPLF$. Поэтому, разделив область $CDHGFC$ горизонтальной линией FQ на две подобласти, можно надеяться обнаружить в каждой из них довольно характерный тип маховского отражения.

Подобласть чисто сверхзвукового взаимодействия $CDQFC$ примечательна прежде всего своей близостью к границе перехода правильного отражения в маховское, и, следовательно, в ней картина маховского

отражения должна сравнительно хорошо соответствовать модели отражения Кабанна. Другая особенность подобласти $CDQFC$ определяется тем, что она примыкает к области смешанного взаимодействия $BCFB$, в которой не происходит сворачивания в вихрь контактной поверхности. Это значит, что картина маховского отражения на толстом клине при переходе из области $BCFB$ в область $CDQFC$ будет характеризоваться тем, что дополнительный скачок за отраженной ударной волной начнет формироваться одновременно с проталкиванием вперед пристеночной части контактного разрыва. Формирование дополнительного скачка и, следовательно, появление излома на отраженной волне должно происходить тогда, когда давление обтекания p_b превысит давление отражения p_2 . В данном случае из-за грубости ранее сделанных оценок давления обтекания трудно сказать, произойдет ли это на границе CF или несколько правее ее. По данным экспериментов Лоу [6] с 40-градусным клином в кислороде появление излома на отраженной волне наблюдается правее границы CF в интервале чисел Маха Q (см. рис. 2).

Обратим внимание на то, что процесс маховского отражения в двух смежных областях $BCFB$ и $CDQFC$ обладает рядом общих характерных особенностей и, следовательно, единая область взаимодействия $BCDQFB$ может рассматриваться как специальный вид маховского отражения, который можно было бы называть отражением Маха — Кабанна (Mach — Cabannes). В соответствии с этим отражение Маха — Кабанна при наличии дополнительного скачка следует именовать сверхзвуковым.

Рассмотрим подобласть чисто сверхзвукового взаимодействия $FQHF$. Ее специфические свойства определяются в основном двумя факторами. Во-первых, в подобласти давление обтекания, как правило, больше давления отражения уже на границе FGH , и, во-вторых, эта подобласть примыкает к смешанной области взаимодействия $FGHPLF$, в которой интерференция двух процессов сопровождается деформацией контактной поверхности с образованием спирального вихря. Это значит, что в рассматриваемой подобласти взаимодействия возникновение дополнительного скачка за отраженной ударной волной будет происходить, как правило, при уже сформировавшемся спиральном вихре. Из всего сказанного следует, что появление излома на отраженной волне, соответствующее зарождению дополнительного скачка, должно происходить на границе FGH чисто сверхзвуковой области взаимодействия. Это подтверждают эксперименты Гвоздевой и др. [2] на 24-градусном клине в азоте (точка b на рис. 2).

Выявление особенностей интерференции процессов обтекания и отражения в подобласти чисто сверхзвукового взаимодействия $FQHF$ и области смешанного взаимодействия $FGHPLF$, для которых наиболее характерно сворачивание контактной поверхности в спиральный вихрь, дает основание объединить эти области в одну и рассматривать ее как область существования особой разновидности маховского отражения. Ранее отмечалось, что впервые подобный тип маховского отражения изучал Д. Уайт, поэтому взаимодействие ударной волны с клином в объединенной области $FQPLF$ можно было бы назвать отражением Маха — Уайта (Mach — White). Отметим, что отражение Маха — Уайта при наличии дополнительного скачка за отраженной ударной волной может быть определено термином сверхзвуковое.

Результаты эксперимента

В работе [1] детально проанализированы особенности маховского отражения на 15-градусном клине. В настоящей работе представляются результаты экспериментального исследования для 45-градусного клина.

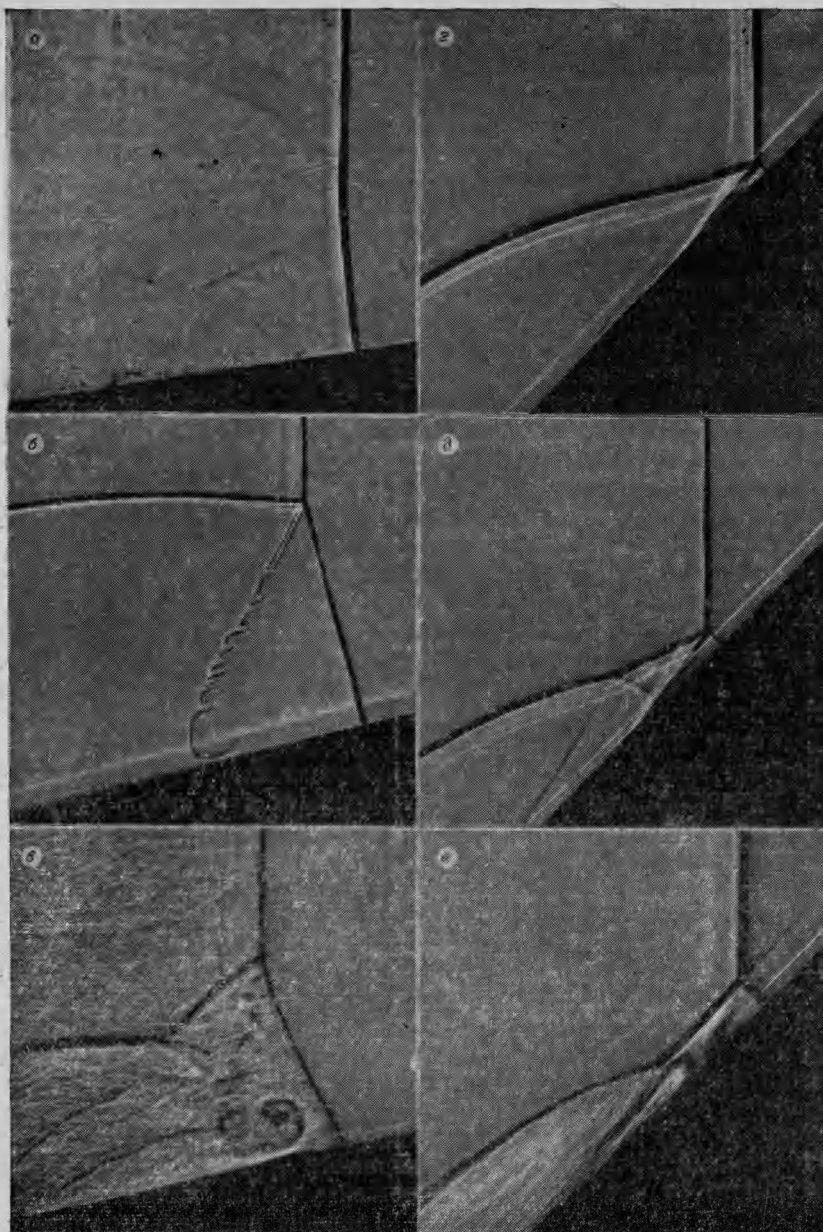


Рис. 3. Теневые фотографии маховского отражения.

- а) CO_2 , $\beta=10^\circ$, $M_i=1,25$; б) CO_2 , $\beta=15^\circ$, $M_i=2,48$;
 в) CCl_2F_2 , $\beta=15^\circ$, $M_i=3,84$; г) CO_2 , $\beta=45^\circ$, $M_i=1,87$;
 д) CO_2 , $\beta=45^\circ$, $M_i=2,07$; е) CO_2 , $\beta=45^\circ$, $M_i=3,51$.

Эксперименты выполнены на ударной трубе в углекислом газе по методике, описанной в [1]. Теневое фотографирование проводилось в слабо расходящемся пучке света.

На рис. 3 приведены теневые фотографии отражения Маха — Смита (а), отражения Маха — Уайта (б, в) и отражения Маха — Кабанна (г — е). Наибольший интерес представляет сравнение картин течения для отражения Маха — Уайта и Маха — Кабанна. Основной их отличительной чертой является поведение контактного разрыва, а также характер взаимодействия дополнительного скачка за отраженной ударной волной с этим разрывом.

По теневым фотографиям можно проследить неординаковость поведения контактного разрыва в момент образования дополнительного скачка при отражении Маха—Уайта и отражении Маха—Кабанна. В первом случае (рис. 3, б, в) дополнительный скачок формируется при уже свернутом в вихрь контактом разрыве, а во втором (рис. 3, г, е) — в момент образования дополнительного скачка контактный разрыв выгнут в направлении своего движения, а его пристеночная часть встречается с поверхностью клина почти при скользящем наклоне.

В случае отражения Маха—Уайта взаимодействие дополнительного скачка таково, что оба эти разрыва составляют единую систему скачок—вихрь [8]. Действительно, повышение давления в дополнительной ударной волне не может передаваться в дозвуковую область за стеблем Маха в виде скачка уплотнения и, следовательно, в этой области должен возникнуть газодинамический процесс, повышающий давление вдоль контактной поверхности. Таким процессом в дозвуковой области является процесс спирального вихревого течения.

В случае отражения Маха—Кабанна дополнительный скачок за отраженной ударной волной формируется вблизи пристеночной части контактного разрыва, который почти касается пограничного слоя на поверхности клина. Поэтому при отражении Маха—Кабанна основную роль при взаимодействии дополнительного скачка с контактным разрывом играет не спиральный вихрь, а отрыв пограничного слоя. В зависимости от интенсивности возникающей ударной волны, а также свойств пограничного слоя вероятны различные типы отрывов [22], анализ которых сложен. Отметим лишь, что форма контактной поверхности на теневых фотографиях рис. 3, д, е позволяет предполагать, что в одном случае (рис. 3, д) дополнительный скачок порождает замкнутую зону отрыва (вполне аналогичную вихрю при отражении Маха—Уайта), а в другом (рис. 3, е) — скачок отрывает пограничный слой от поверхности клина, причем оторвавшийся слой смыкается с дополнительным контактным разрывом, исходящим из второй тройной точки.

Для выяснения условий формирования дополнительного скачка при отражении Маха—Кабанна по теневым фотографиям отражения на 45-градусном клине определялось местоположение излома и второй тройной точки на отраженной ударной волне. С этой целью определялся параметр k , являющийся отношением скорости удаления второй тройной точки (или излома) от основной тройной точки U_{KT} к скорости перемещения основания стебля Маха U_M . Из рис. 4 видно что отношение скоростей U_{KT} и U_M равно отношению отрезков KT и AM .

Измеренный таким способом параметр k представлен на рис. 5 в зависимости от числа Маха падающей ударной волны M_i . На этом графике нанесены границы сверхзвукового потока за падающей (вертикаль C) и за отраженной (вертикаль B) ударными волнами. Кроме того, на графике показана вертикаль E , соответствующая границе сверхзвукового потока за отраженной ударной волной в системе координат, связанной с точкой E (см. рис. 4). Все границы рассчитаны для идеального трехатомного газа с линейной молекулой ($n=8$), причем числа Маха за отраженной волной были вычислены по теории Кабанна.

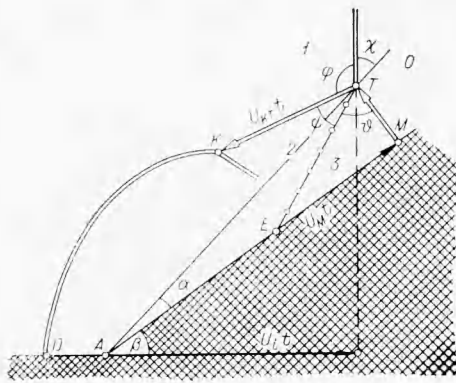


Рис. 4. Картина течения при маховском отражении с изломом отраженной волны.

Можно видеть, что впер-
вые излом становится изме-
римым вблизи границы
сверхзвукового потока за па-
дающей ударной волной
(вертикаль *C*). Это находит-
ся в хорошем согласии с ре-
зультатами проведенного вы-
ше анализа свойств чисто
сверхзвукового взаимодей-
ствия ударной волны с клином.
Наличие излома при чис-
лах Маха падающей волны,
приблизительно на 3% мень-
ших, чем значение числа Маха для
теоретической границы сверхзвукового потока, может быть объяснено
погрешностями в измерении скорости падающей волны и в вычислении
числа Маха спутного потока.

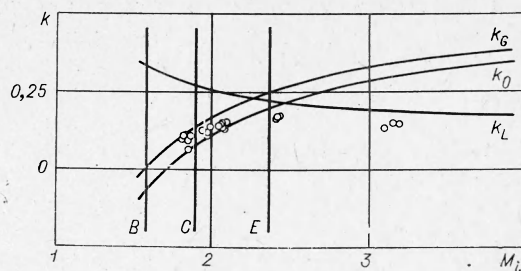


Рис. 5. Экспериментальные данные о местополо-
жении излома на отраженной волне.

Из рис. 5 следует, что образование излома на отраженной волне
происходит существенно раньше, чем поток за отраженной волной ста-
новится сверхзвуковым в системе координат, связанной с точкой *E*.
Таким образом, локальный процесс поворота потока относительно точки
E не может объяснить возникающего излома на отраженной ударной
волне.

Сейчас рассматривается в литературе, как более отвечающий дей-
ствительности, не поворот потока около точки *E*, а торможение
этого потока на стенке [2]. Процесс торможения допускает довольно
убедительную интерпретацию в случае отражения Маха—Уайта, т. е.
при наличии свернутого в вихрь контактного разрыва. Если принять во
внимание то, что контактный разрыв является «жидкой линией» (тож-
дественной в стационарном случае с линией тока), и учесть родство
спирального вихря замкнутым зонам отрыва, то становится очевидной
аналогия между спиральным вихревым течением и буфуркацией отра-
женной ударной волны в пограничном слое [16]. В экспериментах Сан-
дерсона [23] по измерениям давления за срывным пузырем было уста-
новлено наличие жидкой линии торможения, проходящей через трех-
скачковую конфигурацию. Существование такой линии обуславливает
«выброс» давления, который вполне аналогичен повышению давления
за спиральным вихрем на поверхности клина при отражении Маха—
Уайта.

Экспериментальная зависимость параметра *k* от интенсивности па-
дающей ударной волны сравнивается на рис. 5 с тремя теоретическими
кривыми, соответствующими различным предположениям о местона-
хождении излома на отраженной волне. Кривая *k_G* построена согласно
гипотезе Гвоздевой и др. [7], т. е. в предположении, что излом обра-
зуется в точке пересечения отраженной ударной волны со звуковой ок-
ружностью, посланной из носика клина и сносимой потоком за отраженной
ударной волной. Эта гипотеза может быть названа способом нахож-
дения излома в звуковом приближении. Позже те же авторы [24]
высказали предположение о том, что возникновению излома должно
соответствовать условие вырождения трехскачковой конфигурации, ког-
да третья ударная волна становится звуковой. Оказывается, что такую
вырожденную конфигурацию дает теория Кабанна для нулевого угла
клина. Значения параметра *k*, рассчитанные указанным способом, при-
ведены на рис. 5 в виде кривой *k₀*.

Кривая *k_L* соответствует гипотезе Лоу [6] о местоположении второй
тройной точки на отраженной волне. По этой гипотезе вторая тройная
точка находится на границе раздела между изолированными процессами
отражения и обтекания *B* (см. рис. 1).

Расположение экспериментальных точек относительно кривых k_G и k_L говорит о том, что ни гипотеза Гвоздевой, ни гипотеза Лоу не отражают полностью наблюдаемой закономерности. В гипотезе Гвоздевой это связано с тем, что реальный импульс давления конечной амплитуды заменен звуковой волной, а в гипотезе Лоу не учтен распад скачка давления на границе раздела между обтеканием и отражением. Естественно, что кривая k_G неплохо согласуется с экспериментальными данными вблизи начала формирования излома на отраженной волне, а ход кривой k_L удовлетворительно описывает экспериментальную зависимость для больших чисел Маха. Отметим, что кривая k_0 , отвечающая вырожденной трехскачковой конфигурации, не имеет такого прозрачного физического смысла, каким обладают кривые k_G и k_L .

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что при отражении Маха — Кабанна дополнительный скачок за отраженной ударной волной начинает формироваться вблизи теоретически найденной границы чисто сверхзвукового взаимодействия. По теньевым фотографиям сверхзвукового отражения Маха — Кабанна обнаружена сложная картина взаимодействия дополнительного скачка за отраженной волной с основным контактным разрывом и пограничным слоем на поверхности клина.

Поступила в редакцию
29/VII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Семенов, М. П. Сыщикова, М. К. Березкина. ЖТФ, 1970, 40, 5, 1033.
2. Л. Г. Гвоздева, О. А. Предводителева, В. П. Фокеев. В сб. Теплообмен и физическая газодинамика. М., «Наука», 1974.
3. С. К. Law, I. I. Glass. CASI Transactions, 1971, 4, 1, 2.
4. Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева и др. В сб. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1968.
5. Л. Г. Гвоздева, О. А. Предводителева. В сб. Свойства газов при высоких температурах. М., «Наука», 1967.
6. С. К. Law. UTIAS Tech. Note № 150, 1970.
7. Л. Г. Гвоздева, Т. В. Баженова и др. Astronautica Acta, 1969, 14, 5, 503.
8. R. R. Weinants. UTIAS Tech. Note № 126, 1968.
9. Л. Г. Гвоздева, О. А. Предводителева, В. П. Фокеев, Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 1, 12.
10. H. Sabannes. ONERA Publication № 8. 1955.
11. Л. Прандтль, О. Титъенс. Гидро- и аэродинамика. Т. 1. М.—Л., ГТИИ, 1932.
12. H. F. Ludloff, M. V. Friedman JAS, 1955, 22, 1, 27.
13. W. Griffith. JAS. 1952, 19, 4, 249.
14. Г. В. Липман, А. Рошко. Элементы газовой динамики. М., ИЛ, 1960.
15. С. Н. Fletcher, A. H. Taub, W. Bleakney. Rev. Mod. Phys., 1951, 23, 6, 271.
16. H. Marg. JAS, 1954, 24, 4, 304.
17. Основы газовой динамики. Под ред. Г. Эммонса. М., ИЛ, 1963.
18. Р. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., ИЛ, 1950.
19. H. Reichenbach. The Physics of Fluids Supplement, 1969, 1.
20. H. Shardin. Proc. 7-th Intern. Congress on High—Speed Photography, Darmstadt, 1967.
21. D. R., White. Proc. 2-nd Midwestern Conf. on Fluid Dynamics. 1952.
22. Л. Ф. Хендерсон. Сб. перев. «Механика», 1968, 5, 87.
23. R. J. Sanderson. AIAA J., 1969, 7, 7, 1370.
24. Л. Г. Гвоздева, Т. В. Баженова и др. Astronautica Acta, 1970, 15, 5—6, 503.