

Таблица 2

| Материал | $H_v$ ,<br>кг/мм <sup>2</sup> | $h_{\max}$ ,<br>см |
|----------|-------------------------------|--------------------|
| Алюминий | 25                            | 230,0              |
| Д16      | 150                           | 3,6                |
| Медь     | 50                            | 220,0              |
| Свинец   | 4                             | 113,0              |
| Ст. 10   | 120                           | 16,0               |
| Ст. 40   | 220                           | 6,0                |
| Титан    | 150                           | 3,1                |

каким-либо образом увеличить время прихода в шов растягивающих напряжений, чтобы дать возможность образовавшимся расплавам затвердеть. Этого можно достичь, например, значительным увеличением толщины взрывчатого вещества с одновременным уменьшением зазора между пластинами. Такой слой ВВ может создать избыточное давление, прижимающее пластины друг к другу на необходимое для образования сварки время, а малый зазор между пластинами не позволяет достичь больших скоростей метания. Подобные режи-

мы метания могут существенно поднять верхнюю границу области сварки взрывом и тем самым создать условия для получения соединений между некоторыми трудносвариваемыми металлами.

Приведенные в данной работе исследования позволили получить аналитические выражения для расчета верхней границы области сварки взрывом и предельной толщины свариваемых пластин однородных материалов. Аналогичные формулы, по-видимому, могут быть получены и для сварки разнородных материалов, однако для этого необходимы дополнительные исследования.

ИГ СО АН СССР

Поступила в редакцию  
30/V 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. Д. Захаренко. ФГВ, 1972, 8, 3.
2. W. Babul. Biuletyn wojskowej akademii technicznej im Dabrowskiego, 1970, XIX, 5, 213.
3. R. H. Witman. International Simposium, Marianske Lazne, 1973.
4. И. Д. Захаренко. Канд. дис. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1973.
5. В. В. Ефремов. ПМТФ, 1975, 1.
6. В. В. Ефремов. ПМТФ, 1975.
7. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
8. G. R. Cowan, A. H. Holtzman. J. Appl. Phys., 1963, 34, 4.
9. С. К. Годунов, Е. И. Роменский. ПМТФ, 1972, 6.
10. А. А. Дерибас, И. Д. Захаренко. ФГВ, 1975, 10, 3.

УДК 533.6.011

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРЕГУЛЯРНОГО ОТРАЖЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН ОТ ПОВЕРХНОСТИ КЛИНА

Л. Г. Гвоздева, В. П. Фокеев

Нерегулярное или маховское отражение ударных волн исследовано к настоящему времени довольно подробно как для слабых, так и для сильных ударных волн [1—12]. Для сильных ударных волн исследованы как обычные, так и двойные конфигурации Маха, получены распределения давления на поверхности. Однако есть целый ряд невыясненных вопросов, в особенности для отражения сильных ударных волн, например в аргоне, в котором, по работе [8], не существует

двойной конфигурации Маха. В работе [2] утверждалось, что двойная конфигурация должна существовать во всех газах, в том числе и в аргоне. Интересен также вопрос об отклонении экспериментальных данных от расчетов по элементарной теории маховского отражения; о причинах, вызывающих эти отклонения, и о возможности в первом приближении пользоваться этим расчетным методом.

Настоящая работа является продолжением экспериментальных исследований нерегулярного отражения [1—7]. Работа проведена в более широком диапазоне параметров исследуемых величин, чем было сделано ранее. Исследования проводились для углов, изменяющихся вплоть до критических, в аргоне, азоте, воздухе и углекислом газе, резко различающихся по своему составу. Представленные результаты относятся к описанию различных типов тройных конфигураций и сравнению полученных данных с элементарной теорией маховского отражения и с трехударной теорией.

Эксперименты проводились на ударной трубе квадратного сечения  $72 \times 72$  мм, с длинами камер высокого и низкого давления 1,6 и 6,6 м. Внутри экспериментальной секции в поле зрения теневого прибора ИАБ-451 помещался клин. Углы при вершине менялись от  $24$  до  $60^\circ$ . Процесс отражения фотографировался на единственный кадр на аэрофотопленку Т-13 размером  $9 \times 12$  см. Источником света служил линейный искровой разряд с длительностью светового импульса меньше 1 мкс. Точность измерения величин углов в тройных конфигурациях с помощью инструментального микроскопа составляла для углов  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  от  $0,5$  до  $0,8^\circ$ , а для угла  $\theta$  от  $0,5$  до  $3^\circ$ . Наибольшая точность измерения угла  $\theta$  связана с турбулизацией и размытостью контактной поверхности. При углах клина порядка  $40$ — $50^\circ$  (при переходе к регулярному отражению) уменьшалась точность определения угла  $\omega_2$ , которая составляла в этих случаях  $1$ — $3^\circ$ . (Обозначения углов видны из рис. 1.) Точность определения угла  $\chi$  равна  $0,1^\circ$ . Начальное давление газа составляло  $12$ — $100$  мм рт. ст. Скорость ударной волны ( $600 \div 2000$  м/с) измерялась пьезодатчиками по двум базам с точностью  $2\%$ .

#### Особенности волновых картин, возникающих при маховском отражении ударных волн

При маховском отражении возникает или простая конфигурация Маха из трех ударных волн и одного контактного разрыва, или двойная конфигурация — когда на отраженной волне образуется излом с формированием в нем второй тройной конфигурации и дополнительного контактного разрыва. Схема двойной конфигурации представлена на рис. 1, где  $IA$  — ударная волна, распространяющаяся справа налево, набегает на клин с углом  $\alpha_0$ ,  $AM$  — ударная волна Маха,  $AR$  — отраженная ударная волна,  $AE$  — тангенциальная поверхность,  $R$  — вторая тройная точка,  $RS$  — вторичная ударная волна,  $RT$  — вторичная контактная поверхность. Обозначения углов:  $\chi$  — угол между линией движения тройной точки  $OA$  и отражающей поверхностью клина  $OM$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и  $\theta$  — углы между линией движения тройной точки  $OA$  и падающей волной, отраженной волной и тангенциальной поверхностью соответственно. Отраженная волна переходит или в присоединенную, или в отсоединенную волну на передней кромке клина. Волновые картины

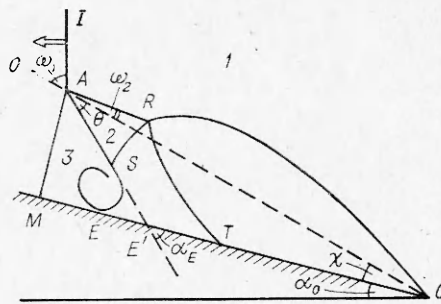


Рис. 1. Схема маховского отражения.

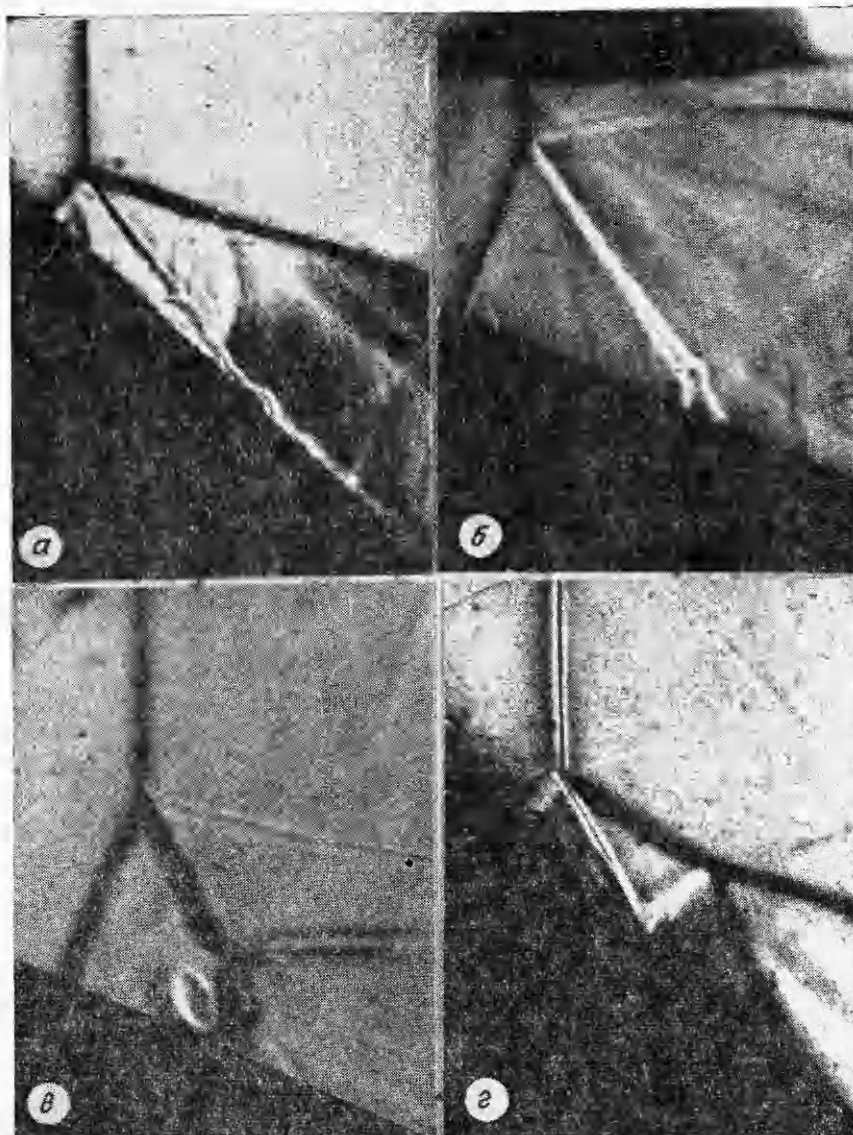


Рис. 2. Теплеровские фотографии отражения ударных волн от поверхности клина.

а) воздух,  $\alpha_0=45^\circ$ ,  $M_0=2,14$ ;  $p_0=100$  мм рт. ст.; б) азот,  $\alpha_0=24^\circ$ ,  $M_0=2,12$ ;  $p_0=50$  мм рт. ст.; в) воздух,  $\alpha=24^\circ$ ,  $M_0=3,55$ ;  $p_0=2,7$  мм рт. ст.; г) воздух,  $\alpha=45^\circ$ ,  $M_0=2,7$ ;  $p_0=10$  мм рт. ст.

оказываются автомодельными, т. е. их вид сохраняется при движении волны вдоль поверхности клина. На рис. 2 приведены фотографии нерегулярного отражения, возникающего при различных сочетаниях параметров. При малых углах и небольших скоростях волн обычно наблюдается простое маховское отражение (рис. 2, а — в).

Интересны особенности поведения контактной поверхности, которая, как видно из снимков, представляет собой угловую область из цепочки вихрей. В зависимости от скорости ударной волны контактная область ведет себя различным образом. Она может стелиться вдоль поверхности клина (рис. 2, а), может кончаться прямо на поверхности (рис. 2, б), может сворачиваться в большой вихрь вблизи поверхности (рис. 2, в). При больших углах и больших скоростях ударных волн обычно существует двойная конфигурация Маха (рис. 2, г) со второй тройной

точкой. Было обнаружено, что двойные конфигурации существуют во всех исследованных газах, в том числе и в аргоне. Двойная конфигурация в аргоне не была замечена в работе [8] просто потому, что ее авторы не исследовали процесс в нужном диапазоне параметров. Вопрос о расчете параметров, определяющих появление простой или двойной конфигурации Маха, анализируется в [3, 5]. В данной работе был выявлен следующий дополнительный факт. Ранее было известно, что на малых углах клина при определенной скорости волны еще при одинарной конфигурации можно видеть одновременно изгиб на отраженной волне и контактную поверхность, свернутую в вихрь (см. рис. 2, в). Этот факт послужил основанием к утверждению [9], что причиной возникновения двойной конфигурации является сворачивание в вихрь контактной поверхности. Однако оказалось, что при отражении на больших углах клина можно наблюдать одинарную конфигурацию, когда на отраженной волне есть изгиб, а контактная поверхность не свернута в вихрь, а стелется по поверхности (см. рис. 2, а). Более того, в двойных конфигурациях на больших углах (см. рис. 2, г) контактная поверхность не свернута в вихрь в отличие от двойных конфигураций на малых углах со свернутой в вихрь первой контактной поверхностью [1, 6, 9]. Таким образом, сворачивание контактной поверхности является лишь вторичным процессом, не определяющим появление двойной конфигурации.

#### Элементарная теория маховского отражения и ее экспериментальная проверка

Элементарная теория маховского отражения дает возможность определить параметры волновой картины, если известны скорость падающей волны  $u_0$  и угол клина  $\alpha_0$ . Эта теория исходит, во-первых, из предположения, что в окрестности тройной точки применима трехударная теория, т. е. существует некоторая окрестность тройной точки, где все волны прямолинейны, а угловые области однородны, и расчет можно вести путем применения соотношений для косых скачков с удовлетворением граничных условий на контактной поверхности: равенства давления и параллельности потоков в областях 2 и 3 на рис. 1. Теория предполагает, во-вторых, что волна Маха прямолинейна по своей длине и перпендикулярна отражающей поверхности, т. е. исходит из простого геометрического построения.

Если прохождение ударных волн сопровождается возбуждением внутренних степеней свободы молекул газа, то трехударные конфигурации нужно рассчитывать с учетом реальности газа. В элементарной теории маховского отражения с учетом реальности газа также принимается условие прямолинейности волны Маха и ее перпендикулярности поверхности, но все тройные конфигурации рассчитываются с учетом реальности газа.

Применимость рассмотренных теорий обсуждалась в ряде работ путем сравнения с экспериментальными данными. Проверку удобно проводить по углу движения тройной точки  $\chi$ , который является основным и в решении трехударной конфигурации, так как, зная экспериментально угол  $\chi$ , можно найти угол  $\omega_1$  из соотношения  $\omega_1 = 90^\circ - (\chi + \alpha_0)$  и проверить справедливость трехударной теории в окрестности тройной точки. Еще в работе [13] была установлена неприменимость не только элементарной теории, но и трехударной теории при отражении слабых ударных волн. Для слабых волн поток за отраженной волной дозвуковой по отношению к тройной точке, и все угловые возмущения могут влиять на окрестность тройной точки. В работах [10—12] более подробно анализируется вопрос о применимости трехударной теории для слабых ударных волн и предлагается ее

изменение, позволяющее согласовать теоретические и экспериментальные результаты.

В данной статье рассматриваются только такие ударные волны, которые дают сверхзвуковой (относительно точки  $A$ ) поток за отраженной волной. Справедливость теорий маховского отражения и маховского отражения с учетом реальности газа проверялись в [1] для углекислого газа при  $\alpha_0 = 15, 24, 32^\circ$ ; в [9] — для азота, углекислого газа и фреона-12 при угле  $\alpha_0 = 15^\circ$ ; в [8] — для кислорода,  $\alpha_0 = 15-40^\circ$ . Было обнаружено, что экспериментальные углы  $\chi$  во всех опытах лежат выше расчетных значений, т. е. что давление за волной Маха больше, чем рассчитанное по элементарной теории. Это было объяснено неучетом в элементарной теории скручивания в вихрь контактной поверхности [8, 9].

Рассмотрим рис. 3. На нем приведены расчетные зависимости угла  $\chi$  от числа Маха падающей  $M_0$ , а также экспериментальные точки для воздуха, азота, углекислого газа и аргона при углах клина от  $15$  до  $47^\circ$ . Чтобы учесть реальность газа, надо знать глубину протекания физико-химических процессов за ударной волной в наших экспериментах. Глубина возбуждения была определена экспериментально по числу Маха потока за ударной волной [14] и сравнена с известными по литературе временами релаксации. По этим значениям определялись энтальпии газов за ударной волной и проводились расчеты тройных конфигураций по формулам [1]. В исследованном диапазоне скоростей ударных волн в углекислом газе возбуждались только колебания молекул, диссоциации не было. В воздухе возбуждались колебания молекул кислорода, колебания молекул азота не возбуждались, диссоциация не происходила до  $M_0 = 5 \div 6$ . В азоте колебания молекул возбуждались при  $M_0 > 6$ , диссоциации не было. Аргон в исследованном диапазоне вел себя как идеальный газ. Из двух расчетных кривых, нанесенных на графике рис. 3 для каждого угла, нижние кривые рассчитаны по элементарной теории маховского отражения с учетом реальности газа. Верхние кривые на графике нанесены по элементарной теории для идеального газа (показатель адиабаты  $\gamma = 1,40$  для воздуха и азота,  $\gamma = 1,66$  — для аргона,  $\gamma = 1,29$  — для углекислого газа).

Из рис. 3, *a* видно, что экспериментальные точки лежат на расчетных кривых для углов  $24, 32$  и  $40^\circ$  при  $M_0 \leq 3$ . При больших числах Маха экспериментальные точки лежат выше расчетных кривых для углов  $24$  и  $32^\circ$  и совпадают с расчетной кривой для угла  $40^\circ$ . При больших углах клина экспериментальные значения угла  $\chi$  становятся меньше расчетных, отклонение увеличивается с ростом угла  $\alpha_0$ . При больших числах Маха при угле  $45^\circ$  отражение даже становится регулярным ( $\chi = 0$ ). Такой же характер расположения экспериментальных точек относительно кривых наблюдается и для углекислого газа (см. рис. 3, *б*). Для удобства сравнения расчетов с экспериментом данные для аргона и углекислого газа для различных углов нанесены светлыми и темными точками. За падающими волнами как в воздухе, так и в углекислом газе нет диссоциации, а есть только возбуждение колебания молекул. Поэтому, вообще говоря, если диссоциации нет и за остальными волнами в конфигурации Маха, то расположение волн и угол  $\chi$  не должны зависеть от начального давления. Действительно, для углов вплоть до  $43-45^\circ$  экспериментальные точки различных начальных давлений лежат вперемешку (см. рис. 3, *a*). Однако для угла  $45^\circ$  в углекислом газе видна зависимость  $\chi$  от начального давления. В воздухе зависимость от начального давления обнаруживается при  $\alpha_0 = 47^\circ$ .

Для аргона только при  $\alpha_0 = 24^\circ$  для  $M = 3 \div 8$  экспериментальные точки совпадают с расчетной кривой. При  $\alpha_0 = 24^\circ$  и  $M_0 < 3$  и для всех остальных углов экспериментальные точки лежат ниже расчетных

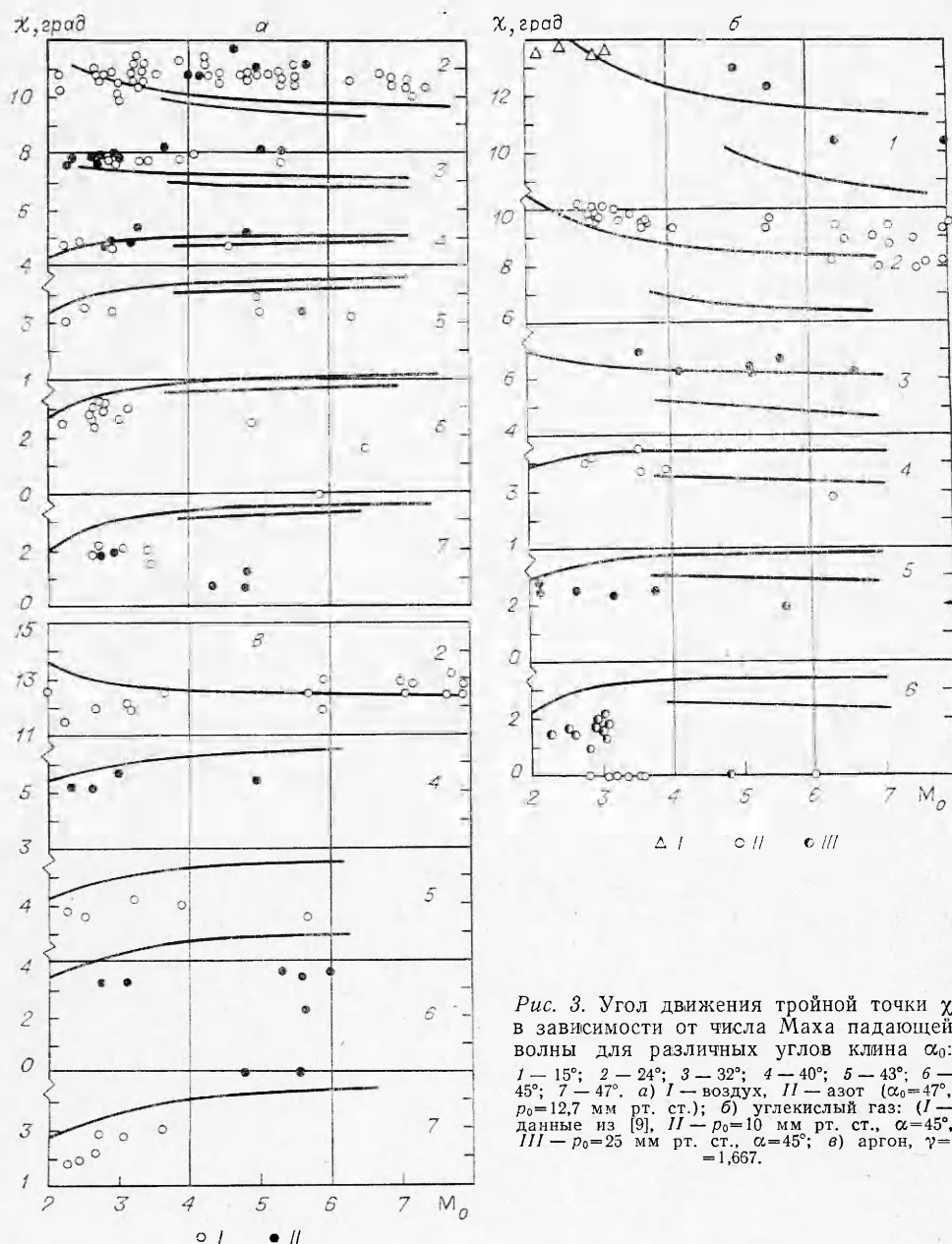


Рис. 3. Угол движения тройной точки  $\chi$  в зависимости от числа Маха падающей волны для различных углов клина  $\alpha_0$ : 1 — 15°; 2 — 24°; 3 — 32°; 4 — 40°; 5 — 43°; 6 — 45°; 7 — 47°. а) I — воздух, II — азот ( $\alpha_0 = 47^\circ$ ,  $p_0 = 12,7$  мм рт. ст.); б) углекислый газ: (I — данные из [9], II —  $p_0 = 10$  мм рт. ст.,  $\alpha = 45^\circ$ , III —  $p_0 = 25$  мм рт. ст.,  $\alpha = 45^\circ$ ; в) аргон,  $\gamma = 1,667$ .

кривых. В аргоне так же, как в воздухе и углекислом газе, на угле 47° проявляется зависимость угла  $\chi$  от начального давления, поэтому на графике нанесены только точки для  $p_0 = 50$  мм рт. ст. Так как в аргоне при числах Маха от 2 до 3,5 не возбуждаются внутренние степени свободы, то, скорее всего, зависимость  $\chi$  от начального давления при больших углах клина возникает из-за влияния пограничного слоя, которое за ударной волной может проявляться особенно вблизи углов, близких к критическим, потому что при этом размеры всей конфигурации Маха минимальны и близки к толщине пограничного слоя. Таким образом, экспериментальные значения  $\chi$  оказываются и больше и меньше расчетных. Значит, элементарная теория не учитывает некоторых существенных особенностей процесса.

Вообще говоря, можно было заранее ожидать отклонений от элементарной теории маховского отражения при малых углах клина  $\alpha_0$  и при углах клина, близких к критическим. При  $\alpha_0 \approx 0$  отраженная волна вырождается в звуковое возмущение. Угол движения тройной точки легко можно найти тогда из простого построения

$$\operatorname{tg} \chi = \sqrt{a_0^2 - (a_0 M_0 - a_1 M_1)^2} / a_0 M_0,$$

где  $a_0$  и  $a$  — скорости звука в газе перед падающей волной и за падающей ударной волной в области  $I$ ;  $M_1$  — число Маха газа за ударной волной в лабораторной системе координат.

Эксперимент для малых углов клина действительно дает значения  $\chi$ , близкие определяемым по этой формуле [9]. Элементарная теория, однако, дает не это предельное значение: при уменьшении угла клина до нуля при некотором значении  $\alpha_0$  возникает отраженная волна, нормально расположенная к набегающему потоку (в системе координат, связанной с точкой  $A$ ), а затем приходящая в точку  $A$  отраженная ударная волна, что противоречит эксперименту.

Должны существовать отклонения и вблизи критического угла, так как маховское отражение по элементарной теории захватывает область существования регулярного отражения, т. е. маховское отражение существует и для  $\alpha_0 > 50^\circ$ . Установлено [13], что для сильных ударных волн переход от регулярного к маховскому отражению происходит для значений  $\alpha_0$ , близких к критическому. Отсюда следует, что для  $\alpha_0$ , близких к  $\alpha_{кр}$ , при маховском отражении углы  $\chi$  должны быть меньше, рассчитанных по элементарной теории, и  $\chi$  будет стремиться к нулю при  $\alpha_{кр}$  [4].

В чем же состоят причины отклонений экспериментальных данных от значений элементарной теории? Как уже говорилось, в основе элементарной теории маховского отражения лежит, во-первых, предположение о применимости трехударной теории к окрестности тройной точки. Трехударная теория кажется очень логичной, когда все волны прямолинейны, т. е. когда число Маха  $M_2$  за отраженной волной, относительно точки  $A$ , больше единицы. Сомнения в справедливости ее применения для сильных ударных волн могут возникнуть только потому, что тангенциальная поверхность на самом деле является угловой областью, заполненной вихрями (см. рис. 2). Для проверки трехударной теории сравниваются экспериментально полученные тройные конфигурации в маховском отражении с рассчитанной трехударной конфигурацией при заданных  $M_0$  и  $\omega_1$ . Такая проверка трехударной теории была проведена для некоторых режимов в [13] для воздуха  $\alpha_0 = 30 \div 60^\circ$ ; в [1, 2] для воздуха, углекислого газа, аргона при  $\alpha_0 = 24^\circ$ ; в [9] для фреона-12 и углекислого газа при  $\alpha_0 = 15^\circ$ . В этих работах показана применимость трехударной теории с учетом реальности газа в окрестности тройной точки, несмотря на то, что контактная поверхность представляет собой вихревую дорожку. Проверить трехударную теорию можно, например, по углу отражения  $\omega_2$ , который является легко измеримой величиной.

На рис. 4 изображена зависимость угла  $\omega_2$  от  $M_0$  в углекислом газе,  $\alpha_0 = 45^\circ$  (1), воздухе,  $\alpha_0 = 45^\circ$  (2) и в аргоне,  $\alpha_0 = 47^\circ$  (3). Расчеты показали, что для больших углов клина кривые  $\omega_2$  от  $M_0$  совпадают, если их рассчитывать для значения  $\omega_1$ , взятого по элементарной теории маховского отражения, или для значения  $\omega_1$  из эксперимента.

Из рис. 4 видно, что в воздухе и в углекислом газе экспериментальные точки лежат на расчетных кривых, подтверждая применимость трехударной теории с учетом реальности газа. Точки для разных начальных давлений ложатся на одну кривую. Однако в аргоне для углов  $45$  и  $47^\circ$  точки лежат ниже расчетной кривой. Не ясно, чем может быть

вызвано такое отклонение, так как в аргоне четко видны все три прямые волны, и контактная поверхность менее расплывчата, чем в углекислом газе и в воздухе. Возможно, что причина расхождения — отклонение параметров за падающей ударной волной от расчетных под влиянием пограничного слоя.

В работе [14] были определены параметры за падающей волной в аргоне в аналогичных условиях. Было получено, что в аргоне наблюдается увеличение числа  $M_1$  — числа Маха потока газа за падающей ударной волной — от расчетных значений на величину до десяти процентов. Росту числа Маха соответствует увеличение сжимаемости газа по сравнению с расчетом. Учет этого факта при расчете должен сдвинуть расчетную кривую вниз, т. е. привести к большому согласию с экспериментом.

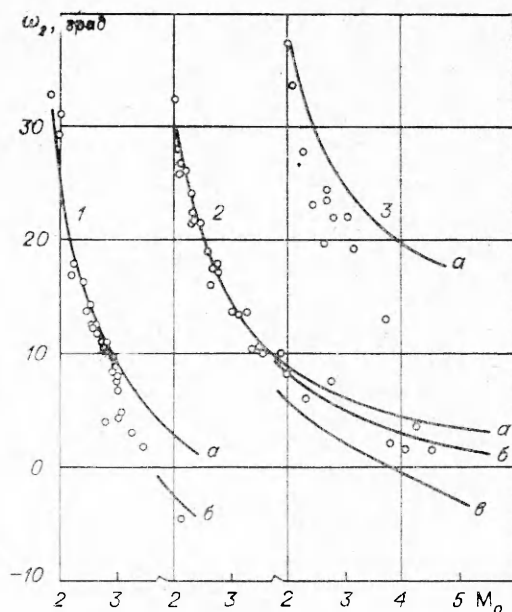


Рис. 4. Зависимость угла отражения  $\omega_2$  от числа Маха  $M_0$ .

а) расчет с постоянным  $\gamma$ ; б) расчет с учетом возбуждения колебаний молекул и диссоциации молекул кислорода; в) расчет для полного термодинамического равновесия в воздухе.

### Анализ экспериментальных результатов

Таким образом, отклонение экспериментальных точек от расчетов по элементарной теории не связано с нарушением трехударной теории. Отклонения вызваны тем, что не выполняется предполагаемая простая геометрическая картина маховского отражения, не учитываются некоторые реально существующие физические процессы. Действительно, на снимках видно, что волна Маха не прямолинейна по своей длине. И хотя степень ее искривления невелика (она порядка отклонения угла  $\chi$  от расчетного, т. е.  $\sim 1-3^\circ$ ), т. е. давление вдоль волны Маха меняется мало, но область 3 может быть резко неоднородна по направлению от основания волны к тройной точке и вдоль по поверхности клина. Контактная поверхность как бы отмечает частицы газа, и по расстоянию  $OE$  можно судить о скорости газа в точке  $E$ . По геометрическим представлениям элементарной теории контактная поверхность должна приходиться в точку  $E'$ , при этом скорость газа в точке  $E'$  равна скорости газа во всей области 3, и ее можно определить по законам сохранения в соответствии со скоростью волны Маха в точке  $M$ . Отношение  $|OM|$  к  $|E'M|$  должно быть равно отношению плотностей на волне Маха  $\rho_3/\rho_0$ . В экспериментах показано, что конец контактной поверхности смещается в точку  $E$  и отношение  $OM/EM$  намного больше  $\rho_3/\rho_0$  для больших скоростей ударных волн, т. е. область 3 резко неоднородна.

Процесс маховского отражения всегда есть совокупность двух процессов — отражения падающей волны нерегулярным образом и обтекания клина спутным потоком газа за ударной волной. Обратимся к рис. 1. Если рассматривать процесс отражения без связи с процессом обтекания, как это и делает элементарная теория, то надо считать, что параметры в областях 2 и 3 остаются постоянными вплоть до точки  $E'$

(точки пересечения контактной поверхности с поверхностью клина). Это приводит к логическому противоречию, так как газ сразу за точкой  $E'$  в области 2 будет обладать составляющей скорости, направленной в стенку [15]. На самом деле, взаимодействие со стенкой приводит к торможению газа в окрестности точки  $E'$  и возникновению или волны сжатия, или ударной волны, обеспечивающей движение газа вдоль поверхности клина. (В зависимости от формирования волны сжатия или ударной волны на отраженной волне возникает или изгиб, или вторая тройная точка.) Поток газа за отраженной волной как бы образует струю, которая натекает на клин с углом  $\alpha_E$  при вершине в точке  $E'$  (см. рис. 1). Если за отраженной волной скорость по отношению к точке  $E'$  такая, что поворот потока может произойти только за отсоединенной волной, то вторичная ударная волна заканчивается на тангенциальной поверхности. Могут возникнуть и такие соотношения параметров, что возникает как бы присоединенная волна. Близкий к этому режиму случай виден на рис. 2, а. Кроме этого неучтенного явления, процесс маховского отражения осложняется тем, что за падающей ударной волной нарастает пограничный слой, который затормаживает частицы газа, движущиеся вдоль стенки.

Для малых углов клина и при малых скоростях падающей волны торможение потока газа, относительно точки  $E'$  формирует только волну сжатия, а не ударную волну. Тогда на частицы газа вблизи точки  $E'$  действует прилипание в пограничном слое, которое стремится замедлить их скорость. С другой стороны, повышение давления за контактной поверхностью, вследствие торможения потока, стремится к смещению контактной поверхности в направлении к волне Маха. В зависимости от преобладания той или иной причины, контактный разрыв стелется по поверхности или сворачивается в вихрь.

Когда вследствие торможения возникает отсоединенная волна  $RS$ , то вдали от пограничного слоя повышение давления за ней вызывает растекание струи по поверхности, скручивание в вихрь контактного разрыва, подъем давления в области 3 и увеличение угла  $\chi$ .

На больших углах клина вторичная ударная волна формируется вблизи точки  $E'$ , возникает сложное взаимодействие ударной волны с нестационарным пограничным слоем. Уменьшение угла  $\chi$  наблюдаемое при этом, и отсутствие сворачивания в вихрь первой контактной поверхности показывает, что такое взаимодействие вызывает уменьшение давления в области 3.

Идея рассмотрения торможения потока за отраженной волной относительно поверхности клина (точки  $E'$ ) как причины возникновения вторичной волны  $RS$  и двойной маховской конфигурации была высказана в работе [3]. При этом необходимым условием возникновения таких типов маховских конфигураций является условие  $M_2 > 1$  [1, 2]. Повышение давления в области контактной поверхности, вызванное торможением и существованием волны  $RS$ , было экспериментально обнаружено в работе [2]. Численные исследования маховского отражения [16] показали аналогичные результаты.

Таким образом, строго говоря, элементарная теория маховского отражения даже с учетом реальности газа не дает правильного описания картины маховского отражения. Однако все отклонения экспериментальных точек от расчета не превышают  $\pm 3^\circ$ . Для практических целей определения параметров в окрестности тройной точки надо знать из эксперимента или из теоретических соображений угол  $\chi$ , по нему можно найти угол  $\omega_1$  и затем (так как справедлива трехударная теория) определять параметры в окрестности тройной точки. Если взять расчетное значение  $\chi$  и определить  $\omega_1$ , то оно будет отличаться от истинного тоже не больше, чем на  $3^\circ$ . Кривые зависимости некоторых параметров в окрестностях точки  $A$  от  $\omega_1$ , как показывает расчет [1], име-

ют такой же вид, что в диапазоне углов  $\alpha_0$  от  $30^\circ$  до  $\alpha_{кр}$  ошибка в исследуемой величине в несколько раз меньше ошибки в  $\omega_1$ . Так, например, на рис. 4 кривые  $\omega_2=f(M_0)$  при  $\alpha_0=45^\circ$  приведены для экспериментальных значений  $\chi$  и  $\omega_1$ . Кривые, рассчитанные по элементарной теории отличаются от кривых по экспериментальным значениям  $\omega_1$  не больше, чем на  $0,1^\circ$ . Кривые  $\omega_2=f(M_0)$  при  $\alpha_0=32^\circ$  отличаются друг от друга только на  $0,3^\circ$ , т. е. для определения параметров в конфигурации Маха можно в первом приближении пользоваться значениями углов  $\chi$ , определенных по элементарной теории маховского отражения с учетом реальности газа.

Сформулируем основные итоги проведенного исследования.

1. В результате экспериментов в широком диапазоне углов клина установлено, что элементарная теория маховского отражения дает значения углов движения тройной точки, отличающиеся от экспериментов как в большую, так и в меньшую сторону.

2. Эти отношения не вызваны нарушением трехударной теории вблизи тройной точки. Проверка трехударной теории с учетом реальности газа показала ее применимость за исключением отражения в аргоне при углах клина, близких к критическим, где, вероятно, не совпадают с расчетом параметры за падающей волной.

3. Причиной отклонений является неучет процесса торможения потока за контактной поверхностью относительно поверхности клина.

4. Отклонения экспериментальных углов  $\chi$  от расчетных не превышают  $1-3^\circ$ , что позволяет для расчетов параметров в окрестности тройной точки пользоваться этими значениями в первом приближении.

ИВТ АН СССР

Поступила в редакцию  
16/VI 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева и др. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1966.
2. Л. Г. Гвоздева, О. А. Предводителева, В. П. Фокеев. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 1.
3. L. G. Gvozdeva, T. V. Bazhenova. а. о. Astronautica Acta. 1970, 15, 5.
4. В. П. Фокеев. Тез. докл. 1-го Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. М., 1973.
5. Л. Г. Гвоздева, О. А. Предводителева, В. П. Фокеев.— В сб.: Теплообмен и физическая газодинамика. М., «Наука», 1974.
6. Л. Г. Гвоздева, О. А. Предводителева. Докл. АН СССР, 1965, 168, 6.
7. Л. Г. Гвоздева. Тез. докл. 1-го Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. М., 1973.
8. C. K. Law, I. I. Glass. CASI Trans., 1971, 4, 1.
9. А. Н. Семенов, М. П. Сыщикова, М. К. Березкина. ЖТФ, 1970, 9, 5.
10. Б. И. Заславский, Р. А. Сафаров. ФГВ, 1973, 9, 4.
11. Б. И. Заславский, Р. А. Сафаров. ПМТФ, 1973, 5.
12. B. W. Skews. CASI Trans., 1971, 4, 2.
13. W. Bleackney, H. Taub. Rev of Mod. Phys., 1949, 21, 4.
14. Л. Г. Гвоздева, В. С. Комаров, Б. П. Сухов.— В сб.: Теплообмен и физическая газодинамика. М., «Наука», 1974.
15. Р. Курант, Р. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., ИЛ, 1950.
16. Ю. М. Липницкий, В. Н. Ляхов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, 6.