

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
2. С. Н. Winning. Explosivstoffe, 1963, 11, 2, 34.
3. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. ФГВ, 1969, 5, 3, 354.
4. Е. В. Гордеев, А. И. Сербинов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 172, 2, 383.
5. Ф. Ф. Боуден, А. Д. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких взрывчатых веществах. М., ИЛ, 1955.
6. R. W. Watson. 12-th Symposium (International) on Combustion, 1968; The Combustion Onst., Pittsburgh, Pen., p. 723.
7. Е. З. Новицкий, Е. С. Тюнькин и др.— В кн.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
8. G. E. Seay, L. B. Seely. J. Appl. Phys., 1961, 32, 6, 1092.
9. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов и др.— В сб.: Взрывное дело, № 68/25. М., «Недра», 1970.
10. А. Д. Перник. Проблемы кавитации. Л., «Судостроение», 1966.

ПЕРЕХОД ОТ МАХОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ К РЕГУЛЯРНОМУ И ОБЛАСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ МАХОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ

Л. Г. Гвоздева, В. П. Фокеев

Нерегулярное отражение — распространенный тип отражения ударных волн. В газодинамике взрыва действие взрывной волны на поверхность зависит от различных форм маховского и регулярного отражения. Отражение ударных волн определяет структуру потока за ударными волнами при их движении в трубе и в каналах переменного сечения. Интерес к различным формам маховских конфигураций проявляется также в последнее время в связи с исследованием структуры спиновой детонации, во фронте которой наблюдают сходные конфигурации ударных фронтов [1].

К настоящему времени как экспериментально, так и в результате расчетов численными методами исследованы формы простой и двойной маховской конфигурации [2—12], предложены критерии возникновения двойной конфигурации Маха и промежуточных форм, которые проверены при отражении на угле клина 24° [3, 4, 6].

Появились также работы, связывающие существование двойной конфигурации Маха с переходом от маховского отражения к регулярному [13—15]. Настоящая работа предпринята с целью обобщения данных, полученных в предыдущих работах, и построения более полной картины перехода одних форм маховского отражения в другие, вплоть до перехода к регулярному отражению. С этой целью исследования проводились в более широком диапазоне исследуемых углов, чем это было сделано ранее. В ударную трубу квадратного сечения 72×72 мм² вводились плоские клинья, величину угла при вершине которых можно было плавно менять. Для каждого угла опыты проводились с числами Маха падающих волн M_0 , меняющимися от 2 до 8. Углы в далеких от критического значения областях менялись через 8° , вблизи — через 2° .

Исследовались воздух, азот, углекислый газ, аргон при начальных давлениях от 2 до 100 мм рт. ст. Получались тепловоскопические фотографии квазистационарного процесса отражения, сфотографированные со временем экспозиции, меньшим 1 мкс. Для регистрации давления на поверхности применялись миниатюрные пьезодатчики на основе керамики ЦТС с диаметром воспринимающей поверхности 1,5 мм. Чувствитель-

ность изготовленных датчиков была в пределах 0,2—0,4 мВ/мм рт. ст. Погрешность измерения давления составляла 15—20%.

Скорость ударных волн определялась по измерению интервала времени между сигналами от двух датчиков давления. Суммарная погрешность в определении скорости не превышала 2%.

Двойная маховская конфигурация и условия ее возникновения

В работах [2—10, 19] была экспериментально исследована такая форма нерегулярного отражения, как двойная маховская конфигурация.

Типичная фотография двойной маховской конфигурации приведена на рис. 1. Здесь IA — ударная волна, распространяющаяся справа налево и набегающая на клин с углом α ; AM — ударная волна Маха, AR — отраженная ударная волна, AE — тангенциальная поверхность, R — вторая тройная точка, RS — вторичная ударная волна, RT — вторичная контактная поверхность. Было найдено также, что существует переходная форма маховского отражения, когда на отраженной волне возникает только изгиб волны, а вторая тройная точка не формируется.

Необходимое условие для возникновения переходной формы и двойного маховского отражения сформулировано в [3] и подтверждено в [10, 18]. Оно сводится к тому, что поток газа в области $2(RAE)$ за отраженной ударной волной в системе координат, связанной с первой тройной точкой, должен быть сверхзвуковым ($M_2 > 1$). Действительно, явление маховского отражения представляет совокупность двух процессов — маховского отражения и обтекания клина потоком газа за па-

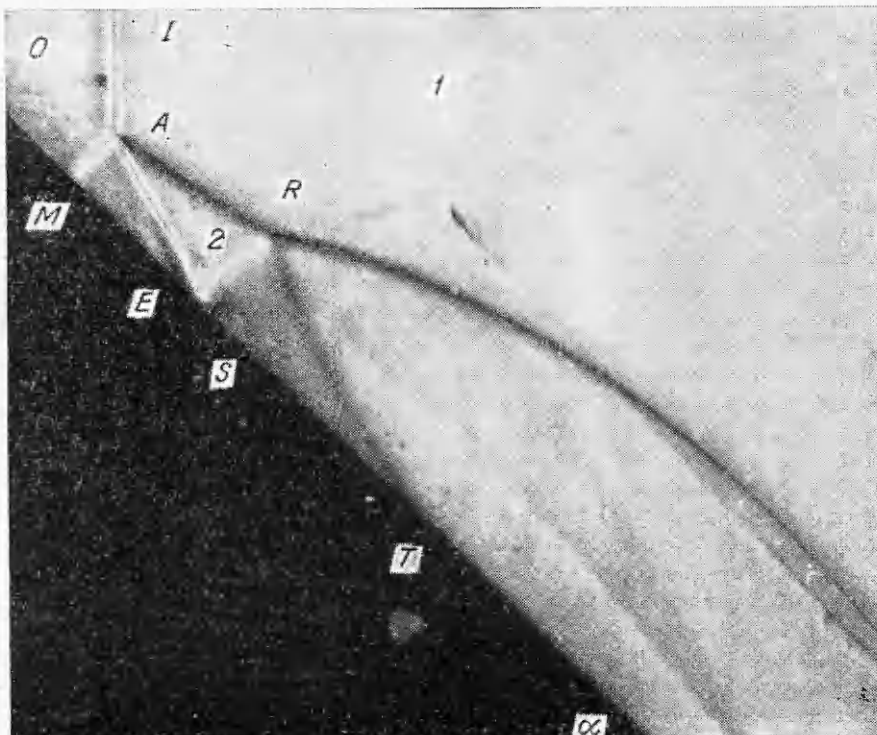


Рис. 1. Теплеровская фотография отражения ударной волны; воздух, $M_0=2,78$, $\alpha=45^\circ$, $p_0=14$ мм рт. ст.

дающей ударной волной. Это приводит к необходимости торможения потока газа в области 2 вблизи точки E за контактной поверхностью. При условии $M_2 > 1$ влияние торможения не распространяется вплоть до точки A (перестраивая всю систему), а доходит только до некоторой точки R на отраженной волне; вокруг же A расположение системы волн подчиняется трехударной теории.

Существование зоны торможения газа при $M_2 > 1$ находит свое подтверждение в результатах измерения давления на поверхности клина. Действительно, характерной особенностью как переходной формы, так и двойного маховского отражения является распределение давления на поверхности клина, которое обнаруживает два последовательных подъема давления — в области за волной Маха AM и в области торможения за контактной поверхностью. При существовании промежуточной формы второй подъем давления незначителен, при появлении двойного маховского отражения давление возрастает более резко. Когда на больших углах клина вторичная волна RS становится близка к волне, присоединенной в точке E , то вторичный скачок давления становится еще более резким. Поведение давления зависит от особенностей внутреннего строения двойной маховской конфигурации [11].

В работах [4, 6] было высказано предположение, которое в работе [12] было подтверждено в результате решения задачи отражения численным методом, что максимальное давление во втором подъеме можно оценить как давление торможения потока газа в области 2 относительно точки E (см. рис. 1). Легко показать, что число Маха потока в области 2 относительно точки E

$$M_E = (\bar{u}_2 - u_E) / a_2,$$

причем

$$u_E = U_0 \sin \chi / [\sin \omega_1 \cdot \sin (\chi + \theta)].$$

Здесь U_0 — скорость падающей волны IA , ω_1 — угол между падающей волной IA и направлением течения потока в точку A в системе координат, связанной с ней, θ — угол между тангенциальной поверхностью AE и линией движения тройной точки, χ — угол между линией движения тройной точки A и отражающей поверхностью клина, \bar{u}_2 — скорость газа за отраженной волной в системе координат, связанной с точкой A , a_2 — скорость звука в области 2, u_E — скорость точки E относительно точки A . Давление торможения потока в области 2 относительно точки E определялось по формуле

$$\frac{p_E}{p_2} = \left(1 + \frac{\gamma_2 - 1}{2} M_E^2 \right)^{\frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1}},$$

где p_E и p_2 — давления вблизи точки E и в области 2; γ_2 — отношение удельных теплоемкостей газа в области 2 с учетом возбуждения тех степеней свободы молекул, которые соответствуют эксперименту.

На рис. 2 приведены экспериментально полученные точки и результаты расчетов давления при отражении от угла 24° в воздухе и в азоте в зависимости от M_0 . Азот до $M_0 = 5,6 \pm 0,5$ ведет себя как идеальный газ, а в воз-

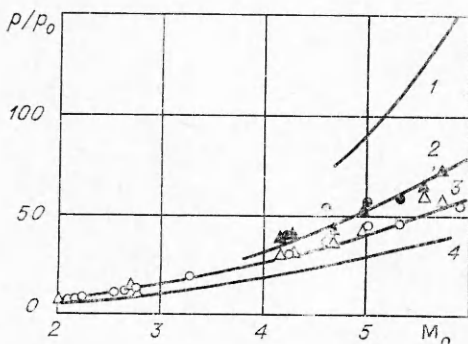


Рис. 2. Расчетные кривые и измеренные из осциллограмм значения давления в первом (светлые значки) и втором (темные значки) подъеме, воздух — кружки, азот — треугольники.

1 — p_4/p_0 ; 2 — p_E/p_0 ; 3 — p_2/p_0 ; 4 — p_1/p_0

духе возбуждаются только колебания молекул кислорода, которые вносят малый вклад в изменение давления. Расчетные кривые для азота и воздуха отличаются меньше, чем на 5%, поэтому экспериментальные точки для азота и воздуха нанесены на один график.

Графики показывают, что давление в первом максимуме соответствует давлению за волной Маха AM , а давления во втором максимуме удовлетворительно совпадают с давлением торможения в области 2 (см. рис. 1). Видно, что именно давление торможения, а не давление за присоединенной волной на вершине клина (кривая 1) определяет величину вторичного подъема. На осциллограммах давление в точке на поверхности должно после двух последовательных подъемов постоянно расти до давления за присоединенной или отсоединенной волной в зависимости от режима. В настоящих опытах это давление не достигалось из-за того, что волны, отраженные от верхней стенки трубы, приходили на поверхность датчика раньше, чем область за присоединенной волной. Сопоставление осциллограмм с тепловыми фотографиями во всех опытах подтвердило такую расшифровку осциллограмм.

Давление торможения дает верхнюю границу возможного давления во втором подъеме. В опытах на угле 24° интенсивность вторичной волны RS мала, поэтому потери давления при переходе через эту волну также малы, и экспериментально измеренные значения давления хорошо совпадают с давлением торможения.

О появлении промежуточной формы конфигурации Маха можно судить, во-первых, по тепловым фотографиям, отмечая на них излом отраженной волны, во-вторых, по осциллограммам давления, отмечая существование второго подъема. Можно построить график зависимости разности давлений во втором и первом подъеме от скорости и определить точку, где эта разность будет равной нулю. Появление излома на отраженной волне фиксировать гораздо труднее, чем появление скачка давления на осциллограмме. Видимо поэтому визуальное появление излома отмечается при несколько больших скоростях для того же угла клина, чем появление скачка давления.

На рис. 3 в плоскости M_0, α нанесена экспериментально определенная граница существования обычной конфигурации Маха и конфигурации Маха с изгибом на отраженной волне. Эта граница определена по тепловым фотографиям процесса (кривая 2) и по возникновению второго максимума на кривой давления. Экспериментальные данные получены для азота и воздуха. Азот до $M_0 = 5,6 \pm 0,5$ — идеальный газ с отношением удельных теплоемкостей: $\gamma = 1,4$. В воздухе при числах Маха падающей волны, равных $3 \div 4$, возбуждаются только колебания молекул кислорода. Поэтому экспериментальные данные сравниваются с расчетной кривой 1, соответствующей $M_2 = 1$ для идеального газа. Расчет проводился по элементарной теории маховского отражения. Возможность применения такого расчета объясняется тем, что для $M_0 = 2 \div 3$ падающей волны экспериментальные углы α мало отличаются от углов α , определенных по элементарной теории маховского отражения [11].

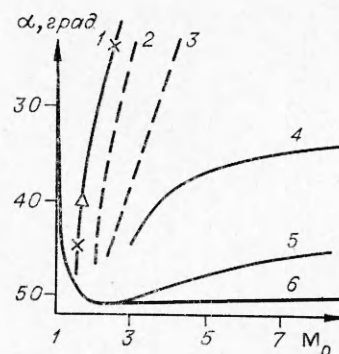


Рис. 3. Области существования различных видов маховского отражения в воздухе и азоте.

1 — $M_2 = 1$ (слева от кривой 1 $M_2 < 1$, справа — $M_2 > 1$); 2 — экспериментальная граница появления излома на отраженной волне; 3 — экспериментальная граница, правее которой наблюдается двойная маховская конфигурация; 4 — $M_E = 1$ (выше кривой 4 — $M_E < 1$, ниже — $M_E > 1$, 1 и 4 — расчет из элементарной теории маховского отражения $\gamma = 1,4$); 5 — граница регулярного отражения для равновесного воздуха. X — момент появления второго подъема давления; Δ — то же, из работы [12]; 6 — граница регулярного отражения (предельный угол клина) для $\gamma = 1,4$.

Видно, что момент появления второго подъема давления удовлетворительно совпадает с кривой $M_2=1$, т. е. эксперименты подтверждают необходимое условие для существования конфигураций Маха с изгибом на отраженной волне и двойной конфигурации Маха. Какая именно конфигурация возникает, зависит от другого критерия, предложенного в [4, 6] и экспериментально подтвержденного на угле 24° . В настоящих опытах по тепловым фотографиям определена экспериментально граница перехода от отражения с изломом на отраженной волне к двойному маховскому отражению (см. рис. 3, 3). Надо отметить, что этот переход не связан с переходом через единицу числа Маха M_E , как это показано на рис. 3, 4.

Такая связь была предположена в работе [9], ошибка авторов объясняется тем, что в выводе формулы для M_E они не учли движения самой точки E . На рис. 3 нанесена граница перехода от маховского отражения к регулярному (кривая b) для идеального газа, что справедливо для $M_0 < 3$. Учет реальности газа при $M_0 > 3$ сдвинет эту границу вверх на несколько градусов. Некоторые данные об этой зависимости даны в [3, 11]. Возникает вопрос, существует ли двойная конфигурация Маха вплоть до этой границы, как происходит переход из маховского отражения в регулярное.

Переход от маховского отражения к регулярному

Известно, что переход от маховского отражения к регулярному при квазистационарном отражении ударных волн от поверхности клина происходит по-разному для волн различной интенсивности [3, 16]. Это следует из рассмотрения перехода с помощью теории регулярного отражения и элементарной теории маховского отражения. Существует такое число Маха M^* [17], что переход от маховского отражения к регулярному должен сопровождаться резким падением давления при $M_0 < M^*$, и ростом давления при $M_0 > M^*$. Известно также [17], что вблизи границ перехода для $M_0 < M^*$ поток за регулярно отраженной волной в системе координат, связанной с тройной точкой, дозвуковой, а для $M_0 > M^*$ поток за отраженной волной сверхзвуковой, т. е. выполняется условие $M_2 > 1$.

Исследователей привлекало явление перехода при $M_0 < M^*$, где наблюдалось отличие расчетных данных от эксперимента (так называемый парадокс маховского отражения слабых ударных волн). Для сильных ударных волн ($M_0 > M^*$) эксперименты давали совпадение в величине угла наклона отраженной волны с расчетом, так как при $M_0 > M^*$ выполняется трехударная теория для системы волн вокруг первой тройной точки [3, 11].

Поскольку необходимым условием существования двойного маховского отражения является условие $M_2 > 1$, то из предыдущего рассмотрения следует, что переход от регулярного отражения к маховскому должен происходить для сильных ударных волн только через форму двойного маховского отражения [13]. Необходимость существования формы двойного маховского отражения обоснована в [14]. Д. Л. Меритт предполагал, что для сильных ударных волн очень малое изменение угла вблизи предельного не вызывало резкой перестройки всей картины отражения с резким изменением давления. По его предположению, при переходе от регулярного отражения сильных ударных волн к маховскому должна возникнуть новая (вторичная) ударная волна, давление за которой должно быть примерно равно давлению регулярного отражения. Его предположение подтвердилось экспериментально в опыте, проведенном на конусе. Угол падения был равен 41° , число Маха — 3,6.

Была видна вторая волна и двойной подъем на осциллограмме. Также было найдено двойное маховское отражение для $M_0=4,9$ и $\omega_1=54^\circ$.

Повышение давления во втором максимуме вблизи критического угла до давления, примерно равного давлению регулярного отражения при критическом угле, было найдено также в [13]. В работе [15] с помощью датчиков давления с диаметром воспринимающей поверхности 5 мм измерялось максимальное давление на поверхности при маховском отражении, что соответствовало или второму максимуму, когда он существовал, или давлению за волной Маха. Несмотря на большой разброс, точки при изменении угла клина и постоянном M_0 ложатся на непрерывную кривую, т. е. так же, как и в [14], давление во втором максимуме стремится к давлению регулярного отражения. Опыты были проведены в воздухе для трех чисел Маха: 1,8; 3,6; 10.

В настоящих экспериментах анализировался характер изменения маховской конфигурации при переходе к регулярному отражению. Было установлено, что для сильных ударных волн ($M_2 > 1$) процесс перехода от маховского отражения к регулярному происходит всегда через двойное маховское отражение, т. е. при увеличении угла α маховское отражение переходит в двойное маховское, при дальнейшем увеличении α двойное маховское отражение переходит при критическом угле клина в регулярное отражение. При переходе от двойного маховского отражения к регулярному для разных углов клина двойная маховская конфигурация меняется следующим образом. Чем больше угол клина, тем ближе точка R к точке A (см. рис. 1), т. е. тем меньше относительная длина прямолинейной части отраженной волны AR . При приближении значения угла α к предельному углу χ уменьшается, и при угле α , равном предельному значению, три точки R , M и A сливаются в одну точку A на поверхности — точку регулярного отражения.

На рис. 4 приведено несколько фотографий, сделанных на угле клина $\alpha=45^\circ$, близком к критическому. Видно как сжимается область двойного маховского отражения при увеличении числа Маха. Количественно удобно проследить переход, меняя углы клина при одном, и том же числе Маха падающей волны. Можно следить за областью перехода по величине отрезка AR . Для удобства измерялась не величина AR , а проекция этой величины на ось x .

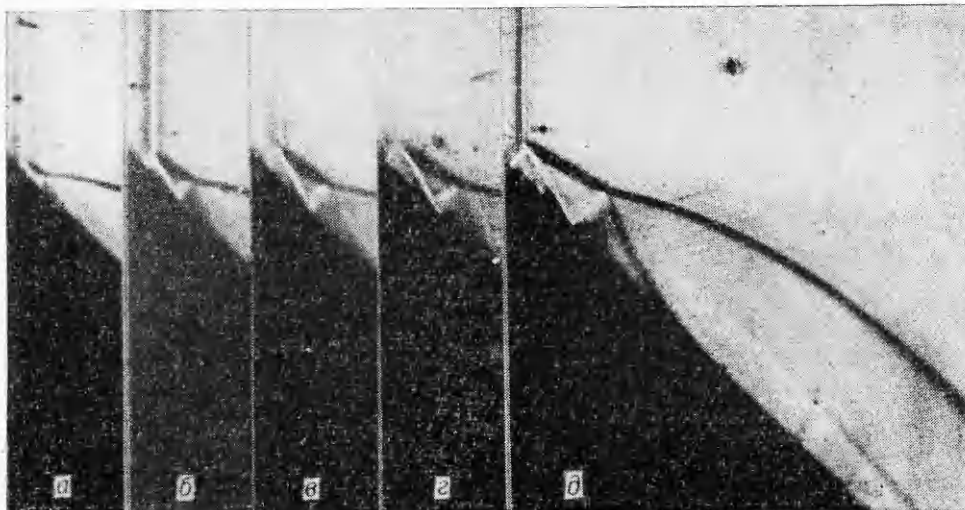


Рис. 4. Теплеровские фотографии процесса отражения на угле 45° в воздухе.
 а) $M_0=3,86$; $p_0=2$ мм рт. ст.; б) $M_0=3,57$; $p_0=3$ мм рт. ст.; в) $M_0=3,54$; $p_0=4$ мм рт. ст.; г) $M_0=3,39$; $p_0=5$ мм рт. ст.; д) $M_0=2,64$; $p_0=10$ мм рт. ст.

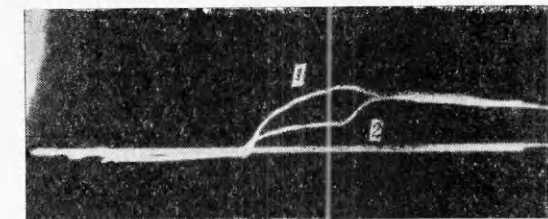
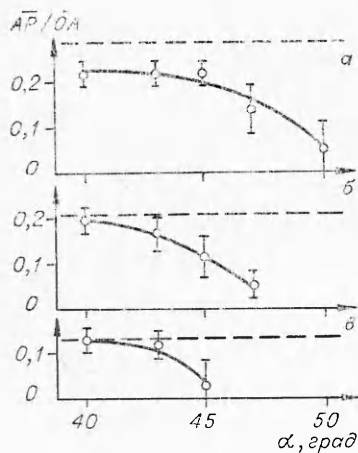


Рис. 6. Осциллограммы давления при регулярном и маховском отражении.

Рис. 5. Зависимость отношения проекций отрезков AR и OA на ось x для фиксированных значений угла клина α в аргоне (а), воздухе (б), углекислом газе (в).

На рис. 5 представлены величины отношения проекции AR отрезка AR на ось x и проекции OA — расстояния от носика клина до тройной точки OA в зависимости от угла клина для аргона, воздуха и углекислого газа. Данные получены усреднением из нескольких опытов с числами Маха, близкими к $M_0=4,5$. Величина AR/OA стремится к нулю, т. е. точка R стремится к точке A . Эти наблюдения противоречат выводам работы [9], где при исследовании отражения сильных ударных волн от клина $\alpha=15-40^\circ$ экспериментально обнаружено, что указанное отношение равно отношению плотностей на падающей ударной волне, т. е. горизонтальная составляющая скорости распространения точки R равна скорости газа за падающей ударной волной. Эта величина отмечена на рис. 5 штриховой линией. Экспериментальные результаты настоящей работы, однако, показывают, что при увеличении угла клина свыше 40° точка R устремляется к точке A и величина отношения, показанного на рис. 5, стремится к нулю.

Измерения пьезодатчиками показали, что при переходе к регулярному отражению второй подъем давления приближается к первому, а при отражении на углах, близких к предельному, во втором подъеме давление приближается к давлению регулярного отражения при критическом угле.

На рис. 6 представлены две наложенные друг на друга осциллограммы давления, полученные в разных опытах в углекислом газе, $p_0=12,7$ мм рт. ст. В одном опыте угол клина равен 47° (рис. 7, 1), где наблюдается регулярное отражение с одним подъемом давления. В другом опыте угол клина был 43° (рис. 7, 2). Здесь наблюдалось двойное маховское отражение с двумя подъемами давления, причем во втором подъеме оно возрастает до давления регулярного отражения. Длина всей развертки 20 мкс, число Маха падающей ударной волны $M_0=3,68$, начальная температура $T_0=20^\circ\text{C}$.

Отмечалось, что при относительно небольших углах клина давление во втором подъеме приблизительно равно давлению торможения потока в области 2 в точке E (см. рис. 1), так как на небольших углах интенсивность вторичной волны RS мала, и давление торможения перед

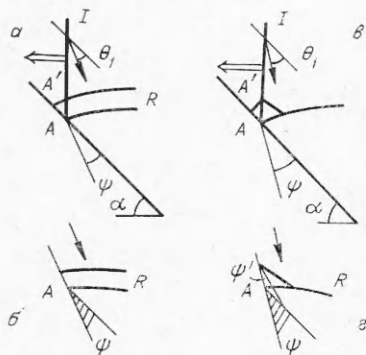


Рис. 7. Схема перехода от маховского отражения к регулярному для слабых (а, б) и сильных (в, г) ударных волн.

ударной волной в области 2 близко к давлению торможения потока за волной вблизи точки E . При увеличении угла α возрастает интенсивность вторичной волны и давление торможения вблизи точки E становится меньше давления торможения в области 2. Вблизи предельного угла в двойных конфигурациях вторичная волна становится близкой к присоединенной. Давление за присоединенной волной меньше, естественно, давления торможения в области 2 и близко к давлению регулярного отражения вблизи критического угла.

Как можно представить себе модель перехода от маховского отражения к регулярному для сильных ударных волн?

Обычные представления о процессе перехода от регулярного отражения к маховскому получаются при рассмотрении натекания потока за падающей волной с M_1 на поверхность клина, т. е. на некоторый фиктивный клин ψ , при регулярном отражении в системе координат, связанной с точкой отражения A (рис. 7, *a, б*). Здесь поток, повернувшийся на угол θ_1 на падающей волне, обладает числом Маха M_1 . Он как бы натекает на фиктивный клин $\psi = \theta_1$. Чтобы отражение было регулярным, волна AR должна быть присоединенной к точке A вершины клина ψ (рис. 7, *б*) и давать обратное отклонение потока на угол $\theta_1 = \psi$. Если угол ψ такой, что для данного M_1 волна AR не может быть присоединенной, то волна AR отходит от поверхности клина при обтекании угла ψ (рис. 7, *a, б*), и при отражении от клина α точка A отходит от поверхности клина (рис. 7, *a*). В этом случае происходит плавный переход от регулярного отражения к простому маховскому с непрерывным изменением значения угла отражения с дозвуковым течением за отраженной волной. Такой переход свойствен слабым ударным волнам [3, 16, 17].

Для сильных ударных волн переход от регулярного отражения к маховскому также характеризуется предельным положением присоединенной к вершине клина ψ волны AR (рис. 7, *в, г*). Однако в этом случае дальнейшее увеличение ψ (или уменьшение M_1), приводящее к переходу в маховское отражение, сопровождается не отходом волны AR , но возникновением новой ограниченной сверхзвуковой области. При этом поворот потока с M_1 (при обтекании угла ψ) осуществляется как бы за счет выдвигания некоторого меньшего клина (рис. 7, *г*), на котором образуется присоединенная волна $A'R$. При отражении (рис. 7, *в*) тройная точка A отходит от поверхности, трехударная конфигурация вокруг точки A отвечает трехударной теории, за отраженной волной поток сверхзвуковой. Возникает форма двойного маховского отражения.

* *
*

Проведены исследования различных форм отражения при квазистационарном отражении ударных волн от плоского клина в ударной трубе.

Показано, что необходимым условием для появления переходной формы маховского отражения и двойного маховского отражения является существование сверхзвукового (относительно тройной точки) потока за отраженной ударной волной.

Для сильных ударных волн переход от маховского отражения к регулярному осуществляется через форму двойного маховского отражения. Исследован процесс перехода и предложена модель перехода для сильных ударных волн.

Приведен график, определяющий возникновение того или иного типа отражения для ударных волн в воздухе и в азоте в зависимости от числа Маха падающей волны и угла клина.

*Институт высоких температур АН СССР,
Москва*

*Поступила в редакцию
7/Х 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Гордеев, Ю. С. Матвеев, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1973, 212, 1.
2. Л. Г. Гвоздева, О. А. Предводителева. Докл. АН СССР, 1965, 163, 5.
3. Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева и др. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1968.
4. L. G. Gvozdeva, T. V. Vazhenova a. o. Astronautica Acta, 1970, 15, 5—6.
5. Л. Г. Гвоздева, О. А. Предводителева, В. П. Фокеев. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 1.
6. Л. Г. Гвоздева, О. А. Предводителева, В. П. Фокеев.— В сб.: Теплообмен и физическая газодинамика. М., «Наука», 1974.
7. А. Н. Семенов, М. П. Сыщикова, М. К. Березкина. ЖЭТФ, 1970, 15, 5.
8. R. R. Weynants. VTIAS TN № 126, 1968.
9. C. K. Law, I. I. Glass. CASI Trans., 1971, 4, 1.
10. А. Н. Семенов, Н. П. Сыщикова. ФГВ, 1975, 11, 5.
11. Л. Г. Гвоздева, В. П. Фокеев. ФГВ, 1976, 12, 2.
12. Ю. М. Липницкий, В. Н. Ляхов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, 6.
13. В. П. Фокеев, Л. Г. Гвоздева. Докл. I Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. Т. 1. М., 1974.
14. Д. Л. Меритт. РТК, 1968, 6.
15. Г. А. Макарович, О. А. Предводителева, Г. С. Лисенкова. ТВТ, 1974, 12, 6.
16. W. Bleakney, A. H. Taub. Rev. Mod. Phys., 1949, 21, 4.
17. R. Kawamura, H. Saito. J. Phys. Soc. Japan, 1956, 11, 5.
18. L. F. Henderson, A. Lozzi. J. Fluid Mech., 1975, 68, 1.

О МЕХАНИЧЕСКОМ ДЕЙСТВИИ ВЗРЫВА ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ГРУНТА

Б. А. Иванов

Задачи, касающиеся образования воронок, а также движения грунта при взрыве метеорита вблизи поверхности или при ударе, постоянно привлекают к себе внимание. Основными механическими величинами, характеризующими данный процесс, являются параметры ударной волны в грунте и картина остаточных смещений (в частности, размеры образующейся воронки). Неоднократно обсуждался вопрос о возможности оценки параметров ударной волны при взрыве вблизи поверхности по известным зависимостям для камуфлетного взрыва. При таком подходе обычно вводится параметр, определяющий эффективность механического действия взрыва вблизи поверхности относительно камуфлетного взрыва. Этот параметр часто называют эффективной энергией, переданной в грунт [1]. Однако вопрос о подобии механических эффектов поверхностного и камуфлетного взрывов остается пока неясным.

Весьма сложным остается вопрос о выборе определяющих параметров в задаче об импульсном приложении давления к некоторой точке поверхности полупространства [2—4]. В связи с этим становится важным изучение взаимосвязи параметров механического действия взрыва при небольшом заглублении заряда под поверхность грунта. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию некоторых аспектов данного вопроса.

В качестве механических параметров, характеризующих действие взрыва, были выбраны вертикальная составляющая импульса, переданного полупространству при взрыве, скорость разлета частиц грунта с поверхности, величины остаточных смещений в эпицентральной зоне под точкой взрыва и размеры образующейся воронки.