

ющуюся к синусоидальной. Плоская ударная волна формировалась в канале ударной трубы с числом Маха $M = 1,3$. Она отражалась от волнистой поверхности пробки. Во всех экспериментах длина волны возмущения волнистой поверхности $\lambda = 2\pi/k$ была одинаковой ($\lambda = 40$ мм), амплитуда возмущения варьировалась в пределах $a_0 = (0,025 \div 0,1)\lambda$. Более подробно конструкция ударной волны и техника эксперимента описаны в [3].

Проведенные эксперименты сходны с выполненными в работе [4]. Вместе с тем более крупный масштаб изображения и однократная экспозиция на каждом кадре позволяют детальнее рассмотреть динамику развития возмущений на отраженной ударной волне и в потоке за ее фронтом.

Как видно из рис. 3, форма фронта отраженной волны со временем отклоняется от синусоидальной. Это проявляется в образовании точек излома фронта d и формировании разрывов на фронтах поперечных волн S в потоке за фронтом отраженной волны. Первоначально плотность в потоке распределяется плавно, что отражается на фотографиях размытостью фронтов поперечных волн. Со временем фронты обостряются и четкость их изображения растет. Особо отметим, что в соответствии с критерием [4], с уменьшением амплитуды начального возмущения формирование особенностей и отклонение от синусоидальной формы замедляется.

Все сказанное выше позволяет сделать вывод, что использование линеаризованного приближения при решении уравнений газодинамики возможно лишь до некоторого времени $t \ll 1/c_0 a_0 k^2$. Поэтому применение асимптотических формул, полученных на основе линейного приближения для конечной величины возмущения, требует дополнительного обоснования. Это, в частности, относится к асимптотикам, полученным в работах [5—11].

Поступила в редакцию 2/VII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Клопов, Е. Е. Мешков. ФГВ, 1982, 18, 4.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механизм сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.
3. Е. Е. Мешков. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, 4, 33.
4. M. G. Briscoe, A. A. Kovitz. J. Fluid Mech., 1968, 31, 3, 529.
5. N. C. Freeman. Proc. Roy. Soc., 1955, A228, 341.
6. Р. М. Зайдель. ПММ, 1960, 24, 2, 219.
7. С. В. Иорданский. ПММ, 1957, 21, 4, 465.
8. Р. М. Зайдель. ПМТФ, 1967, 4, 30.
9. Ю. М. Николаев. ПММ, 1965, 29, 658.
10. Г. А. Гришина, Р. М. Зайдель, О. М. Зотова. ПММ, 1966, 30, 5, 975.
11. A. A. Kovitz, M. G. Briscoe. J. Acoust. Soc. America, 1969, 45, 5, 1157.

О ПОВЕДЕНИИ ВОЗМУЩЕННОЙ ВОЛНЫ РАЗРЕЖЕНИЯ

Б. А. Клопов, Е. Е. Мешков

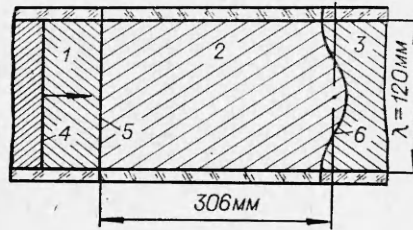
(Москва)

В статье описаны результаты экспериментального исследования поведения плоской центрированной волны разрежения, которая в момент возникновения имеет возмущение формы фронта. Насколько известно авторам, этот вопрос ранее не освещался.

Эксперименты проводились на ударной трубе прямоугольного сечения 120×40 мм. Измерительная секция ударной трубы (рис. 1), выполненная из оргстекла СТ-4, состояла из отдельных стыкуемых блоков 1—3, собираемых на общем каркасе. Блоки в сборке образовывали ка-

Рис. 1. Схема измерительной секции ударной трубы.

1, 3 — воздух; 2 — углекислый газ; 4 — фронт ударной волны; 5, 6 — тонкая пленка (граница между блоками).



нал, который являлся продолжением канала ударной трубы. Блоки разделялись тонкой органической пленкой толщиной 0,3—0,6 мкм и массой $(2,5-6) \times 10^{-5}$ г/см², что эквивалентно слою воздуха толщиной 0,2—0,5 мм, которая получалась по методике, описанной в [1].

Замкнутый объем блока 2 заполнялся углекислым газом. Граница 6 имела форму $y = a_0 \cdot \cos(2\pi/120 \cdot x)$ (x в мм), т. е. по ширине канала укладывалась одна длина волны возмущения¹. Опыты проводились при $a_0 = 6$ и 12 мм. Граница 5 — плоская. В областях 1, 3 находился воздух при атмосферном давлении.

Картина течения регистрировалась прибором ИАБ-451 и сочлененной с ним оптически по методу [2] скоростной камерой СФР-2М в варианте лупы времени. Более подробные сведения о технике эксперимента можно найти в [3]. Формирующаяся в канале ударной трубы плоская ударная волна 4 в области 1 имеет число Маха $M = 1,42$. Проходя через границу 6 ударная волна преломляется, образуя возмущенную прошедшую ударную волну и отраженную волну разрежения.

На рис. 2 приведены отдельные кадры фотохронограмм для обоих случаев амплитуды начального возмущения. Качество теневых фотохронограмм невысокое, что объясняется оптическими качествами оргстекла, из которого выполнена измерительная секция, однако основные черты процесса развития возмущения хорошо видны.

В начальный момент времени амплитуда возмущения отраженной волны разрежения в $[1 + (c - u)/D]$ раз больше начальной амплитуды возмущения границы 6 (D — скорость падающей ударной волны, u , c — массовая скорость и скорость звука за ее фронтом). Каждая точка переднего фронта волны движется с местной скоростью звука, и, так как поток за фронтом падающей ударной волны однороден², то все точки переднего фронта волны разрежения смещаются с одинаковой скоростью. Поэтому эволюция формы фронта волны со временем должна протекать в соответствии с известным в оптике принципом Гюйгенса: каждое последующее положение фронта представляет собой огибающую сферических волн, исходящих из точек предыдущего, что хорошо подтверждается на опыте.

Характерная особенность такой эволюции состоит в образовании особой точки, в которой фронт волны терпит излом. Следует подчеркнуть, что появление особых точек не является следствием слишком большой величины возмущения. Можно показать, опираясь на геометрические соображения, что такие точки должны возникать рано или поздно при сколь угодно малом, но конечном возмущении.

В потоке за передним фронтом волны разрежения формируются вторичные волны разрежения и сжатия. При некотором сходстве имеются существенные различия в характере течения в обоих случаях начальной амплитуды возмущения.

С появлением особых точек в потоке за передним фронтом возникают вторичные волны P' , которые являются продолжением участков

¹ Результаты эксперимента легко перенести на случай сколь угодно большого числа длин волн, имея в виду, что стенки канала играют роль плоскости симметрии для картины течения.

² Не считая пристеночной области, занятой пограничным слоем. Однако оценки толщины пограничного слоя в данном случае дают величину 0,5 мм, что много меньше длины волны возмущения.

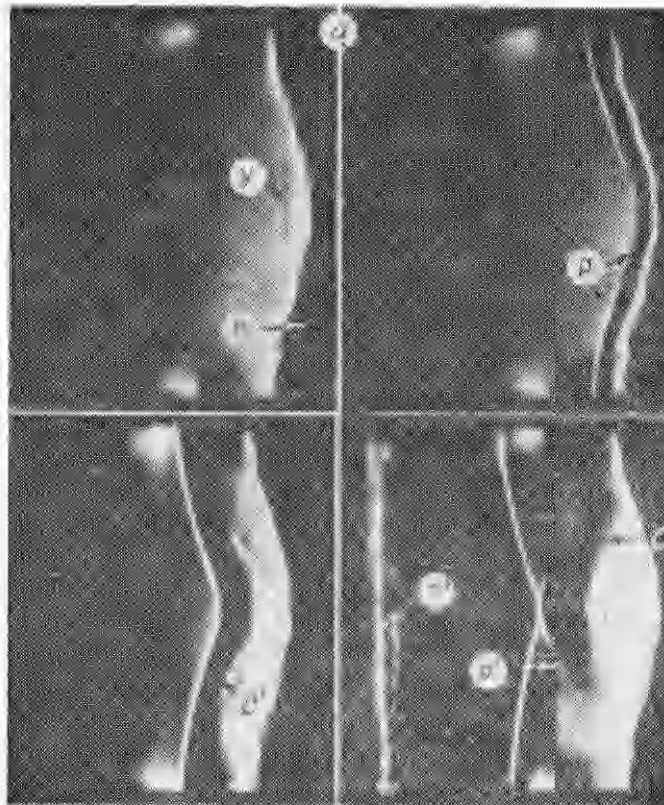
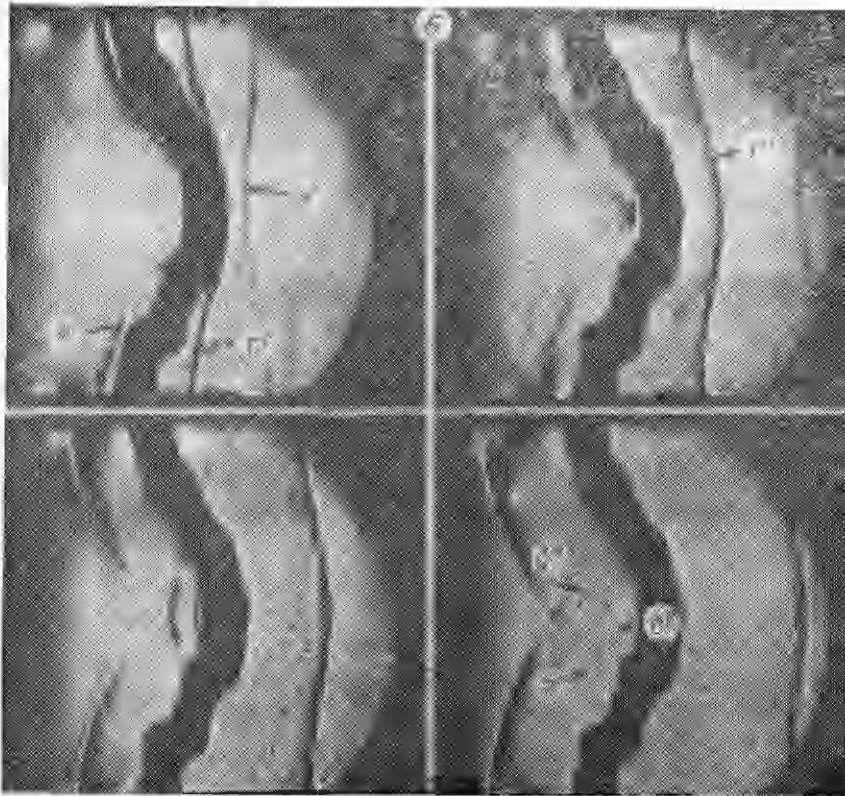


Рис. 2. Развитие возмущения волны
 а) $a_0=6$ мм; б) $a_0=12$ мм. Γ — первоначальное положение граница воздух — углекислый газ; Υ — падающая ударная волна; Р — вторичные волны разрежения;

первоначального фронта (см. рис. 2, а). При этом единый фронт волны распадается на пересекающиеся дуги. Характерно, что фронт $\text{Р}'$ формируется одновременно во всех точках — разрыв произвольной плотности распространения вдоль фронта с конечной скоростью (это хорошо видно из рис. 2, а).

Возмущение потока в области между отраженной волной разрежения и прошедшей ударной волной приводит к появлению в ней зон пониженного и повышенного относительно среднего уровня давления. Зоны повышенного давления становятся очагами возникновения расходящихся волн сжатия. Градиенты давления на фронтах этих волн в соответствии с принципами газодинамики растут со временем вплоть до возникновения разрывов. Прошедшая ударная волна, так же как и отраженная волна разрежения, возмущена, однако ее возмущение имеет знак, обратный знаку возмущения границы и волны разрежения. Зона повышенного давления, возникающая за сходящимся участком ударной волны, приводит к образованию расходящейся волны сжатия $\text{С}''$. За фронтом возмущенной волны разрежения возникает обратная ситуация — здесь за сходящимся участком давление падает, а за расходящимся растет, вследствие чего появляются волны сжатия $\text{С}'$ (см. рис. 2, а). Это распределение зон повышенного и пониженного давления по обе стороны границы приводит к неустойчивости последней — ее возмущение меняет знак и затем продолжает расти [3].

С увеличением начальной амплитуды возмущения волны разрежения излом фронта и образование вторичных волн происходят заметно раньше (см. рис. 2, б). Давление за фронтом сходящегося участка волны быстро падает и становится, по-видимому, заметно меньше среднего уровня. Это приводит к образованию дополнительной волны сжатия $\text{С}'''$.



разрежения; временной интервал 128 мкс.
 углекислый газ — воздух; G' — граница углекислый газ — воздух; G'' — грани-
 U' — прошедшая ударная волна; P — отраженная волна разрежения; R' — вто-
 C', C'', C''' — вторичные волны сжатия.

В конечном итоге вторичные волны разрежения R' и волна сжатия C''' образуют треугольную конфигурацию. О том, что волна C''' есть волна сжатия, можно судить по излому вторичных волн разрежения в точке их пересечения с фронтом R' (см. рис. 2, б).

В обоих рассматриваемых случаях с образованием особой точки амплитуда возмущения переднего фронта волны Δ начинает уменьшаться и асимптотически стремится к нулю. При достаточно больших временах форма расходящихся участков волны приближается к цилиндрически симметричной, и влиянием первоначальной формы можно пренебречь. При этом предположении нетрудно показать, что амплитуда возмущения переднего фронта волны разрежения при $t \rightarrow \infty$ изменяется по закону $\Delta \sim \text{const}/t \sim \text{const}/s$, где t — время, s — путь, пройденный волной.

Остановимся на вопросе о влиянии пленки, разделяющей газы, на результаты эксперимента. Как указывалось выше, пленка по массе эквивалентна слою воздуха $\lambda = 0,2 \div 0,5$ мм. Приблизительно на таких масштабах и должно быть существенно влияние пленки на динамику течения, т. е. влияние пленки должно сказываться на ту стадию течения, когда ударная волна проходит через пленку. Если ударная волна отходит от границы на характерные для масштабов эксперимента расстояния $s = 100 \div 200$ мм, что значительно больше λ , пленка ускоряется до величины массовой скорости потока и практически не оказывает влияния на течение.

Итак, экспериментальное исследование развития синусоидального возмущения волны разрежения показывает, что в процессе эволюции образуются точки, в которых фронт терпит излом, при этом фронт волны распадается на серию расходящихся и пересекающихся волн. Наблю-

дается появление вторичных волн сжатия и разрежения за фронтом возмущенной волны. Показано, что асимптотический закон затухания возмущения имеет вид $\Delta \sim t^{-1}$

Поступила в редакцию 2/VII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Harris, E. Johnson. Rev. Sci. Instr., 1933, 4, 454.
2. А. С. Дубовик. Фотографическая регистрация быстротекающих процессов. М.: Наука, 1964.
3. Е. Е. Мешков. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, 5, 151.

ВЗРЫВ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В ВОДЕ С УЧЕТОМ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ

В. В. Мареев

(Ленинград)

В настоящее время большой интерес представляет исследование процесса детонации взрывчатых веществ с неполным выделением энергии на фронте детонационной волны с последующим догоранием продуктов детонации (ПД). Такой процесс реализуется при взрыве гетерогенных систем с высокоэнергетическими металлическими добавками, смесевых и ряда однородных ВВ. Наличие процессов, резко различающихся по скоростям выделения энергии, и их объемный характер усложняет расчет подобных взрывов.

В данной работе на основе численного решения системы уравнений газодинамики определяется процесс формирования и движения ударной волны, образованной от взрыва однородного по своему составу цилиндрического заряда ВВ в воде с учетом дополнительного выделения энергии.

Предположим, что в момент времени $t = 0$ в круговом цилиндре радиусом x_1 выделяется энергия E_1 (на единицу длины)

$$E_1 = \pi x_1^2 \rho_1 \varepsilon_1,$$

где ρ_1 — плотность ПД; ε_1 — удельная внутренняя энергия ПД.

Выбранная модель «мгновенного» выделения энергии относится к схеме мгновенной волновой детонации [1]. Распределение скорости ПД, полученное из автомодельного решения, заменяется на линейную зависимость. Распределение начальных параметров берется в виде

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_1, \quad \varepsilon = \varepsilon_1, \quad p = f_1(\rho_1, \varepsilon_1), \quad u = D/4 \cdot x/x_1 \quad \text{при} \quad x \leq x_1; \\ \rho &= \rho_2, \quad \varepsilon = \varepsilon_1, \quad p = f_2(\rho_2, T_2), \quad u = 0 \quad \text{при} \quad x > x_1. \end{aligned}$$

Здесь D — скорость детонации ВВ; u — массовая скорость; $f_1(\rho, \varepsilon)$ — уравнение состояния ПД; $f_2(\rho, T)$ — уравнение состояния воды; T — температура воды, определяемая из выражения для внутренней энергии [1]; p — давление; x — радиальная переменная; индекс 2 относится к параметрам воды. Уравнение состояния для ПД взято из работы [2], уравнение состояния для воды — из [3].

Задача решается в массовых лагранжевых переменных. Система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -x \frac{\partial p}{\partial m}, \quad \frac{\partial x}{\partial t} = u, \quad \frac{1}{\rho} = \frac{1}{2} \frac{\partial x^2}{\partial m},$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -p \frac{\partial}{\partial m}(xu) + \frac{Q}{\rho},$$

$$p = f_1(\rho, \varepsilon) \quad \text{при} \quad m \leq m_1,$$