

**ПОПЕРЕЧНЫЕ ВОЛНЫ
В СХОДЯЩЕЙСЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ
ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЕ**

Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчиян, В. А. Ясаков

(Новосибирск)

Как известно [1—4], детонационная волна в газе содержит сильные возмущения, основой которых являются поперечные детонационные волны [5, 6], сжигающие смесь после двукратного сжатия.

Появление таких поперечных детонационных волн обусловливается существованием больших задержек воспламенения за передним фронтом, вследствие недостаточной температуры.

Изучение сходящихся цилиндрических детонационных волн в газе интересно, в частности, тем, что в этом процессе осуществляется постепенное непрерывное пересжатие, приводящее к подъему температуры на переднем фронте. Очевидно, что при некотором значении радиуса температуры должны оказаться настолько высокими, что реакция станет возможной непосредственно за передней волной. Можно ожидать, что в этой ситуации поперечные волны должны исчезнуть, однако вследствие пересжатия имеющиеся позади волны возмущения будут сноситься на фронт. По этой причине полного выравнивания фронта можно ожидать лишь тогда, когда давления на переднем фронте станут порядка давления в поперечных волнах, что соответствует пересжатию по давлению в 6—7 раз по сравнению с волной Чепмена—Жуге [7].

В предлагаемой работе изучение поведения поперечных детонационных волн производилось в плоском канале толщиной 1,6 мм и диаметром 125 мм. Детонационная волна инициировалась искровым разрядом в разгонной трубе 1 диаметром 80 мм (рис. 1), длиной около 20 калибров. Для ускорения перехода горения в детонацию вблизи инициирующего промежутка с помощью проволочной спирали 2 создавалась искусственная шероховатость. При движении вниз по потоку детонационная волна обтекала конус 3, угол которого был выбран расчетом так, чтобы осуществить наиболее оптимальные с точки зрения поставленной задачи симметричного инициирования углы отраженных скачков, возникающих при таком обтекании. Профиль образующегося между конусом и стенкой кольцевого канала 4 был выбран так, чтобы обеспечить по крайней мере к моменту выхода в рабочую камеру 5 минимальные изменения полной поверхности детонационной волны.

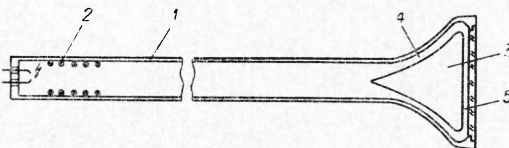


Рис. 1. Экспериментальная установка.

Перед опытом вся система откачивалась до давления менее $0,1$ мм рт. ст. и затем наполнялась заранее приготовленной взрывчатой смесью. Измерение начального давления смеси и вакуума производилось масляным манометром с точностью до $0,1$ мм рт. ст.

Для получения общей картины движения поперечных волн явление снималось на неподвижную пленку. Однако прямое применение известного метода открытого затвора [1, 6] оказалось невозможным, так как расходящаяся от центра ударная волна засвечивала пленку, кроме того, невозможно было получить информацию симметрии сходящейся волны.

С целью получить снимки отдельных стадий схождения и отсечь свечение отраженной волны было применено фотографирование через электроннооптический преобразователь. Напряжение на преобразователь подавалось перед моментом инициирования и с помощью специальной схемы с регулируемым временем задержки снималось во время прохождения детонационной волной определенной стадии движения. Время полного сброса напряжения составляло величину менее $0,4$ мксек.

На рис. 2 приведены фотографии сходящейся цилиндрической детонации в разные моменты движения: *a* — после выхода из щели, *б*, *в*, *г*, *д* — промежуточные стадии движения, *е* и *ж* — непосредственно перед моментом схлопывания и после него. На снимках *a*–*ж* представлена полная картина движения (диаметр видимой части — 125 мм), на снимках *з* и *и* — последние 25 мм вблизи центра. Имеющаяся на снимках *з* и *и* асимметрия края связана с тем, что поверхность фотокатода электроннооптического преобразователя имела неровные края. Заметный на всех снимках крестообразный тонкий след также связан

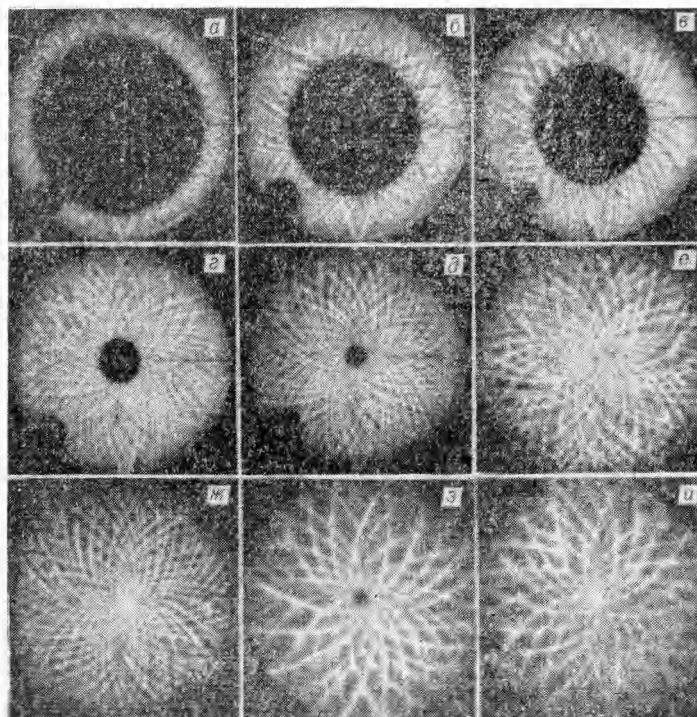


Рис. 2. Последовательные стадии схождения детонационной волны к центру.

с фотокатодом. Для получения достаточного контраста использовалась смесь $C_2H_2 + O_2$, начальное давление смеси 16,5 мм рт. ст.

Приведенные на рис. 2 фотографии похожи на опубликованные в работах [8, 9] снимки, полученные для инициируемой в центре расходящейся детонационной волны. Так же как и в упомянутой работе, обсчет траекторий показал, что они представляют собой логарифмические спирали, удовлетворяющие уравнению

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{c}{r}$$

Постоянная c есть отношение поперечной скорости к радиальной. Как показали измерения для 8—10 траекторий, среднее значение величины c для расходящейся детонационной волны равно $0,60 \pm 0,01$, для волны, распространяющейся в плоском прямоугольном канале [2, 4]— $0,55 \pm 0,05$, в нашем случае этот коэффициент оказался равным $0,52 \pm 0,03$. В случае расходящейся волны при малых значениях радиуса имеется тенденция к увеличению c , в нашем случае — к уменьшению. Как, по-видимому, и следовало ожидать, величина константы для прямоугольного канала лежит между величинами для сходящейся и расходящейся детонации. Это означает, что в расходящейся волне отношение скорости радиального движения к скорости поперечного несколько выше, чем в прямоугольном канале и в сходящейся волне.

Такое поведение постоянной c объясняется тем, что кривизна переднего фронта детонационной волны, обусловленная цилиндрической симметрией, при малых радиусах приводит в случае расходящейся волны к некоторому понижению, а в случае сходящейся — повышению радиальной скорости. Это подтверждается и упомянутой выше тенденцией к изменению c . Говоря о «малых радиусах», имеем ввиду размер порядка размера ячейки в невозмущенной детонационной волне. По приведенным снимкам видно, что достигнута достаточная для наблюдений степень симметрии схождения, позволяющая вести и количественные измерения.

При схождении к центру некоторые соседние траектории при малых радиусах сливаются в одну, число поперечных волн уменьшается, хотя и не очень сильно. Размер же ячейки, образуемой поперечными волнами, уменьшается практически обратно пропорционально радиусу. Это особенно хорошо видно на рис. 2, 3, и.

Пересечение радиусов поперечными волнами происходит под одним и тем же углом. Это говорит о том, что в процессе схождения отношение радиальной и поперечной скоростей сохраняется (по крайней мере для радиусов, значительно превышающих размер ячейки). Это дало возможность применить компенсационный метод для получения картины самосвечения в поперечных волнах.

Чтобы разобраться в получаемых этим методом фоторегистрограммах, рассмотрим схему движения изображений на пленке (рис. 3). Здесь D — скорость детонации, cD — трансверсальная составляющая скорости поперечной детонационной волны. Для получения полной ком-

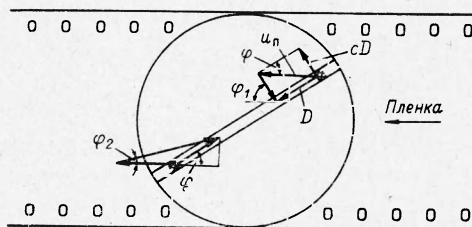


Рис. 3. Кинематическая схема экспериментов с полной компенсацией.

пенсации, очевидно, необходимо выбрать угол наклона щели к направлению развертки, удовлетворяющий условию $\varphi = \operatorname{arctg} c$, а величину скорости пленки — $v_{пл} = \frac{D \sqrt{1+c^2}}{k}$ (k — коэффициент оптического уменьшения). При выбранном на рис. 3 направлении движения пленки, для волны, движущейся в щели справа сверху, угол траектории фронта детонационной волны с направлением развертки будет равен $\psi_1 = \frac{\pi}{2} - \varphi$; для волны, движущейся слева снизу,—

$$\psi_2 = \operatorname{arctg} \frac{\sin \varphi \cdot \cos \varphi}{1 + \cos^2 \varphi}.$$

На рис. 4 представлена фоторегистрограмма сходящейся волны, полученная методом полной компенсации. Видны две ветви, соответствующие компенсированной и некомпенсированной волнам. От места «схлопывания» виден яркий расходящийся след отраженной волны. На снимке зафиксирован весь процесс схождения.

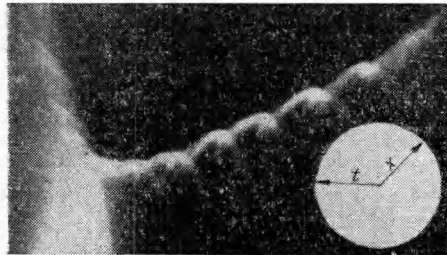


Рис. 4. Фоторегистрограмма сходящейся цилиндрической детонационной волны в газе.

На компенсированной ветви хорошо видны поперечные волны, структура самосвечения которых полностью подобна наблюдаемой при спиновой детонации [5, 6, 10], хотя снимки, конечно, менее четкие вследствие происходящих при рассматриваемом процессе встречных соударений.

В соответствии с увеличением пересжатия к центру скорость увеличивается, а размеры структуры уменьшаются. Картина при этом становится менее четкой, возмущения фронта как бы размазываются. Таким образом, подтверждается высказанное выше общее предположение о том, что пересжатие и вызываемое им повышение температуры на фронте приводит к выравниванию фронта.

Авторы выражают признательность В. В. Митрофанову за обсуждение работы.

Поступила в редакцию
25/III 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Войцеховский, Б. Е. Котов и др. Изв. СО АН СССР, 1958, 9
2. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1959, 125.
3. В. В. Митрофанов. ПМТФ, 1962, 4.
4. R. E. Duff. Phys. of Fluids, 1961, 4, 11.
5. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчян. ПМТФ, 1962, 3.
6. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчян. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
7. М. Е. Топчян, В. А. Ясаков. ФГВ, 1967, 3, 1.
8. Р. И. Солоухин. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1959, 6.
9. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. Физматгиз, 1963.
10. Б. В. Войцеховский. Докл. АН СССР, 1957, 114, 7.