

О ВОЛНАХ СЖАТИЯ ЗА ФРОНТОМ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев

(Новосибирск)

В работе [1] сообщалось о серии волн сжатия за детонационным фронтом, шлирен-фотография которых приведена на рис. 1. Авторами было установлено, что серия волн стационарна, расстояние между волнами практически не зависит от начального давления, состава смеси, энергии и способа инициирования. Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию этого явления.

В проведенных экспериментах использовалась смесь $C_2H_2 + 2,5O_2$, позволяющая наблюдать серию волн при сравнительно низких начальных давлениях ($\sim 0,3$ атм). Иницирование осуществлялось искровым разрядом, визуализация потока — методом Теплера, фотографирование — камерой СФР. Исследования процесса формирования как ударной, так и детонационной волн при точечном инициировании показали, что волны сжатия возникают в момент взаимодействия сферической волны со стенками трубы (см. рис. 1). Отражаясь от стенок волны сжатия образуют нестационарную систему взаимно пересекающихся волн, точки пересечения которых — «кресты» — вначале растянуты. По мере распространения детонационной волны они сближаются и, начиная с расстояний 25—30 калибров, образуют стационарную картину.

На круглых трубах диаметром 40 и 80 мм первое пересечение находится на расстоянии $R/2$ от детонационного фронта (R — радиус трубы), второе на расстоянии R от первого. Расстояние между последующими «крестами» постепенно увеличивается по мере удаления от детонационного фронта. В трубах квадратного (40×40 мм) и прямоугольного (10×23 и 25×58 мм) сечений образуются две независимые системы волн, расстояние между пересечениями волн в каждой системе подчиняется той же закономерности, что и для круглых труб (вместо $2R$ необходимо

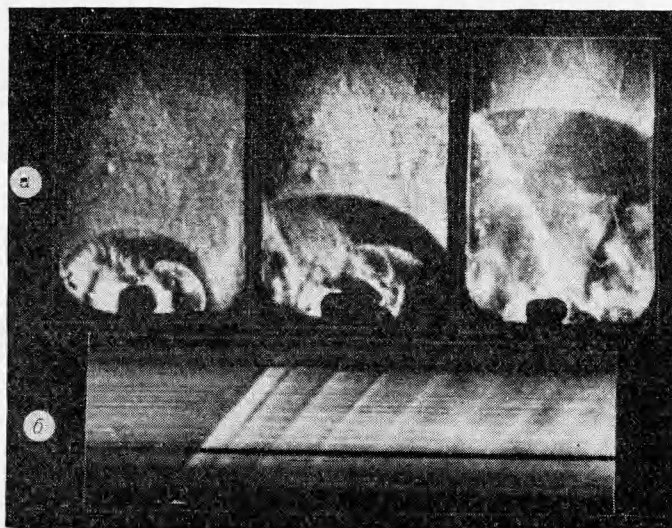


Рис. 1. Шлирен-фотографии формирования волн сжатия за детонационной волной (а) и шлирен-фоторазвертка установившейся детонационной волны и волн сжатия за ней (б).

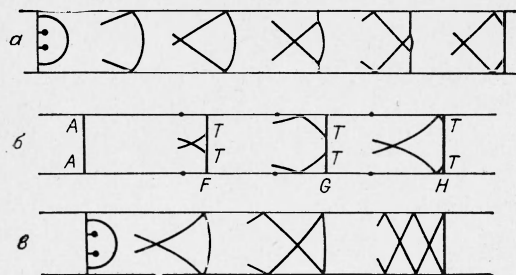


Рис. 2. Схема образования волн сжатия: а) на участке формирования ударной волны; б) при дифракции установившейся плоской ударной волны на единичном препятствии А; в) за детонационной волной.

ной появления волн сжатия является кривизна падающей волны: волны сжатия являются отраженными волнами в случае регулярного или волнами маховской конфигурации при нерегулярном отражениях. Следует отметить, что система волн сжатия за ударным фронтом нестационарна, поскольку источник этих волн — тройная точка маховской конфигурации — постоянно движется по ударному фронту.

За сформировавшейся плоской ударной волной подобная система волн сжатия может образоваться при дифракции ударной волны на единичном препятствии. Для симметрии волн необходимо, чтобы такое препятствие располагалось в некотором сечении по всему периметру (например, стык секций ударной трубы). Волны сжатия в этом случае являются фронтами звуковых волн, а картина волн нестационарна, точка T контакта звуковой волны с фронтом постоянно движется по ударному фронту (последнее является следствием того, что за ударной волной $u+c > D$, где u — массовая скорость газа в лабораторной системе координат, c — скорость звука за ударной волной, D — скорость ударной волны). Схема образования волн сжатия для рассматриваемых случаев показана на рис. 2.

На участке формирования детонации волны сжатия за фронтом также являются следствием кривизны падающей волны. В отличие от ударной волны, как показывает эксперимент, точка контакта волны сжатия с детонационным фронтом не перемещается вдоль фронта. Такая ситуация была бы возможна, если предположить, что фронт детонационной волны имеет постоянную во времени кривизну вблизи стенок трубы, причем угол падения не превышает критического угла нормального отражения; волны сжатия в этом случае являлись бы отраженными волнами. Это предположение не соответствует действительности, поскольку реальный фронт детонационной волны существенно неплоский и нестационарный, и кривизна отдельных участков фронта меняется за время между соударениями поперечных волн.

Одновременные измерения величин массовой скорости продуктов установившейся детонации u и скорости слабых возмущений, движущихся вверх по потоку за фронтом детонации ($c-u$), позволяют однозначно установить характер сечения за плоскостью Чепмена — Жуге в реальной детонационной волне. Так, в трубе диаметром 80 мм при начальном давлении 0,3 атм $\frac{u}{D} = 0,4$; $\frac{c-u}{D} = 0,15$; тогда $\frac{c}{D} = 0,55$, $\frac{D-u}{D} = 0,6$ и, следовательно, относительно фронта продукты движутся с $M = \frac{D-u}{c} = 1,09$ (M — число Маха), т. е. поток за плоскостью Чепмена — Жуге в реальной волне всегда сверхзвуковой, причем сверхзвуковая область фиксируется в непосредственной близости от зоны реакции. Сверхзвуковой характер течения за плоскостью Чепмена — Жуге может указывать на то,

выбирать расстояние между стенками, образующими данную систему волн). Неизменность расстояния между «крестами» по длине трубы экспериментально проверена на расстояниях до 100 калибров.

О подобной серии волн сжатия за ударными волнами сообщалось в работах [2, 3], за детонационными фронтами — в работах [3—5]. Таким образом, на участке формирования как ударной, так и пересаживающей детонационной волн причи-

что волны сжатия за фронтом детонации являются линиями Маха. Впервые подобное предположение было высказано в работе [5]. Переход на сверхзвук объяснялся влиянием лишь пограничного слоя. Отсутствие надежных экспериментальных данных о сверхзвуковом характере течения за плоскостью Чепмена-Жуге в этой работе явилось, по-видимому, причиной появления критических замечаний [6, 7] в ее адрес.

Предполагая, что волны сжатия за фронтом детонации являются линиями Маха, можно оценить среднее число Маха потока за плоскостью Чепмена-Жуге. Средний угол потока с волной сжатия на расстояниях до $1,5R$ равен 63° . Воспользовавшись определением угла α линии Маха к потоку газа $\sin \alpha = 1/M$, имеем $M = 1,12$. Совпадение чисел Маха потока за плоскостью Чепмена-Жуге указывает на то, что волны сжатия за фронтом детонации являются линиями Маха в сверхзвуковом потоке продуктов. Таким образом, природа волн сжатия за ударными и детонационными фронтами существенно различна: в первом случае волны сжатия есть либо нестационарные волны маховской конфигурации, либо звуковые поверхности от некоторого симметричного препятствия; во втором — волны сжатия являются линиями Маха в сверхзвуковом относительно фронта потока продуктов детонации. Следует заметить, что природа источника звуковых возмущений в области контакта детонационной волны со стенками трубы остается невыясненной.

Данные о поведении угла α совместно с результатами измерения параметра $\frac{c-u}{D}$ могут быть использованы для определения профилей массовой скорости и скорости звука за плоскостью Чепмена-Жуге. Из выражений: $\sin \alpha = \frac{c}{D-u}$, $\lambda = \frac{c-u}{D}$ получим $\frac{u}{D} = \frac{\sin \alpha - \lambda}{1 + \sin \alpha}$,

$$\frac{c}{D} = \frac{\sin \alpha}{1 + \sin \alpha} (1 + \lambda).$$

В плоскости Чепмена-Жуге, где выполняется условие $u+c=D$, линия Маха должна быть перпендикулярна стенкам. Тогда, используя экспериментальное значение $c-u/D=0,15$, получим $u/D=0,425$, $c/D=0,575$. Равновесный расчет для гладкой детонационной волны дает $c/D=0,543$, $u/D=0,457$ в равновесной точке и $c/D=0,566$, $u/D=0,433$ — в замороженной. Видно, что экспериментальные результаты находятся в лучшем согласии с данными, соответствующими выполнению условия Чепмена — Жуге по замороженной скорости звука.

При подготовке данной статьи к печати редакция познакомила автора с заметкой [8]. В этой заметке независимо от данной работы подтверждено, что волны сжатия на участке формирования являются следствием кривизны падающей волны. Природа волн сжатия ни за ударными, ни за детонационными фронтами не выяснялась.

Поступила в редакцию
26/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчий. ФГВ, 1973, 9, 1.
2. Ударные трубы. М., ИЛ, 1962.
3. Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева и др. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1968.
4. J. A. Fay. Eight Symposium (International) on Combustion. Baltimore, 1962.
5. J. A. Fay and G. Opel. J. Chem. Phys., (1958) 29, 956.
6. R. E. Duff and H. T. Knight. J. Chem. Phys., 1958, 29, 956.
7. W. W. Wood and J. G. Kirkwood. J. chem. Phys., 1958, 29, 957.