

Переменное значение массовой скорости в зоне химика не противоречит условию постоянства скорости распространения детонации, так как уравнению прямой Михельсона удовлетворяет любое значение массовой скорости. Но отсюда следует, что уплотнение порошкообразного ВВ во фронте детонационной волны протекает не по ударной адиабате, а ввиду больших потерь энергии на дробление, пластическую деформацию и трение между частицами по кривой, вид которой определяется давлением в детонационной волне.

Изложенные экспериментальные результаты позволяют прийти к следующему заключению:

1. Фронт идеальной детонации в смесях типа сенсibilизатор + инертный наполнитель является сферой с большим и постоянным радиусом кривизны  $R_m/d \approx 3$ , т. е. в первом приближении плоским.

2. При распространении детонации в порошкообразном малоплотном ВВ со скоростью меньшей, чем скорость звука в монокристалле, перед детонационной волной наблюдается волна-предшественник, протяженность которой определяется размерами неоднородностей.

3. Зона химической реакции следует непосредственно за детонационным фронтом и ее глубина в рассматриваемом случае не превышает 1 мм.

4. В зоне химической реакции наблюдается область с резко повышенным переменным значением давления и массовой скорости продуктов детонации, расположенная у оси заряда.

5. Существенное (в два раза) изменение давления в зоне химической реакции оказывает малое влияние на параметры среды в плоскости Чепмена-Жуге. Резкого изменения параметров среды за плоскостью Чепмена-Жуге под влиянием боковых волн разгрузки не обнаружено.

6. В целом распределение параметров за фронтом детонационной волны в изученных системах находится в лучшем соответствии с моделью Джонса.

*Поступила в редакцию  
19/IX 1972*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
2. Ю. Б. Харитон. Сб. «Вопросы теории взрывчатых веществ». М., Изд-во АН СССР, 1947.
3. Melvin. A. Cook. The Science of High Explosives. London, Reinhold publ. Corp., 1958.
4. H. Jones. Proc. Roy. Soc., 1947, A189, 415.
5. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов, К. К. Шведов. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
6. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1971, 7, 3.

УДК 662.215.1

#### УСЛОВИЕ ЧЕПМЕНА-ЖУГЕ ДЛЯ РЕАЛЬНЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

*А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчиян  
(Новосибирск)*

Практически во всех работах, посвященных измерению газодинамических параметров в продуктах детонации, обнаружено заметное отклонение их от рассчитанных по одномерной теории. Экспериментаторы,

проводившие опыты в разных условиях, объясняют причины этих отклонений различными процессами, не исключая при этом возможности их совместного воздействия.

Опыты Даффа [1] показали, что конечная плотность значительно ниже, чем величина, вычисленная для состояния Чепмена-Жуге, не зависимо от того, выбиралась ли в расчете скорость звука равновесной (в этом случае расхождение составляет около 8%) или замороженной (расхождение около 3%). Эдвардс [2], измеряя давление за фронтом детонационной волны в смесях водорода с кислородом в трубах различного диаметра, обнаружил весьма сильную зависимость параметров продуктов детонации от диаметра трубы. Вайт [3] получил также заниженные по сравнению с рассчитанными величины плотности и давления и объяснял это влиянием турбулентных пульсаций скорости вблизи фронта детонации на параметры состояния газа. В работе Т. В. Баженовой и др. [4] на основе анализа экспериментальных и теоретических результатов сделан вывод: пользоваться уравнениями сохранения без учета потерь для расчета параметров газа за детонационной волной в трубах, диаметр которых меньше 50 мм, нельзя.

Таким образом, различные потери (турбулентность, влияние пограничного слоя, теплоотвод в стенки трубы) приводят к тому, что газодинамические параметры продуктов детонации в конечном состоянии могут весьма существенно отличаться от параметров Чепмена-Жуге, рассчитанных по одномерной теории.

В идеальной детонационной волне без потерь плоскость Чепмена-Жуге идентифицируется с плоскостью полного химического и термодинамического равновесия. Как правило, в реальной детонационной волне в качестве состояния Чепмена-Жуге принималось состояние газа в области за фронтом, где измеряемые параметры не меняются в пределах ошибки эксперимента. Предполагалось, что в одномерной модели детонационной волны в отсутствие потерь условия в сопровождающей плоскости Чепмена-Жуге нестационарной волне разрежения меняются очень медленно, если волна прошла достаточно длинный отрезок пути. Однако реальная поверхность Чепмена-Жуге, существование и границы которой экспериментально установлены в работах [5—7], лежит ближе к детонационному фронту, чем область, в которой обычно делаются измерения. Зная границы, в пределах которых расположена поверхность Чепмена-Жуге, представляется интересным найти величины газодинамических параметров именно в этой области и сравнить их с рассчитанными.

В предлагаемой работе исследовалось поведение скорости возмущений, движущихся против потока газа за фронтом детонационной волны, т. е. поведение величины  $(c-u)$ , где  $c$  — местная скорость звука,  $u$  — массовая скорость газа в лабораторной системе координат. Этот параметр наиболее чувствителен к изменениям состояния газа, и эксперименты по его измерению не очень сложны. Действительно, как показывают расчеты, пересжатие волны Чепмена-Жуге по скорости на 0,1% приводит к изменению давления в точке на равновесной адиабате примерно на 5%, плотности на 4%, температуры на 0,5%, в то время как величина  $(c-u)/D$  изменяется на 20%. Следует заметить, что газодинамические параметры в продуктах детонации согласуются с рассчитанными для состояния Чепмена-Жуге гораздо лучше в трубах большого диаметра [8], поскольку относительные теплотери из области между ударным фронтом и поверхностью Чепмена-Жуге в этом случае пренебрежимо малы. Этим обусловлен выбор диаметра трубы в наших экспериментах.

Неоднородная структура фронта детонационной волны, который как известно, разбит на ячейки, также оказывает влияние на параметры

газа за фронтом. О степени неоднородности потока можно судить по величине параметра  $d/a$ , где  $d$  — диаметр трубы,  $a$  — размер ячейки, измеряемый как и в работе [7]. Чем больше величина  $d/a$ , тем поток за фронтом более близок к однородному, поэтому при больших  $d/a$  следует ожидать, что экспериментально измеряемые параметры газа будут приближаться к рассчитанным по одномерной теории. При выбранном диаметре большие величины  $d/a$  можно получить уменьшением величины ячейки, что достигается увеличением начального давления смеси.

Эксперименты проведены на трубах диаметром 21 и 80 мм, длиной соответственно 4 и 8 м для четырех смесей:  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ,  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ag}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2 + 10,5\text{Ag}$ , из технических баллонов в диапазоне начальных давлений от 0,05 до 3 атм в зависимости от смеси. При низких начальных давлениях инициирование осуществлялось подрывом навески азида свинца ( $\sim 0,5$  г), при более высоких — разрядом конденсатора емкостью 2 мкФ, заряженного до 8 кВ, на искровой промежутке. Детонационная волна натекала на тонкую (0,1 мм) пластинку с острой передней кромкой, расположенную вдоль оси трубы. При прохождении детонационной волны на передней кромке пластинки садился скачок, который затем, когда скорость потока за фронтом в лабораторной системе координат становилась дозвуковой, отрывался и двигался вверх по потоку со скоростью  $(c - u)$ . Визуализация фронта детонации и отходящего скачка осуществлялась методом Теплера. Нож прибора ориентировался перпендикулярно оси трубы. Фотографирование осуществлялось камерой СФР, работающей в режиме развертки. По наклону линий  $(c - u)$  и  $D$ , где  $D$  — скорость детонации, на пленках измерялась величина  $(c - u)/D$ , которая оставалась постоянной (с точностью до ошибки измерения  $\sim 6\%$ ) в пределах границ расположения поверхности Чепмена-Жуге и дальше до тех пор, пока линия  $(c - u)$  фиксируется. Типичная развертка процесса приведена на рис. 1 (1 — детонационный фронт, 2 — возмущение, движущееся вверх по потоку со скоростью  $(c - u)$ ). Величина  $(c - u)/D$  уменьшается при увеличении начального давления (при увеличении параметра  $d/a$ ), зависимость  $(c - u)/D$  от  $d/a$  приведена на рис. 2.



Рис. 1.

Следует подчеркнуть, что результаты измерений  $(c - u)/D$  для различных смесей обладают некоторой универсальной зависимостью от параметра  $d/a$ , так как они укладываются на одну кривую. Более того, на эту же кривую укладываются результаты экспериментов, полученные на трубах различного диаметра (21, 27, 35 [4] и 80 мм). Результатам измерения, приведенным в работе [4], была поставлена в соответствие величина ячейки, приведенная в работе [9] для тех же условий эксперимента. Такая же универсальная зависимость от  $d/a$  была обнаружена в работе [7] для точки перехода газа за фронтом детонационной волны через звуковую скорость. Относительная ошибка измерений  $(c - u)/D$  не превышает 6%, однако при  $d/a \sim 5 \div 10$  из-за сильной неоднородности течения за фронтом детонации наблюдается несколько отходящих скач-

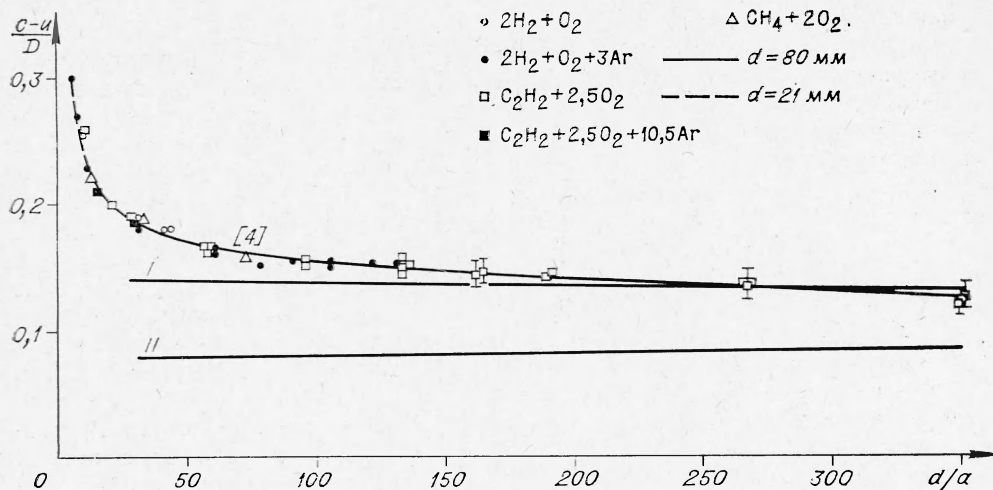


Рис. 2.

ков. Наклон линий  $(c-u)$ , соответствующий этим скачкам, несколько различен из-за различной ориентации поперечной волны в момент взаимодействия с препятствием, тем не менее ошибка измерения  $(c-u)/D$  и в этом случае не превышает 10%. Прежде чем приступить к объяснению полученной зависимости, кратко остановимся на проведенных расчетах, к результатам которых придется обращаться в дальнейшем.

Система уравнений сохранения, уравнений материального баланса по количеству атомов каждого элемента, присутствующего в смеси, совместно с уравнениями химического равновесия продуктов детонации при заданных начальных условиях и скорости детонационной волны позволяет вычислить все параметры продуктов детонации, т. е. построить равновесную адиабату и зависимость вдоль нее любого параметра конечного состояния продуктов [10]. Такой расчет был проведен на ЭВМ. На рис. 3 приведены зависимости  $(c_f-u)/D$  и  $(c_e-u)/D$  вдоль равновесной адиабаты для смеси  $C_2H_2+2,5O_2$  при начальном давлении 0,075 атм. Здесь  $c_e$  и  $c_f$  — равновесная и замороженная по составу скорости звука. Величины  $c_e$  и  $c_f$  определяются по тем же формулам, что и в работе [10]. Условие Чепмена-Жуге из-за различия в равновесной и замороженной скорости звука выполняется в двух точках равновесной адиабаты:  $A$  — для равновесной скорости звука ( $D_e=u+c_e$ ),  $B$  — для замороженной ( $D_f=u+c_f$ ) (см. рис. 3). Экспериментально измеренные

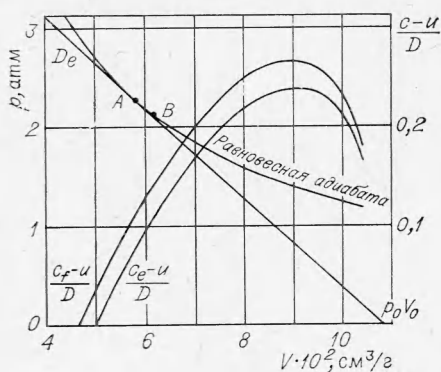


Рис. 3.

величины  $(c-u)/D$  до  $d/a \sim 200$  для всех смесей больше соответствующих рассчитанных величин как в точке  $A$ , так и в точке  $B$ , что означает: конечному состоянию газа в этом случае соответствуют точки на равновесной адиабате, лежащие ниже точки  $B$ .

Поскольку состояниям, лежащим ниже точки  $A$  на равновесной адиабате, соответствуют скорости детонации большие, чем в точке  $A$ , то в смысле скорости детонации — волна перескочит, что согласуется с выводами работы [3]; что же касается

параметров конечного состояния (давления, плотности,  $(c-u)$ ), то они лежат на слабой относительно точки  $A$  ветви равновесной адиабаты. Скорость детонации для стехиометрической смеси ацетилена с кислородом в точках  $A$  и  $B$  отличается всего на 3 м/с, что лежит за пределами разрешающей способности используемых методов измерения и что еще раз подчеркивает: скорость детонации весьма нечувствительна к изменениям параметров конечного состояния.

Полученные из расчета зависимости  $(c_f - u)/D_f$  (линия  $I$ ) и  $(c_e - u)/D_e$  (линия  $II$ ) для соответствующих величин начального давления построены на рис. 2. Из графика видно, что при малых  $d/a$  измеренная величина  $(c - u)/D$  сильно отличается как от равновесной, так и от замороженной. При увеличении  $d/a$   $(c - u)/D$  падает, достигая для стехиометрической смеси ацетилена с кислородом при  $d/a \sim 280$  (начальное давление 0,7 атм) величины, соответствующей условию Чепмена-Жуге по замороженной скорости звука. Для стехиометрической смеси водорода с кислородом, если экстраполировать экспериментальную кривую, это значение будет достигнуто при  $d/a \sim 400$  ( $(c_f - u)/D_f = 0,123$ , начальное давление около 8,5 атм).

Поведение экспериментальной кривой  $(c - u)/D$  относительно теоретической (последняя рассчитывалась без учета потерь) указывает на уменьшение роли потерь в реальной детонационной волне при увеличении начального давления. В трубе  $d = 80$  мм можно пренебречь теплопотерями в стенке, но этого нельзя сделать по отношению к потерям из-за турбулентного характера течения в зоне реакции. Действительно, нестационарное движение поперечных волн и наличие в структуре каждой из них контактных разрывов с большой разностью тангенциальных скоростей должно приводить к развитию турбулентности за фронтом.

Оценивая число Рейнольдса для случая  $d/a \sim 280$ , когда экспериментальная кривая пересекается с линией  $I$  (см. рис. 2), и учитывая, что основным масштабом неоднородности во фронте является размер ячейки  $a$ , а разрывы скоростей близки или меньше скорости звука, имеем

$$Re = \frac{ca}{\nu} \approx 2000.$$

Близкое к критическому число Рейнольдса указывает на то, что турбулентность не развивается, следовательно, в этом случае потерями из-за турбулентности можно пренебречь.

Установленная к настоящему времени двойственность скорости звука в реагирующем газе, так называемая «замороженная» ( $c_f$ ), т. е. вычисленная в предположении постоянства состава и энтропии, и «равновесная» ( $c_e$ ), вычисленная в предположении, что химическая реакция успевает «следить» за изоэнтропическими изменениями внешних условий, не дает возможности указать заранее, какой режим детонации в смысле равенства между массовой скоростью газа относительно фронта и скоростью звука будет реализоваться в действительности. Имеющиеся в литературе сведения о том, что «фронт волны разрежения распространяется со скоростью  $c_f$ , а заметные изменения давления перемещаются со скоростью  $c_e$ » [11, 4, 12], на самом деле ничего не дают для обоснования той или иной точки равновесной адиабаты в качестве конечной точки стационарных состояний за детонационной волной.

Экспериментальные данные, полученные к настоящему времени разными авторами, казалось бы, говорят в пользу соотношения  $D_f = u + c_f$ , однако внимательное рассмотрение показывает, что все эти эксперименты проводились в условиях, когда нельзя пренебречь влиянием потерь (либо опыты проводились в недостаточно широких трубах, либо начальные давления были недостаточно велики, чтобы пренебречь турбулентностью).

Полученное в настоящей работе совпадение экспериментальной величины  $(c-u)/D$  с рассчитанной для состояния Чепмена-Жуге в точке В в условиях, когда можно пренебречь всеми видами потерь, является доказательством того, что в реальной детонационной волне условие Чепмена-Жуге, в пределах ошибки измерения, выполняется относительно замороженной скорости звука.

При  $d/a < 280$  пренебрегать потерями из-за турбулентности уже нельзя. В работах [3, 13, 14] поправки к уравнениям одномерной теории детонации описываются в терминах однородной изотропной турбулентности, основной характеристикой которой является величина пульсационной скорости  $\Delta u$ . Показано [14], что в этом случае скорость звука описывается выражением:

$$c^* = \sqrt{c_1^2 + \Delta u^2}$$

По смыслу используемых уравнений под величиной  $c_1$  подразумевается  $c_f$ . Если полагать, что потери в нашем случае связаны только с турбулентностью, экспериментальную зависимость  $(c-u)/D$  для  $d=80$  мм от  $d/a$  можно объяснить тем, что при увеличении  $d/a$ , т. е. начального давления смеси, меняется величина пульсационной скорости. Для ее расчета, используя выражение для скорости звука и условие Чепмена-Жуге  $D = u + c^*$ , получаем

$$\frac{\Delta u^2}{D^2} = \frac{1}{4} \left[ \left( \frac{c-u}{D} + 1 \right)^2 - \left( \frac{c_f-u}{D_f} + 1 \right)^2 \right],$$

где  $(c-u)/D$  — экспериментально измеренная величина. На рис. 4 приведена зависимость  $\frac{\Delta u^2}{D^2}$  от  $d/a$ , рассчитанная для смеси  $C_2H_2 + 2,5 O_2$ . Изменение величины пульсационной скорости может указывать на нарушение подобия течения в поперечных волнах при увеличении начального давления и, в каком-то смысле, в приближении волны по своим свойствам к классической одномерной модели.

Наблюдаемая в экспериментах дисперсия звука в газе за фронтом детонации (уширение волн, движущихся от фронта по продуктам детонации) указывает на то, что реальная скорость распространения малых возмущений в продуктах  $c$  должна удовлетворять соотношению  $c_e < c < c_f$ , причем с удалением от фронта должна все более приближаться к  $c_e$ . Это обусловлено тем, что со скоростью  $c_f$  движется лишь передний фронт волны разрежения, максимум же энергии приходится на среднюю часть волны, движущуюся со скоростью меньшей  $c_f$ . Абсолютный размер области, внутри которой расположена поверхность Чепмена-Жуге, уменьшается с уменьшением размера ячейки, приводя к увеличению ошибки измерения  $(c-u)$  в пределах этих границ. Малый

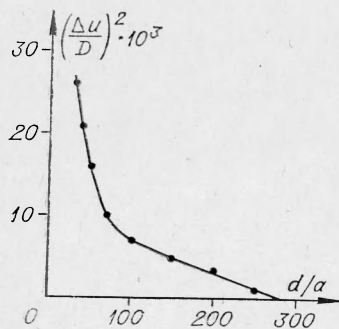


Рис. 4.

размер этой области при высоких давлениях не позволяет получить достаточное для точных измерений базовое расстояние при измерении наклона следа линии  $(c-u)$ , поэтому воспользовались тем фактом, что при начальных давлениях вплоть до 0,5 атм (стехиометрическая смесь ацетилена с кислородом) наклон этой линии оставался постоянным и за пределами указанной выше области, и для увеличения базового размера привлекался дополнительный участок следа вне ее. Ясно, что результаты таких измерений будут из-за дисперсии звука только заниженными.

По-видимому, именно этим объясняется ход кривой  $(c-u)/D$  после  $d/a=280$ .

Для трубы с диаметром 80 мм экспериментально полученную зависимость  $(c-u)/D$  можно объяснить существованием турбулентности. Для трубы с диаметром 21 мм объяснить полученные результаты только наличием турбулентности некорректно, поскольку, как указывалось выше, в таких трубах необходимо учитывать потери на стенках. Выяснение роли каждого из этих процессов должно явиться объектом дальнейших исследований.

Поступила в редакцию  
12/IX 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. D. E. Duff, H. T. Knight, J. P. Rink. Phys. Fluids, 1958, 1, 393—399.
2. D. H. Edwards, G. T. Williams, J. C. Breese. J. of Fluid Mech., 1959, 6, 4, 497—517.
3. D. R. White. Phys. fluid, 1961, 4, 4.
4. Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева, Ю. С. Лобастов и др. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1968.
5. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчиян. III-й Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Автореф. докл. Черногловка, 1971.
6. A. A. Vasiliev, T. P. Gavrilenko, M. E. Topchian. Astronautica Acta 1972, 17, 4, 5.
7. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко и др. ФГВ, 1972, 8, 1.
8. D. H. Edwards, D. R. Brown a. o. Appl. Phys. D, 1970, 3, 3.
9. R. A. Strelow, G. D. Engell AIAA J., 1969, 7, 3.
10. G. G. Eisen, R. Gross, T. Rivlin. Вопросы ракетной техн., 1961, 1.
11. W. W. Wood, Z. W. Salsburg. «Механика». Сб. переводов, 1961, 5.
12. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
13. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
14. С. М. Рыбанин. ФГВ, 1966, 2, 1.

УДК 532.593

### ДЕЙСТВИЕ УДАРНЫХ ВОЛН НА ТЕКСТУРИРОВАННЫЙ ПРОКАТ И НА КРУПНОЗЕРНИСТЫЕ МЕТАЛЛЫ

*Т. М. Соболенко, Т. С. Тесленко, А. Ф. Шалыгин*  
(Новосибирск)

При нагружении ударными волнами прокатанных листов алюминия АД-1, меди МЗ и титана ВТ-1-1, имеющих исходную текстуру, рентгеноструктурным анализом было доказано исчезновение текстурных максимумов на рентгенограммах. Съемки велись по методу дебаегрaмм и в камере «Крос» в медном и железном излучениях.

Опыты по нагружению плоскими ударными волнами велись по схеме I рис. 1 на медных образцах. Заряд 2 и угол между пластиной 3 и основным зарядом 4 подбирались таким образом, чтобы пластина всей поверхностью плоско ударяла по основному заряду взрывчатого вещества и инициировала в нем плоскую ударную волну. Медный прокат имел толщину 2,5—3 и 5 мм. Взрывчатые вещества брались следующие: на-