

Следует подчеркнуть, что полученные результаты согласуются с имеющимися в литературе. По измерениям Лейпунского и Аристовой [1], которые представляются наиболее надежными, в интервале от комнатной температуры до 100° С для пироксилина $c_v = 0,29 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$. Из других значений можно указать $0,35 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ [12] и $0,27 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ [13]. П. Ф. Похил [2] при оценке количества тепла, выделяющегося в конденсированной фазе при беспламенном горении, принял теплоемкость пироксилинового пороха равной $0,4 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ в интервале от 100 до 300° С. Это значение не намного меньше полученных в настоящей работе.

Поступила в редакцию
1/III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. З. И. Аристова, О. И. Лейпунский. ЖФХ, 1946, **20**, 11, 1391.
2. П. Ф. Похил. Докт. дисс. ИХФ АН СССР, 1954.
3. Д. Б. Балашов. ЖФХ, 1967, **41**, 1, 126.
4. В. Ф. Жданов, В. П. Маслов, С. С. Хлевной. ФГВ, 1967, **3**, 1, 40.
5. А. И. Коротков, О. И. Лейпунский. Сб. «Физика взрыва», № 2, М., изд. АН СССР, 1953, 2, 213.
6. В. В. Александров, В. Г. Морозов, С. С. Хлевной. ПМТФ, 1969, **5**, 149.
7. В. В. Александров, В. Г. Морозов. ЖФХ, 1968, **42**, 8, 2128.
8. А. С. Занина, И. Л. Котляревский и др. Высокомол. соед. 1967, **96**, 6.
9. В. А. Кириллин, А. Е. Шейндлин. Исследование термодинамических свойств веществ. М.—Л., ГЭИ, 1963, стр. 354.
10. В. С. Чиркин. Теплопроводность промышленных материалов. М., Машгиз, 1962, стр. 176.
11. Дж. Кэй и Т. Лэби. Таблицы физических и химических постоянных. М., Физматгиз, 1962, стр. 169.
12. Г. Брунсвиг. Бездымный порох. М.—Л., ОНТИ, Госхимтехиздат, 1933, стр. 97.
13. Венен, Бюрло, Лекорше. Пороха и взрывчатые вещества. М., ОНТИ, 1936.

УДК 532.593

О ШИРИНЕ СТАЦИОНАРНОЙ ЗОНЫ В ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ

В. Н. Зубарев, Н. В. Панов, Г. С. Телегин
(Москва)

Измерение интенсивности ударных волн, формирующихся в преградах при отражении от них детонационных волн, является наиболее распространенным методом определения параметров детонации [1—3] и изучения структуры детонационных волн [4—7].

Этот метод отражения или «откола» использован и в настоящей работе. Максимальные давления в детонационной волне достигаются на переднем фронте зоны химической реакции. В дальнейшем происходит падение давлений и уменьшение массовой скорости реагирующего вещества. Согласно представлениям гидродинамической теории [8—10], в плоской детонационной волне следует различать две зоны, разделенные состоянием (плоскостью) Жуге. Ширина (a) примыкающей к ударному фронту зоны повышенных давлений («химпик», химическая зона) определяется скоростью химических процессов и в установившемся

режиме не изменяется со временем (стационарная зона). Она заканчивается состоянием Жуге. Экспериментальное определение профиля давлений в стационарной зоне затрудняется из-за ее малой протяженности, но некоторые представления о характере падения давления в химпике можно получить из экспериментов [4—7, 11], доказывающих ее существование.

Последующее уменьшение давлений в продуктах взрыва за плоскостью Жуге происходит в волне разрежения, длина которой порядка размеров заряда (L). При выполнении условия $L \gg a$ эта волна автомодельна [9, 12], ее профиль определяется изэнтропией расширяющихся ПВ и может быть рассчитан. Для простейшего степенного вида изэнтропы зависимость массовой скорости (u) от безразмерной координаты $\frac{x}{Dt}$ (D — скорость детонации) линейна [9]. Для более сложной изэнтропы расчет u ($\frac{x}{Dt}$) был проведен Тейлором [12], а экспериментальные данные получены в [13].

В установившемся режиме детонации практически всегда $L \gg a$ и, следовательно, падение давлений перед плоскостью Жуге происходит значительно быстрее, чем в волне разрежения за этой плоскостью. Этот вывод был использован в работе Даффа и Хаустона [4] для определения ширины стационарной зоны в одномерной детонационной волне состава В по излому кривой затухания ударной волны в преграде из А1. Подобные измерения были проведены в ТНТ Дреминым [5] при отражении детонационных волн от преград различной жесткости. Из работ следовало, что ширина химпика составляет $\sim 0,1$ мм.

В более поздних экспериментах с применением электромагнитного метода [14], а также при изучении данных, полученных методом откола [6, 7], были выявлены изломы в распределении массовых скоростей на значительно больших расстояниях от фронта детонации (~ 1 — 2 мм). Анализ этих данных привел авторов [7, 14] к выводу, что ширина химпика определяется именно этим размером.

В исследовании профиля скоростей плоских детонационных волн [13] было найдено время $0,13 \div 0,14$ мксек (отвечающее размеру $0,7$ мм), характеризующее отклонение от автомодельности в распределении скоростей за фронтом детонационной волны. Однако в [13] указывалось, что это время не может быть однозначно связано со стационарной зоной.

Эксперименты, результаты которых излагаются ниже, были предприняты с целью выявления ширины стационарной зоны в сплаве ТГ 50/50 и прессованном ТНТ. В отличие от упомянутых работ, в которых ширина стационарной зоны устанавливалась по излому в профиле скоростей при фиксированной длине заряда ВВ, в данной работе размер химпика определялся, исходя из сравнения кривых затухания, полученных для зарядов разной длины.

При таком способе выявления стационарной зоны ее размер может быть определен достаточно однозначно.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные кривые затухания в преградах из алюминия АД-1 были получены для зарядов из двух составов: прессованного ТНТ ($\rho_0 = 1,63$ г/см³) и сплава тротил — гексоген 50/50 ($\rho_0 = 1,67$ г/см³). Заря-

ды из ТНТ были длиной 20, 40 и 200 мм и диаметром 90 мм. Толщина преграды варьировалась от 1,5 до 10 мм. Длина зарядов из сплава ТГ 50/50 диаметром 120 мм изменялась в более широких пределах от 10 до 440 мм, так же как и толщина преград из А1 (от 0,2 до 18 мм).

Плоская детонационная волна создавалась инициированием заряда ударной волной, начальная амплитуда которой в ВВ составляла около 100 кбар. При таком давлении инициирования, как показали контрольные опыты, путь задержки детонации в ТНТ не превышал 2 мм, а в ТГ 50/50 был практически равен 0. Это находится в согласии с данными [15], по которым давление инициирования ТНТ — 37 кбар, а состава В — 21 кбар. В то же время подпор продуктов взрыва инициирующей пластиной не оказывал влияния на распределение давлений за фронтом детонации в исследуемой области. Измеряемыми величинами в опытах была либо волновая скорость в А1, либо скорость движения пластины искусственного откола (индикатора).

В первом случае за толщину преграды (Δ), в функции от которой определялись параметры ударной волны, принималось расстояние от границы раздела ВВ — металл до середины базы измерения. База измерения составляла, как правило, 2 мм. Волновые скорости измерялись электроконтактным методом [1]. Измерения скорости движения пластин искусственного откола из А1 или полиэтилена производились или электроконтактным методом, или фотохронографически [16].

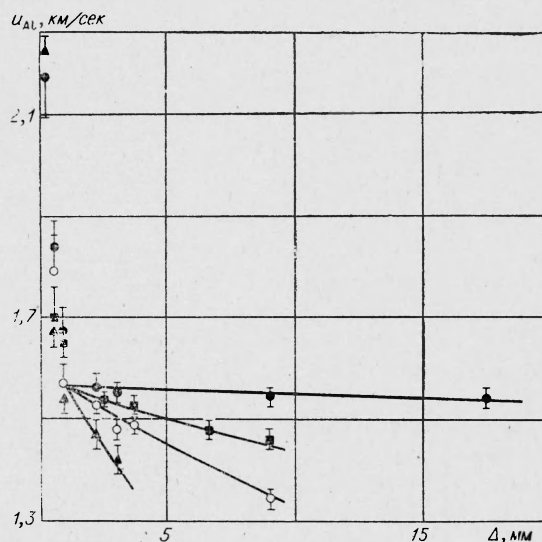


Рис. 1.

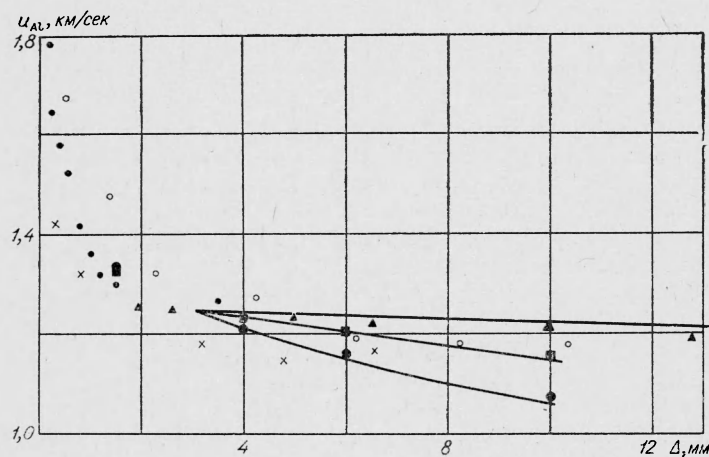


Рис. 2.

Толщина пластин искусственного откола из Al (0,05 мм) или полиэтилена (0,1 мм) была выбрана минимальной, чтобы точнее относить измеряемые скорости полета индикаторов к определенным состояниям за фронтом детонационной волны. Дальнейшее уменьшение толщины лимитировалось торможением индикатора воздушной ударной волной, формирующейся при его движении. При выбранной толщине индикатора расчетная поправка на торможение не превышала нескольких процентов. Базы измерения выбирались из условия отсутствия догона индикатора основной преградой, разгоняемой продуктами взрыва, и составляли 0,1—2,5 мм для алюминиевого индикатора. Применение в качестве индикатора полиэтилена позволило увеличить базу измерения до 9 мм.

При переходе от измеренных значений волновой скорости Al к массовой скорости на фронте волны использовалось соотношение [17]

$$D = 5,25 + 1,39 u.$$

Расчет по измеренным скоростям полета (ω) индикаторов производился в предположении $\omega = 2u$ [1]. Для полиэтилена с начальной плотностью 0,92 г/см³ принималось линейное соотношение

$$D = 2,95 + 1,55 u,$$

которое было выведено по трем экспериментальным точкам:

$$D_1 = 4,60 \text{ км/сек}, u_1 = 1,10 \text{ км/сек}, D_2 = 6,20 \text{ км/сек}, \\ u_2 = 2,14 \text{ км/сек}, D_3 = 9,05 \text{ км/сек}, u_3 = 4,01 \text{ км/сек}.$$

(каждая точка получена по 4 опытам методом отражения, стандартное отклонение от среднего при измерениях $D \sim 1\%$). Результаты измерений, выраженные в виде функций $u_{Al}(\Delta)$ (u_{Al} — массовая скорость в Al), представлены на рис. 1 и 2.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Показанные на рис. 1 и 2 экспериментальные результаты получены на зарядах, длина которых, как указывалось, была достаточно велика, чтобы считать детонационный режим установившимся. Длина зарядов и толщина преграды, расстояние измерительных контактов до оси заряда и его диаметр в экспериментах выбирались таким образом, чтобы избежать влияния волн разгрузки с боковой поверхности заряда. Отсутствие влияния боковых разгрузок на измерения позволяет относить полученные экспериментальные результаты к одномерной детонации.

Из условия стационарности зоны повышенного давления в головной части детонационной волны следует, что при толщине преграды, не превышающей некоторую величину, пока давление ударной волны определяется распределением параметров в стационарной зоне, кривые затухания независимо от длины зарядов должны быть одинаковы. Расхождение кривых затухания при различных L должно являться свидетельством того, что на скорость затухания ударной волны начинает оказывать влияние волна разрежения, следующая за стационарной зоной.

Следует отметить, что при малых значениях Δ эксперименты должны проводиться на малых базах, и, вследствие этого, точность измерений значительно понижается. Увеличение ошибок измерений при $\Delta \lesssim 1$ мм видно на рис. 1, где приведены результаты, полученные в тон-

ких преградах после зарядов из ТГ 50/50. Еще большее расхождение между данными разных авторов в зависимости $u(\Delta)$ при малых Δ наблюдается в случае ТНТ (см. рис. 2).

Ввиду малой точности измерений интенсивности ударных волн в преградах малой толщины полученные данные непосредственно не подтверждают тождественность кривых затухания, отвечающих стационарной зоне, для разных L . Однако результаты измерений позволяют достаточно определенно установить верхний предел толщины металла Δ_0 , на которой затухание определяется спадом давлений в стационарной зоне. Как видно из рис. 1, кривые затухания, полученные при разных L , существенно расходятся уже при толщине преграды ~ 2 мм. Расположение кривых затухания при $\Delta > 2$ мм отвечает общей закономерности: длинным зарядам соответствует более медленное затухание, причем расхождение в измеренных скоростях уже при $\Delta = 2 \rightarrow 3$ мм, например для зарядов длиной 10 и 60 мм, лежит далеко за пределами экспериментальных ошибок. Это позволяет сделать вывод, что ширина стационарной зоны должна определяться толщиной преграды, не превышающей 2 мм. Пересчет полученной величины в том же приближении, как это делалось авторами [4, 5], дает размер стационарной зоны в детонационной волне ТГ 50/50 $a \leq 0,2$ мм.

Более точно ширину стационарной зоны можно определить, сравнивая кривые затухания вне области, на которую оказывает влияние стационарная зона. При этом необходимо сделать два предположения:

1) волна разрежения за стационарной зоной детонационной волны автомодельна;

2) кривые затухания могут быть описаны единой зависимостью массовой скорости от безразмерной координаты $u = u\left(\frac{\Delta - \Delta_0}{L}\right)$ при $\Delta > \Delta_0$.

Поскольку во всех экспериментах было $L \gg a$, первое предположение означает, что химические реакции за плоскостью Жуге, скорость которых может быть соизмерима со скоростью изменения параметров в волне разрежения, не искажают автомодельности распределения давлений и скоростей. Для автомодельной волны второе предположение выполняется точно, если $\Delta \gg \Delta_0$, что ясно из соображений подобия. При значениях Δ , сравниваемых с Δ_0 , подобие нарушается и описание кривых затухания единой зависимостью носит приближенный характер.

Если сделанные предположения выполнены, то стационарная зона определяется выбором значения Δ_0 , для которого расчетные кривые для разных длин зарядов (полученные в предположении автомодельности детонационной волны) будут наилучшим образом описывать эксперимент.

Расчет кривых затухания в преграде из А1 при отражении от нее автомодельной детонационной волны проводился численным методом. При этом принималось уравнение состояния А1 такого же типа как в работе [18]. Изэнтропа ПВ была заимствована из [19].

На рис. 1 показано, что наилучшее соответствие расчетных кривых и экспериментальных точек получается при $\Delta_0 = 1$ мм, что при пересчете по методике [4, 5] дает для сплава ТГ 50/50 стационарную область детонационной волны 0,12 мм. Аналогичным образом определялась ширина стационарной зоны при детонации зарядов из прессованного ТНТ. Значение a для ТНТ значительно больше, чем для ТГ 50/50 и равно 0,30 мм.

В заключение приведем сравнение полученных результатов с данными других авторов [4—7, 11, 14]. Во всех этих работах значение a

определялось по точке излома либо в кривых затухания [4—7], либо в распределении массовых скоростей за фронтом детонационной волны [11, 14], при этом зона повышенного давления отождествляется со стационарной областью в детонационной волне, поскольку точки излома интерпретируются, как отвечающие точке Жуге.

Практически одномерное течение за фронтом детонационной волны в области, где проводились измерения, обеспечивалось лишь в работе [4], где было получено $a=0,13$ мм для состава В, близкого по свойствам к ТГ 50/50. Эта цифра практически совпадает с измеренной величиной в данной работе.

Значительно большее значение a (1,33 мм) найдено электромагнитным методом в зарядах из сплава ТГ 50/50 в работе [14]. Непосредственным следствием существования в детонационной волне стационарной зоны такого размера должно являться совпадение кривых затухания, относящихся к разным L , при толщинах преград из А1 до 10 мм. Как видно из графика рис. 1, кривые $u(\Delta)$ существенно расходятся уже при $\Delta > 3$ мм, что свидетельствует о значительно более узкой стационарной зоне в сплаве ТГ 50/50, как это отмечалось в работе [1].

Следует заметить, что эксперименты, которыми доказывалось существование химической зоны $\sim 1-2$ мм [6, 7, 14], проводились преимущественно на зарядах с большим отношением L/d (d — диаметр заряда), когда на профиль скоростей в детонационной волне существенное влияние оказывают боковые разгрузки. В этом случае течение за фронтом нельзя считать одномерным и состояния ПВ (давление и массовая скорость) зависят не только от расстояния до фронта детонационной волны, но также и от степени удаленности от заряда, и, следовательно, ширина химической зоны может изменяться по сечению заряда. Неоднородность течения должна существенно усложнять интерпретацию экспериментальных результатов, полученных методами, разработанными для исследования одномерного движения.

Ширина химика для ТНТ 0,3 мм не противоречит данным А. Н. Дремина, полученным для прессованного тротила как методом откола [5], так и электромагнитным методом [14]. Для литого тротила в [7] приводится значение $a=0,7$ мм, вдвое превышающее полученную величину 0,3 мм, что объясняется, по-видимому, различием в детонации литых и прессованных зарядов.

Поступила в редакцию
23/VII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2.
2. А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1959, 128, 5.
3. W. E. Deal. J. Chem. Phys., 1957, 17, 3.
4. R. E. Duff, E. Houston. J. Chem. Phys., 1955, 23, 7.
5. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил. ЖФХ, 1960, 34, 11.
6. V. I. Craig. 10-th Symposium (International) on Combustion. 1965, 863.
7. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1967, 3, 1.
8. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1940, 10, 542.
9. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 389.
10. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
11. B. J. Eichelberger, G. E. Hauer. Les Ondes de Detonation (Centre National de la Recherche Scientifique), Paris, 1962.
12. G. I. Taylor. Proc. Roy. Soc. A, 1950, 200, 235.
13. В. Н. Зубарев. ПМТФ, 1965, 2.

14. А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ПМТФ, 1964, 2.
 15. D. Price, E. J. Petrone. J. Appl. Phys., 1964, 35, 710.
 16. М. Н. Павловский. ФТТ, 1967, 9, 11.
 17. Л. В. Альтшулер и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 3.
 18. И. П. Дудолов, В. И. Ракитин и др. ПМТФ, 1969, 4.
 19. М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1969, 4.

УДК 662.215.5

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ АЗИДА СВИНЦА К ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ИСКРЕ

В. В. Стеньгач
(Москва)

Сейчас известно много исследований по чувствительности взрывчатых веществ к тепловому импульсу, к удару, к наколу, к трению, к воздействию ударной волны, к действию иницирующих веществ и к другим видам начального импульса. Установлены зависимости чувствительности ВВ от различных факторов, проведены исследования механизма возбуждения и развития взрыва [1—12]. В последнее время выполнены исследования чувствительности иницирующих и вторичных ВВ к электрической искре [13, 14, 15].

В настоящей статье излагаются результаты исследования чувствительности азид свинца к электрической искре. Приведены экспериментальные данные о зависимости чувствительности азид свинца к искровому разряду от различных факторов (плотности, величины кристаллов, межэлектродного расстояния, температуры, наличия инертных примесей) и высказаны соображения о механизме иницирования искрой.

В опытах применялся нефлегматизированный (по ГОСТу 1905—57) и флегматизированный парафином азид свинца. Азид свинца запрессовывался в камеру с искровым промежутком, образованным двумя стальными электродами (рис. 1). Средняя плотность азид свинца в камере варьировалась от 1,1 до 2,7 г/см³, а межэлектродный промежуток — от 0,02 до 0,5 мм.

Чувствительность ВВ к электрической искре можно характеризовать величиной энергии, которая возбуждает взрыв. Чем больше энергия, тем ниже чувствительность ВВ. Электрическая схема, при помощи которой измеряли эту энергию, приведена на рис. 2. В ходе опыта конденсатор C_1 заряжался до требуемого напряжения через сопротивления R_1 и R_2 и сопротивление образца R_0 ($C_2 \gg C_1$). При подаче на поджигающий электрод трехэлектродного реле Р импульса напряжения это реле срабатывало, один из электродов образца О соединялся с «землей», между электродами образца возникала разность потенциалов и происходил его пробой, емкость C_1 разряжалась через искровой промежуток образца и в нем выделялась энергия. Если величина энергии

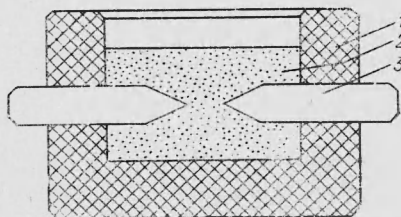


Рис. 1. Схема образца.
1 — корпус из пластмассы; 2 — ВВ; 3 — электрод.