

тического сечения $h_{кр}=0,8$ мм в зависимости от T_0 , p_0 , Z_0 и Z_2 . Средняя относительная точность определения значений k по узловым точкам составляет 2%, что соответствует точности расчета колебательно-неравновесного течения смеси $CO_2-N_2-H_2O$.

Из анализа приведенной номограммы следует, что при прочих заданных условиях максимальное значение коэффициента усиления достигается при $T_0=1750$ К и $Z_0=0,1$. Видно также, что в рассмотренном диапазоне изменения Z_0 ($0,1 \leq Z_0 \leq 1,0$) и p_0 ($10 \text{ бар} \leq p_0 \leq 40 \text{ бар}$) k монотонно уменьшается с их увеличением. При малых Z_0 и p_0 ($Z_0=0,1$ и $p_0=10$ бар) максимальное значение коэффициента усиления достигается при сравнительно меньших Z_2 , чем в случае больших Z_0 и p_0 ($Z_0=1,0$ и $p_0=40$ бар). Одинаковые значения k достигаются при одновременном увеличении T_0 и Z_0 . Указанные тенденции в изменении k легко могут быть объяснены физически, а их простое определение иллюстрирует преимущество номографического представления табличной зависимости для проведения оптимизации коэффициента усиления.

Поступила в редакцию
31/III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. I. D. Anderson. Phys. Fluids, 1970, 13, 8.
2. А. С. Бирюков, Л. А. Шелепин. Препринт ФИАН СССР им. П. Н. Лебедева, № 59, М., 1973.
3. С. А. Лосев, В. Н. Макаров и др. ФГВ, 1973, 9, 4.
4. С. А. Лосев, В. Н. Макаров. Квантовая электроника, 1974, 1, 7.
5. С. А. Лосев, В. Н. Макаров. Квантовая электроника, 1975, 2, 7.
6. R. L. Taylor, S. Bitterman. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, 1.
7. А. С. Бирюков, В. К. Конюхов и др. Препринт ФИАН СССР им. П. Н. Лебедева, № 9, М., 1973.
8. W. A. Rosser, A. D. Wood, E. T. Gerry. J. Chem. Phys., 1969, 50, 11.
9. F. Heller, C. B. Moore. J. Chem. Phys., 1970, 52, 1005.
10. W. A. Rosser, E. T. Gerry. J. Chem. Phys., 1969, 51, 5.
11. R. L. Taylor, S. Bitterman. J. Chem. Phys., 1969, 50, 4.
12. K. F. Herzfeld, T. A. Litovitz. Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves, Acad. Press, N. Y.—London, 1959.
13. Г. А. Евсеев, В. В. Калужный.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 5, № 3. ВЦ СО АН СССР, Новосибирск, 1974.
14. А. М. Бухвалов. Номографический сборник, № 1. ВЦ АН СССР, М., 1962.
15. Ф. Умаров, Г. С. Хованский. Номографический сборник, № 8. ВЦ АН СССР, М., 1971.

СТОЛКНОВЕНИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ИНЕРТНОГО МАТЕРИАЛА

А. Г. Иванов, С. А. Новиков, Л. И. Кочкин

В практике работ со взрывчатыми веществами часто встречаются случаи столкновения детонационных волн (ДВ). Если сталкиваются две скользящие вдоль некоторого слоя инертного материала ДВ, то в области столкновения наблюдается усиление действия взрыва, которое может сопровождаться выбросом материала, разрушением слоя. Возможности современных ЭВМ позволяют, как правило, для конкретных начальных условий найти соответствующее течение. Однако для понимания сущности физических процессов и анализа различных возможных

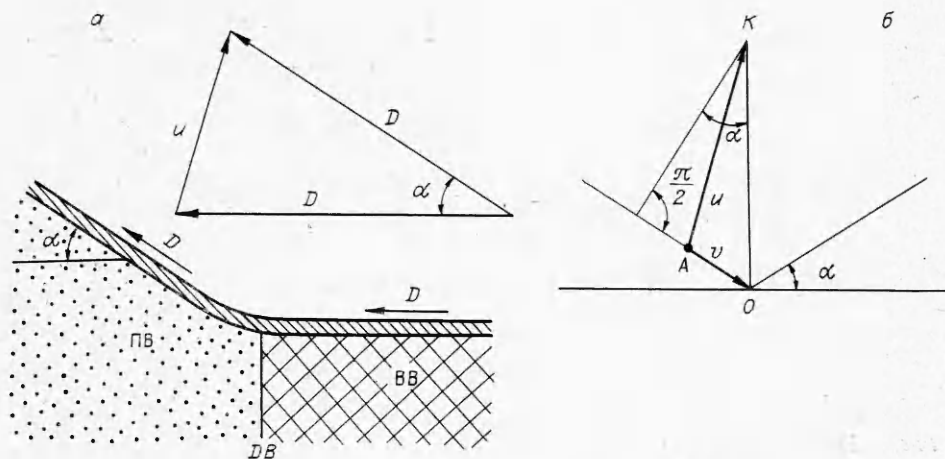


Рис. 1. Схема взаимодействия ДВ с образованием кумулятивной струи.

ситуаций в ряде случаев приближенное и даже качественное рассмотренные задачи при вариации начальных условий может дать важную информацию. Ниже рассмотрены некоторые характерные случаи лобового столкновения двух плоских ДВ, скользящих вдоль инертного слоя.

1. Толщина слоя инертного материала мала в сравнении с характерными размерами заряда ВВ. Волновые процессы в слое инерта проходят быстро и не являются определяющими в задаче. В рассматриваемом случае следует ожидать образования плоской кумулятивной струи. Действительно, в системе координат, связанной с ДВ (рис. 1, а), слой материала набегаёт со скоростью детонации D и изменяет свое направление на угол α . Абсолютная величина скорости инертного материала при этом сохраняется. Величина скорости, полученная элементом пластины в лабораторной системе координат, легко находится из геометрических соображений

$$u = 2D \sin(\alpha/2). \quad (1)$$

Следуя подходу, развитому в теории кумуляции [1], полагая вещество несжимаемым, рассмотрим соударение потоков материала в системе координат, связанной с точкой O встречи ДВ (рис. 1, б). В точке O сходятся, сталкиваются два потока, движущихся со скоростью $|\vec{v}| = AO$, и с такой же скоростью растекаются вверх и вниз. Поэтому в лабораторной системе координат скорость струи (u_c) и песта (u_n) будет соответственно $u_c = OK + OA$ и $u_n = OK - OA$. Из геометрических соотношений рис. 1, б следует

$$|v| = OA = D(\sec \alpha - 1) \quad \text{и} \quad OK = D \operatorname{tg} \alpha,$$

поэтому $u_c = D(\operatorname{tg} \alpha + \sec \alpha - 1)$ и $u_n = D(\operatorname{tg} \alpha - \sec \alpha + 1)$. Для малых значений α

$$u_c = D\alpha(1 + \alpha/2), \quad u_n = D\alpha(1 - \alpha/2).$$

Фактически картина струеобразования будет несколько сложнее вследствие движения от линии соударения ДВ отраженных ударных волн по продуктам взрыва. Зона повышенного давления за отраженными волнами вызовет дополнительное ускорение инертного слоя и уменьшение значения α .

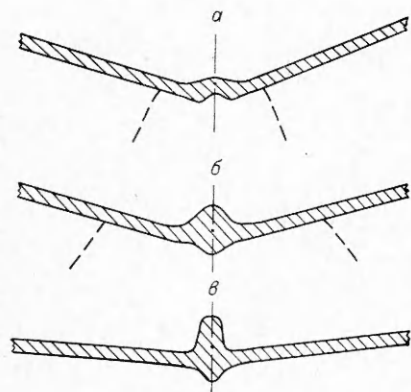


Рис. 2. Последовательные стадии разгона пластины из алюминия.
 ---- положение отраженных ударных волн в ПВ.

Рассмотренный случай иллюстрируется на рис. 2, где показаны последовательные стадии разгона пластины из алюминия толщиной 4 мм над областью столкновения двух ДВ, полученные методом импульсной рентгенографии через 2 (а), 4,1 (б) и 6,5 мкс (в) после соударения ДВ (заряд ВВ из сплава ТГ 50/50 размером $50 \times 100 \times 200$ мм синхронно инициировался с противоположных сторон).

Покажем, что возможность образования струи при соударении ДВ ограничена некоторым интервалом изменения α . Минимальное значение α найдется из условия, что динамический напор потока инертного материала ($\rho v^2/2$) в область взаимодействия ДВ равен динамическому пределу текучести σ материала, т. е. $\rho v^2/2 = \sigma$. Из геометрических соотношений рис. 1, б и формулы (1) $v = D(\sec \alpha - 1)$. Так как $\alpha \ll 1$, то $v \approx \alpha^2 \cdot D/2$ и $\alpha_{\min} = (8\sigma/\rho D^2)^{1/4}$. Так, принимая для алюминия $\sigma \sim 10^8$ Н/м² и $D = 7,6 \times 10^3$ м/с, получим $\alpha \sim 15^\circ$.

Значение α_{\max} найдем, уменьшая массу инертного материала до нуля. В этом случае предельный угол разлета продуктов взрыва (ПВ) со свободной поверхности ВВ составляет [2]

$$\alpha_{\max} = \{[(n+1)/(n-1)]^{1/2} - 1\} \cdot \pi/2,$$

где n — показатель политропы ПВ. В частном случае при $n=3$ $\alpha_{\max} \approx 37^\circ$. При $\alpha \rightarrow \alpha_{\max}$ масса вещества, перетекающая в область соударения, стремится к нулю и при α_{\max} должно произойти изменение режима течения с исчезновением струи. Рис. 3 иллюстрирует рассматриваемый случай взаимодействия ДВ.

2. Рассмотрим более общий случай, когда нельзя пренебречь волновыми процессами в инертном материале. Скользящая ДВ вызовет косую ударную волну в слое материала. Одновременно с лобовым столкновением ДВ начинается нормальное или с образованием трехволновой конфигурации [3] взаимодействие косых ударных волн, как это показано на

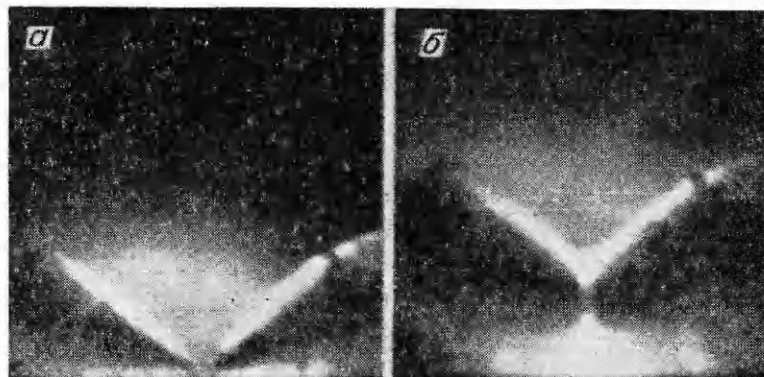


Рис. 3. Разлет ПВ со свободной боковой поверхности при соударении двух ДВ, распространяющихся в бруске ВВ размером $50 \times 100 \times 200$ мм. Фотографии получены на СФР-2М в режиме лупы времени.

а) $t=0$; б) $t=3$ мкс.

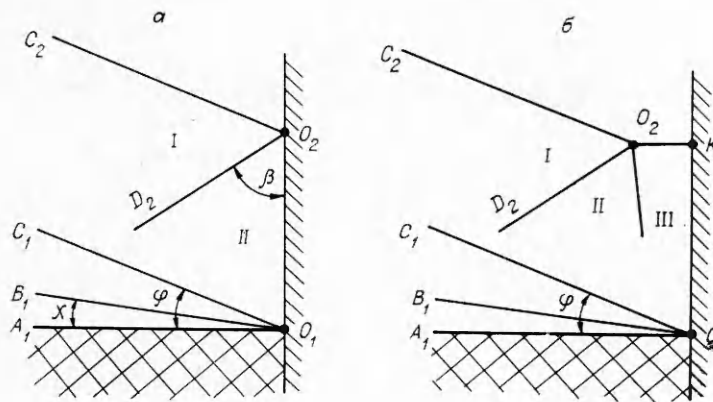


Рис. 4. Схема нормального (а) и с образованием трехволновой конфигурации (б) взаимодействия косых ударных волн OC . Индекс 1 отвечает моменту соударения ДВ, индекс 2 — более позднему моменту.

рис. 4. При известных ударной адиабате материала и политропе ПВ законы сохранения массы и импульса на ударных волнах и условия равенства давления и параллельности потоков по обе стороны контактного разрыва ПВ — инертный материал позволяют полностью определить параметры косых ударных волн и рассчитать течение. В таблице приведены некоторые результаты газодинамического расчета косых ударных волн: давление (p), угол между косой ударной волной и начальным положением контактной границы (φ), угол поворота течения вещества (χ). При расчете использовались уравнения ударных адиабат и политропы ПВ согласно [3, 4]. Данные таблицы позволяют найти параметры всего течения при взаимодействии косых ударных волн. Известно, что косое падение волны конечной амплитуды на жесткую стенку¹ может привести либо к регулярному отражению с одной падающей (OC) и одной отраженной волной (OD), либо к возникновению трехволновой конфигурации [3], как показано на схеме рис. 4.

При регулярном отражении косых ударных волн особенности в разлете различных участков свободной границы слоя материала невелики и качественно могут быть объяснены изменением удельного импульса, который воспринимает слой материала по мере удаления от линии столкновения ДВ. Количественная информация содержится в точном решении [5] об удельном импульсе, воспринимаемом жесткой границей. Если же реализуется нерегулярный, трехволновой режим отражения, то выход третьей (O_2K) ударной волны на свободную границу инертного слоя должен привести к большей скорости разлета материала, чем в соседних областях. Действительно, рассматривая течение с третьей ударной волной (рис. 4, б) в стационарной системе координат, связанной с точкой O , возьмем вместо уравнения Эйлера его интеграл — уравнение Бернулли [5]

$$W + v^2/2 = \text{const}, \quad (2)$$

где W — теплосодержание среды; v — скорость материала.

¹ В рассмотренном случае из условия симметрии задачи соударение двух ДВ с сопутствующими им косыми волнами в инертном слое эквивалентно соударению одной системы детонационной и косой ударной волн с жесткой стенкой, расположенной в плоскости симметрии задачи.

Расчетные и экспериментальные (в скобках) значения параметров косых ударных волн

Материал	φ	χ	p_1 , ГПа
Алюминий	62°36' (58÷60°)	3°40'	18,2
Оргстекло	40°12' (37÷38°)	10°24'	9,8
Вода	35°40' (39÷42°)	12°30'	8,5

Из условия непрерывности потока импульса величина (2) остается непрерывной и на ударной волне. Так как в набегающем потоке const один и тот же для всех линий тока, то его значение будет одним и тем же на линиях тока в областях II и III. Но $W_2 < W_3$, так как в области II вещество сжато до давления $p_2 = p_3$ двумя

последовательными ударными волнами, а в области III — одной. Поэтому $v_2 > v_3$ и соответственно в лабораторной системе координат $u_2 < u_3$. Таким образом, выход трехволновой конфигурации на свободную границу инертного слоя приведет к возникновению своеобразной тришоковой струи. Для иллюстрации этого явления на рис. 5 приведен ряд фотографий тришоковой струи, возникающей после соударения ДВ в пластине ВВ толщиной 10 мм, погруженной в воду на 50 мм. Фотографии получены теневым методом на СФР-2М в режиме лупы времени.

Предельное значение угла φ , при котором происходит смена режима отражения, рассчитано с помощью данных таблицы. Для этого проведены расчеты с различными значениями φ при неизменяемых параметрах за падающей волной. (Экспериментально такая ситуация может быть реализована при использовании заряда ВВ в виде двухгранного угла, по ребру которого происходят столкновения ДВ). В результате получено, что в случае слоя из алюминия смена регулярного режима отражения на трехволновой происходит при критическом угле φ^* , лежащем в интервале между 50 и 45°, а если слой изготовлен из оргстекла, то $37^\circ < \varphi^* < 43^\circ$. Данные таблицы показывают, что при лобовом столкновении скользящих ДВ тришоковая струя будет наблюдаться, если инертный слой изготовлен из оргстекла, и не будет реализовываться в случае слоя из алюминия.

Из геометрических соотношений рис. 4, б получим скорость третьей ударной волны

$$D_\tau = D \sin \varphi \cdot \cos \delta / \cos (\delta + \varphi), \quad (3)$$

где δ — угол между жесткой стенкой и траекторией движения точки О. Значения δ для оргстекла и воды были определены экспериментально и составили соответственно $\sim 12^\circ 40'$ и 6° .

По уравнению (3) рассчитаны параметры третьей ударной волны, и на основе справедливости закона удвоения скоростей найдены скоро-

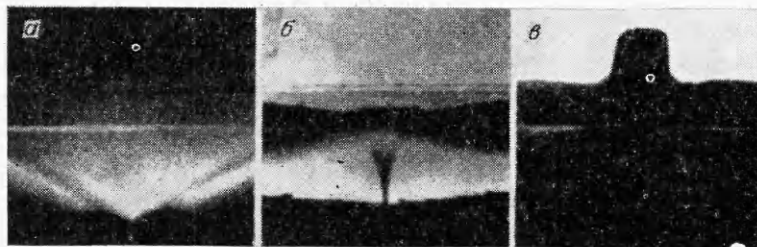


Рис. 5. Тришоковая струя.

а) момент соударения ДВ; б) выход третьей волны на поверхность воды и начало образования струи; в) сформированная тришоковая струя.

сти тришочковых струй: $6,5 \cdot 10^3$ м/с (оргстекло) и $7,0 \cdot 10^3$ м/с (вода). Экспериментально измеренные скорости оказались меньшими: $(3,9 \pm 0,1) \cdot 10^3$ и $(5,2 \pm 0,2) \cdot 10^3$ м/с, соответственно. Заметное расхождение расчетных значений u_c с экспериментальными может быть объяснено следующими причинами. Известно, что за фронтом третьей ударной волны существует резкий спад давления по координате. По этой причине вдоль тришочковой струи будут существовать значительные градиенты скорости, вследствие чего струя будет малоплотной, и следует ожидать ее торможения в нормальной атмосфере воздуха. Этот эффект (экспериментально) действительно наблюдался. Так, в опытах с инертным слоем из оргстекла, где тришочковая струя распространялась в разложенной до 10^{-2} мм рт. ст. атмосфере воздуха, ее скорость примерно на 30% была больше, чем при давлении воздуха ~ 1 атм.

Другая причина расхождения расчета и эксперимента — искривление фронта косых ударных волн, уменьшение их интенсивности по мере удаления от контактной границы ПВ — слой материала вследствие конечных размеров заряда ВВ, что не учитывалось в расчете. Расчет не учитывал также и искривленности фронта третьей ударной волны.

Рассмотренные механизмы струеобразования при соударении ДВ не исключают друг друга. При определенных условиях тришочковая струя может стать начальной стадией кумулятивного струеобразования.

3. Толщина и масса слоя инертного материала велика в сравнении с толщиной и массой слоя ВВ. Инертный материал обладает большой прочностью. Можно применить результаты задачи об импульсе, воспринимаемом жесткой стенкой [5].

Очевидно, что это решение справедливо только для малой области в окрестности столкновения ДВ порядка толщины слоя ВВ. Для области же с характерными размерами толщины инертного слоя будут существенны косые ударные волны с большими градиентами давления за их фронтами. Соударение таких волн приводит к возникновению сильных растягивающих напряжений, достаточных для хрупкого разрушения, разрыва материала. Так, если на основании стального цилиндра высотой 140 мм и диаметром 145 мм синхронно подорвать в двух диаметрально противоположных точках заряд ВВ из сплава тротил — гексоген 50/50 диаметром 120 мм, толщиной 10 мм, то этого оказывается достаточно, чтобы разорвать на две равные части этот цилиндр по линии соударения ДВ.

Отметим еще одно обстоятельство. Хорошо известно явление образования четко выраженной риски (вмятины) на поверхности металла в области столкновения ДВ, которая хорошо проявляется, если металл не разрывается. Явление используется в классическом методе Дотриша измерения скорости детонации ВВ. Если же на поверхности металла происходит столкновение не детонационных волн, а ударных такой же интенсивности, риска не образуется. Эффект легко проверяется экспериментально, если в заряд ВВ в области предполагаемого взаимодействия ДВ поместить вставку из Mg или другого вещества с близким к ПВ акустическим сопротивлением. Эти эксперименты показывают, что риска образуется вследствие взаимодействия химпиков ДВ, где реализуются давления в 1,5—2 раза больше, чем в окрестности. Ширина вмятины оказывается порядка ширины зоны химической реакции.

*Поступила в редакцию
21/VII 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Лаврентьев. УМН, 1957, 12, 4.
2. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.

3. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2.
4. М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1969, 4.
5. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.

О ВОЗМОЖНОМ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ПРЕДЕЛЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИИ

К. М. Михайлюк, В. С. Трофимов

Наименьший диаметр заряда, при котором возможно распространение незатухающей детонации, называется критическим $d_{кр}$. Следует отличать критический диаметр от наименьшего диаметра стационарного распространения детонации $d_{ст}$.

В [1] показано, что детонация может не затухать даже, если ее фронт нестационарный. Например, в жидких ВВ поверхность детонационного фронта может пульсировать, попеременно отрываясь от границ заряда и снова возвращаясь к ним. Это обстоятельство послужило основой для развития новых представлений о природе критического диаметра в жидких ВВ [1]. Согласно этим представлениям, в жидких ВВ $d_{кр}$ определяется временем индукции химической реакции позади ударного фронта, остающегося у границы заряда при очередном сокращении поверхности фронта детонации. Известный принцип Харитона [2] остается в силе, если отказаться от его традиционной трактовки [3—6], а именно: детонация в жидких ВВ прекращается не из-за разбрасывания вещества из зоны реакции, а потому, что ударно-сжатое на краю заряда вещество разбрасывается до теплового взрыва.

Таким образом, в общем случае имеет место неравенство

$$d_{ст} \geq d_{кр}. \quad (1)$$

Однако имеются основания [1] предположить, что у твердых прессованных и литых ВВ оба диаметра столь близки, что в первом приближении справедливо

$$d_{ст} \approx d_{кр}. \quad (1a)$$

Отсюда на основании известной формулы Харитона имеем

$$d_{ст} \approx C\tau, \quad (2)$$

где C — коэффициент, который в работах [3—6] считается равным по порядку скорости звука в зоне реакции детонационной волны; τ — время реакции, которое относится обычно к оси заряда.

Такое толкование величин C и τ выводится из анализа чрезмерно упрощенной схемы течений реагирующей среды (рис. 1, а), в которой область потока, влияющую на ударный фронт детонации, ограничивают характеристики, отходящие от края плоского ударного фронта. Принципиальный недостаток этой схемы: указанные характеристики помещаются там, где им нельзя находиться — в дозвуковом потоке, который имеет место позади плоского ударного фронта. Если же учесть, что на самом деле ударный фронт искривлен, то, как показано в работах [1, 7], данные характеристики не имеют отношения к критическому диаметру, так как оказываются за пределами зоны, откуда возмущения могут попадать на ударный фронт (рис. 1, б). Таким образом, указанная интер-