

УДК 534.222

## ДИНАМИКА ФРОНТА ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ТВЕРДЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВАХ

Е. Б. Смирнов, А. Н. Аверин, Б. Г. Лобойко, О. В. Костицын,  
Ю. А. Беленовский, К. М. Просвирнин, А. Н. Киселёв

РФЯЦ, ВНИИ технической физики им. Е. И. Забабахина, 456770 Снежинск, ewgeny\_smirnov@mail.ru

Определяющая роль формы фронта в процессе распространении детонационной волны в газобразных смесях была обоснована К. И. Щёлкиным при построении теории спиновой детонации. Впоследствии однозначная связь искривления фронта с параметрами детонационной волны была многократно подтверждена в экспериментах, в том числе для конденсированных взрывчатых веществ (ВВ). Существование такой связи легло в основу построения теории динамики детонационного фронта, получившей развитие к концу XX в. В работе приведены результаты исследования распространения фронта детонационной волны в цилиндрических образцах низкочувствительного ВВ различного диаметра при одноточечном и плосковолновом инициировании. Установлена однозначная связь скорости детонации с кривизной фронта детонационной волны. В предположении зависимости скорости детонации от кривизны фронта получены обыкновенные дифференциальные уравнения, описывающие профили стационарного двумерного детонационного фронта для зарядов ВВ в форме пластины, цилиндра и кольца. При этом учитывалось, что краевой угол между нормалью к фронту и краем ВВ уникален для каждой комбинации ВВ и материала облицовки. Обнаружено, что один и тот же профиль детонационного фронта соответствует нескольким комбинациям материала облицовки и определяющего размера заряда (толщины пластины, радиуса цилиндра или внутреннего радиуса кольца). Сравнение экспериментальных профилей фронта вблизи краев зарядов ВВ для этих комбинаций дает данные по зависимости скорости детонации от кривизны фронта для низких скоростей, соответствующих режимам вынужденной детонации. Анализ ранее полученных данных для детонирующих кольцевых зарядов низкочувствительного ВВ показал, что при уменьшении скорости детонации полная кривизна фронта стремится к пределу около  $0.05 \text{ мм}^{-1}$ , т. е. порядка обратного критического диаметра. Предел кривизны фронта позволяет предсказывать критический диаметр детонации.

Ключевые слова: взрывчатое вещество, детонационная волна, стационарная детонация, скорость детонации, кривизна фронта, критический диаметр.

### РАЗВИТИЕ ДЕТОНАЦИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦАХ ВВ

Теория идеальной детонации удовлетворительно описывает детонацию зарядов, диаметр которых близок в предельному. При меньших диаметрах скорость детонации может существенно отличаться от идеального значения, ожидаемого на основании равновесной химической термодинамики. Это отличие в значительной степени проявляется для нечувствительных взрывчатых веществ (ВВ) и может достигать в отдельных случаях 30 % [1]. Связано это с тем, что при детонации зарядов конечных диаметров детонационный фронт не мо-

жет быть плоским. Действительно, из-за ограниченности скорости химического превращения непосредственно за плоским фронтом детонационной волны (ДВ) поток является дозвуковым. Поэтому боковые волны разгрузки, возникающие при расширении сжатого вещества в стороны, проникают на первоначальный фронт, снижая на нем давление и тем самым уменьшая его скорость в первую очередь у поверхности заряда. Таким образом, ударный фронт ДВ приобретает форму, выпуклую в сторону распространения детонации, и после прохождения некоторого участка развития он принимает стационарную форму.

Экспериментальные исследования процесса развития и распространения ДВ в цилиндрических образцах низкочувствительного ВВ проводились в диапазоне диаметров  $(1 \div 10)d_{кр}$

© Смирнов Е. Б., Аверин А. Н., Лобойко Б. Г.,  
Костицын О. В., Беленовский Ю. А.,  
Просвирнин К. М., Киселёв А. Н., 2012.

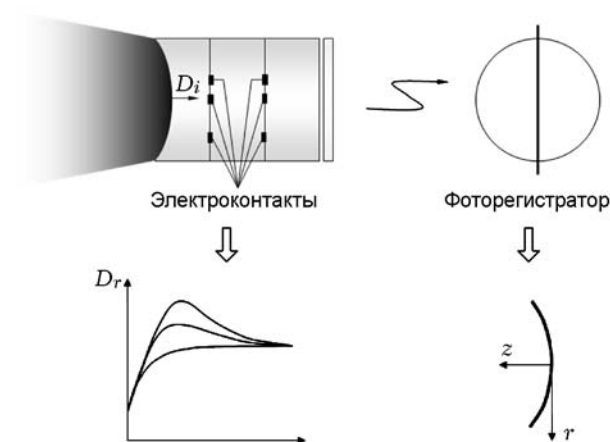


Рис. 1. Схема проведения экспериментов

( $d_{кр}$  — критический диаметр детонации). При этом инициирование осуществлялось плоской и расходящейся волнами. Схема проведения экспериментов представлена на рис. 1. С помощью высокоскоростного фоторегистратора с линейной щелевой разверткой регистрировались временные профили выхода ДВ на торцевую поверхность исследуемых цилиндрических образцов, которые пересчитывались в профили ДВ. Скорость детонации регистрировалась электроконтактным методом.

В экспериментах были определены профили фронта ДВ на участке развития детонации в цилиндрических образцах диаметром 15, 20, 40, 60 и 120 мм, а также соответствующие им значения скорости детонации. Для определения кривизны фронта полученные профили аппроксимировались аналитической зависимостью вида

$$z = f(r), \quad (1)$$

где  $r$  — радиальная координата, измеряемая от оси заряда,  $z$  — осевая координата, отсчитываемая от точки выхода фронта ДВ на торец заряда (см. рис. 1).

Анализ результатов аппроксимации формы детонационного фронта различными функциями показал, что в приосевой части фронта (примерно до половины радиуса) кривизна практически постоянна, слабо зависит от вида аппроксимирующей функции и может быть определена с высокой точностью. Из соображений простоты в качестве аппроксимирующей была выбрана функция вида

$$z(r) = \sqrt{R^2 - (r - r_0)^2}, \quad (2)$$

где  $R$  — радиус заряда,  $r_0$  — подгоночный параметр, учитывающий возможную асимметрию фронта.

Из дифференциальной геометрии известно [2], что средняя кривизна поверхности выражается через две главные кривизны в ортогональных плоскостях:

$$k(r) = (k_1(r) + k_2(r))/2. \quad (3)$$

Поскольку (2) есть уравнение окружности радиуса  $R$ , то кривизна в любой точке сферической поверхности будет  $k = 1/R$ .

Экспериментальные профили ДВ аппроксимировали уравнением (2) методом нелинейной регрессии с использованием алгоритма Левенберга — Маркварта [3, 4].

В ходе экспериментов установлено, что после прохождения детонационной волной определенного расстояния по цилиндрическому заряду ВВ скорость  $D$  достигает некоторой величины, характерной для данного диаметра образцов (стационарной скорости детонации  $D_{ст}$ ). При этом форма детонационного фронта изменяется.

Опыты проводились с цилиндрическими зарядами диаметром 60 мм. Инициирование осуществлялось плоской и расходящейся детонационными волнами. Результаты регистрации скорости детонации представлены на рис. 2. Видно, что развитие детонации при различных видах инициирования ВВ существенно различается. Процесс развития состоит из двух фаз: фазы быстрого роста скорости  $D$  и фазы медленного и монотонного ее приближения к уровню  $D_{ст}$ . В случае расходящейся ДВ фаза быстрого роста  $D$  завер-

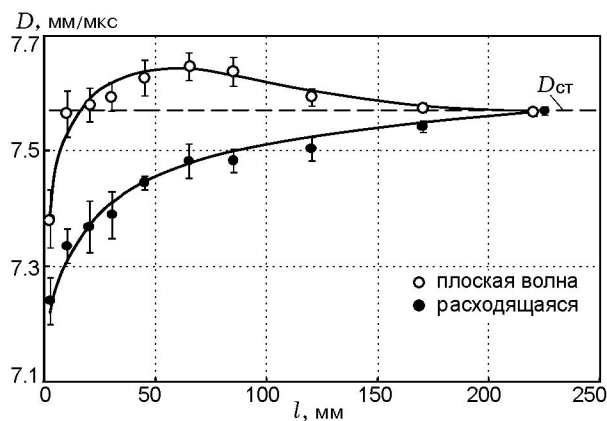


Рис. 2. Развитие детонации при инициировании плоской и расходящейся волнами

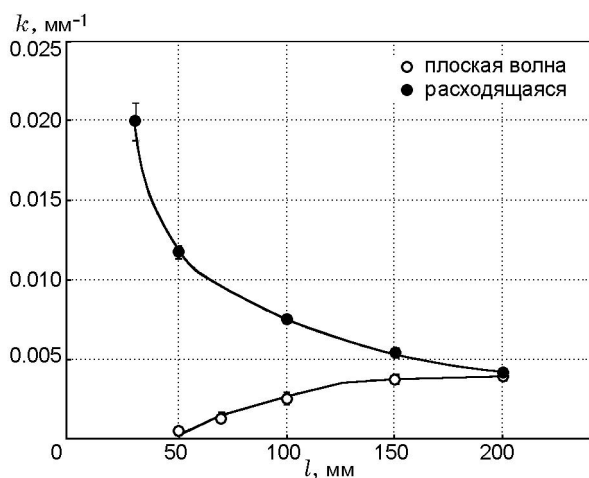


Рис. 3. Изменение кривизны фронта ДВ при инициировании плоской и расходящейся волнами

шается через  $\approx 20 \div 30$  мм, при этом  $D \approx 0.97D_{ст}$ . В дальнейшем скорость детонации растет медленно и достигает уровня  $D_{ст}$  лишь на расстоянии  $\approx 200 \div 250$  мм. При плоско-волновом инициировании скорость детонации уже через  $\approx 20$  мм достигает уровня  $D_{ст}$ . Более того, через  $\approx 60 \div 70$  мм она превышает этот уровень, возрастает до максимального значения ( $\approx 1.01D_{ст}$ ) и лишь затем медленно уменьшается до значения  $D_{ст}$  (на расстоянии  $\approx 150 \div 170$  мм). Приблизительно на тех же расстояниях, как это демонстрирует рис. 3, стабилизируется и кривизна детонационного фронта, что, в свою очередь, свидетельствует об установлении его формы.

Установление формы и скорости в процессе развития детонации демонстрируют приведенные на рис. 4 результаты измерения скорости электроконтактными датчиками, установленными на различном удалении  $r$  (см. рис. 1) от оси цилиндрического заряда. Диаметр образцов ВВ составлял 120 мм. Инициирование осуществлялось плоской волной.

Из результатов, представленных на рис. 4, видно, что скорости каждого из участков фронта в процессе развития детонации различны. При этом отличается и характер изменения этих скоростей. Датчики, расположенные на оси цилиндрической детали ( $r = 0$ ), регистрируют установление плоской ДВ с прохождением скорости через максимальное значение, соответствующее  $\approx 1.01D_{ст}$ . Датчики, смещенные от оси к периферии заряда, демонстрируют характер установления детонации такой

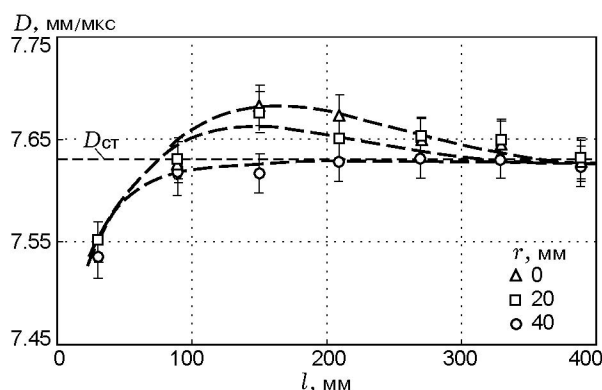


Рис. 4. Развитие детонации в образце ВВ диаметром 120 мм при плосковолновом инициировании

же, как при инициировании расходящейся волной (см. рис. 2). Описанный характер изменения скорости на различных участках фронта объясняется искривлением последнего под действием боковых волн разрежения.

Таким образом, несмотря на различия в характере установления детонации, стационарное значение скорости не зависит от способа инициирования и детонация устанавливается на расстоянии  $\approx 3d$  ( $d$  — диаметр заряда). Аналогичные выводы сделаны ранее в работе [5] при исследовании развития детонации в цилиндрических образцах взрывчатого состава РВХ 9502 различного диаметра.

Исследования показали, что характер развития детонации не зависит от диаметра заряда ВВ. Об этом свидетельствуют, например, данные, полученные при плосковолновом инициировании цилиндрических деталей диаметром 60 и 120 мм, представленные на рис. 5 в относительных скоростях детонации цилиндрических зарядов ВВ как функции отношения длины заряда к его диаметру. Из рис. 5 видно, что вначале скорость детонации быстро возрастает с длиной заряда  $l$ , достигая при  $l \approx d/2$  значения стационарной скорости  $D_{ст}(d)$  для заряда данного диаметра. При  $l \approx 1.5d$  скорость детонации достигает максимального значения, превышающего  $D_{ст}(d)$  на  $\approx 1\%$ . Затем боковая разгрузка постепенно снижает скорость детонации, и при  $l > 3d$  скорость детонации практически равна  $D_{ст}$ .

Для определения связи скорости детонации с кривизной фронта вся совокупность экспериментальных данных была обобщена на одном графике (рис. 6). По оси абсцисс отложены

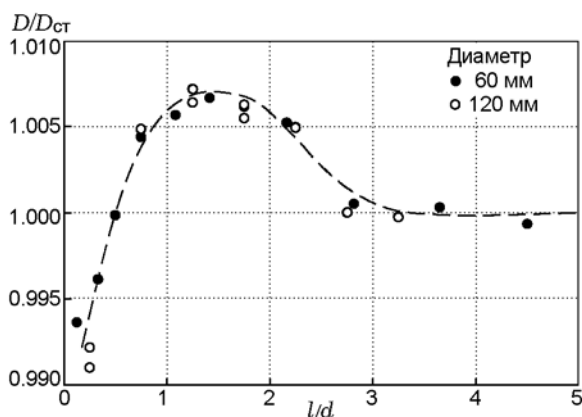


Рис. 5. Развитие детонации при плосковолновом инициировании деталей диаметром 60 и 120 мм

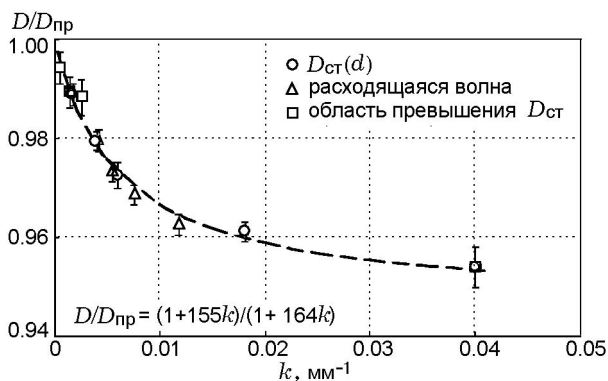


Рис. 6. Зависимость относительной скорости детонации от кривизны фронта

скорости детонации, отнесенные к предельной скорости  $D_{пр}$ , отвечающей предельному диаметру заряда ВВ. На рис. 6 нанесены результаты, полученные при стационарном распространении ДВ в образцах различного диаметра, при распространении расходящейся ДВ в образцах диаметром 60 мм на участке медленного роста скорости, для случаев плосковолнового инициирования и распространения ДВ на участке превышения величины  $D_{ст}$ . Видно, что результаты экспериментов описываются единой зависимостью  $D/D_{пр}(k)$ . Подобного рода зависимости регистрировались и для других неидеальных ВВ [6, 7].

Полученные результаты свидетельствуют о важной роли кривизны детонационного фронта в процессе развития и распространения детонации: после некоторого участка развития, величина которого зависит от конкретных условий инициирования и распространения,

скорость ДВ практически полностью определяется кривизной детонационного фронта.

Существование однозначной взаимосвязи между скоростью ДВ и кривизной ее фронта позволяет объяснить экспериментально зарегистрированный характер зависимости  $D(l)$  (см. рис. 2, 4). Такой характер развития детонации связан с тем, что стационарно распространяющийся детонационный фронт устанавливается вследствие протекания двух процессов, влияющих на скорость детонации, а именно процесса формирования структуры фронта детонации, определяемой кинетикой реакций взрывного превращения, и процесса изменения формы (кривизны) детонационного фронта под воздействием волны разгрузки на зону химической реакции. При этом в образцах достаточно большого диаметра изменение формы детонационного фронта под воздействием волны разгрузки продолжается значительно дольше, чем идет формирование структуры фронта детонации. Это приводит к тому, что на начальном участке развития скорость детонации быстро растет до величины, соответствующей кривизне детонационного фронта. В дальнейшем в случае расходящейся ДВ скорость детонации заметно замедляется до уровня  $D_{ст}$  в соответствии с уменьшением кривизны детонационного фронта по мере его удаления от места инициирования, а при плосковолновом инициировании — в соответствии с увеличением кривизны детонационного фронта под действием волны разгрузки.

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦАХ ВВ

После прохождения участка развития, составляющего, как правило,  $3d$ , скорость и форма детонации устанавливаются и в дальнейшем для данного диаметра остаются неизменными. Причина такой стационарности формы фронта ДВ требует дополнительных исследований. Был проведен соответствующий детальный анализ на основе базовых положений теории неидеальной детонации, сформулированных в работах [8–11]. Схема установившего искривленного детонационного фронта для цилиндрической геометрии показана на рис. 7.

Кривизна любой трехмерной поверхности определяется из комбинации ее первой и второй пространственных производных по ортогональным направлениям [2]. Первая главная

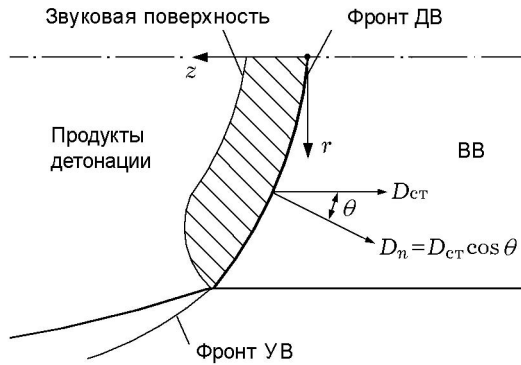


Рис. 7. Схема установившейся детонации в цилиндрическом заряде ВВ

кривизна по радиальной координате выражается следующим образом:

$$k_1(r) = \frac{z''(r)}{[1 + z'(r)^2]^{\frac{3}{2}}}. \quad (4)$$

В цилиндрической геометрии заряда предполагается, что профиль фронта ДВ симметричен относительно оси, что позволяет выразить вторую главную кривизну:

$$k_2(r) = \frac{\sin \theta}{r} = \frac{\sin \arctg(z'(r))}{r} = \frac{z'(r)}{r[1 + z'(r)^2]^{\frac{1}{2}}}. \quad (5)$$

Средняя кривизна поверхности с учетом (3) принимает вид

$$k(r) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{z''(r)}{[1 + z'(r)^2]^{\frac{3}{2}}} + \frac{z'(r)}{r[1 + z'(r)^2]^{\frac{1}{2}}} \right\}. \quad (6)$$

Задаваясь конкретным видом зависимости  $k(D)$ , можно получить аналитическое решение уравнения (6). Так, в работах [1, 11, 12] приближенное решение данного уравнения имеет вид

$$z(r) = \ln(J_0(r)), \quad (7)$$

где  $J_0(r)$  — функция Бесселя первого рода, которая для удобства дифференцирования с точностью до константы может быть выражена через тригонометрические функции. Окончательно для функции  $z(r)$  предложено следующее выражение:

$$z(r) = - \sum_1^n a_i \left\{ \ln \left[ \cos \left( \eta \frac{\pi r}{2 R} \right) \right] \right\}^i, \quad (8)$$

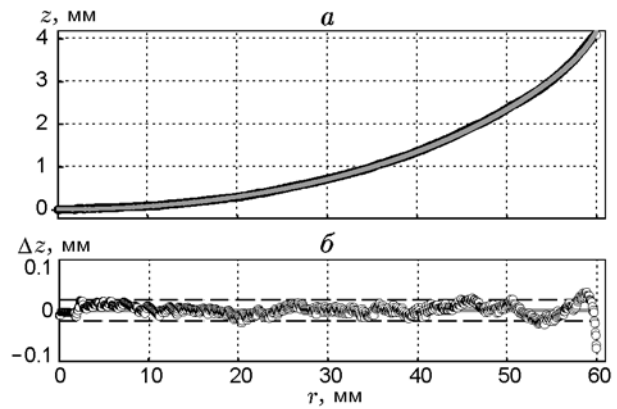


Рис. 8. Обработка формы фронта ДВ функциональной зависимостью (9)

где  $a_i, \eta$  — подгоночные коэффициенты.

Описанный подход был использован далее для получения общей зависимости скорости детонации от кривизны по результатам единичного опыта. В качестве исходных данных для анализа использовали результаты опыта по измерению скорости детонации электроконтактным методом совместно с фотохронографической регистрацией выхода детонационного фронта на торец цилиндрического заряда диаметром 120 мм и длиной 400 мм. Скорость ДВ, инициированной плосковолновым генератором, достигла стационарного значения на расстоянии  $\approx 360$  мм, и величина стационарной скорости составила  $7.631 \pm 0.010$  мм/мкс.

Полученное в эксперименте изображение фронта ДВ было оцифровано с разрешением по радиальной координате  $\Delta r = 0.07$  мм. Далее полученный профиль (рис. 8) был обработан аналитической зависимостью (8) с добавленным в нее свободным членом, призванным учесть возможную асимметрию фронта:

$$z(r) = a_0 - \sum_1^5 a_i \left\{ \ln \left[ \cos \left( \eta \frac{\pi r}{2 R} \right) \right] \right\}^i. \quad (9)$$

В отличие от исследований [1, 12], где использовались три первых члена ряда (8), в данной работе количество членов ряда было увеличено до пяти, что позволило расширить диапазон применимости данной функции. Дальнейшее увеличение числа членов ряда оказалось нецелесообразным из-за чрезвычайной громоздкости аналитических представлений первой и второй производных от используемой функции.

Аппроксимация экспериментального профиля ДВ проводилась методом нелинейной регрессии с использованием алгоритма Левенберга — Маркверта [3, 4]. Результаты обработки приведены на рис. 8. Здесь же приведены отклонения экспериментальных точек от аппроксимирующей функции. Отклонение между экспериментальными и расчетными значениями, за исключением краевой зоны, не превышает 0.05 мм, что в пересчете на время дает значение 0.007 мкс.

В результате обработки получены следующие значения коэффициентов аппроксимирующего выражения (9):  $a_0 = 0.0041 \pm 0.0011$ ;  $a_1 = 2.3250 \pm 0.0881$ ;  $a_2 = 0.2923 \pm 0.0509$ ;  $a_3 = 0.0000 \pm 0.0819$ ;  $a_4 = 0.0216 \pm 0.0492$ ;  $a_5 = 0.0071 \pm 0.0102$ ;  $\eta = 0.960 \pm 0.016$  (коэффициент регрессии 0.9999). После подстановки этих коэффициентов в (9), а также в аналитические выражения для первой и второй производных от функции  $z(r)$  с учетом формулы (6) была определена функция кривизны фронта ДВ  $k(r)$ .

Из рис. 7 видно, что нормальная компонента скорости детонации вдоль радиальной координаты  $r$  связана со стационарной скоростью детонации для данного диаметра  $D_{ст}$  (в цилиндрической геометрии) следующим образом:

$$D_n(r) = D_{ст} \cos \theta(r) = \\ = D_{ст} \cos \operatorname{arctg}(z'(r)) = \frac{D_{ст}}{[1 + z'(r)^2]^{\frac{1}{2}}}, \quad (10)$$

где  $\theta(r)$  — угол между нормальной составляющей вектора скорости детонации и осью заряда по радиальной координате.

Полученные таким образом две функции  $D_n(r)$  и  $k(r)$  в параметрическом виде дают связь нормальной составляющей скорости детонации с кривизной вдоль профиля ДВ. Рассчитанная зависимость показана на рис. 9. Там же приведены точки, полученные в экспериментах с различными диаметрами зарядов (см. рис. 6).

Зависимость  $D_n(k)$ , представляющая собой связь нормальной компоненты скорости детонации с кривизной по радиальной координате, хорошо согласуется с данными, полученными для различных диаметров.

Таким образом, существование зависимости скорости детонации от кривизны  $D(k)$  с большой вероятностью является фундаментальным свойством данного ВВ. А полученное уравнение для формы фронта ДВ позво-

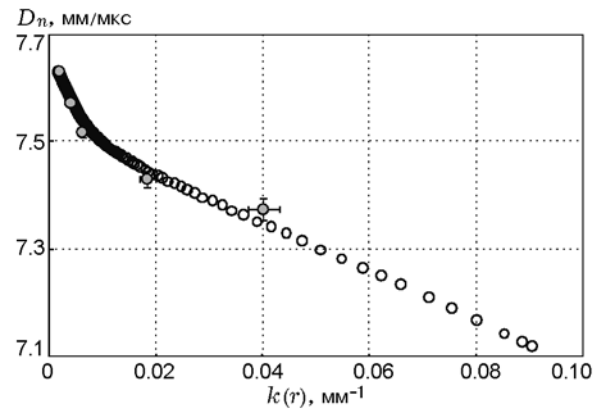


Рис. 9. Зависимость скорости детонации от кривизны фронта

ляет интегрированием обычного дифференциального уравнения (6) с граничным условием в виде угла  $\theta$  на границе заряда предсказывать скорость детонации и форму фронта ДВ в произвольной геометрии. Полученные результаты являются основанием для применимости модели DSD — динамики детонационного фронта для исследуемого в данной работе ВВ.

Открытым остается вопрос о поведении данной зависимости в области нестационарных течений, в частности в области отрицательной кривизны.

## СТАЦИОНАРНЫЕ ДВУМЕРНЫЕ РЕЖИМЫ ДЕТОНАЦИИ ТВЕРДЫХ ВВ

Простейшая теория динамики детонационного фронта предполагает, что нормальная скорость детонации  $D$  определяется полной кривизной фронта  $k$  и краевой угол  $\theta$  (угол между нормалью к фронту и краем ВВ) уникален для каждой комбинации ВВ и материала облицовки [13]. При помощи данной модели получены обыкновенные дифференциальные уравнения, описывающие стационарные двумерные профили детонационного фронта в зарядах ВВ, имеющих форму пластины, цилиндра и кольца.

### Детонация пластины

Пусть пластина из ВВ, облицованная инертным материалом, детонирует в стационарном режиме и скорость детонации в центре равна  $D_{ст}$ . Нормальная скорость детонации равна

$$D(k) = \frac{D_{ст}}{\sqrt{1 + (z')^2}}, \quad (11)$$

где функция  $z(x)$  описывает профиль фронта,  $x$  — расстояние от центра заряда. Полная кривизна фронта, равная половине кривизны в плоскости  $x$ , соотносится с  $D$  следующим образом:

$$\frac{z''}{2(1 + (z')^2)^{\frac{3}{2}}} = k \left( \frac{D_{ст}}{\sqrt{1 + (z')^2}} \right). \quad (12)$$

Подставляя  $y = z'$  и проводя преобразования, получаем

$$\frac{dx}{dy} = \left[ 2(1 + y^2)^{\frac{2}{3}} k \left( \frac{D_{ст}}{\sqrt{1 + y^2}} \right) \right]^{-1}, \quad (13)$$

$$\frac{dz}{dy} = \left[ \frac{2(1 + y^2)^{\frac{2}{3}}}{y} k \left( \frac{D_{ст}}{\sqrt{1 + y^2}} \right) \right]^{-1}. \quad (14)$$

Интегрирование уравнений (13), (14) дает профиль стационарного детонационного фронта  $z(x)$  для заданного  $D_{ст}$ . Исходная точка  $y = 0, x = 0, z = 0$ , а конечная точка  $y = \text{tg}(\theta)$ , т. е. зависит от материала облицовки. Таким образом,  $D_{ст}$  однозначно определяет профиль стационарного детонационного фронта  $z(x)$ , кото-

рый, однако, соответствует нескольким комбинациям полутолщины пластины  $X_0$  и материала облицовки (краевого угла  $\theta$ ) (рис. 10).

### Детонация цилиндра

Пусть цилиндр из ВВ, облицованный инертным материалом, детонирует в стационарном режиме и скорость детонации в центре равна  $D_{ст}$ . Нормальная скорость детонации равна

$$D(k) = \frac{D_{ст}}{\sqrt{1 + (z')^2}}, \quad (15)$$

где функция  $z(r)$  описывает профиль фронта. Полная кривизна фронта равна

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left[ \frac{z''}{(1 + (z')^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{z'}{r \sqrt{1 + (z')^2}} \right] = \\ = k \left( \frac{D_{ст}}{\sqrt{1 + (z')^2}} \right). \end{aligned} \quad (16)$$

После подстановки  $y = z'$  и преобразования имеем

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dy} = \left( 2k \left( \frac{D_{ст}}{\sqrt{1 + y^2}} \right) - \frac{y}{r \sqrt{1 + y^2}} \right)^{-1} \times \\ \times \left( 1 + y^2 \right)^{-\frac{3}{2}}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dy} = \left( \frac{2}{y} k \left( \frac{D_{ст}}{\sqrt{1 + y^2}} \right) - \frac{1}{r \sqrt{1 + y^2}} \right)^{-1} \times \\ \times \left( 1 + y^2 \right)^{-\frac{3}{2}}. \end{aligned} \quad (18)$$

Интегрирование уравнений (17), (18) дает профиль стационарного детонационного фронта  $z(r)$  для заданного  $D_{ст}$ . Исходная точка  $y = 0, r = 0, z = 0$ , конечная —  $y = \text{tg}(\theta)$ . Так же как для детонации пластины, несмотря на то что величина  $D_{ст}$  однозначно определяет профиль стационарного детонационного фронта  $z(r)$ , один и тот же профиль соответствует нескольким комбинациям радиуса цилиндра  $R_0$  и материала облицовки (краевого угла  $\theta$ ). Типичные решения для цилиндра из ВВ, а также влияние радиуса цилиндра  $R_0$  и материала облицовки также сходны с таковыми для детонации пластины (см. рис. 10).

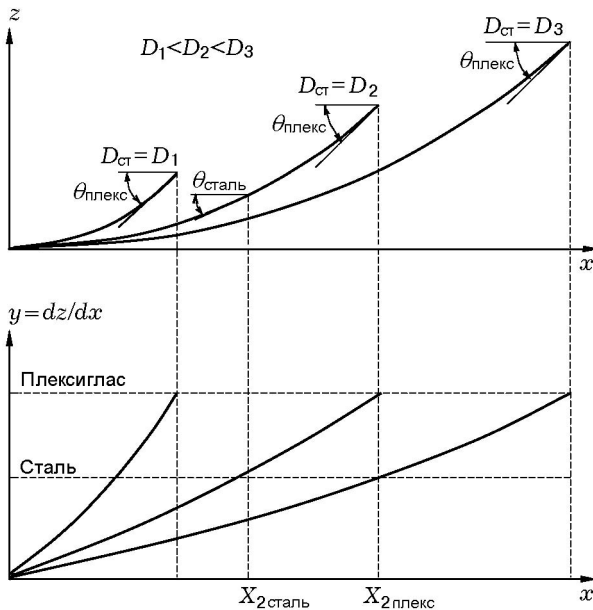


Рис. 10. Типичные решения для стационарной детонации пластин:

штриховые линии соответствуют различным крайним условиям на поверхности ВВ

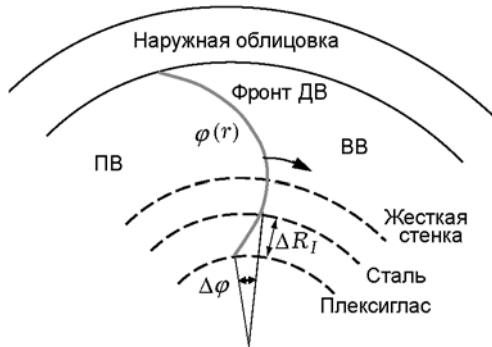


Рис. 11. Анализ профиля фронта для детонации кольца:

штриховые линии соответствуют различным крайевым условиям на внутренней поверхности, ПВ — продукты взрыва

### Детонация кольца

Кольца из ВВ также могут детонировать в стационарном режиме [14]. В этом случае детонационный фронт поворачивается вокруг оси, подобно твердому телу, с постоянной угловой скоростью  $\omega = D_I/R_I$ , где  $R_I$  — внутренний радиус кольца, а  $D_I$  — скорость детонации по внутренней поверхности кольца. Этот стационарный поворот детонации удобно анализировать в полярных координатах  $r$ – $\varphi$  (рис. 11).

Нормальная скорость детонации равна

$$D = \frac{rD_I}{R_I\sqrt{(r\varphi')^2 + 1}}, \quad (19)$$

где функция  $\varphi(r)$  описывает профиль фронта. Полная кривизна фронта равна

$$\frac{r\varphi'' + \varphi'[2 + (r\varphi')^2]}{2[(r\varphi')^2 + 1]^{\frac{3}{2}}} = k \left( \frac{rD_I}{R_I\sqrt{(r\varphi')^2 + 1}} \right). \quad (20)$$

После подстановки  $y = z'$  и преобразования имеем

$$\frac{dr}{dy} = \left\{ \frac{2}{r} \text{æ} \left( \frac{rD_I}{R_I\sqrt{(ry)^2 + 1}} \right) \left[ (ry)^2 + 1 \right]^{\frac{3}{2}} - \frac{y}{r} [2 + (ry)^2] \right\}^{-1}, \quad (21)$$

$$\frac{d\varphi}{dy} = \left\{ \frac{2}{ry} \text{æ} \left( \frac{rD_I}{R_I\sqrt{(ry)^2 + 1}} \right) [(ry)^2 + 1]^{\frac{3}{2}} - \frac{[2 + (ry)^2]}{r} \right\}^{-1}. \quad (22)$$

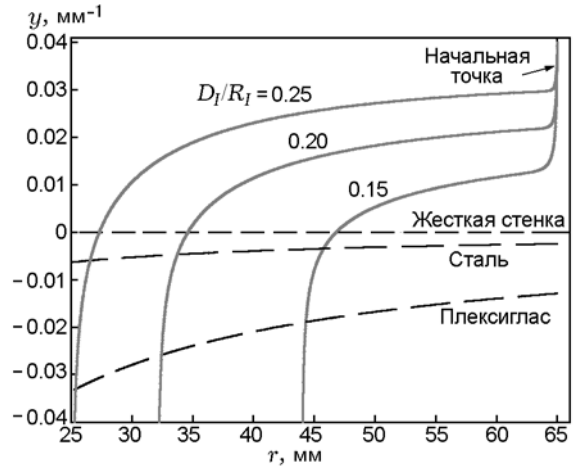


Рис. 12. Типичные решения для стационарной детонации кольца:

штриховые линии соответствуют различным крайевым условиям на внутренней поверхности

Интегрирование уравнений (21), (22) дает профиль стационарного детонационного фронта  $\varphi(r)$  для заданной угловой скорости  $\omega = D_I/R_I$ . Для внутренней поверхности кольца выполняется краевое условие  $y(R_I) = \text{tg}\theta/R_I$ . Для стационарного режима детонации радиус  $R_I$  является однозначной функцией  $\omega$  и  $\theta$ . Чем точнее выбрана начальная точка интегрирования  $R_I(\omega, \theta)$ , тем позднее решение  $y(r)$  теряет устойчивость и устремляется в бесконечность. Поэтому уравнения (21) и (22) лучше решать с убывающим  $r$  из начальной точки  $y(r_0) \approx R_I^{-1}$  (рис. 12).

Как видно из рис. 12, профиль фронта определяется выражением  $\omega = D_I/R_I$  и одному значению  $\omega$  соответствует несколько комбинаций  $R_I$  и материала облицовки. Данный факт был использован для получения данных  $D(k)$  в области малых значений  $D$  из экспериментальных данных по детонации колец из низкочувствительного ВВ [14]. Наружный радиус кольца был 60 мм, а внутренний радиус варьировался: 30, 40 и 50 мм. Наружная и внутренняя поверхности колец были закрыты облицовками из стали или плексигласа. Установлено, что во всем диапазоне измерений ( $15 \div 165^\circ$ ) скорость детонации по внутренней поверхности кольца  $D_I$  постоянна.

После переходной зоны  $30 \div 105^\circ$  разница между временами выхода детонации на наружную  $t_D$  и внутреннюю  $t_I$  поверхности кольца становится постоянной, что указывает на



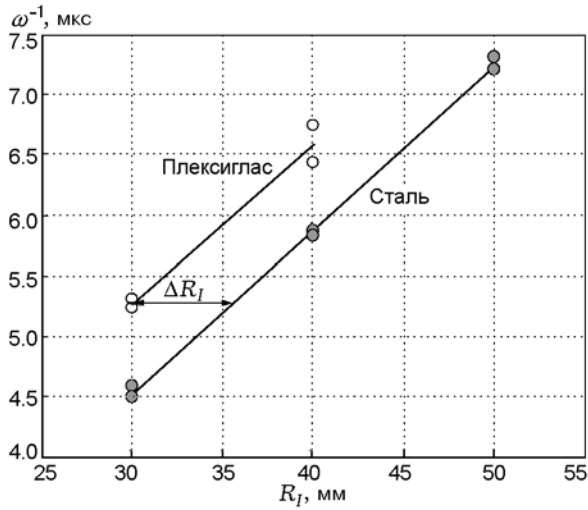


Рис. 13. Параметр  $\omega^{-1} = R_I/D_I$  как функция внутреннего радиуса  $R_I$  для стали и плексигласа, а также схема определения  $\Delta R_I$

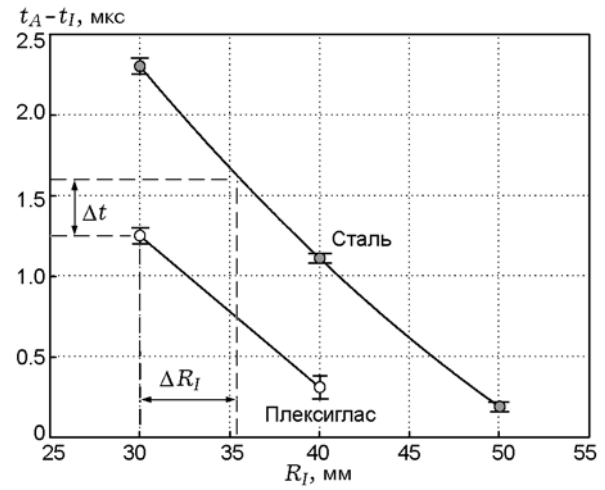


Рис. 14. Разница между временами выхода детонации на наружную  $t_A$  и внутреннюю  $t_I$  поверхности кольца как функция внутреннего радиуса  $R_I$  для стали и плексигласа, а также схема определения  $\Delta t$

достижение стационарного детонационного режима. Измерения времени выхода детонации на наружную поверхность обеспечивают реперную точку (см. рис. 11 и 13). При заданном значении  $\omega$  переход от плексигласа к стали увеличивает внутренний радиус на  $\Delta R_I = \Delta R_{I\text{сталь}} - \Delta R_{I\text{плекс}} = 5.2 \div 5.5$  мм и разницу между временами выхода детонации на наружную и внутреннюю поверхности на  $\Delta t$  (рис. 14), которая может быть преобразована в зависимость

$$\Delta\varphi = \frac{D_I}{R_I} \Delta t. \quad (23)$$

Точки на фронте, соответствующие стали и плексигласу, могут быть использованы для вычисления среднего наклона участка фронта между ними:

$$\bar{\theta} \approx \frac{\Delta\varphi(R_{I\text{сталь}} + R_{I\text{плекс}})}{2(R_{I\text{сталь}} - R_{I\text{плекс}})}. \quad (24)$$

Средняя скорость детонации на участке фронта равна

$$\bar{D} \approx \frac{D_I (R_{I\text{сталь}} + R_{I\text{плекс}}) \cos \bar{\theta}}{R_I}. \quad (25)$$

Длина участка фронта

$$L \approx \frac{R_{I\text{сталь}} - R_{I\text{плекс}}}{\cos \bar{\theta}}. \quad (26)$$

Средняя полная кривизна участка фронта

$$\bar{k} \approx \frac{\theta_{\text{плекс}} - \theta_{\text{сталь}} - \Delta\varphi}{2L}. \quad (27)$$

Результаты вычислений представлены в таблице.

Значения краевых углов установлены из анализа ударных полях:  $\theta_{\text{плекс}} = 0.61$  рад ( $35^\circ$ ),  $\theta_{\text{сталь}} = 0.16$  рад ( $9^\circ$ ). Среднее значение краевого угла для этих материалов  $0.385$  рад ( $22^\circ$ ) совпадает с экспериментальным средним наклоном участка детонационного фронта  $0.41 \div 0.36$  рад ( $21 \div 23^\circ$ ) (см. таблицу).

Таким образом, мы получили обыкновенные дифференциальные уравнения, описываю-

Параметры участка детонационного фронта в кольцах из ВВ

$R_I/D_I$ , мкс	Материал	$R_I$ , мм	$t_A - t_I$ , мкс	$\Delta t$ , мкс	$\Delta\varphi$ , рад	$\bar{\theta}$ , рад	$L$ , мм	$\bar{D}$ , мм/мкс	$\bar{k}$ , мм <sup>-1</sup>
5.27	Плексиглас	30	1.25	0.36	0.068	0.41	6.0	5.7	0.05
	Сталь	35.5	1.61						
6.59	Плексиглас	40	0.31	0.29	0.044	0.36	5.6	6.1	0.05
	Сталь	45.2	0.60						

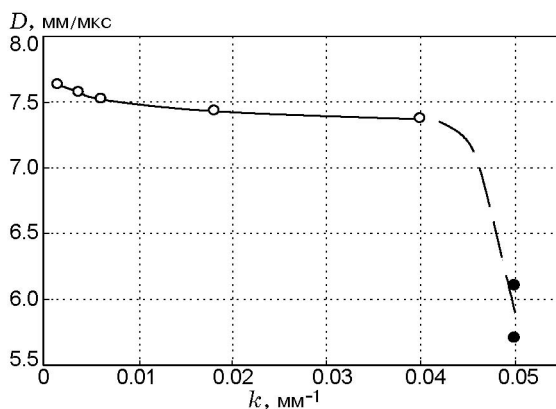


Рис. 15. Зависимость  $D(k)$  для низкочувствительного ВВ:

светлые кружки — данные, полученные для цилиндрических образцов (см. рис. 6 и 9), темные — данные для детонирующих кольцевых зарядов

шие профили стационарных двумерных детонационных фронтов в пластине, цилиндре и кольце из ВВ. Обнаружено, что один и тот же стационарный профиль детонационного фронта соответствует нескольким комбинациям материала облицовки и определяющего размера заряда (толщины пластины, радиуса цилиндра или внутреннего радиуса кольца). Сравнение экспериментальных профилей фронта для этих комбинаций дает ценную информацию по функции  $D(k)$  при малых значениях  $D$ , соответствующих вынужденной детонации. Так, анализ данных для детонирующих кольцевых зарядов из низкочувствительного ВВ показал, что при уменьшении  $D$  кривизна  $k$  стремится к пределу около  $0.05 \text{ мм}^{-1}$ , т. е. порядка обратного критического диаметра (рис. 15).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаруженный предел кривизны фронта, изменяющий существующие представления [1, 12] о виде зависимости  $D(k)$  (см. рис. 9), позволяет предсказывать критический диаметр детонации и делает теорию динамики детонационного фронта более физически обоснованной. Причины расхождения данных  $D-k$ , полученных на кольцевых и цилиндрических зарядах ВВ, являются предметом дальнейших исследований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kennedy D. L., Drive G. B. Multi-valued normal shock velocity versus curvature relationships

for highly non-ideal explosives // 11th Symp. (Intern.) on Detonation, Snowmass, Colorado, USA, 1998.

- Аминов Ю. А. Дифференциальная геометрия и топология кривых. — М.: Наука, 1987.
- Тюрин Ю. Н., Макаров А. А. Статистический анализ данных на компьютере. — М.: ИНФРА-М, 1998.
- Димиденко Е. З. Линейная и нелинейная регрессия. — М.: Финансы и статистика, 1981.
- Souers P. C., McGuire E., Garza R., Roeske F., Vitello P. The diverging sphere and the rib in prompt detonation // 12th Symp. (Intern.) on Detonation, San Diego, California, 2002.
- Campbell A. W., Engelke R. The diameter effect in high-density heterogeneous explosives // 6th Symp. (Intern.) on Detonation, 1976.
- Souers P. C., Garza R. Kinetic information from detonation front curvature // 11th Symp. (Intern.) on Detonation, Snowmass, Colorado, USA, 1998.
- Wood W. W., Kirwood J. G. Diameter effect in condensed explosives. The relation between velocity and radius of curvature of the detonation waves // 1th Symp. (Intern.) on Detonation, 1951.
- Трофимов В. С. Принципиальные вопросы построения количественной теории детонации конденсированных ВВ // Материалы VIII Всесоюз. симпози. по горению и взрыву. — Черноголовка, 1986.
- Кобылкин И. Ф., Шабанов В. М., Соловьев В. С. К вопросу об извлечении кинетики разложения ВВ из формы фронта стационарной детонационной волны // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 5. — С. 87–90.
- Bdzil J. B. Steady state two-dimensional detonation // J. Fluid Mech. — 1981. — V. 108. — P. 195–226.
- Lambourn B. D., Swift D. C. Application Whitham's shock dynamics theory to the propagation of divergent detonation waves // 9th Symp. (Intern.) on Detonation, Portland, Oregon, 1989.
- Hill L. G., Bdzil J. B., Aslam T. D. Front curvature rate stick measurements and detonation shock dynamics calibration for PBX-9502 over a wide temperature range // 11th Symp. (Intern.) on Detonation, Snowmass, Colorado, USA, 1998.
- Lubyatinsky S. N., Batalov S. V., Garmashev A. Yu., Israelyan V. G., Kostitsin O. V., Loboiko B. G., Pashentsev V. A., Sibilev V. A., Smirnov E. B., Filin V. P. Detonation propagation in 180° ribs of insensitive HE // Proc. of the Conf. Shock Compression of Condensed Matter. — Portland, USA, July 2003.

Поступила в редакцию 2/XI 2011 г.