

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ВО ФРОНТЕ ДЕТОНАЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ МАЛОГО ДИАМЕТРА

К. А. Тен<sup>1</sup>, О. В. Евдоков<sup>2</sup>, И. Л. Жогин<sup>2</sup>, В. В. Жуланов<sup>3</sup>, П. И. Зубков<sup>1</sup>,  
Г. Н. Кулипанов<sup>3</sup>, Л. А. Лукьянчиков<sup>1</sup>, Л. А. Мержиевский<sup>1</sup>,  
Б. Я. Пирогов<sup>2</sup>, Э. Р. Прууэл<sup>1</sup>, В. М. Титов<sup>1</sup>, Б. П. Толочко<sup>2</sup>,  
М. А. Шеромов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, merzh@hydro.nsc.ru

<sup>2</sup>Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, 630090 Новосибирск

<sup>3</sup>Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск

Изложена методика исследования распределения плотности во фронте детонации и его окрестности для конденсированных взрывчатых веществ, основанная на использовании синхротронного излучения. Получены конкретные данные о структуре фронта детонации в тротиле, гексогене и сплаве тротила с гексогеном, сопоставление которых с аналогичными данными других методик подтверждает корректность реализованной методики. Сделан вывод о возможности получения адекватной информации о структуре зоны химической реакции при проведении исследований с зарядами малого диаметра. Вместе с тем показано, что реализуемые в таких зарядах параметры Чепмена — Жуге достаточно далеки от их прогнозируемых значений для безграничной среды. Результаты работы, в том числе и о кривизне фронта детонации в зарядах малого диаметра, дополняют существующие представления об особенностях детонационного превращения в конденсированных взрывчатых веществах.

Ключевые слова: взрывчатые вещества, синхротронное излучение, детонация, структура фронта.

### ВВЕДЕНИЕ

Современные представления о стационарной детонации взрывчатых веществ (ВВ) основываются на гидродинамической модели Михельсона — Чепмена — Жуге (МЧГ) и ее развитии — модели Зельдовича — Неймана — Дёринга (ЗНД). В соответствии с последней стационарная детонация представляет собой самоподдерживающийся волновой процесс. Реализующая его детонационная волна состоит из ударной волны, возбуждающей химическую реакцию, и следующей за ней (непосредственно или с некоторой задержкой) зоной экзотермической реакции, поддерживающей лидирующую ударную волну. Зона реакции заканчивается плоскостью Чепмена — Жуге, в которой достигается химическое равновесие и течение относительно фронта является звуковым. К этой плоскости относят значения параметров (пара-

метры Чепмена — Жуге), характеризующих начальное состояние продуктов детонации.

Для определения параметров Чепмена — Жуге, режимов стационарной детонации и структуры зоны химической реакции разработан и применяется обширный арсенал экспериментальных методов, основывающихся на различных физических принципах. По видимому, первые опубликованные экспериментальные данные об этих параметрах были получены на основе результатов измерения скорости алюминиевой преграды, контактировавшей с зарядом ВВ [1]. Аналогичные методы независимо были разработаны советскими исследователями [2]. В [3] предложено условное деление всех методов исследования детонационных процессов на «внешние» и «внутренние». Общим недостатком внешних методов, в основе которых лежит измерение тем или иным способом скорости свободной поверхности при выходе на эту поверхность детонационной волны, является необходимость расчета параметров детонации с использованием модели, построение или уточнение которой и явля-

Работа выполнена при поддержке Интеграционного проекта СО РАН (№ 120), Фонда поддержки ведущих научных школ (НШ № 2073.2003.1) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 05-03-32752, 06-02-173535).

ется целью экспериментов. Внутренние методы, к которым относятся импульсное рентгенографирование перемещающихся внутри заряда фольг, измерение давления манганиновыми датчиками, измерение скорости электромагнитными датчиками, позволяют непосредственно регистрировать параметры детонации, однако вносят возмущения в исследуемый процесс.

Результаты многочисленных наблюдений в основном согласуются с моделью ЗНД, однако сохраняется определенная неоднозначность в оценке достоверности и интерпретации имеющихся экспериментальных данных. Обсуждаются причины различий значений параметров Чепмена — Жуге для ряда ВВ, измеренных с помощью одинаковых методик. Критический анализ методов измерений и надежности получаемых с их помощью результатов проведен, например, в [3, 4]. Одной из наиболее дискуссионных является проблема корректности экспериментальных данных относительно структуры зоны химической реакции и ее связи с кинетикой детонационного превращения. Здесь принципиально важен вопрос об обнаруженном в ряде случаев отсутствии химпика, являющегося необходимым элементом фронта детонационной волны в модели ЗНД. Впервые о таком наблюдении сообщалось в [5]. Далее появился целый цикл работ с аналогичными результатами [6–8], однако достоверность этих данных оспаривается (см., например, [4]). Критерием достоверности в таком случае может быть получение и сопоставление данных о детонационном процессе с помощью различных, в том числе и внутренних невозмущающих, методов. Совпадение результатов измерений различными методами служит весомым аргументом в пользу их корректности.

Непосредственно измерить распределение плотности в детонирующем веществе можно с использованием синхротронного излучения [9]. Аналогичный метод исследования детонации, только использующий протонный пучок, вместе с некоторыми результатами описан в [10, 11]. В данной статье излагаются результаты измерения распределения плотности в процессе детонации цилиндрических зарядов методом [9]. Полученные данные позволяют судить в том числе и о структуре зоны реакции во фронте детонации.

## ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Использование синхротронного излучения (СИ) позволяет реализовать невозмущающий внутренний метод измерения параметров детонирующего заряда ВВ в области, примыкающей к фронту детонации, включая (при определенных условиях) и сам фронт. Детальное описание возможностей СИ в исследованиях детонационных и ударно-волновых процессов приведено в [9], поэтому здесь остановимся только на конкретной постановке экспериментов.

Исследовалось распределение плотности при детонации цилиндрических зарядов относительно малого диаметра из прессованного тротила (ТНТ), гексогена (RDX) и сплава тротила с гексогеном в пропорции 50/50 (ТГ). Для улучшения качества зарядов перед прессованием все ВВ были перекристаллизованы по известной методике с использованием ацетона. Диаметр прессованных зарядов ВВ составлял  $12.5 \div 15$  мм, литых —  $7 \div 12.5$  мм, длина всех зарядов в  $8 \div 10$  раз превышала диаметр, что обеспечивало стационарность процесса детонации. Для инициирования зарядов диаметром более 12.5 мм использовались «генераторы плоской волны» (ГПВ).

Схема постановки экспериментов показана на рис. 1. Заряд ВВ располагался горизонтально, перпендикулярно сформированному пучку СИ высотой 0.4 мм и шириной  $H = 18$  мм. Плоскость пучка СИ проходила вдоль оси исследуемого заряда ВВ, длительность вспышки  $10^{-9}$  с при жесткости  $10 \div 30$  кэВ. Фронт

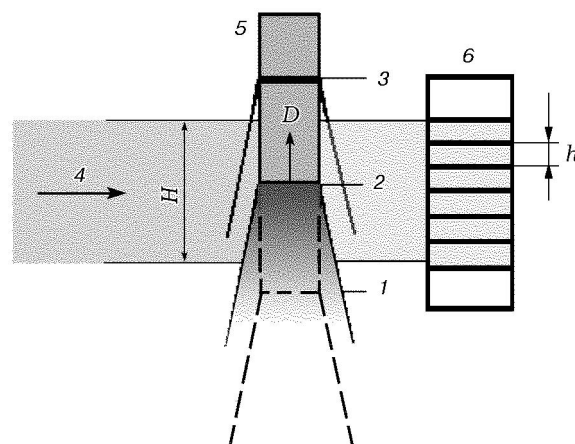


Рис. 1. Схема постановки экспериментов:

1–3 — положения фронта детонации в различные моменты времени, 4 — пучок СИ, 5 — заряд ВВ, 6 — детектор

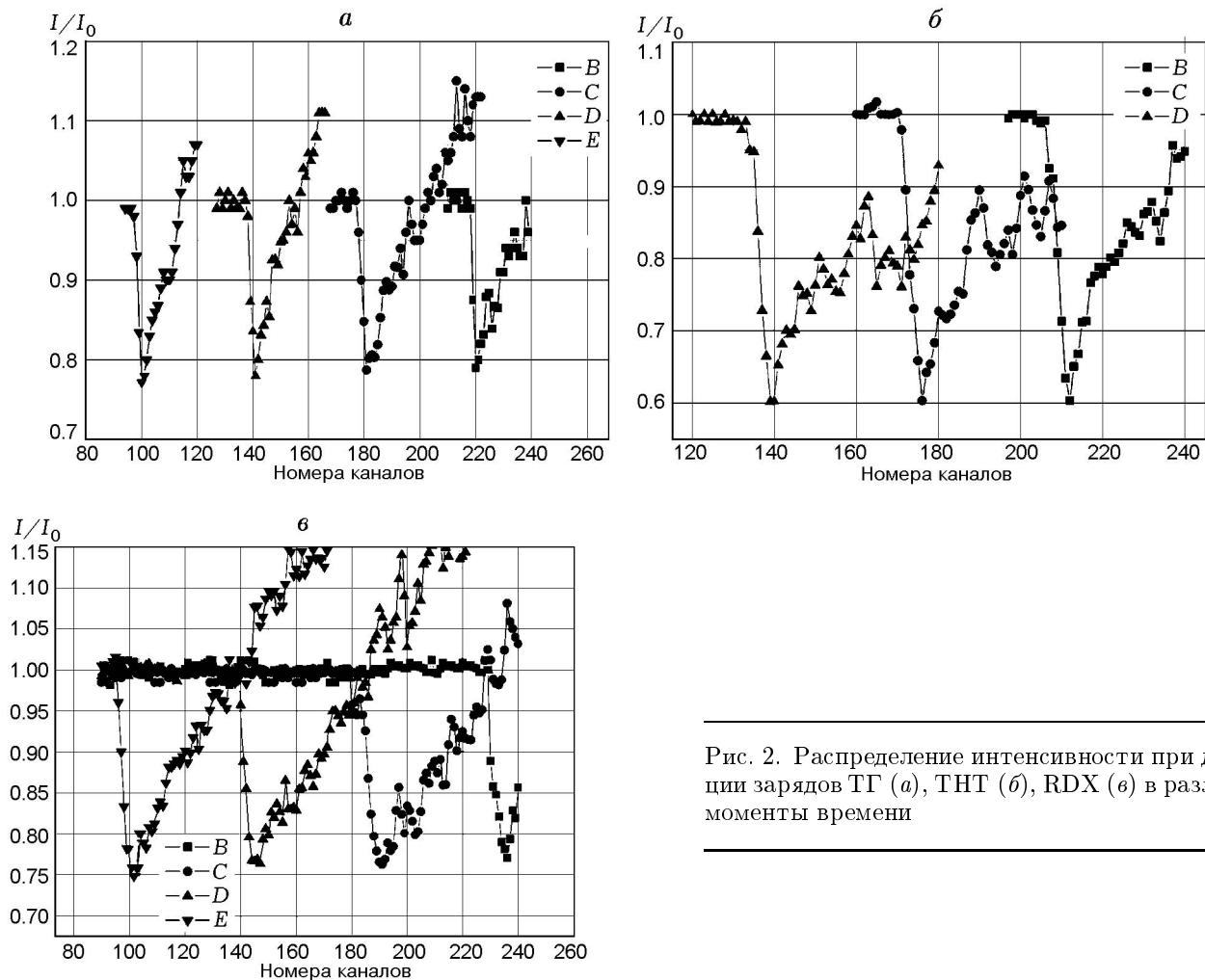


Рис. 2. Распределение интенсивности при детонации зарядов ТГ (а), ТНТ (б), RDX (в) в различные моменты времени

детонации (D) последовательно проходил положения 1–3, находясь в зоне пучка СИ в течение 3 ÷ 4 мкс. Это позволяло сделать 3 ÷ 5 снимков распределения проходящего излучения вдоль оси заряда с временем экспозиции 1 нс. Время между снимками определялось периодом вращения электронного густяка в ускорителе и составляло 250 ÷ 500 нс. Регистрация излучения велась детектором DIMEX 6, который располагался также вдоль оси заряда на расстоянии 1070 мм от заряда ВВ. Размеры одного канала регистрации составляли 1 мм в высоту и 0.1 мм вдоль оси заряда, общее число каналов 256 шт., таким образом, исследованию подвергался участок длиной 25.6 мм вдоль заряда. Детектор может записывать 32 кадра, накопленных в таком быстром режиме, и имеет эффективность регистрации > 50 % для  $\gamma$ -квантов с энергий  $\approx 30$  кэВ [12]. Запуск детектора осуществлялся замыканием контактного датчика, установлен-

ного на расстоянии 15 мм за зоной попадания пучка СИ.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

В результате экспериментов получено распределение интенсивности прошедшего через исследуемый объект излучения  $I$  вдоль оси заряда в различные моменты времени. Примеры таких распределений в форме зависимости отношения  $I$  к интенсивности исходного луча  $I_0$  от номера канала детектора приведены на рис. 2. Процесс распространяется в сторону уменьшения номера канала, время между приведенными профилями 0.5 мкс.

Конструктивные особенности использованного в опытах детектора таковы, что попадание  $\gamma$ -кванта излучения в один из каналов регистрации вызывает появление заряда

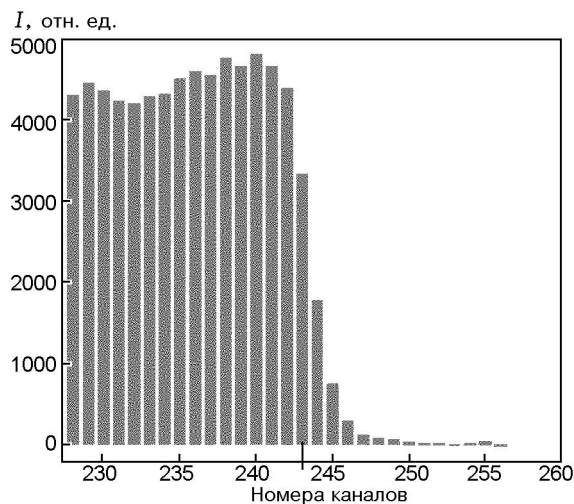


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения на краю непрозрачного объекта, фиксируемое детектором

не только в этом канале, но и в соседних [12]. Это приводит к пространственному «размазыванию» границ сигнала даже в случае, когда просвечиваемый объект полностью поглощает излучение. Характер размазывания показан на рис. 3, где приведено распределение фиксируемого детектором излучения (в условных единицах) на границе полностью поглощающей излучение преграды, расположенной правее 243-го канала. По крайней мере, еще в трех перекрытых каналах наблюдается заметный сигнал. Для уточнения показаний детектора в области больших градиентов плотности был разработан специальный алгоритм, позволяющий корректировать показания детектора. Алгоритм основан на использовании экспериментально определяемой функции «аппаратного уширения» [13]. На рис. 4 приведены для сравнения показания детектора и результат корректировки этих показаний, полученный в тестовом эксперименте при просвечивании образца из полиметилметакрилата. Дальнейшая проверка возможностей алгоритма корректировки путем обработки заданного сигнала, искажаемого наложением случайного «шума», показала, что с его помощью удастся восстанавливать исходный сигнал с точностью до 1% [13].

На основании скорректированных данных о распределении интенсивности прошедшего излучения (см. рис. 2) требуется установить зависимость плотности в окрестности фронта

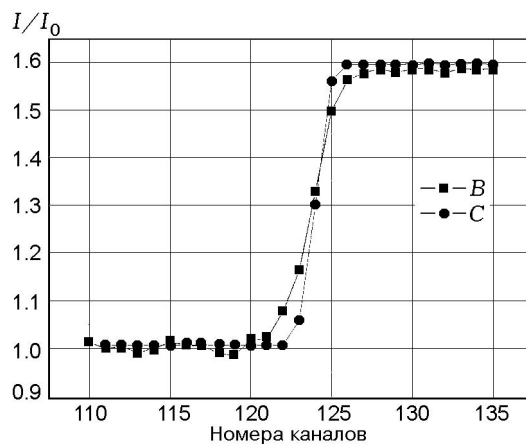


Рис. 4. Сравнение исходного (B) и скорректированного (C) распределений интенсивности излучения

детонации от продольной координаты. В общем случае ослабление интенсивности определяется многофакторным взаимодействием излучения с веществом: изменением спектра поглощения вследствие изменения плотности вещества вдоль луча, зависимостью коэффициента поглощения от длины волны, упругим и неупругим рассеянием, ионизационными потерями, искривлением хода луча на границе заряд — воздух и внутри исследуемого образца на градиентах плотности и т. д. Кроме того, на результат влияют нелинейность детектора и его сложная спектральная чувствительность. В итоге, даже при неполном учете всех факторов, энергия, зафиксированная детектором от проходящего через объект луча  $L$ , дается соотношением

$$J_L = \int_E J_{0L}(E) D(E) \exp \left( - \int_L \mu(r, E) dr \right) dE,$$

где  $E$  — энергия рентгеновского излучения,  $J_{0L}(E)$  — плотность энергии рентгеновского источника вдоль луча  $L$ ,  $D(E)$  — коэффициент поглощения излучения с энергией  $E$  детектором,  $\mu(r, E)$  — линейный коэффициент поглощения излучения с энергией  $E$  в точке  $r$ . Для упрощения процедуры восстановления количества просвеченного вещества и распределения плотности примем предположение о том, что степень ослабления излучения зависит только от массы просвечиваемого вещества, т. е. будем считать, что показания детектора  $F(x)$  определяются соотношением

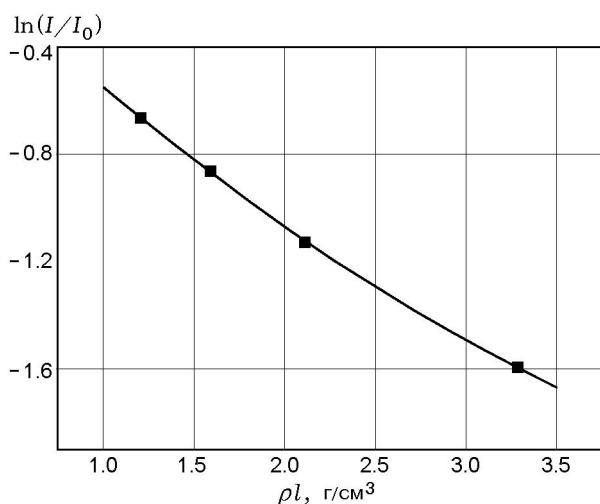


Рис. 5. Калибровочная зависимость поглощения излучения от количества просвечиваемого вещества (гексоген)

$$F(x) = f\left(\int_L \rho(x) dl\right),$$

где неизвестная функция  $f$  определяется экспериментально. По данным экспериментов для каждого канала детектора строилась зависимость фиксируемой интенсивности от количества просвечиваемого вещества. Просвечивались однородные пластины разной толщины (3–5 измерений). Результаты определения функции  $f$  для гексогена показаны на рис. 5 ( $l$  — размер просвеченной области). Экспериментальные данные на плоскости  $(\ln I, \rho l)$  с хорошей точностью аппроксимируются параболой

$$\ln \frac{I}{I_0} = -0.678\rho l + 0.051(\rho l)^2. \quad (1)$$

В первом приближении полученная зависимость с хорошей точностью может считаться линейной. Построенная таким образом калибровочная кривая использовалась для определения количества вещества вдоль луча на основе измеренной интенсивности прошедшего излучения и далее — для определения распределения плотности.

Следующей особенностью, которую необходимо учитывать при интерпретации результатов, является наличие кривизны фронта детонации в реальных условиях. Кривизна фронта в исследованных зарядах определялась в

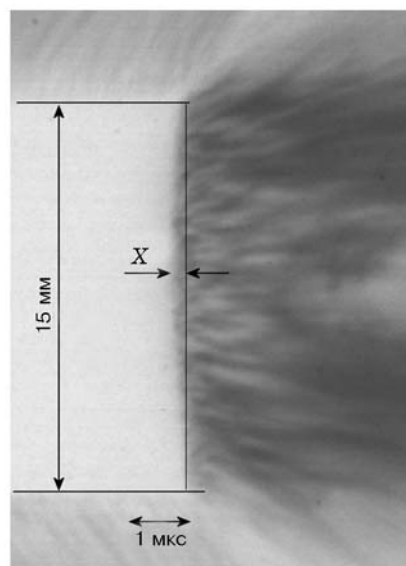


Рис. 6. Фоторазвертка свечения при выходе фронта детонации на торец заряда из ТГ

специально проведенных экспериментах с использованием метода скоростной фотосъемки выхода фронта детонации на торец. Пример получаемой фоторазвертки показан на рис. 6 (заряд прессованного тротила). В первом приближении можно считать фронт детонации частью сферы, тогда величину кривизны удобно характеризовать ее радиусом, вычисляемым по экспериментальным данным. Значения радиуса кривизны  $R$  и скорости детонации  $D$  приведены в табл. 1. При последующем вычислении плотности в конкретной точке и построении функции пространственного распределения плотности радиус кривизны использовался для расчета длины луча, на котором происходит поглощение излучения, т. е. значения  $l$  в формуле (1).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обычно для исследования детонационных процессов используют заряды достаточно большого диаметра, существенно превышающего предельный. Несмотря на то, что в данной работе диаметры зарядов превышают критические диаметры исследуемых взрывчатых веществ, не исключено, что они могут оказаться сравнимыми с предельными. Это может привести к отличию характеристик исследуемых процессов от их стандартных значений

для данного ВВ. В первую очередь это касается скорости и кривизны фронта детонации, а значит, и остальных параметров Чепмена — Жуге. Рассмотрим с этой точки зрения результаты проведенных опытов.

Измеренная скорость детонации зарядов из ТГ равна  $D = 7.55; 7.63$  и  $7.65$  км/с для зарядов диаметром  $d = 7, 10$  и  $12.5$  мм соответственно. При этом в заряде диаметром  $7$  мм происходит увеличение скорости детонации с  $7.4$  до  $7.55$  км/с. С ростом диаметра зарядов уменьшается кривизна фронта (см. табл. 1). Постепенное возрастание скорости и ее выход на стандартную для данной плотности величину [14] означают, что по крайней мере диаметр  $d = 12.5$  мм не меньше предельного. Хотя данные о кривизне фронта в ТГ для зарядов с диаметром, заведомо превышающим предельный, отсутствуют, полученное в работе значение не противоречит оценкам, которые могут быть сделаны на основе зависимостей, приведенных, например, в [15]. Представленные на рис. 2 профили свидетельствуют о том, что даже в случае наименьшего диаметра процесс практически стационарен. Все это дает основание считать, что полученные данные относятся к стационарному процессу распространения детонации, а наблюдаемые особенности не связаны с геометрическими факторами.

В зависимости от исходного размера частиц критический диаметр ТНТ равен  $5 \div 10$  мм [14]. Измеренная скорость детонации практически совпадает с приведенной в [14]. Это, а также сравнение кривизны фронта с литературными данными и данные рис. 2, б, свидетельствующие о стационарности процесса, позволяют считать, что получаемые характеристики являются характеристиками процесса и для ТНТ.

В случае зарядов из RDX ситуация не столь однозначна. Данные рис. 2, в показывают, что по мере распространения детонации меняется как форма профиля поглощения (плотности), так и максимальное значение плотности на фронте детонации. При этом измеренное значение скорости детонации несколько меньше стандартного для данной плотности [14]. Так как критический диаметр гексогена мал, то в этом случае, возможно, наблюдается поздняя стадия переходного процесса, связанная с выходом на стационарный режим детонации после реализованного способа инициирования.

Полученные описанным выше способом профили плотности показаны на рис. 7. Приведенные там данные обладают большой информативностью, на их основе могут быть определены параметры пика Неймана и значения параметров в плоскости Чепмена — Жуге. При этом следует помнить, что стационарное значение пика Неймана формируется при диаметрах заряда, примерно равных критическому диаметру [16], в то время как значения параметров в плоскости Чепмена — Жуге продолжают нарастать при росте диаметра заряда и по мере распространения детонационной волны в ВВ [16, 17].

Плотность на пике Неймана по данным рис. 7 определяется очевидным образом. Более сложен вопрос о его ширине (размере зоны химической реакции). Первоначально положение плоскости Чепмена — Жуге и, следовательно, расстояние между фронтом ударной волны и этой плоскостью определялись по излому на зависимости измеряемого параметра (массовой скорости, скорости свободной поверхности в тонкой пластине, граничащей с исследуемым зарядом, или скорости ударной волны, возбуждаемой в инертной преграде с известной ударной адиабатой). Оказалось, однако, что в ряде случаев на соответствующих кривых можно выделить два излома (об этом см., например, [14]), и тогда возникают ошибки в определении параметров, или четко выраженный излом вообще отсутствует [5]. Более надежным способом является определение точки, отвечающей состоянию Чепмена — Жуге, как точки, в которой пересекаются участки кривых, соответствующие автомодельным волнам разгрузки, при совмещении зависимостей, получаемых для зарядов разного диаметра [3, 5, 14]. Реализовать этот подход позволя-

Таблица 1

ВВ	$d$ , мм	Способ инициирования	$D$ , км/с	$R/d$
TNT	15	ГПВ	6.95	2.1
RDX	15	—//—	8.3	2.35
TNT/RDX 50/50	7	Детонатор	7.55	1.9
TNT/RDX 50/50	12.5	—//—	7.67	2.04

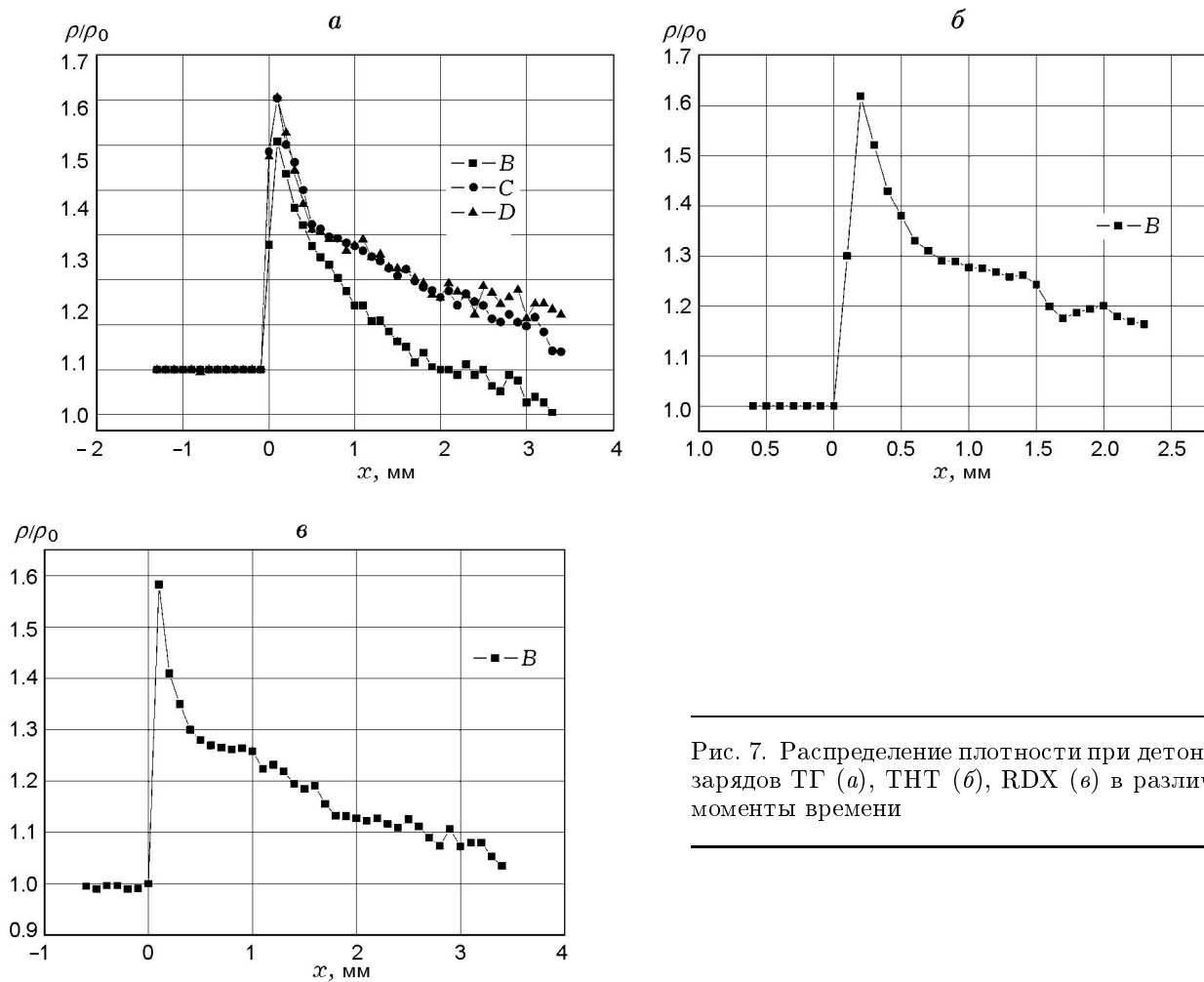


Рис. 7. Распределение плотности при детонации зарядов ТГ (а), ТНТ (б), RDX (в) в различные моменты времени

Таблица 2

ВВ	$\rho_N, \text{г.см}^3$	$\rho_{СЛ}, \text{г.см}^3$	$\tau, \text{мкс}$	$\Delta, \text{мм}$	$\Delta_1, \text{мм}$	$\gamma$	$\rho_N/\rho_{СЛ}$	$K$
ТГ	2.64	2.16	$0.065 \pm 0.013$	$0.5 \pm 0.1$	$0.1 \div 0.8$	3	1.22	1.81
ТНТ	2.61	2.09	$0.1 \pm 0.014$	$0.7 \pm 0.1$	$0.63 \div 0.97$	3.3	1.25	2.09
RDX	2.6	2.26	$0.048 \pm 0.012$	$0.4 \pm 0.1$	$0.36 \div 0.6$	3.1	1.15	1.54

ют данные для ТГ (см. рис. 7,а), из которого состояние Чепмена — Жуге определяется с большой надежностью. Параметры детонационного фронта для ТНТ и гексогена вычислялись по точке излома на профилях плотности, а их достоверность проверялась сравнениями с литературными данными, полученными разными методиками.

Рассчитанные по данным рис. 7 характеристики структуры фронта детонации приведены в табл. 2. Здесь  $\rho_N$  — плотность в максимуме пика Неймана,  $\tau$  и  $\Delta$  — его длитель-

ность и ширина,  $\rho_{СЛ}$  — плотность в плоскости Чепмена — Жуге,  $\gamma$  — показатель политропы продуктов в плоскости Чепмена — Жуге. В столбце  $\Delta_1$  приведены обобщенные экспериментальные данные о размерах зоны химического превращения, полученные различными методами, достаточная сводка которых представлена в [6, 14, 18]. Параметр  $K$ , введенный в [16], характеризует отношение давлений в пике Неймана и плоскости Чепмена — Жуге. В нашем случае он вычислялся по отношению  $\rho_N/\rho_{СЛ}$  и показателю политропы  $\gamma$ .

Сравнение  $\Delta$  и  $\Delta_1$  показывает, что параметры зоны реакции, определенные с помощью СИ, подтверждают аналогичные данные, полученные другими методами. По данным [16], в большинстве твердых высокоплотных ВВ для зарядов достаточно большого диаметра и длины  $K = 1.3 \pm 0.1$ . Установленное соотношение величин в пике Неймана и в плоскости Чепмена — Жуге отражает тот факт, что исследование проводилось на зарядах относительно малого диаметра, так как по данным [16, 17] и других исследователей размер заряда существенно влияет на эффективное давление в плоскости Чепмена — Жуге.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье изложена методика исследования распределения плотности во фронте детонации и его окрестности для конденсированных ВВ, основанная на использовании синхротронного излучения. Методика включает алгоритмы коррекции показаний детектора, восстановления количества вещества, просвечиваемого лучом синхротронного излучения, и распределения плотности с учетом кривизны фронта детонации. Получены конкретные данные о структуре фронта детонации в тротиле, гексогене и сплаве тротила с гексогеном, сопоставление которых с аналогичными данными, полученными другими методиками, подтверждает корректность реализованной методики. На основе проведенного анализа можно сделать вывод о возможности получения адекватной информации о структуре зоны химической реакции при проведении исследований с зарядами малого диаметра. Вместе с тем показано, что реализуемые в таких зарядах параметры Чепмена — Жуге достаточно далеки от их прогнозируемых значений для безграничной среды. Результаты работы, в том числе и о кривизне фронта детонации в зарядах малого диаметра, дополняют существующие представления об особенностях детонационного превращения в конденсированных ВВ.

Методика в целом и полученные результаты могут быть использованы для тестирования, уточнения известных и построения новых уравнений кинетики детонационных превращений и уравнений состояния продуктов детонации. Следует отметить, что метод полностью применим и для исследования поведения малоплотных инертных сред при воздействии

ударно-волновых нагрузок, эксперименты с которыми описаны, например, в [19].

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Duff R. E., Houston E. J.** Measurement of the Chapman — Jouguet pressure and reaction zone length in a detonating high explosive // *J. Chem. Phys.* 1955. V. 23, N 7. P. 1268–1273.
2. **Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Леде-нев Б. Н., и др.** Динамическая сжимаемость и уравнение состояния железа при высоких давлениях // *ЖЭТФ*. 1958. Т. 34, вып. 4. С. 847–885.
3. **Альтшулер Л. В., Доронин Г. С., Жученко В. С.** Режимы детонации и параметры Жуге конденсированных взрывчатых веществ // *Физика горения и взрыва*. 1989. Т. 25, № 2. С. 84–103.
4. **Шведов К. К.** Некоторые вопросы детонации конденсированных взрывчатых веществ // *Хим. физика*. 2004. Т. 23, № 1. С. 27–49.
5. **Ашаев В. К., Доронин Г. С., Левин А. Д.** О структуре детонационного фронта в конденсированных ВВ // *Физика горения и взрыва*. 1988. Т. 24, № 1. С. 95–99.
6. **Лобойко Б. Г., Любятинский С. Н.** Зоны реакции детонирующих твердых взрывчатых веществ // *Физика горения и взрыва*. 2000. Т. 36, № 6. С. 45–64.
7. **Уткин А. В., Колесников С. А., Фортвов В. Е.** Структура стационарной детонационной волны в прессованном гексогене // *Докл. АН*. 2001. Т. 381, № 6. С. 760–762.
8. **Уткин А. В., Колесников С. А., Першин С. В.** Влияние начальной плотности на структуру детонационных волн в гетерогенных взрывчатых веществах // *Физика горения и взрыва*. 2002. Т. 38, № 5. С. 111–118.
9. **Алешаев А. Н., Зубков П. И., Кулипанов Г. Н. и др.** Применение синхротронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов // *Физика горения и взрыва*. 2001. Т. 37, № 5. С. 104–113.
10. **King N. S. P., Ables E., Adams K., et al.** An 800-MeV proton radiography facility for dynamic experiments // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* 1999. V. A424. P. 84–91.
11. **Ferm E. N., Dennison S., Lopez R., et al.** Proton radiography experiments on shocked high explosive products // *Shock Compression of Condensed Matter — 2003*. P. 839–842.
12. **Aulchenko V., Evdokov O., Ponomarev S., et al.** Development of fast one-dimensional X-ray detector for imaging of explosions // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* 2003. V. A513, issue 1–2. P. 383–393.
13. **Тен К. А., Евдоков О. В., Жогин И. Л. и др.** Измерение распределения плотности в детонационных процессах с помощью синхротронного излучения. Новосибирск, 2005.



- (Препр. / АН. Сиб. отд-ние. Ин-т ядерной физики; № 2005-30).
14. **Детонационные** волны в конденсированных средах / А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов, К. К. Шведов. М.: Наука, 1970.
  15. **Сook М. А.** The Science of High Explosives. New York, 1958.
  16. **Федоров А. В.** Структура и параметры фронта детонационной волны конденсированных ВВ // Хим. физика. 2002. Т. 21, № 8. С. 66–71.
  17. **Мейдер Ч.** Численное моделирование детонации. М.: Мир, 1985.
  18. **Зубарев В. Н., Панов Н. В., Телегин Г. С.** О ширине стационарной зоны в детонационных волнах // Физика горения и взрыва. 1970. Т. 6, № 1. С. 107–113.
  19. **Мержиевский Л. А., Ефремов В. П., Зубков П. И. и др.** Исследование с помощью синхротронного излучения динамики ударно-волнового сжатия азрогеля. Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны // Тр. междунар. конф. «VII Харитоновские тематические научные чтения». Саров, 2005. С. 665–669.

*Поступила в редакцию 17/V 2006 г.*

---