

ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕТОНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

В. М. Титов^{1,4}, Э. Р. Прууэл^{1,4}, К. А. Тен^{1,4}, Л. А. Лукьянчиков^{1,4},
Л. А. Мержиевский^{1,4}, Б. П. Толочко³, В. В. Жуланов², Л. И. Шехтман²

¹Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск
merzh@hydro.nsc.ru, pru@hydro.nsc.ru

²Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск

³Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, 630128 Новосибирск

⁴Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Обобщены результаты исследования детонационных процессов в конденсированных взрывчатых веществах, полученные с помощью развиваемых методов, основанных на использовании синхротронного излучения. Приведены параметры использованного пучка, описаны элементы созданной станции и измерительного комплекса. Представлены данные о распределении плотности во фронте детонации ряда взрывчатых веществ и определены значения параметров в пике Неймана и точке Жуге. Дано описание метода восстановления полного набора газодинамических характеристик (полей плотности, вектора массовой скорости и давления) по измеренной в эксперименте динамике рентгеновской тени исследуемого течения. Приведены результаты его применения для исследования детонации заряда пластифицированного ТАТБ. Описана методика измерения малоуглового рентгеновского рассеяния в процессе детонационного превращения. На основе полученных по этой методике результатов для ряда взрывчатых веществ с избыточным содержанием углерода проанализирована кинетика конденсации свободного углерода и динамика среднего размера формирующихся при этом наночастиц.

Ключевые слова: синхротронное излучение, детонация, диагностика, взрывчатые вещества.

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] был предложен метод исследования детонационных и ударно-волновых процессов с помощью синхротронного излучения (СИ), возникающего при работе сильноточных циклических ускорителей в режиме импульсной генерации такого излучения. Формирование на орбите сгустка электронов (банча) приводит к генерации импульсов рентгеновских квантов, следующих со стабильным временным интервалом друг за другом. Малая длительность импульса (≈ 1 нс) обеспечивает высокую точность измерения параметров высокоскоростных процессов. За время, прошедшее после опубликования [1, 2], сотрудниками Новосибирского научного центра на ускорительной базе Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (ИЯФ) была поставлена серия экспериментальных работ по указанному направлению. В некоторых из

них участвовали также сотрудники институтов Сарова, Снежинска, Москвы, Черноголовки. В данной публикации основное внимание уделено использованию синхротронного излучения (СИ) при исследовании процессов детонации конденсированных взрывчатых веществ (ВВ), в том числе в задачах измерения плотности в детонационной волне и в разлетающихся продуктах взрыва, кинетики образования конденсированной фазы углерода при детонации, оценки размеров возникающих наночастиц, включая наноалмазы.

ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБОРУДОВАНИЯ

Во всех описываемых экспериментах источником СИ является накопительное кольцо ВЭПП-3, расположенное в ИЯФ. Собранные в один сгусток (банч) электроны с энергией 2 ГэВ, проходя через поворотный магнит (вигглер) с индукцией магнитного поля 2 Т, дают импульс СИ с энергией фотонов $10 \div 30$ кэВ. Получаемое мягкое рентгеновское излучение в таком диапазоне позволяет эффективно проводить рентгенографические эксперименты

Работа выполнена при поддержке интеграционных проектов СО РАН № 23, № 11, а также Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 08-03-00588, 11-03-00874, 10-08-00859).

с объектами плотностью $0.5 \div 3 \text{ г/см}^2$. Используемая рентгеновская компонента СИ имеет в динамическом эксперименте ряд преимуществ по сравнению с традиционными источниками рентгеновского излучения: высокую интенсивность потока — 10^6 фотон/ мм^2 за одну экспозицию, малую угловую расходимость, высокую стабильность и периодичность вспышек излучения (время экспозиции $\approx 1 \text{ нс}$, период повторения от 125 нс и выше).

Важнейшим элементом измерительной системы является линейный детектор рентгеновского излучения DIMEX [3], разработанный и изготовленный в ИЯФ. Детектор позволяет фиксировать распределение плотности потока рентгеновского излучения за время меньше, чем интервал между импульсами, и имеет 256 (в последнем варианте 512) каналов при ширине каждого 0.1 мм. Электронная схема детектора позволяет запоминать 32 кадра. Детектор DIMEX использовался во всех описываемых экспериментах. Его пространственное разрешение 0.1 мм при эффективности регистрации 50 % для квантов с энергией $\approx 30 \text{ кэВ}$. Апертура детектора в направлении измеряемой координаты составляла 25.6 мм (в последнем варианте 51.2 мм), в перпендикулярном направлении — 2 мм. Разработанный вариант представляет собой ионизационную камеру с газовым электронным усилителем, отделяющим область конверсии рентгеновских квантов от промежутка, где заряд наводится на считывающую микрополосковую структуру, выполненную с шагом 0.1 мм. Координатное распределение интенсивности определяется по величине заряда, протекающего через каждый элемент считывающей структуры за время экспозиции. При заполнении ионизационной камеры смесью Xe—CO₂ (80 ÷ 20 %) до давления 7 атм прибор обеспечивает разрешение 0.2 мм и эффективность регистрации 50 %. Для ослабления общей большой радиационной нагрузки перед детектором установлен механический «быстрый затвор» (вращающийся медный диск с прорезью), который обеспечивает экспозицию детектора в эксперименте только на время 40 мкс.

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ВО ФРОНТЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

Для исследования режимов детонации и структуры зоны химической реакции разработан и применяется обширный арсенал экспе-

риментальных методов, основанных на различных физических принципах. Краткий анализ этих методов проведен в [4]. Получение экспериментальной информации о структуре детонационной волны продолжает оставаться актуальным ввиду продолжающейся дискуссии об области применимости модели Зельдовича — Неймана — Дёринга. Не вдаваясь в детали дискуссии, отметим только некоторые из многочисленных работ, посвященных экспериментальному исследованию структуры фронта, — см., например, [5–8]. Использование СИ позволяет реализовать невозмущающий внутренний метод исследования параметров детонирующего заряда ВВ в области, прилегающей к фронту детонации, включая при определенных условиях и сам фронт. Данные для зарядов относительно малого диаметра из прессованного тротила (ТНТ), гексогена (RDX) и сплава тротила с гексогеном (ТГ) в пропорции 50/50, полученные этим методом, приведены в [4, 9]. Схема постановки экспериментов показана на рис. 1. Заряд ВВ располагался горизонтально, плоскость сформированного пучка СИ проходила через ось исследуемого заряда. Ширина пучка СИ 20 мм, толщина 0.1 мм. Фронт детонации, двигаясь с постоянной скоростью, находился в зоне регистрации несколько микросекунд. Интервал между импульсами составлял обычно 500 нс, что позволяло сделать 3–5 снимков распределения прошедшего излучения вдоль оси. Регистрация излучения велась детектором DIMEX, расположенным параллельно оси заряда на расстоянии $\approx 1 \text{ м}$.

По степени ослабления прошедшего через

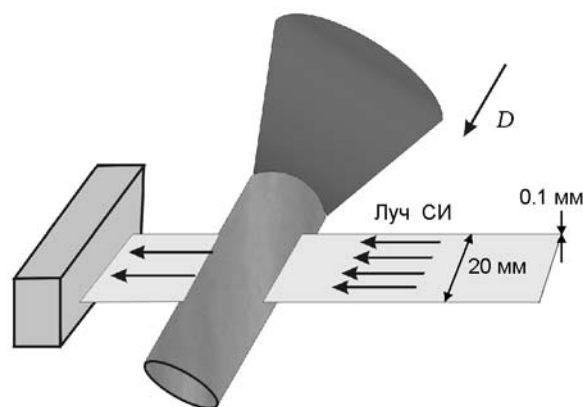


Рис. 1. Схема постановки экспериментов для исследования плотности во фронте детонационной волны

образец излучения определялась масса вещества на луче $m = \int \rho dl$ (l — путь, пройденный лучом в заряде, ρ — текущая плотность в точках луча). При этом использовалась проводимая отдельно калибровка детектора, основанная на просвечивании однородных пластин из исследуемого ВВ [4]. Параметры импульсов СИ обладают высокой стабильностью, что позволяет делать калибровку как до, так и после эксперимента.

При обработке записанного сигнала и его переводе в зависимость $\rho(z)$ (распределение плотности вдоль оси заряда) учитывались следующие обстоятельства [4, 9].

1. Конструктивные особенности использованного в опытах детектора таковы, что попадание γ -кванта излучения в один из каналов регистрации вызывает появление заряда не только в этом канале, но и в соседних. Это приводит к пространственному «размыванию» границ сигнала даже в случае, когда просвечиваемый объект полностью поглощает излучение. 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». Дальнейшая проверка возможностей алгоритма корректировки показала, что с его помощью удается восстанавливать исходный сигнал с точностью до 1 %.

2. Реальный фронт детонационной волны не является плоским даже в зарядах достаточно большого диаметра. В нашем случае использовались заряды малого диаметра, в которых кривизна фронта возрастает, в результате чего его проекция перекрывает около 10 каналов детектора. Форма фронта исследовалась дополнительно в опытах по фиксации с помощью высокоскоростной фотосъемки свечения при выходе детонации на торец заряда. С учетом этого при пересчете показаний детектора в зависимость $\rho(z)$ проводилась корректировка по следующему алгоритму:

- фронт детонационной волны полагался состоящим из набора слоев одинаковой кривизны постоянной плотности, смещенных вдоль оси заряда на ширину канала детектора;

- форма слоев аппроксимировалась частью параболической поверхности, параметры которой измерялись в экспериментах;

- численно рассчитывался сигнал детек-

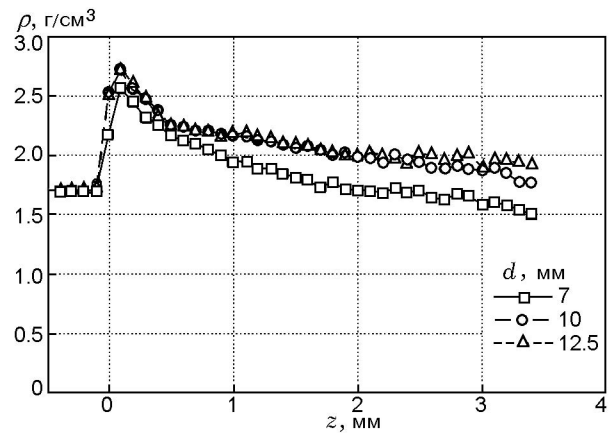


Рис. 2. Распределение плотности вдоль оси зарядов разных диаметров из литого ТГ

тора с использованием калибровочных данных и учетом пространственного размывания сигнала;

- дискретный набор точек распределения $\rho(z)$ определялся варьированием значений из условия наилучшего соответствия расчету показанию детектора (минимизировался функционал среднеквадратичных отклонений).

Корректность получаемых таким образом данных проверялась сопоставлением с результатами независимых исследований [5–7]. Более того, измерения, проведенные на зарядах разного диаметра (ТГ, рис. 2), позволяют определять, аналогично методике [6], параметры состояния Чепмена — Жуге как состояние в точке пересечения участков полученных кривых, соответствующих автомоделльным волнам разгрузки. Сравнение показало хорошее согласие наших результатов с данными других авторов.

На рис. 3 приведены результаты для за-

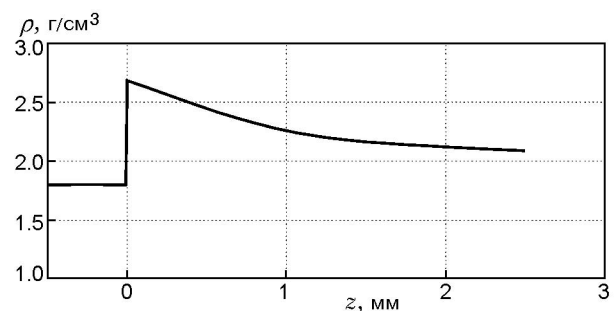


Рис. 3. Распределение плотности в ТАТБ: начальная плотность 1.85 г/см³, скорость детонации 7.5 км/с

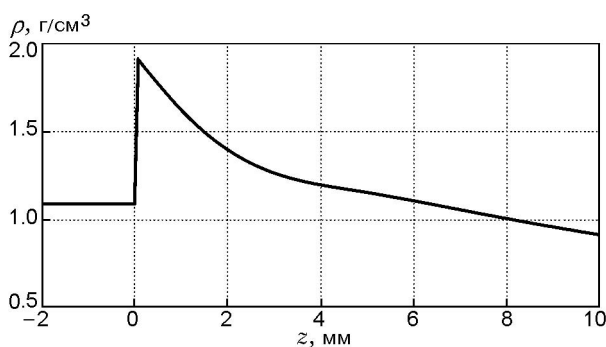


Рис. 4. Распределение плотности в эмульсионном ВВ на основе аммиачной селитры: диаметр заряда 20 мм, плотность 1.075 г/см³, скорость детонации 4 км/с

ВВ	ρ_N , г/см ³	$\rho_{СЖ}$, г/см ³	τ , мкс	δ , мм
ТНТ	2.61	2.09	0.1 ± 0.014	0.7 ± 0.1
RDX	2.64	2.26	0.048 ± 0.012	0.4 ± 0.1
ТАТБ	2.68	2.32	0.13 ± 0.013	1.1 ± 0.1
ПСТ	2.65	2.22	0.15 ± 0.014	1.2 ± 0.1
ЭВВ	1.81	1.37	0.75 ± 0.14	3.5 ± 0.4

Примечание. ρ_N — плотность в пике Неймана, $\rho_{СЖ}$ — плотность Чепмена — Жуге, τ и δ — длительность и ширина фронта.

рядов ТАТБ (триаминотринитробензола) диаметром 20 мм, на рис. 4 — для эмульсионного ВВ на основе аммиачной селитры (ЭВВ). Дополнительно выполненный анализ дает величину точности измерений $\approx 3.7\%$ [4, 9]. Полная сводка параметров на фронте детонации исследованных ВВ представлена в таблице.

ТОМОГРАФИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТОНАЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ

В экспериментах данного цикла детонирующий заряд зондировался в плоскости, перпендикулярной оси (рис. 5). Это позволяет получить данные о динамике распределения массы на луче в фиксированном сечении исследуемого детонационного течения. Пример такого распределения показан на рис. 6. Вообще, для получения томографического изображения объекта необходима его съемка с нескольких ракурсов. В случае зарядов цилиндрической формы течение продуктов детонации является осесимметричным. Это позволяет восстановить рас-

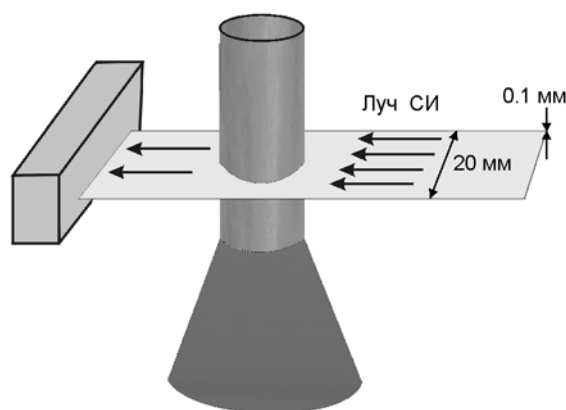


Рис. 5. Схема постановки эксперимента по определению распределения плотности в детонационном течении

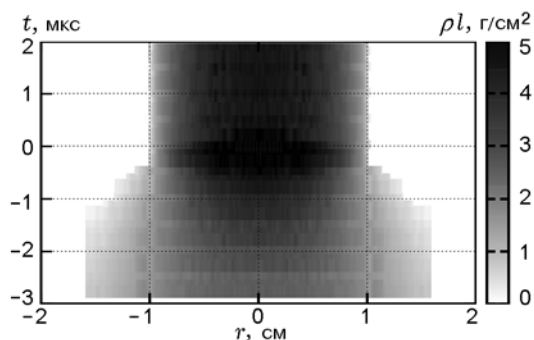


Рис. 6. Динамика рентгеновской тени в фиксированном сечении при детонации заряда из пластифицированного ТАТБ

пределение плотности вдоль радиуса в наблюдаемом сечении заряда на основе информации, полученной при просвечивании только с одного ракурса. Далее, в предположении стационарности течения, восстанавливается полное распределение плотности продуктов детонации (строится функция $\rho(r, z)$, где r, z — радиальная и осевая координаты). Возникает необходимость решения некорректных обратных динамических задач томографии, при этом не удастся применять классические методы, основанные на инверсии Абеля [10, 11]. Причина заключается в негладкости получаемых в эксперименте данных и проблеме их регуляризации. Одно из решений этой проблемы — разработка специализированных методов восстановления плотности, основанных на регуляризации искомого решения распределения плотности с интенсивным использованием априорной информации о структуре исследуемого те-

чения. В нашем случае был разработан оригинальный метод восстановления газодинамических параметров детонационного течения по данным рентгенографического эксперимента. Метод жестко привязан к конкретной задаче, но позволяет не только значительно улучшить точность восстановления плотности [12–14], но и определить остальные газодинамические характеристики — распределения массовой скорости и давления [15, 16]. Приведем описание разработанного и реализованного алгоритма.

АЛГОРИТМ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ТЕЧЕНИЯ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В основе метода восстановления полей газодинамических характеристик детонационного течения лежит численное решение газодинамической задачи в постановке, соответствующей эксперименту. Рассмотрим задачу о цилиндрически-симметричном течении газа, в этом случае в эйлеровых координатах уравнения неразрывности и движения имеют вид:

$$\frac{\partial r \rho u}{\partial r} + \frac{\partial r \rho v}{\partial z} = \frac{\partial r \rho}{\partial t},$$

$$\frac{\partial r \rho u^2}{\partial r} + \frac{\partial r \rho u v}{\partial z} + r \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial r \rho u}{\partial t},$$

$$\frac{\partial r \rho v^2}{\partial z} + \frac{\partial r \rho u v}{\partial r} + r \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial r \rho v}{\partial t},$$

где ρ — плотность; p — давление; u, v — осевая и радиальная компоненты вектора скорости \mathbf{v} ; r, z — радиальная и осевая пространственные координаты; t — время. Перейдя к лагранжевой системе координат, будем решать задачу о течении газа, подчиняющегося уравнению состояния

$$p(\rho) = p_0(\rho/\rho_0)^\gamma(\rho)$$

(p_0, ρ_0, γ — еще подлежащие определению параметры). При заданных значениях параметров рассчитывается поле течения, распределение плотности в котором можно сравнить с полученным экспериментально. Расчет проводился в области, правая граница которой считалась плоской, что соответствует предположению о плоской детонационной волне, распространяющейся по заряду с постоянной скоростью D . Постановку задачи иллюстрирует

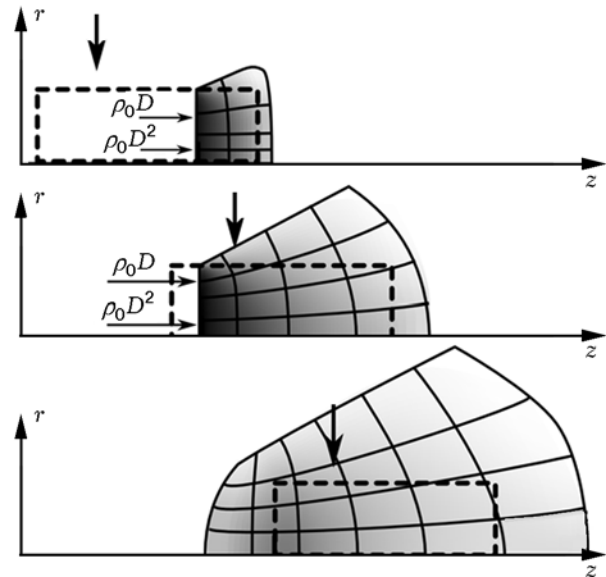


Рис. 7. Схема постановки газодинамической задачи по расчету детонационного течения:

штриховая линия — начальные границы заряда, стрелкой указано положение исследуемого сечения

рис. 7. В качестве граничного ставилось условие втекания потока массы и импульса ($\rho_0 D$ и $\rho_0 D^2$ соответственно), на остальной границе — условия, определявшиеся из решения задачи о распаде разрыва между продуктами детонации и воздуха. Использование лагранжевых координат позволило естественным образом выделить детонационный разрыв и вести расчет только в области, занятой детонационным течением. Для численного решения при варьировавшихся значениях искомых параметров использовался метод Годунова.

Выбор подлежащих определению параметров осуществлялся на основе минимизации функционала среднеквадратичных отклонений рассчитанных и экспериментально полученных рентгеновских «теней» исследуемого течения в выделенных узлах расчетной области. При этом зависимость $\gamma(\rho)$ аппроксимировалась кубическим сплайном. Для решения возникающей задачи многомерной минимизации использовался симплекс-метод, описанный и реализованный в [17].

Полученные результаты для заряда пластифицированного ТАТБ диаметром 20 мм приведены на рис. 8. На рис. 9 показана построенная по результатам расчета адиабата разгрузки (параметры вдоль проходящей по оси

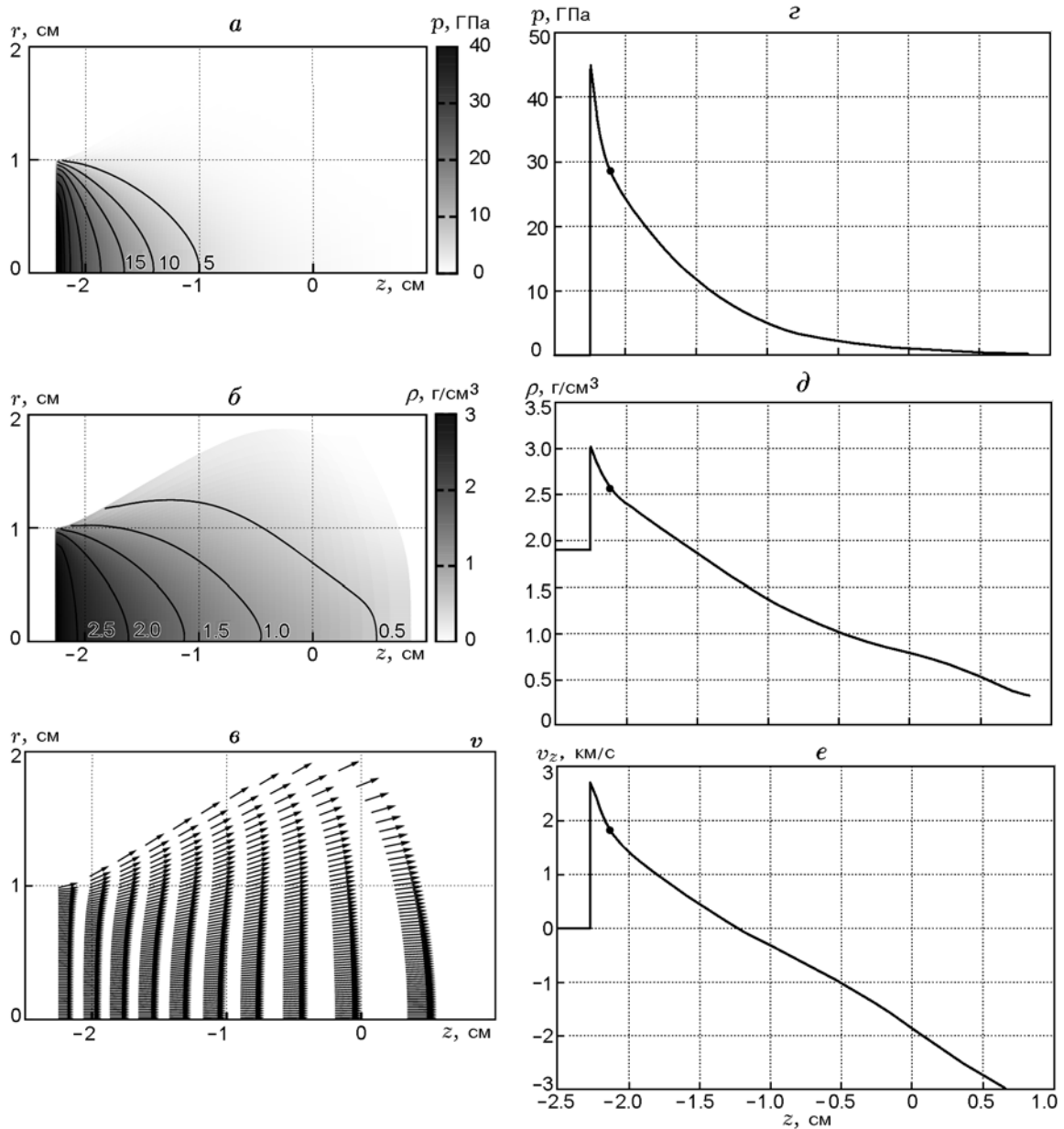


Рис. 8. Пространственные распределения параметров и их значения на оси при детонации цилиндрического заряда ТАТБ (плотностью 1.85 г/см^3) через 3 мкс от момента инициирования: *a, z* — давление, *б, d* — плотность, *в, e* — массовая скорость в покоящейся системе отсчета; точкой обозначена звуковая граница

симметрии линии тока). Рассчитанный показатель политропы близок к классическому значению $\gamma = 3$.

Использованная в методе восстановления характеристик течения система уравнений не включает уравнение баланса энергии. Это позволяет формально распространить метод и на зону химического превращения, хотя в этом случае сделанные предположения не являются

вовне корректными. Реально в этой зоне процесс не изоэнтропичен, а состояние не может считаться термодинамически равновесным. Несмотря на это, на зависимостях распределения параметров вдоль оси заряда наблюдается зона резкого падения величин, которую приближенно можно сопоставить с зоной химического превращения. Продолжая рассмотрение и интерпретируя производную $dp/d\rho$ как

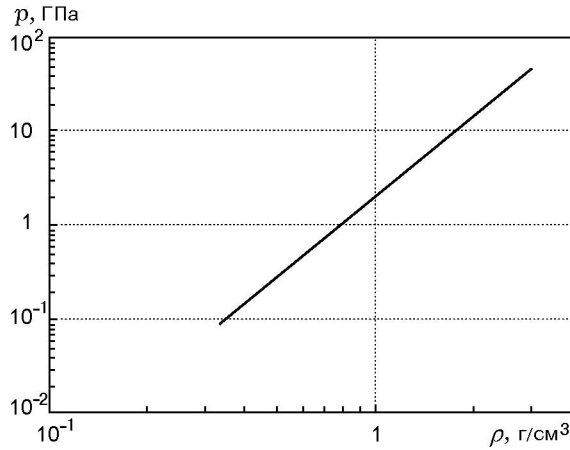


Рис. 9. Адиабата разгрузки продуктов детонации, построенная вдоль линии тока, проходящей через ось заряда

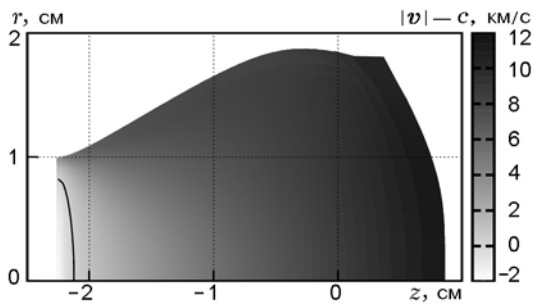


Рис. 10. Звуковая граница

квадрат скорости звука c , определяем положение звуковой поверхности на основе равенства $|v| = c$, являющегося условием Чепмена — Жуге в системе координат, движущейся со скоростью фронта детонации. Рассчитанная таким образом звуковая поверхность показана на рис. 10 (точки на зависимостях рис. 8).

Пространственная точность восстановления характеристик течения достаточно высока, это 1–2 канала детектора, что составляет ≈ 0.2 мм. Итоговое временное разрешение, учитывающее статистику по трем экспериментам с промежутком между кадрами 0.5 мкс, составляет ≈ 0.2 мкс. Точность определения значений самих газодинамических характеристик корректируется использованными законами сохранения и оценивается не хуже 10 % при масштабе времени 0.5 мкс. В области энерговыделения при масштабе времен 0.2 мкс полученные значения являются оценочными.

ИЗМЕРЕНИЕ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЙЯНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ВВ

Изучение процессов конденсации углерода при детонации ВВ с отрицательным кислородным балансом крайне важно для оценки количества энергии, которая выделяется при экзотермической коагуляции углеродных кластеров.

Опубликованные в литературе результаты [18, 19] показали, что предположение о наличии конденсации углерода за зоной химической реакции позволяет лучше описать экспериментальные данные.

Проблема усугублялась тем, что не существовало методик, позволяющих экспериментально зарегистрировать появление наночастиц за время детонационного процесса. Теперь это возможно с помощью дифракционных методик с использованием синхротронного излучения [20–22].

Метод измерения малоуглового рентгеновского рассеяния (МУРР) широко применяется при статическом анализе структуры дисперсных систем. Сочетание метода МУРР с использованием СИ от ускорителя ВЭПП-3 дает возможность проводить динамические измерения углового распределения МУРР. Анализ эволюции распределений МУРР позволяет оценить динамику размеров конденсированных наночастиц при детонации ВВ.

Теория МУРР. Использование МУРР позволяет определять некоторые осредненные характеристики формы и структуры наночастиц. Сами частицы могут быть твердыми, жидкими или газообразными, главное, чтобы их электронная плотность отличалась от плотности среды, т. е. метод чувствителен к «флуктуации электронной плотности».

При вычислении МУРР от одной частицы, состоящей из многих атомов, суммируется интерференция от всех электронов внутри частицы. Будем считать, что частица имеет сферическую форму радиуса R и атомы (и электроны) внутри частицы расположены равномерно с концентрацией n_e . Расстояние до детектора $L \gg d$. Тогда амплитуда рассеиваемой волны $E_s(q, R)$ в районе детектора вычисляется аналитически [23]:

$$E_s(q, R) \propto \frac{4\pi}{3} R^3 n_e \frac{3[\sin(qR) - (qR) \cos(qR)]}{(qR)^3}.$$

Здесь $q = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda}$ — модуль вектора рассеяния, 2θ — угол рассеяния.

Суммарная интенсивность при рассеянии на N случайно расположенных частицах определяется соотношением

$$I(q, R) \propto N[E_s(q, R)]^2 = N \left(\frac{4\pi R^3 n_e}{3} \right)^2 P(q, R),$$

$$P(q, R) = \left\{ \frac{3[\sin(qR) - (qR) \cos(qR)]}{(qR)^3} \right\}^2.$$

Величина $P(q, R)$ называется форм-фактором. Угловое распределение интенсивности при рассеянии на одиночных сферических частицах разного диаметра представлено на рис. 11.

Если рассеивающая частица находится не в вакууме, а в среде с электронной плотностью n_0 , то амплитуда волны рассеянного излучения пропорциональна $(n - n_0)$, а интенсивность пропорциональна $(n - n_0)^2$ или, как говорят, пропорциональна «флуктуации» электронной плотности. В случае нейтрального (незаряженного) шара электронная плотность пропорциональна плотности материала рассеивающего шара и интенсивность рассеяния от шара определяется выражением

$$I(q, R) \approx N \left(\frac{4\pi R^3}{3} \right)^2 (\rho - \rho_0)^2 P(q, R).$$

Квадрат разности плотностей $(\rho - \rho_0)^2$ часто называют контрастностью.

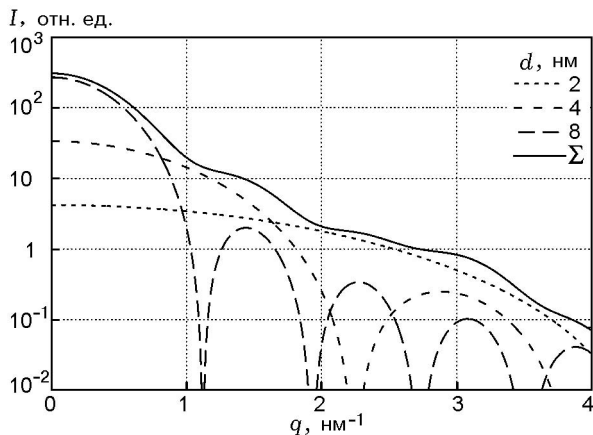


Рис. 11. Угловое распределение интенсивности при рассеянии на одиночных сферических частицах различного диаметра

Существующая на накопителе ВЭПП-3 интенсивность пучка СИ оказывается недостаточной для использования монохроматического спектра при динамических измерениях МУРР, поскольку интенсивность рассеянного излучения на несколько порядков меньше падающего, а также вследствие очень малой экспозиции (≈ 1 нс). В связи с этим использовался пучок СИ с исходным полихроматическим спектром (энергия $6 \div 30$ кэВ).

Для оценки регистрируемого детектором DIMEX распределения МУРР в процессе детонации были проведены модельные расчеты для интенсивности МУРР на сферических частицах диаметром 2, 4, 10 и 20 нм, расположенных в заряде ТНТ диаметром 20 мм. При расчете учитывались спектр излучения ВЭПП-3 и спектральная чувствительность детектора DIMEX. На рис. 12 приведены угловые распределения МУРР в зависимости от диаметра частиц. Угол дан в каналах детектора (1 канал равен 0.1 мрад). На этом рисунке видно, что, несмотря на полихроматический спектр СИ, разным диаметрам частиц соответствует разный наклон угловой зависимости МУРР. То есть по наклону кривых МУРР можно определять диаметр частиц в диапазоне $2 \div 100$ нм.

Чтобы оценить размеры рассеивающей частицы в формуле для форм-фактора, разложим тригонометрические функции в ряд Тейлора (величина $x = qR$ в наших условиях меняется в пределах $0.012 \div 0.63$). После преобразований получаем

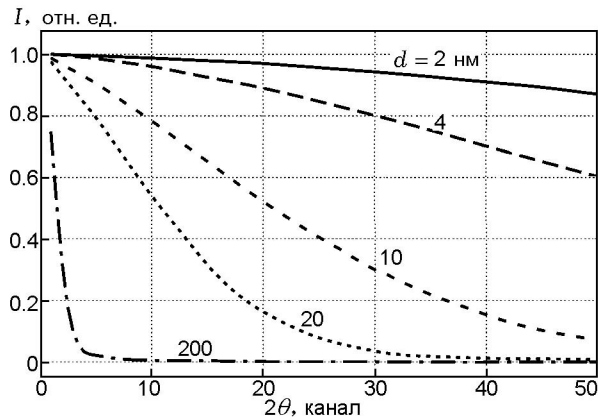


Рис. 12. Рассчитанное с учетом реального спектра угловое распределение сигнала МУРР от рассеивающих частиц различного диаметра

$$P(q, R) \approx \left[1 - \frac{(qR)^2}{5} \right].$$

Тогда для интенсивности МУРР (вблизи нуля) имеем

$$I(q, R) = I_0 \left[1 - \frac{(qR)^2}{5} \right],$$

где I_0 — интенсивность в нулевом угле. Эту функцию можно представить в виде соотношения Гинье для сферической частицы:

$$I(q, R) = I_0 \exp \left[- \frac{(qR)^2}{5} \right].$$

Отсюда по наклону прямой в логарифмических координатах можно определить радиус рассеивающей частицы R .

Кроме углового распределения МУРР, представляет интерес интегральный поток I_{int} рассеянного излучения (вычисляется суммированием по всем углам и интегрированием по углу вращения). Он нечувствителен к размерам и форме частиц и с учетом контрастности дает полную массу рассеивающих неоднородностей:

$$I_{int} = \int_0^{\infty} I(q)q^2 dq \propto \int_V (\rho - \rho_0)^2 dV.$$

Величина интегрального МУРР сильно зависит от контрастности, т. е. от разности плотности конденсированной частицы и плотности продуктов взрыва. Например, сигнал МУРР от наноалмазов (плотность 3.5 г/см^3) больше сигнала от графита (плотность 2.2 г/см^3) в четыре раза при плотности продуктов детонации 1.0 г/см^3 . Таким образом, по величине интегрального МУРР можно оценить фазовый состав рассеиваемых наночастиц.

Постановка экспериментов. Для динамических экспериментов с регистрацией МУРР использовалась схема измерения, описанная в [20–22] и показанная на рис. 13. Из пучка СИ с помощью нижнего (K_1) и верхнего (K_2) ножей (коллиматор Кратки) на центральной части заряда ВВ формировалась полоса высотой $0.4 \div 1 \text{ мм}$ и шириной $3 \div 16 \text{ мм}$. Перед детектором прямой пучок коллимировался еще одним нижним ножом (K_3). Отклоненные лучи МУРР регистрировались детектором DIMEX. Угловой диапазон измерений МУРР

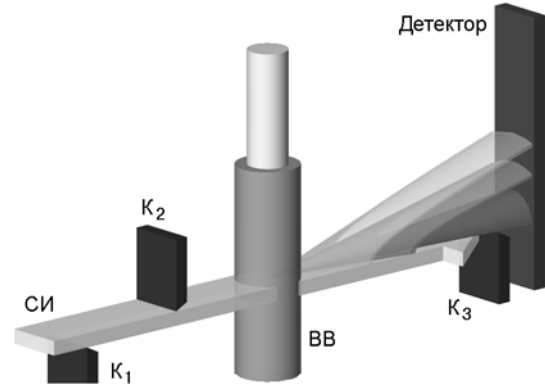


Рис. 13. Схема постановки экспериментов по измерению МУРР

составлял $\approx 4 \cdot 10^{-4} \div 10^{-2}$ рад ($2 \div 100$ каналов детектора). Такой диапазон измерений позволяет регистрировать МУРР от частиц размером d [23], $d_{\min} \leq d \leq d_{\max}$, где $d_{\min} = \pi/q_{\max} = \lambda/(4\theta_{\max}) \approx 2.0 \text{ нм}$, $d_{\max} = \pi/q_{\min} = \lambda/(4\theta_{\min}) \approx 75 \text{ нм}$.

За одну вспышку СИ детектор записывает все каналы (делает один кадр), фиксируя распределение МУРР от угла. Поскольку фронт детонации движется вдоль заряда с постоянной скоростью 7.5 км/с (для ТАТБ), то через период следования импульсов СИ ($250 \div 500 \text{ нс}$) детектор записывает еще одно распределение МУРР (еще один кадр), формируя временную последовательность распределений МУРР. Фактически это рентгеновское дифракционное кино с временным сдвигом 0.5 мкс и длительностью каждого кадра в 1 нс .

Исследовались прессованные заряды из тротила, гексогена, смесей ТГ 50/50, БТФ и смесей на основе ТАТБ. Диаметр зарядов составлял 20 мм , длина $30 \div 32 \text{ мм}$. Исходные тротил и гексоген перекристаллизовывались в ацетоне, затем эти ВВ и их смеси прессовались в таблетки высотой $10 \div 12 \text{ мм}$. Таблетки помещались в сборку (рис. 14), где зажимались винтами. Инициирование проводилось через промежуточный заряд на основе пластифицированного тэна.

Результаты. Данные на рис. 15 показывают динамику интегрального МУРР для некоторых ВВ. Величина I_{int} для ТАТБ заметно меньше, чем для ТГ 50/50. Это означает, что рассеивающие частицы имеют существенно меньший размер и меньшую плотность и, скорее всего, являются графитоподобными. Не исключено присутствие наноалмазов размером менее



Рис. 14. Общий вид экспериментальной сборки

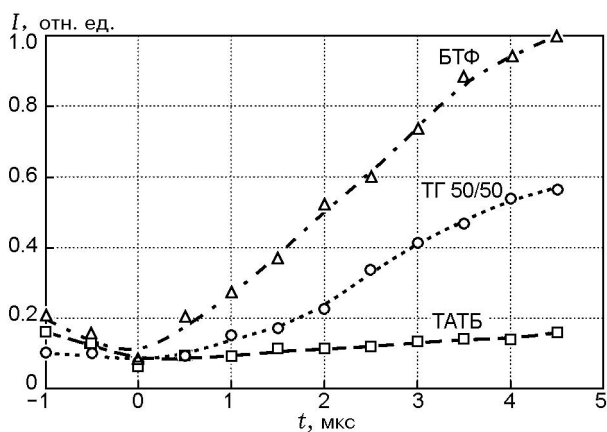


Рис. 15. Зависимость интегрального МУРР от времени

2 нм, фиксация которых ограничена возможностями метода. Существенно большее значение I_{int} для БТФ, вероятнее всего, связано с появлением более крупных частиц (наноалмазов).

Как отмечалось выше, измеряемый в эксперименте сигнал МУРР является произведением количества конденсированной фазы и фактора контрастности. Учет последнего при известном распределении плотности позволяет оценочно выделить полную долю конденсированного углерода без различия размеров частиц (рис. 16).

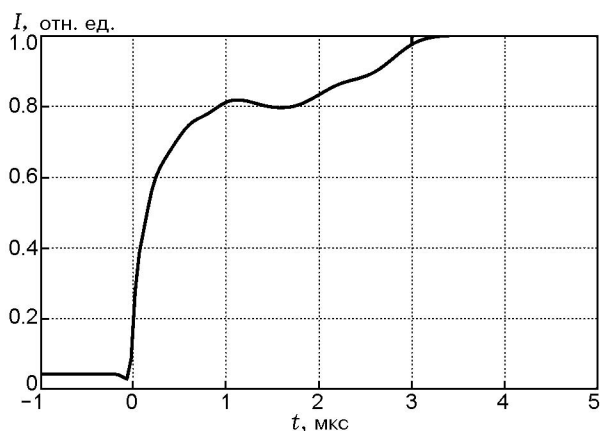


Рис. 16. Сигнал МУРР с учетом эффекта контрастности и ослабления излучения для заряда ТГ 50/50

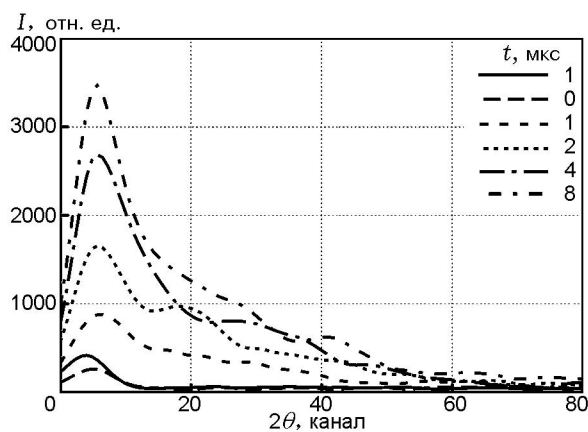


Рис. 17. Динамика углового распределения МУРР для ТГ 50/50

Показанная на рис. 16 динамика сигнала с учетом меняющейся плотности в разлетающихся продуктах взрыва позволяет оценить время конденсации углерода в $1 \div 2$ мкс. Динамика дифракционного сигнала при детонации заряда из ТГ 50/50 (плотность $\approx 1.7 \text{ г/см}^3$) показана на рис. 17. Прослеживаются рост амплитуды МУРР и изменение его углового распределения. Угол рассеяния приведен в каналах детектора (1 канал равен 0.1 мрад). Начало отсчета здесь и на последующих рисунках — от момента прохождения фронта детонации. Небольшое начальное МУРР связано с рассеянием на пустотах (порах), которые остаются при прессовке зарядов. В момент прохождения фронта детонации поры захлопываются и амплитуда МУРР минимальна. Появление МУРР и его рост вызваны началом кон-

денсации наночастиц углерода и увеличением их числа и размеров (сомножитель $n(R^3)^2$ в приведенной выше формуле). Кроме того, значительный рост амплитуды сигналов МУРР от времени происходит ввиду увеличения «контрастности» при разлете продуктов детонации $((\rho - \rho_0)^2$ в той же формуле). Изменение угла наклона кривой МУРР связано только с ростом размера рассеивающих частиц (изменяется форм-фактор $P(q, R)$). Угловой диапазон заметного сигнала МУРР у ТГ 50/50 составляет порядка 100 каналов детектора или 10 мрад. Значительный «шум» на кривых связан с малым количеством регистрируемых фотонов (в один канал детектора попадает $10 \div 30$ рассеянных рентгеновских фотонов).

Характер изменения распределения МУРР у БТФ (плотность 1.9 г/см^3) (рис. 18) аналогичен динамике у ТГ 50/50, но величина (амплитуда) сигнала на порядок больше и угловое распределение значительно уже (все излучение идет в пределах $5 \div 7$ каналов детектора). Отношение сигнал/шум здесь заметно лучше.

Динамика МУРР у ТАТБ (плотность 1.85 г/см^3) представлена на рис. 19. Уровень сигналов в два раза ниже, чем у ТГ 50/50. Несколько большее начальное значение МУРР может быть связано с присутствием в этих зарядах большого количества более мелких, чем в зарядах из других ВВ, пор (методика не регистрирует «флуктуации плотности» размером более 0.1 мкм).

Обработка кривых по приведенным ранее соотношениям позволяет оценить динамику размеров конденсируемых наночастиц

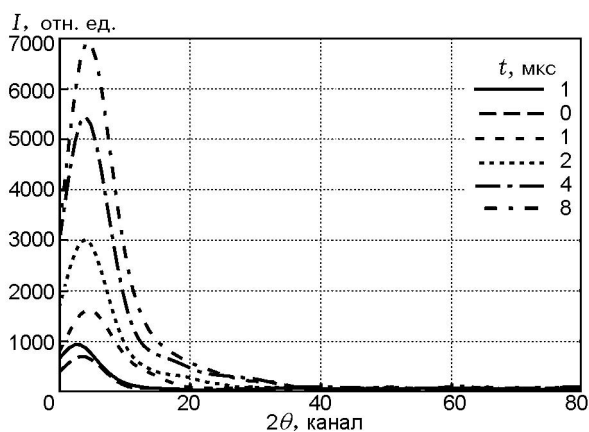


Рис. 18. Динамика углового распределения МУРР для БТФ

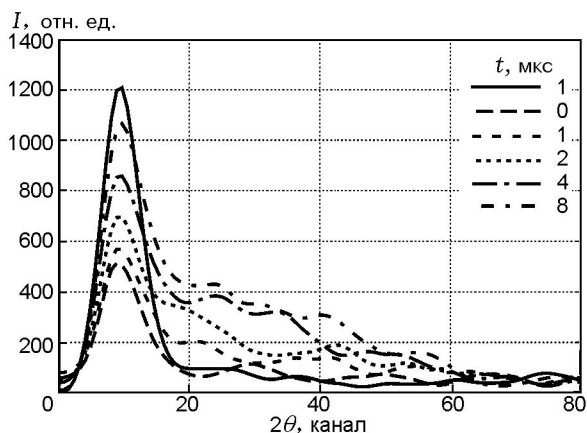


Рис. 19. Динамика углового распределения МУРР для ТАТБ

(рис. 20). Из графиков на рис. 20 следует, что на фронте детонации фиксируются наночастицы размером $d \approx 2 \text{ нм}$. Далее размер частиц растет и через время $t = 2 \div 3 \text{ мкс}$ достигает $d \approx 2.5 \div 3.0 \text{ нм}$ у ТАТБ, $\approx 5 \div 6 \text{ нм}$ у ТГ 50/50 и $60 \div 70 \text{ нм}$ у БТФ. Данные на рис. 20 показывают диапазон возможностей методики. Начальный размер $\approx 2 \text{ нм}$ является нижней границей, верхний предел — $\approx 70 \text{ нм}$ (конечный размер для БТФ). Определенные в динамических экспериментах размеры практически совпадают с данными, полученными при исследовании сохраненных продуктов взрыва [24, 25].

Следует отметить, что в проведенных экспериментах все заряды ВВ имели одинаковый начальный размер, и, следовательно, «контрастность» $((\rho - \rho_0)^2)$ в процессе разлета

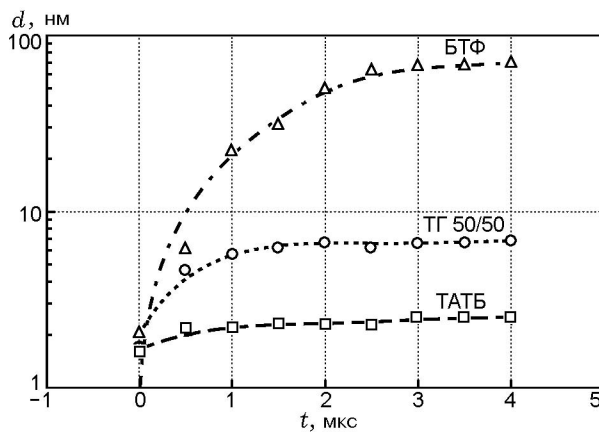


Рис. 20. Зависимость размеров наночастиц от времени

в опытах с разными ВВ изменялась примерно одинаково, поэтому сравнительная разница амплитуд интенсивности рассеянного излучения у этих ВВ пропорциональна величинам $N(R^3)^2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитые на основе применения синхротронного излучения методы предоставили новые возможности в исследовании детонационных процессов в конденсированных взрывчатых веществах. В случае стационарной детонации удалось измерить распределение плотности на фронте детонационной волны и в разлетающихся продуктах. Предложена и апробирована методика восстановления на основе полученных распределений в пространстве и времени остальных газодинамических характеристик течения детонирующих зарядов — скорости, давления. Результаты позволяют восстановить адиабату разгрузки продуктов детонации. Использование эффекта малоуглового рассеяния открыло принципиальные возможности исследования процессов конденсации наночастиц в детонационных превращениях.

Обновляемый полный список работ с применением синхротронного излучения для исследования динамических процессов доступен через Интернет [26].

Авторы выражают благодарность сотрудникам Института ядерной физики СО РАН Г. Н. Кулипанову, С. И. Мишневу, В. М. Аульченко, М. А. Шеромову и другим за содействие и помощь в проведении экспериментов. Также выражаем благодарность сотрудникам ВНИИТФ Б. Г. Лобойко, А. К. Музыре, Ю. А. Аминову, Е. Б. Смирнову, О. В. Костицыну и сотрудникам ВНИИЭФ А. Л. Андреевских, И. И. Карпенко, А. Л. Михайлову, Ю. В. Шейкову за помощь в подготовке исследуемых материалов и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алешаев А. Н., Евдоков О. В., Зубков П. И., Кулипанов Г. Н., Лукьянчиков Л. А., Ляхов Н. З., Мишнев С. И., Тен К. А., Титов В. М., Толочко Б. П., Федотов М. Г., Шарафутдинов М. Р., Шеромов М. А. Применение синхротронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов. — Новосибирск, 2000. — (Препринт / Ин-т ядерной физики им. Г. И. Будкера; № 2000-92).
2. Алешаев А. Н., Зубков П. И., Кулипанов Г. Н., Лукьянчиков Л. А., Ляхов Н. З., Мишнев С. И., Тен К. А., Титов В. М., Толочко Б. П., Федотов М. Г., Шеромов М. А. Применение синхротронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов // Физика горения и взрыва. — 2001. — Т. 37, № 5. — С. 104–113.
3. Аульченко В. М., Евдоков О. В., Жогин И. Л., Жуланов В. В., Прууэл Э. Р., Толочко Б. П., Тен К. А., Шехтман Л. И. Детектор для изучения взрывных процессов на пучке синхротронного излучения // Приборы и техника эксперимента. — 2010. — № 2. — С. 1–16.
4. Тен К. А., Евдоков О. В., Жогин И. Л., Жуланов В. В., Зубков П. И., Кулипанов Г. Н., Лукьянчиков Л. А., Мержиевский Л. А., Пирогов Б. Я., Прууэл Э. Р., Титов В. М., Толочко Б. П., Шеромов М. А. Распределение плотности во фронте детонации цилиндрических зарядов малого диаметра // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 2. — С. 91–99.
5. 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.
6. 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.
7. Лобойко Б. Г., Любягинский С. Н. Зоны реакции детонирующих твердых взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 6. — С. 45–64.
8. Уткин А. В., Колесников С. А., Фортов В. Е. Структура стационарной детонационной волны в прессованном гексогене // Докл. АН. — 2001. — Т. 381, № 6. — С. 760–762.
9. Тен К. А., Евдоков О. В., Жогин И. Л., Жуланов В. В., Зубков П. И., Кулипанов Г. Н., Лукьянчиков Л. А., Мержиевский Л. А., Пирогов Б. Б., Прууэл Э. Р., Титов В. М., Толочко Б. П., Шеромов М. А. Измерение распределения плотности в детонационных процессах с помощью синхротронного излучения. — Новосибирск, 2005. — (Препринт / Ин-т ядерной физики им. Г. И. Будкера; № 2005-30).
10. Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. — М.: Наука, 1987.
11. Козловский В. Н. Информация в импульсной рентгенографии. — Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2006.
12. Прууэл Э. Р., Мержиевский Л. А., Тен К. А., Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А.,

- Толочко Б. П., Козырев А. Н., Литвенко В. В. Распределение плотности разлетающихся продуктов стационарной детонации тротила // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 3. — С. 121–131.
13. Evdokov O. V., Kozyrev A. N., Litvinenko V. V., Lukianchikov L. A., Merzhievsky L. A., Prueel E. R., Ten K. A., Tolochko B. P., Zhogin I. L., Zubkov P. I. High-speed X-ray transmission tomography for detonation investigation // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. — 2007. — V. A575. — P. 116–120.
 14. Prueel E. R., Ten K. A., Titov V. M., Lukianchikov L. A., Merzhievsky L. A., Zubkov P. I., Tolochko B. P., Zhogin I. L., Zhulanov V. V., Aulchenko V. M., Shekhtman L. I. X-ray transmission tomography for detonation investigation // Proc. of 14th Intern. Detonation Symp. — 2010. — P. 345–351.
 15. Ten K. A., Prueel E. R., Merzhievsky L. A., Lukjanchikov L. A., Tolochko B. P., Zhogin I. L., Shekhtman L. I. Tomography of the flow of detonation products using SR // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. — 2009. — V. A603. — P. 160–163.
 16. Тен К. А., Титов В. М., Прууэл Э. Р., Лукьянчиков Л. А., Аульченко В. М., Жуланов В. В., Купер К. Э., Шехтман Л. И., Аминов Ю. А., Музыря А. К., Смирнов Е. Б., Лобойко Б. Г., Толочко Б. П., Жогин И. Л., Евдоков О. В. Исследование взрывных процессов в детонирующих зарядах диаметром 20 мм с помощью синхротронного излучения. — Новосибирск, 2009. — (Препринт / Ин-т ядерной физики им. Г. И. Будкера; № 2009-021).
 17. GNU Scientific Library. Documentation. — www.gnu.org/software/gsl.
 18. Tarver C. M., Kury J. W., Breithaupt R. D. Detonation waves in triaminotrinitrobenzene // J. Appl. Phys. — V. 82, N 8. — 1997. — P. 3771–3782.
 19. Grebenkin K. F., Taranik M. V., Zhe-rebtsov A. L. Computer modeling of scale effects at heterogeneous HE detonation // Proc. of 13th Symp. (Intern.) on Detonation, Norfolk, USA, 2006. — P. 496–505.
 20. Titov V. M., Tolochko B. P., Ten K. A., Lukyanchikov L. A., Prueel E. R. Where and when are nanodiamonds formed under explosion? // Diamond and Related Materials. — 2007. — V. 16, N 12. — P. 2009–2013.
 21. Ten K. A., Aulchenko V. M., Lukianchikov L. A., Prueel E. R., Shekhtman L. I., Tolochko B. P., Zhogin I. L., Zhulanov V. V. Application of introduced nano-diamonds for the study of carbon condensation during detonation of condensed explosives // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. — 2009. — V. A603, N 1–2. — P. 102–104.
 22. Ten K. A., Titov V. M., Prueel E. R., Lukyanchikov L. A., Tolochko B. P., Zhogin I. L., Aminov Yu. A., Filin V. P., Loboyko B. G., Muzyrya A. K., Smirnov E. B. Measurements of SAXS signal during TATB detonation using synchrotron radiation // Proc. of 14th Intern. Detonation Symp. — 2010. — P. 387–391.
 23. Свергун Д. И., Фейгин Л. А. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. — М.: Наука, 1986.
 24. Титов В. М., Анисичкин В. Ф., Мальков И. Ю. Исследование процесса синтеза ультрадисперсного алмаза в детонационных волнах // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 35, № 3. — С. 117–126.
 25. Даниленко В. В. Синтез и спекание алмаза взрывом. — М.: Энергоатомиздат, 2003.
 26. Библиографический сборник работ по применению СИ для исследования динамических процессов. — <http://ancient.hydro.nsc.ru/srexpl>.

Поступила в редакцию 22/III 2011 г.