

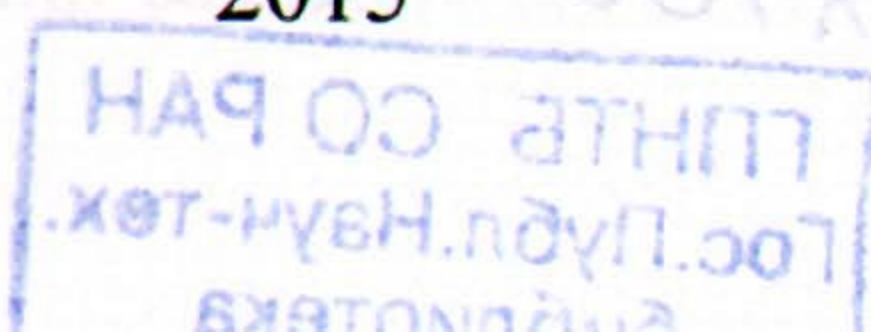
210219
229

Российский федеральный ядерный центр –
Всероссийский научно-исследовательский институт
экспериментальной физики

Невозмущающие методы диагностики быстропротекающих процессов

Под редакцией
доктора технических наук А. Л. Михайлова

Саров
2015



Я 2016

968

УДК 534.222.2

ББК 22.23

Н40

Авторы: Ю. Б. Базаров, В. А. Губачев, Б. М. Ловягин (гл. 1);
В. А. Комрачков, К. Н. Панов, А. М. Подурец (гл. 2);
А. В. Руднев, М. А. Сырунин (гл. 3);
Д. А. Калашников, Д. В. Назаров, А. В. Федоров,
С. А. Финюшин, Е. А. Чудаков (гл. 4);
В. М. Бельский, Е. Н. Богданов, А. В. Родионов,
А. А. Седов (гл. 5);
К. А. Тен, Б. П. Толочко (гл. 6)

Невозмущающие методы диагностики быстропротекающих процессов / Под ред. доктора техн. наук А. Л. Михайлова. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2015. – 322 с.

ISBN 978-5-9515-0308-4

Книга написана на основе опыта использования в Институте физики взрыва (ИФВ) РФЯЦ-ВНИИЭФ экспериментальных методик с применением излучений в исследованиях взрывных явлений и детонации, поведения материалов и конструкций при воздействии интенсивных динамических нагрузок.

Описаны методы исследований быстропротекающих процессов с использованием излучений различных видов. Рассмотрены вопросы зондирования объектов с происходящими в них процессами проникающими излучениями от внешних источников, вопросы регистрации излучений, сопровождающих изучаемые процессы. Описаны природа и получение различных видов излучений, физические основы взаимодействия с веществом рентгеновского, протонного, синхротронного излучений, а также электромагнитных волн в микроволновом и оптическом диапазонах. Рассмотрены схемы и принципы конструкций приборов и установок, наиболее широко применяемых в исследованиях. Методы теории информации, методы обработки изображений и результатов измерений затронуты лишь частично, поскольку требуют специального и подробного изложения.

Книга адресована научным сотрудникам и инженерам, планирующим и проводящим экспериментальные исследования быстропротекающих процессов с применением излучений, а также будет полезна студентам и аспирантам физических и физико-технических специальностей.

УДК 534.222.2

ББК 22.23

ISBN 978-5-9515-0308-4

24339-2016

ГПНТБ СО РАН
Гос. Публ. Науч.-тех.
библиотека

©ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2015

CB

29. Бельский В. М., Михайлов А. Л., Родионов А. В., Седов А. А. Микроволновая диагностика ударно-волновых и детонационных процессов // ФГВ. 2011. Т. 47, № 6. С. 29–41.
30. Rae P. J., Glover B. B., Gunderson J. A., Perry W. Lee. Free-field microwave interferometer for detonation front tracking and run-to-detonation measurements. Shock Compression of Condensed Matter, 2011.
31. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982. С. 620.
32. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: НАУКА, 1967. С. 684.
33. Огородников В. А., Михайлов А. Л., Пешков В. В. и др. О влиянии проводимости ударно-сжатого газа на регистрацию параметров движения лайнера с помощью интерферометрических методов // ЖЭТФ. 2012. Т. 141, вып. 1. С. 182–188.
34. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 85, № 2. С. 179.
35. Евстигнеев А. А., Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н. Изэнтропическое расширение и уравнение состояния продуктов взрыва тротила // ФГВ. 1976. № 5. С. 758–763.
36. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ / Под ред. Р. Ф. Трунина. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006. С. 531.
37. LASL Shock Hugoniot Data. Marsh S. P. U. California Press: Berkeley, 1980. P. 658.

ГЛАВА 6. ИССЛЕДОВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

6.1. Сведения о синхротронном излучении

6.1.1. Синхротронные источники рентгеновского излучения и детекторы для его регистрации

Возможности рентгеновских методик существенно расширились с появлением принципиально новых источников электромагнитного излучения – сгустков релятивистских электронов, движущихся в ускорителях по криволинейным траекториям в течение длительного времени. Такое излучение получило название синхротронного (СИ).

В простейшем случае СИ возникает при движении электрона по орбите накопительного кольца синхротрона. Основными параметрами накопительного кольца электронных ускорителей являются радиус орбиты движения электронов R (как правило, составляет 10–30 м), энергия электронов E (1–5 ГэВ), индукция магнитного поля в поворотных магнитах B (1–7 Тл) и их число, а также электронный ток I (100–400 мА). Эти параметры связаны между собой соотношениями:

$$R = E/eB,$$

где e – заряд электрона;

$$I = eN_e c/2\pi R,$$

где c – скорость света, а N_e – число электронов в пучке.

Стабильность электронного пучка в кольце зависит от качества вакуума в канале и может составлять от нескольких часов до нескольких десятков часов. Параметры накопительного кольца определяют характеристики вырабатываемого синхротронного излучения. Спектральный состав СИ принято описывать критической длиной волны $\lambda_{кр}$, которая выбирается таким образом, что полная энергия СИ, излучаемая источником на всех длинах волн больше критической, равна энергии, излучаемой на меньших длинах волн. Интенсивность СИ характеризуется спектральной яркостью, определяемой как число фотонов в диапазоне энергий фотонов (Дэ) от E_Φ до $E_\Phi + \Delta E_\Phi$ (обычно выбирается $\Delta E_\Phi = 0,1\% E_\Phi$, так называемый 0,1% Дэ), испускаемых за 1 секунду, отнесенное к единице площади поверхности испускающей области и единице телесного угла расходимости фотонного пучка. Таким образом, эта величина имеет размерность [фотон/с · мм² · рад² · 0,1% Дэ]. Размерные характеристики источника СИ определяются величиной, называемой эмиттансом, равной произведению линейного раз-

мера излучающей области электронного пучка на угол расходимости пучка СИ. Типичные значения вертикального и горизонтального эмиттанса современных источников СИ составляют соответственно 10^{-10} – 10^{-8} и 10^{-8} – 10^{-6} м · рад.

Полная мощность W , излучаемая электронным пучком за оборот по орбите, и критическая длина волны $\lambda_{кр}$ определяются энергией электронов в пучке, электронным током и радиусом орбиты:

$$W \sim I\gamma^4/R,$$

где γ – Лоренц-фактор электрона, $\gamma = E/m_0c^2$ (m_0 – масса покоя электрона), $\lambda_{кр} = 4\pi R/3\gamma^3$.

Для увеличения интенсивности СИ часто используются специальные устройства, увеличивающие локальную индукцию магнитного поля, эти устройства не являются обязательными элементами накопительного кольца. Они позволяют получать СИ с характеристиками, направленно модифицированными по сравнению с излучением из поворотного магнита. Основными типами таких устройств являются ондуляторы и вигглеры (змейки). Ондулятор представляет собой систему постоянных магнитов с регулярно чередующимися полюсами, движение электронов в таких устройствах может рассматриваться как осцилляции относительно исходной прямолинейной траектории. Использование ондуляторов позволяет повысить яркость источника на 2–3 порядка, а также уменьшить размеры пучка (т. е. уменьшить эмиттанс). Кроме того, при определенных конструктивных особенностях ондулятора значительная доля излучаемой энергии может быть сконцентрирована в нескольких узких спектральных полосах – гармониках ондулятора (длины волн которых также могут варьироваться путем подбора магнитных параметров ондулятора), что позволяет достичь еще более высокой интенсивности на этих длинах волн. В настоящее время на накопительном кольце ускорителя на встречных электрон-позитронных пучках (ВЭПП-3) стоит трехполюсной вигглер (индукция магнитного поля в основном магните $B = 2$ Тл). Его спектр излучения, а также изменение спектра после прохождения окон и образца приведен на рис. 6.1. Нижняя граница спектра СИ определяется материалом выходного окна, и при использовании бериллия составляет ≈ 4 кэВ.

Электроны, движущиеся по накопительному кольцу, разбиваются на отдельные сгустки – банчи (*bunches*), имеющие длину 3–30 см. Поэтому электронный ток через вигглер не является непрерывным. СИ состоит из периодических вспышек-импульсов длительностью от нескольких десятков пикосекунд до наносекунд с интервалом между импульсами от 5 нс до 1,2 мкс. Можно добиться режима, в котором по накопительному кольцу будет двигаться только один сгусток электронов. В таком режиме работы длительность импульса СИ (0,8 нс на полувысоте) и частота ($f = 4,03$ МГц для ВЭПП-3) имеют высокую регулярность. В дальнейшем изложении время между импульсами СИ для ВЭПП-3 будет приниматься равным 250 нс (точное время – 248,07 нс), а длительность импульса СИ – 1 нс.

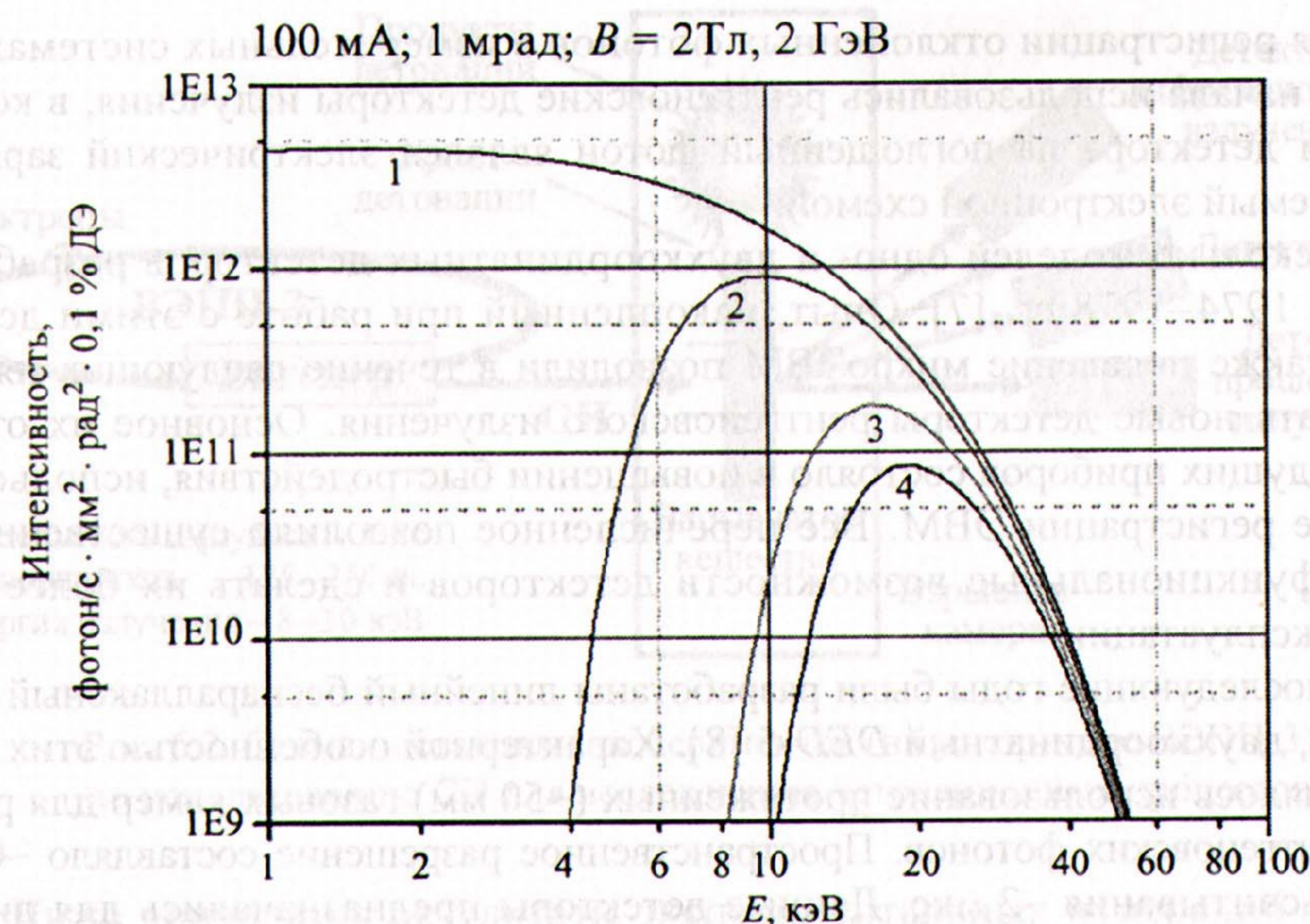


Рис. 6.1. Спектральный поток СИ для ВЭПП-3 (вигглер с магнитной индукцией 2Тл) после прохождения через исследуемые вещества: 1 – из вигглера; 2 – бериллий толщиной 5 мм; 3 – бериллий + 5 мм ТЭНа; 4 – бериллий + 10 мм ТЭНа

Таким образом, от классических источников, в которых рентгеновские кванты рождаются при торможении ускоренных электрическим полем электронов при их взаимодействии с металлическим анодом, синхротронное излучение выгодно отличается:

- высокой интенсивностью потока ($\approx 10^{16-21}$ фотонов/с · см²);
- малой угловой расходимостью ($\alpha = 10^{-3}$ – 10^{-5} рад);
- генерацией импульсов излучения, следующих друг за другом со стабильным временным интервалом (5–1200 нс) в течение длительного времени;
- малой длительностью импульса излучения (менее 1 нс);
- широким спектральным диапазоном излучения (4–100 кэВ).

Уникальные свойства СИ открыли широкие возможности для использования рентгеновских методов при решении широкого круга задач с применением рентгеновской диагностики. Это было реализовано прежде всего для статических экспериментов на базе центра коллективного пользования (ЦКП), созданного в ИЯФ СО РАН в 1976 г.

Важно отметить, перечисленные выше свойства СИ позволяют осуществлять измерения и в динамических экспериментах, в которых результаты взаимодействия излучения с веществом фиксируются в последовательные моменты времени. Ограничением в проведении таких экспериментов в те годы являлось отсутствие быстродействующих рентгеновских детекторов.

Для регистрации отклоненных фотонов в измерительных системах с СИ с самого начала использовались рентгеновские детекторы излучения, в которых откликом детектора на поглощенный фотон являлся электрический заряд, регистрируемый электронной схемой.

Несколько моделей одно- и двухкоординатных детекторов разработаны в ИЯФ в 1974–1978 гг. [7]. Опыт, накопленный при работе с этими детекторами, а также появление микроЭВМ позволили в течение следующих пяти лет разработать новые детекторы рентгеновского излучения. Основное их отличие от предыдущих приборов состояло в повышении быстродействия, использовании в системе регистрации ЭВМ. Все перечисленное позволило существенно расширить функциональные возможности детекторов и сделать их более удобными в эксплуатации.

В последующие годы были разработаны линейный беспараллаксный детектор *OD-3*, двухкоординатный *DED-5* [8]. Характерной особенностью этих детекторов являлось использование протяженных (~50 мм) газовых камер для регистрации рентгеновских фотонов. Пространственное разрешение составляло ~0,2 мм, скорость считывания ~2 мкс. Данные детекторы предназначались для дифракционных исследований, в которых регистрируемые потоки были очень малы, и детекторы работали в счетном режиме, то есть определялись координаты каждого рентгеновского фотона, поглощенного в газовой камере. Если в камеру попадало два и более фотона – показания аннулировались.

С использованием этих приборов, первые динамические эксперименты (с регистрацией дифракционных сигналов) по изучению самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) были проведены 20 лет назад (Болдырев В. В., 1981, Александров, 1983, Мержанов, 1990 [9–11]). Время экспозиции у детектора *DED-2* в этих экспериментах составляло ~1 с. Примерно такие же параметры были получены позже на зарубежных центрах СИ: *NSLS-II* (Wong et al., 1990, Holt et al., 2000 [28, 29]), *LURE* (Held et al., 2000 [12–14]). Минимальное время между кадрами получено в *ESRF* (Curfs et al., 2000), и составляет ~60 мс [15]. Рекордное быстродействие при исследовании Ni + Al СВС смеси достигнуто на ВЭПП-3 (Толочко, Шарафутдинов, 2003 [16]) путем уменьшения степени монохроматичности $\Delta\lambda/\lambda$ до $\sim 10^{-2}$, вместо используемых $\sim 10^{-4}$. Увеличение потока перед детектором позволило уменьшить экспозицию до 5 мс.

Таким образом, к концу 1990-х гг. появилась возможность приступить к освоению динамического диапазона с микро- и наносекундным разрешением.

При прохождении излучения через объект исследования (рис. 6.2) часть излучения поглощается самим веществом. Проходящий без отклонения луч имеет наибольшую интенсивность и несет информацию о плотности вещества. Лучи, дифрагируемые (отклоняемые) на малый угол, несут информацию о флуктуации плотности в веществе. Их интенсивность уже на несколько порядков ниже. И, наконец, третий тип лучей – дифрагированное рассеяние на большие углы – имеет еще более низкую интенсивность и несет информацию о параметрах периодических структур в веществе, прежде всего о межатомном расстоянии.

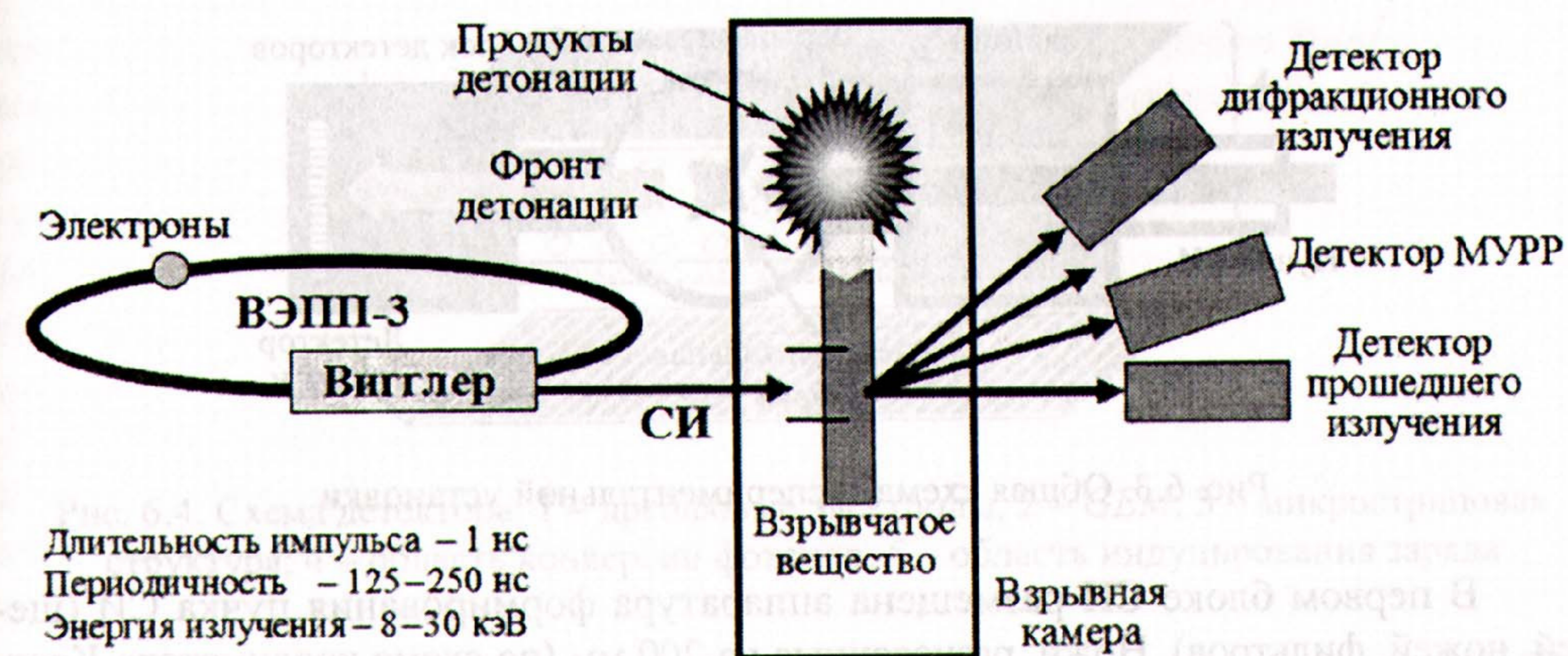


Рис. 6.2. Схема постановки экспериментов (на ускорителе ВЭПП-3) по использованию СИ для исследования детонационных процессов

Ниже приводятся результаты экспериментальных измерений интенсивности проходящих лучей и лучей, отклоняемых на малый угол (малоугловое рентгеновское рассеяние – МУРР). Измерение проходящего излучения позволяет получить информацию о распределении плотности. Малоугловое рассеяние возникает при образовании в исследуемой зоне значительных флуктуаций электронной плотности, которые в углеродосодержащих ВВ связаны с конденсацией углерода, в том числе и с синтезом ультрадисперсных алмазов (УДА). Последний процесс достаточно интенсивно изучался в 1980–1990-е гг., и в литературе содержится значительная информация о параметрах синтеза, полученная на основе исследований сохраненных во взрывных камерах конечных продуктов [20–22].

6.1.2. Экспериментальная станция для исследования взрывных процессов на накопителе ВЭПП-3

Уникальность источника рентгеновского излучения (ускоритель ВЭПП-3 в Институте ядерной физики СО РАН) для диагностики взрывных процессов потребовала нового подхода к созданию экспериментальной станции для регистрации СИ при детонации ВВ. Поэтому столь масштабная установка создавалась усилиями трех институтов СО РАН: ИЯФ, ИГиЛ и ИХТТМ [23].

Блочная схема экспериментальной станции для рентгеновской диагностики взрывных процессов представлена на рис. 6.3. Станция состоит из трех основных узлов: 1) блока формирования пучка СИ (коллиматора); 2) взрывной камеры на 30 г ВВ (в тротиловом эквиваленте); 3) блока детекторов. Первый и третий блоки являются традиционными элементами для станций, предназначенных для регистрации статических и медленных меняющихся процессов с помощью СИ.

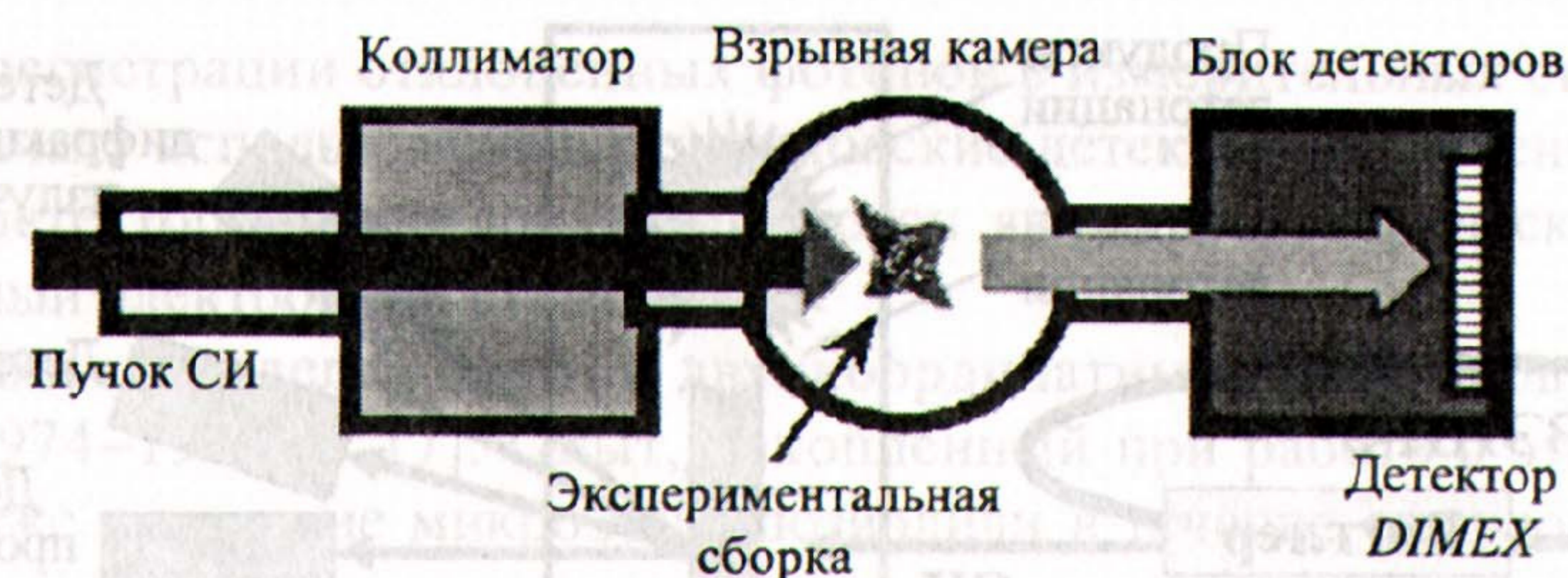


Рис. 6.3. Общая схема экспериментальной установки

В первом блоке СИ размещена аппаратура формирования пучка СИ (щелей, ножей, фильтров). Ножи, разнесенные на 200 мм (по схеме коллиматора Кратки), обеспечивают точность настройки (до 10^{-4} рад). Ножи управляются компьютером с помощью контролеров КШД-485 (точность установки – 5 мкм).

Подвод пучка СИ к взрывной камере был осуществлен внутри металлической трубы диаметром 100 мм. Для уменьшения рассеянного излучения воздух внутри трубы откачивается до давления 10 Па. В начале трубы установлен аварийный радиационный затвор, перекрывающий пучок. Управление затвором осуществляется от общей системы безопасности бункера ВЭПП-3. В конце канала установлена радиационная защита (≈ 40 см свинца), гарантирующая защиту от аварийного сброса электронного пучка.

В третьем блоке располагаются детекторы рентгеновского излучения. В настоящее время в этом блоке установлен однокоординатный рентгеновский детектор с высоким временным разрешением *DIMEX* (*Direct Image Measuring for Explosion*).

Для изучения быстропротекающих процессов с использованием СИ необходим позиционно-чувствительный детектор, позволяющий измерять координатное распределение плотности потока рентгеновского излучения за время меньшее, чем интервал между соседними сгустками в накопителе. Для источника СИ ВЭПП-3 (ИЯФ СО РАН) это время составляет ~ 100 нс. Детектор должен запоминать результаты не менее десяти последовательных измерений (кадров) и иметь координатное разрешение не хуже 0,1 мм при эффективности регистрации $\sim 50\%$ для гамма-квантов с энергией ~ 30 кэВ. Апертура детектора в направлении измеряемой координаты должна составлять не менее 100 мм. В перпендикулярном направлении ~ 1 мм.

Детектор с указанными выше параметрами разработан и изготовлен ИЯФ СО РАН [24, 25].

Описание детектора DIMEX. Детектор представляет собой ионизационную камеру с электронным усилителем (ГЭУ), отделяющим область конверсии рентгеновских фотонов от промежутка, где заряд индуцируется на считывающую полосковую структуру (рис. 6.4). Такая конструкция позволяет работать только с быстрой электронной компонентой сигнала. Рабочим газом является смесь 80 % Хе – 20 % CO_2 под давлением до 10 атм.

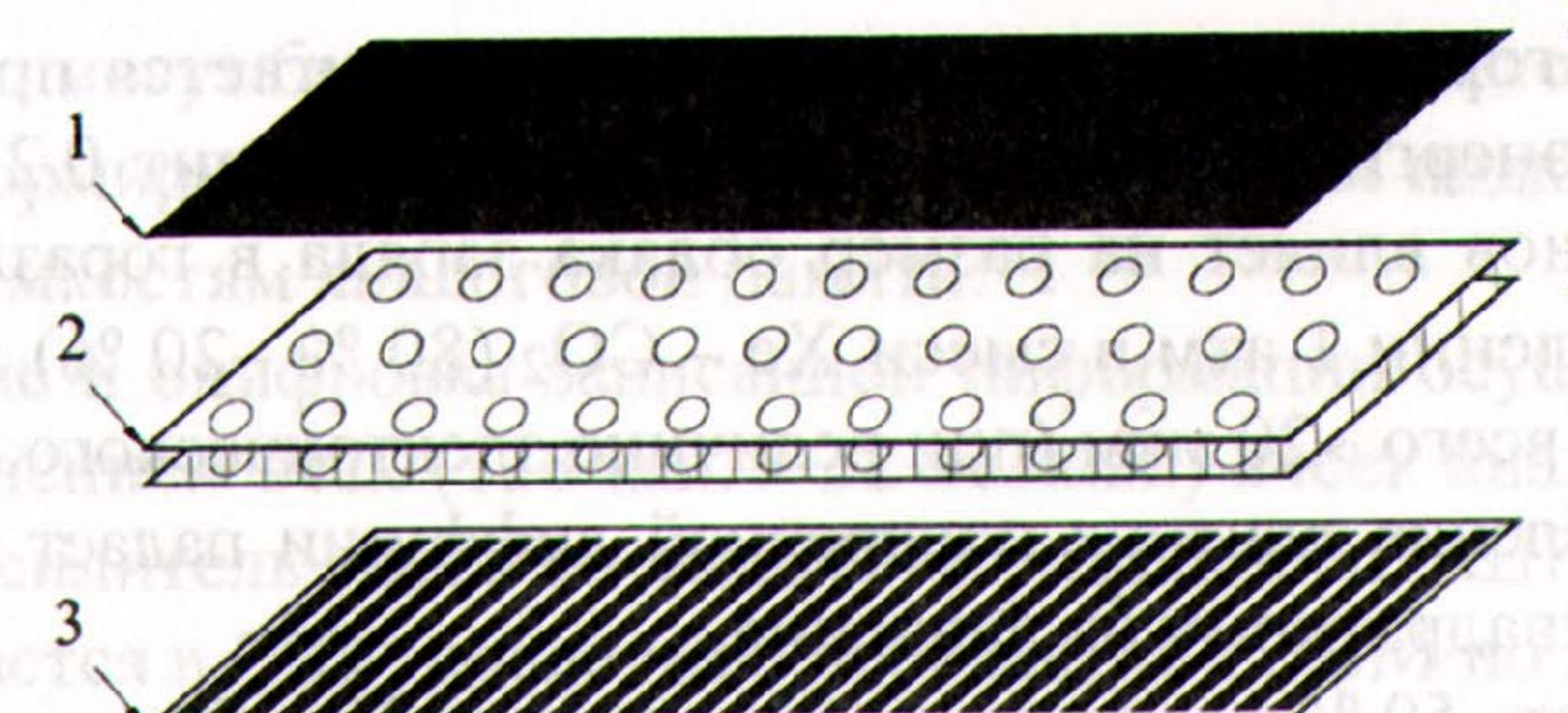


Рис. 6.4. Схема детектора: 1 – дрейфовые электроды; 2 – GEM; 3 – микрополосковая структура; 4 – область конверсии фотонов; 5 – область индуцирования заряда

При поглощении фотона в области между дрейфовым электродом и ГЭУ образуется первичная ионизация, ионная составляющая которой движется к дрейфовому электроду, на который подан отрицательный по отношению к структуре GEM потенциал, создающий поле с напряженностью >500 В/см. Электронная компонента дрейфует в этом поле к GEM со скоростью ~ 5 см/мкс.

Нижний электрод GEM находится под более высоким по отношению к верхнему электроду потенциалом. При определенной разности потенциалов структура GEM становится полностью прозрачной для электронов, что соответствует коэффициенту газового усиления, равному единице. При увеличении разности потенциалов коэффициент усиления GEM становится больше единицы.

После прохождения через ГЭУ электроны движутся через индукционный промежуток к полосковой структуре, индуцируя на ней заряд, координатное распределение величины которого соответствует координатному распределению интенсивности регистрируемого излучения.

При величине индукционного зазора 2 мм время движения электронов в нем и, следовательно, время формирования сигнала составляет 40 нс для газовой смеси и напряженности поля, указанных выше. Пробег фотоэлектронов первичной ионизации слабо влияет на это время, но оказывается решающим для координатного разрешения.

Время наведения заряда определяется временем дрейфа электронов через индукционный промежуток, что для промежутка 1 мм составляет ~ 20 нс. При этом, поскольку ионная компонента полностью экранируется ГЭУ, она никак не влияет на величину и время наведения заряда на полосковую структуру. Продольная диффузия при длине дрейфа ~ 2 мм (1 мм до ГЭУ и 1 мм после) составит не более 60 мкм. Продольный размер облака первичной ионизации определяется пробегом фотоэлектрона и не будет превосходить 0,1 мм (см. ниже). Таким образом, с учетом всех эффектов, влияющих на время формирования сигнала на полосковой структуре, это время не будет превосходить ~ 30 нс.

Зависимость пробега фотоэлектрона, образованного при поглощении фотона атомом Хе, при давлении Хе 10 атм, известна (рис. 6.5). Учитывая изотропность распределения направления вылета фотоэлектрона, размер облака первич-

ной ионизации по горизонтали 0,1 мм ($FWHM$) достигается при энергии фотонов ~ 20 кэВ. При энергии 30 кэВ этот размер превосходит 0,2 мм. Поперечная диффузия электронов влияет на размер облака заряда в гораздо меньшей степени. Так, при давлении 1 атм в смеси Хе – CO_2 (80 % – 20 %) диффузия на пути 1 мм составляет всего ~ 20 мкм (при величине электрического поля > 500 В/см). С увеличением давления влияние поперечной диффузии падает обратно пропорционально корню квадратному из давления.

Эффективность 50 % достигается для энергии 30 кэВ при давлении > 7 атм.

Таким образом, ионизационная камера с ГЭУ на основе смеси Хе – CO_2 (80 % – 20 %) может обеспечить пространственное разрешение ~ 100 мкм и эффективность к фотонам 30 кэВ не менее 50 %.

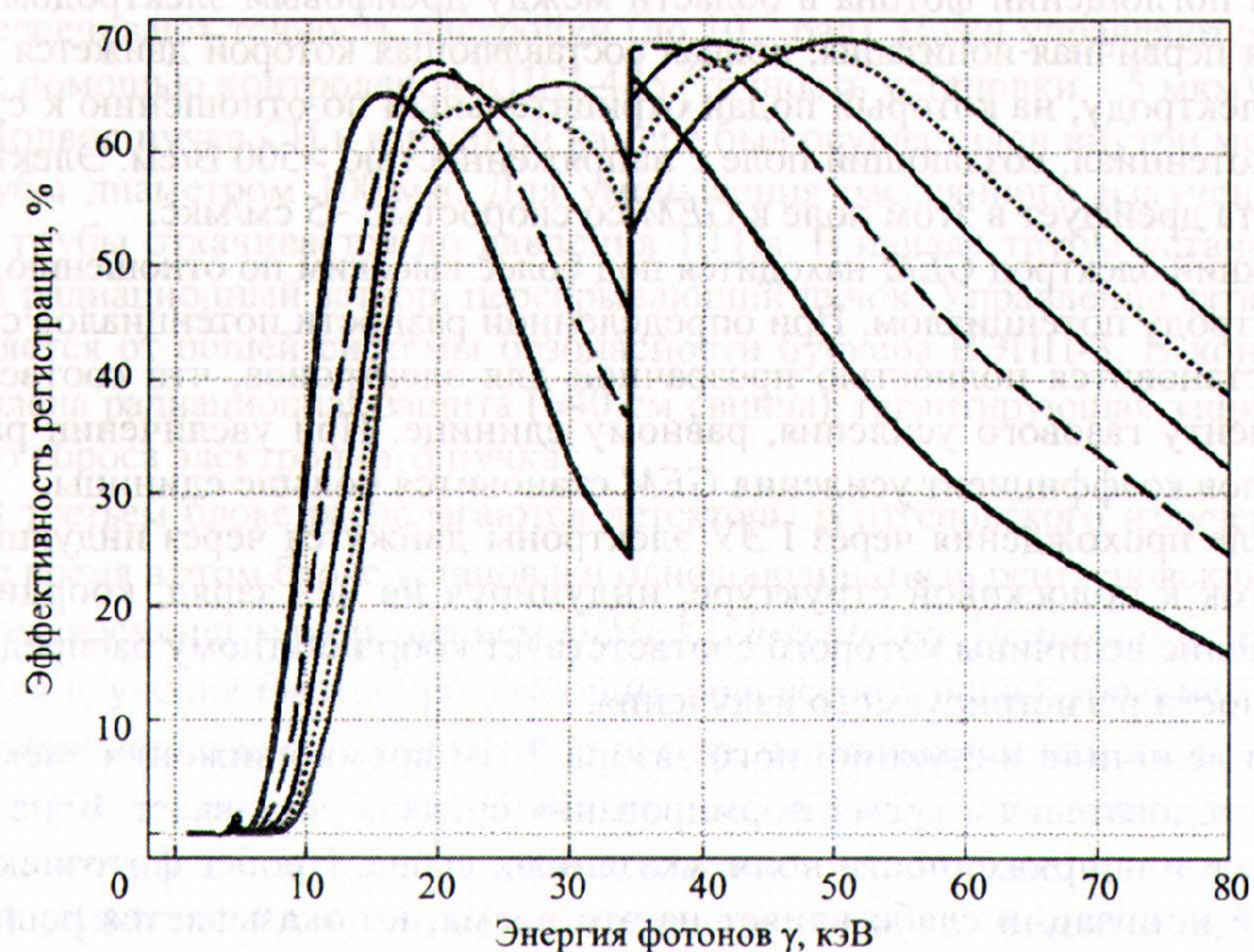


Рис. 6.5. Зависимость эффективности регистрации рентгеновского фотона от его энергии E для различных давлений Хе. Геометрические размеры в детекторе *DIMEX*: толщина углепластиковой вставки – 1 мм, расстояние между вставкой и детекторной структурой – 3 мм, ширина детекторной структуры – 30 мм (— — 3 атм; --- — 5 атм; — — — — 7 атм; ···· — 9 атм; — — — — 11 атм)

Электроника. Заряд, наведенный на полосках считывающей структуры, поступает на вход чипа APC128. Чип APC128 содержит 128 каналов, каждый из которых, в свою очередь, содержит активный входной интегратор с низким уровнем собственных шумов и аналоговую память, состоящую из 32 емкостей, которые через аналоговые ключи, управляемые общим для всех каналов сдви-

говым регистром, могут быть подключены к выходу интегратора. Таким образом, кадры «кино» формируются в фазе записи поочередным подключением выходов интеграторов к емкостям аналоговой памяти.

Считывание и оцифровка записанной информации осуществляются поочередным подключением всех (128 кан. \times 32 яч./кан.) ячеек аналоговой памяти через выходной усилитель чипа ко входу 14-разрядного АЦП. Результат оцифровки накапливается в ОЗУ, после чего передается в ЭВМ по *Internet* кабелю.

Особенностью APC128 является то, что при считывании ячеек памяти используется тот же самый усилитель, что и при записи. Это приводит к автоматическому вычитанию начальных смещений потенциалов на выходах интеграторов и, следовательно, к увеличению динамического диапазона. Кроме того, с точностью до первого порядка из конечного результата вычитаются небольшие смещения, возникающие из-за инъекций зарядов от сигналов управления через паразитные емкости аналоговых ключей. В результате приведенный ко входу шум составляет ~ 500 электронов, что значительно меньше величины сигнала от одного рентгеновского фотона. Таким образом, используемый интегратор позволит работать в «квазисчетном» режиме, когда по уровню сигнала возможно различить число фотонов, поглощенных в каждом канале, с точностью до одного.

Электроника размещается внутри герметичного корпуса на одной плате с полосковой структурой. Она включает в себя два чипа APC128, два АЦП, ОЗУ и микросхему *ALTERA 10K30*, управляющую работой всех перечисленных выше элементов и обеспечивающую интерфейс с сетевым модулем, находящимся вне герметичного корпуса.

Общая компоновка. Полосковая структура совместно с электроникой детектора расположены на жесткой пластине, укрепленной внутри цилиндрического корпуса, рассчитанного на давление до 10 атм. Корпус изготовлен из дюралюминия со вставкой из углепластика, который образует входное окно. На съемном торце расположены разъемы для ввода-вывода сигналов для управления и считывания данных, а также высоковольтный ввод и газовый вентиль. ГЭУ и дрейфовый электрод собираются в единый блок на стеклотекстолитовых рамках и закрепляются на торцах и дальней от пучка стороне полосковой структуры (рис. 6.6–6.7):

- количество каналов – 512;
- размер канала – 0,1 мм;
- количество чипов – 2;
- размер – 25 мм;
- количество кадров – 32.

Для перемещений детектора, необходимых для согласования с пучком и зарядом, был установлен двухкоординатный высокоточный привод, управляемый с помощью контроллера КШД-485. Система позволяет дистанционно перемещать детектор по вертикали и горизонтали дискретно с точностью до 5 мкм (рис. 6.8).

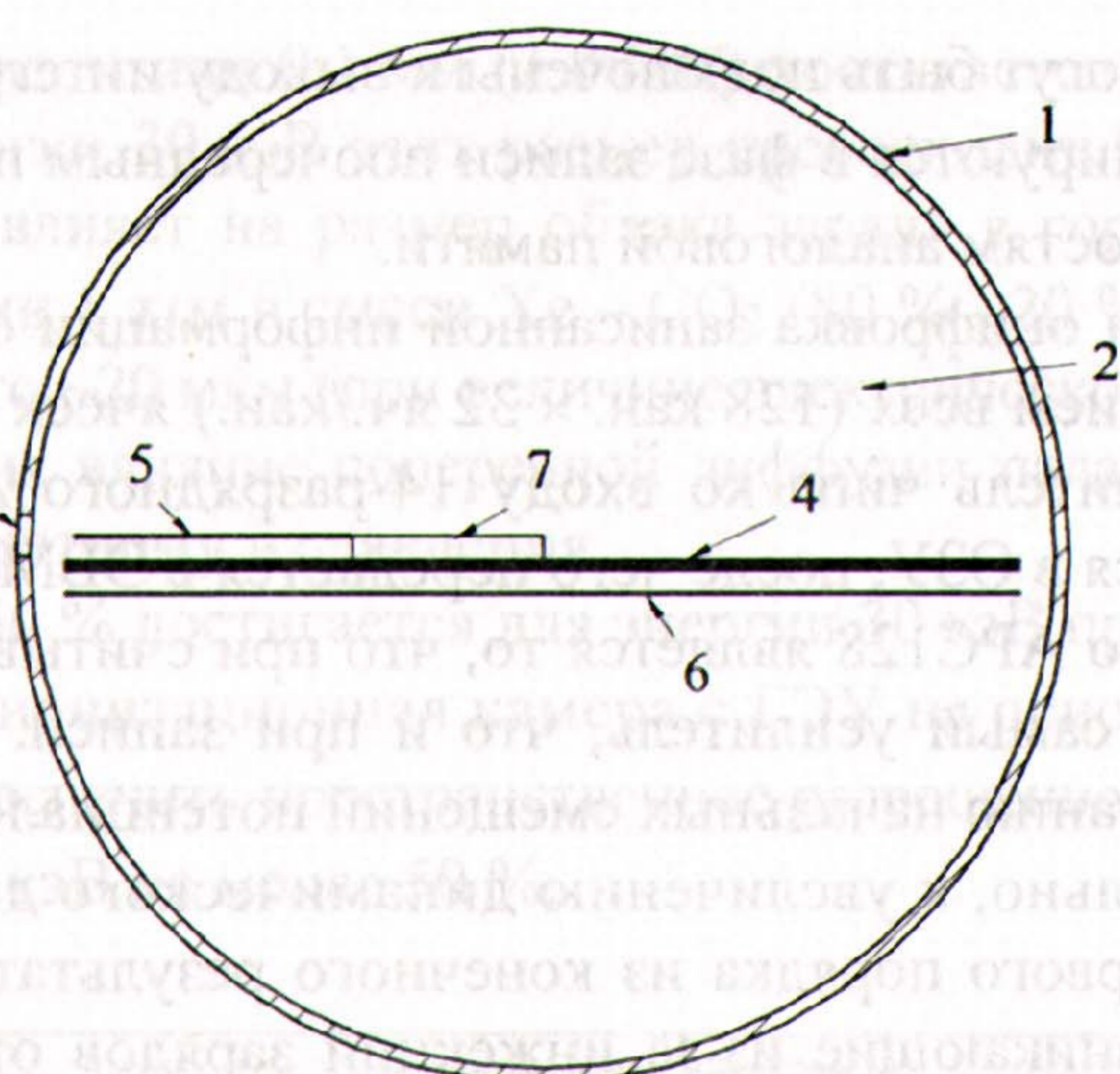


Рис. 6.6. Общая компоновка детектора: 1 – дюралевый корпус с углепластиковой вставкой; 2 – газовый объем; 3 – углепластиковое входное окно; 4 – металлическая пластина; 5 – детекторная структура; 6 – электрод; 7 – кристаллы APC128

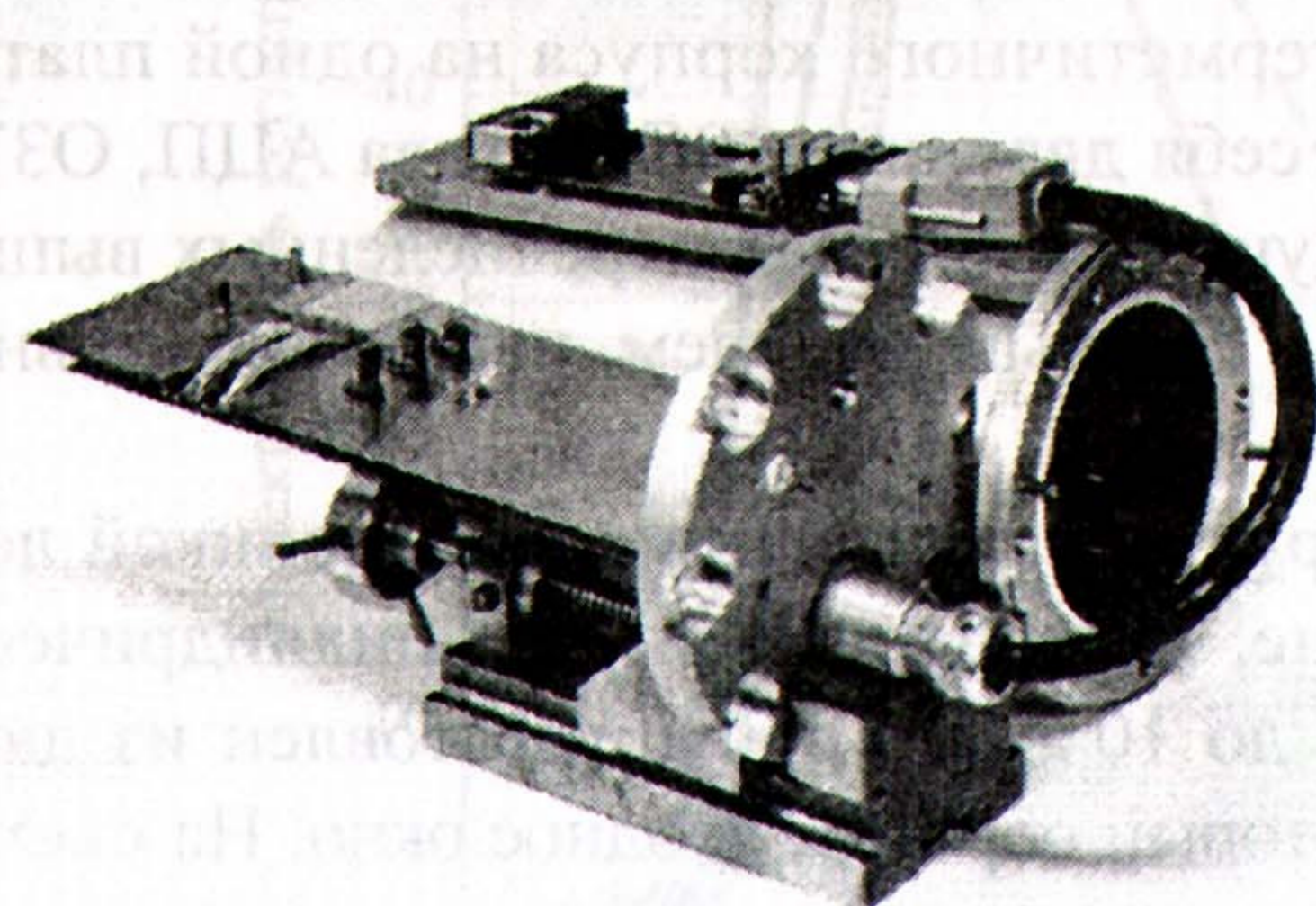


Рис. 6.7. Внутренняя часть детектора DIMEX. На заднем плане – наружный кожух детектора

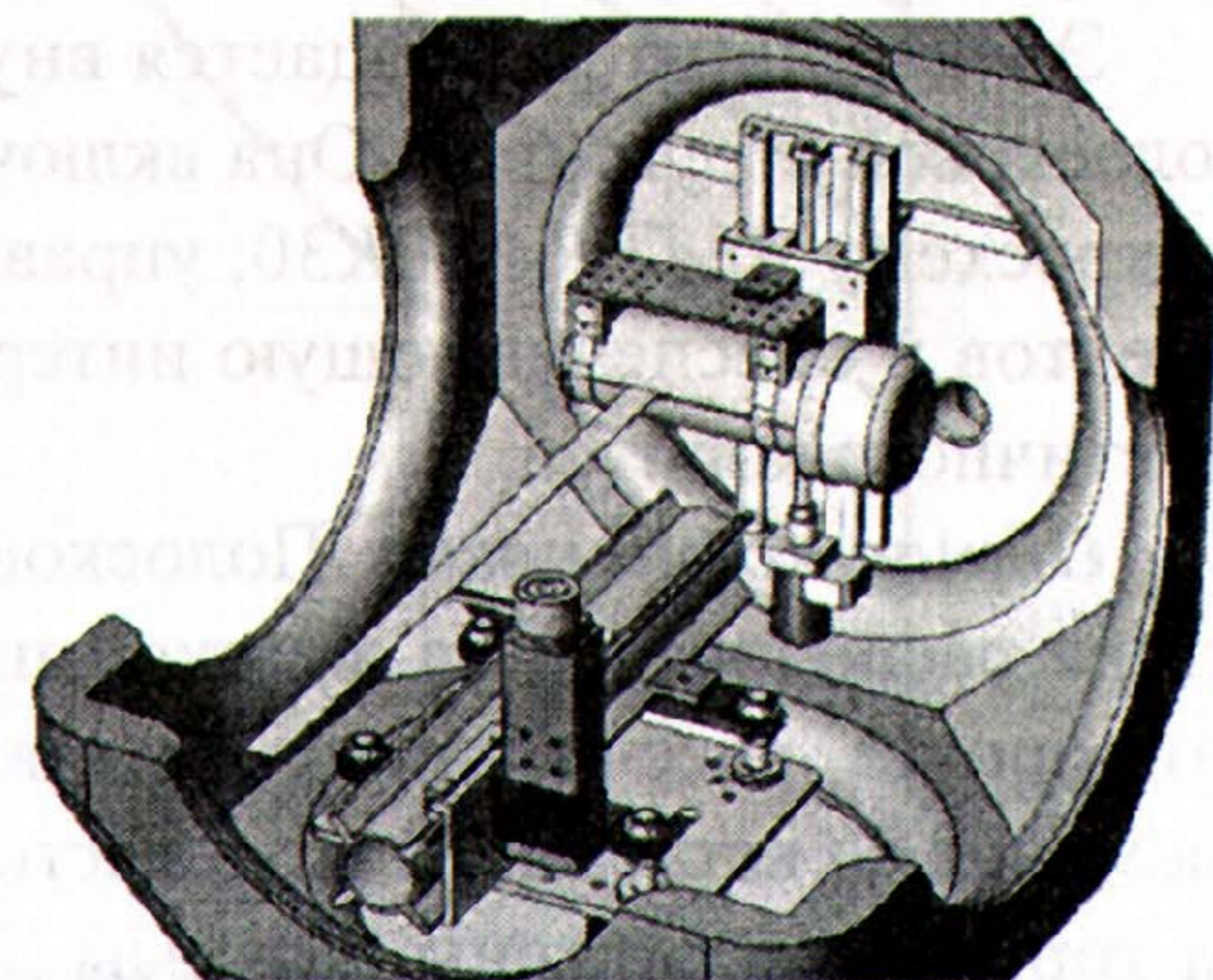


Рис. 6.8. Внутренний вид блока детекторов

Для увеличения временного разрешения детектора необходимо было уменьшить число положительных ионов в облученном газе. Этого удается достигнуть, если ограничить время съемки 40 микросекундами, что вполне достаточно для взрывных процессов в зарядах малого диаметра. Для этого перед детектором DIMEX установлен прерыватель пучка «быстрый затвор», выполненный на основе неподвижного и быстро вращающегося дисков. Взрыв исследуемого заряда ВВ и подача напряжения на детектор осуществлялись по сигналу датчиков, фиксирующих положение диска через необходимое время задержки, устанавли-

ваемое электронной схемой. Первый пучок фотонов детектор регистрировал не позже чем через 0,25 мкс после открытия затвора, что было вполне приемлемо.

Быстрый затвор состоит из трех частей: механической, формирователя сигнала от затвора и блока вычисления угла поворота. Конструкция механической части показана на рис. 6.9. Вращающийся диск диаметром 200 мм и толщиной 1,5 мм выполнен из бериллиевой бронзы и имеет радиальную щель длиной 25 мм и шириной 2 мм для прохождения пучка СИ. Диск приводится в движение электромотором постоянного тока марки ДПР-72-Ф1-03, имеющим скорость вращения 7500 об/мин. Мотор крепится к дюралевому кожуху. Кожух прикрывает вращающиеся части затвора и крепится к передней стенке блока детекторов. В торце кожуха имеется также блокировочный винт, стопорящий диск в положении, обеспечивающем сквозное прохождение пучка СИ.

Положение диска фиксируется по сигналам с инфракрасной фотопары, которая крепится к кожуху затвора по обе стороны диска. Сигнал в фотодиоде возникает в момент прохождения мимо него специальных отверстий в диске. Всего таких отверстий 3, что позволяет с требуемой точностью определить угловую координату отверстия на вращающемся диске. После усиления и преобразования сигнал попадает в вычислительный блок, который и определяет эту координату и вычисляет интервал времени до полного открытия канала излучения.

При проведении эксперимента выполняется следующая последовательность операций. Оператор подает сигнал на блок, который через некоторое время, рассчитанное по имеющейся у него информации, выдает вначале сигнал, запускающий взрывной прибор (при этом начинает проходить ток через детектор), а затем и напряжение на детектор. Достигнутая точность синхронизации затвора составляет ~1 мкс.

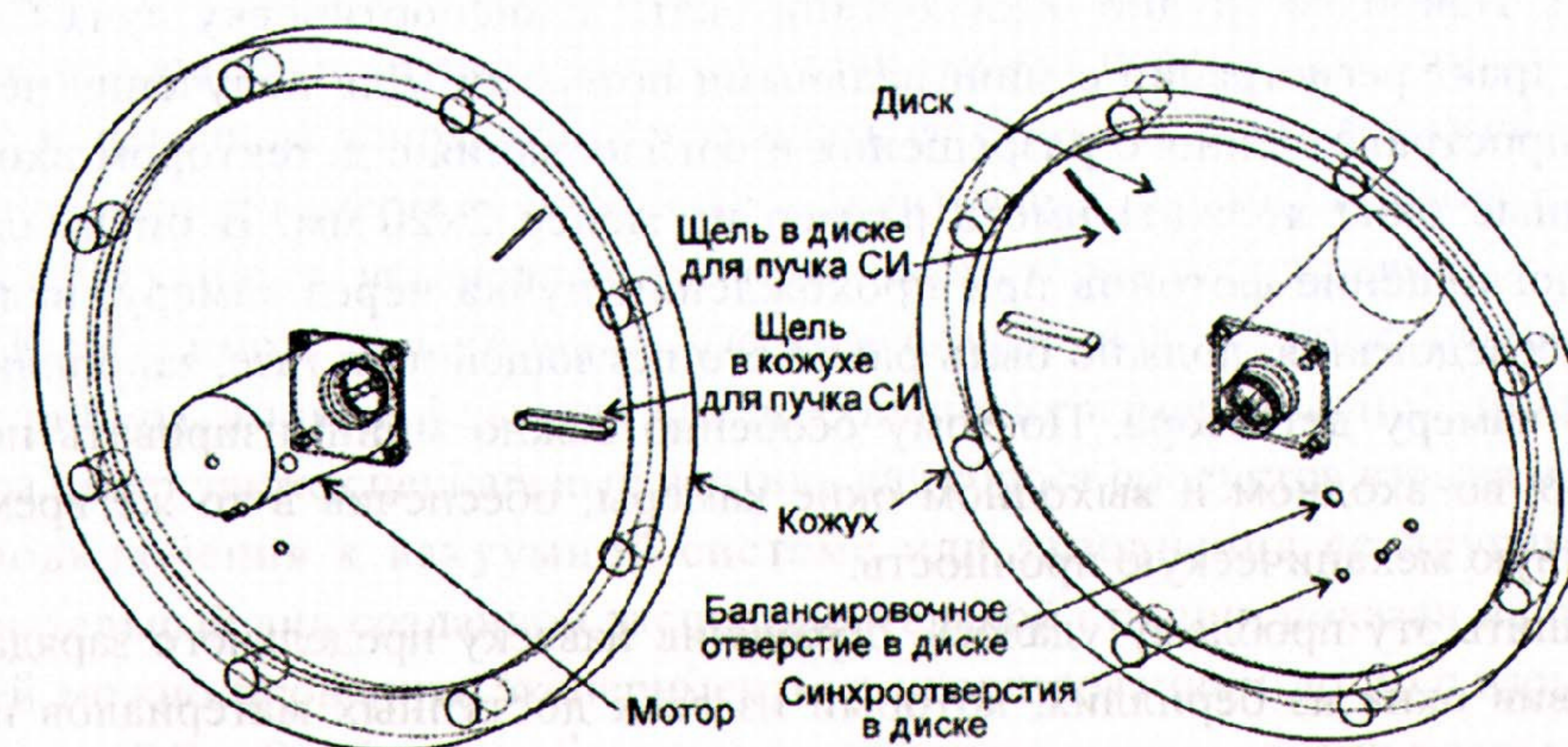


Рис. 6.9. Схема наружной части быстродействующего затвора

Общее управление всем экспериментом производится ЭВМ по схеме, показанной на рис. 6.10. Электронный блок управления обрабатывает сигналы синхроимпульсов от пучка СИ и «быстрого» затвора и дает команду на подрыв на генератор импульсов. Запуск детектора происходит замыканием контактов на заряде ВВ. Точность синхронизации всех блоков составляет ± 10 нс.

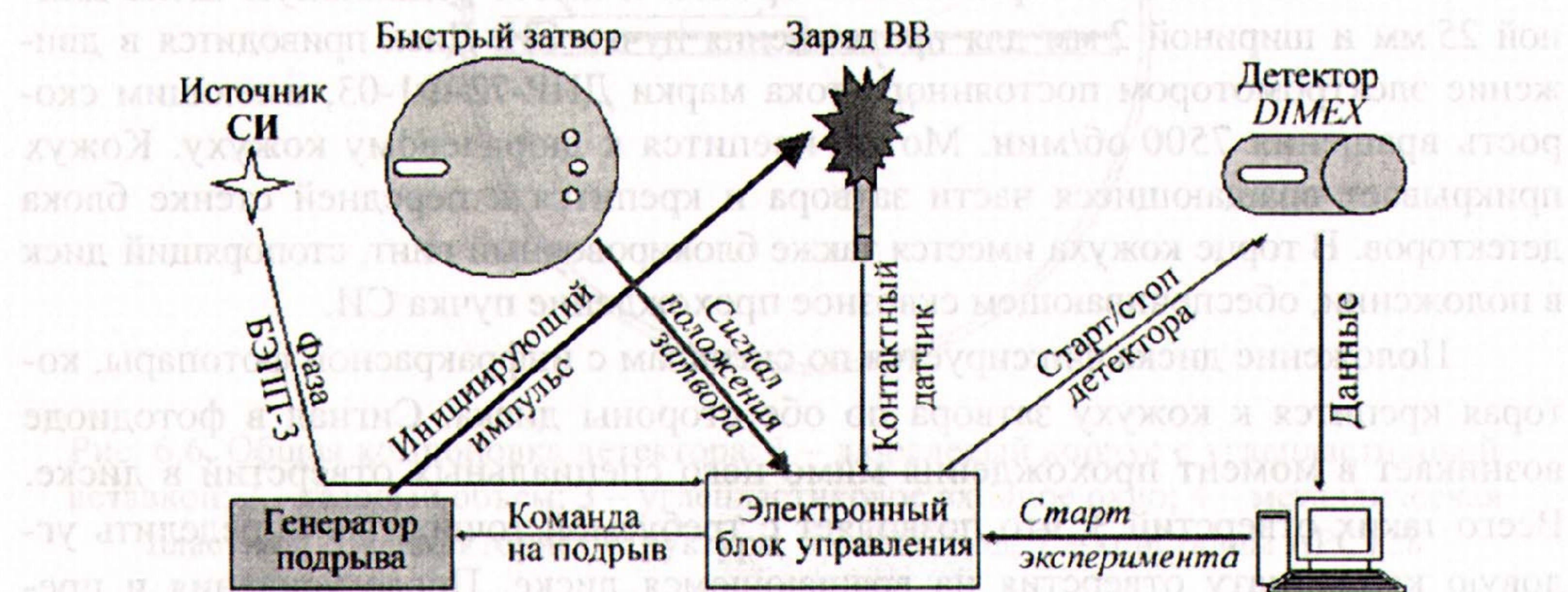


Рис. 6.10. Система синхронизации проведения экспериментов с использованием СИ

Взрывная камера. Специфическим узлом станции является взрывная камера, рассчитанная на локализацию взрыва заряда массой 50 г в тротиловом эквиваленте при проведении экспериментов без лучевой регистрации. Рабочий объем этой камеры составляет ~ 70 л.

В нашем случае к камере предъявляются особые требования, диктуемые особенностями используемой методики регистрации и условиями техники безопасности. Наиболее трудно было организовать транспортировку луча СИ через весь тракт регистрации с минимальными потерями. Для получения необходимого пространственного разрешения и согласования с детектором входные и выходные окна должны иметь размер не менее 2×20 мм. В оптимальном случае поглощение фотонов при прохождении пучка через камеру, включая объект исследования, должно быть равно его поглощению в газе, заполняющем рабочую камеру детектора. Поэтому особенно важно минимизировать потери излучения во входном и выходном окне камеры, обеспечив в то же время их достаточную механическую прочность.

Решить эту проблему удалось, ограничив навеску предельного заряда 30 г и изготовив окна из бериллия, который из всех доступных материалов имеет самое низкое Z . Предельная толщина пластинки в этих окнах не должна превышать 2 мм. Но такие окна не выдержат воздействия прямой ударной волны от исследуемого заряда. Для сохранения герметичности камеры после взрыва было разработано специальное защитное устройство – «глушитель ударной

волны» (рис. 6.11). Оно функционирует следующим образом. После отражения ударной волны от стенки 1 давление в области щели 2 становится весьма высоким. Но узкий канал не пропускает эту волну в следующую секцию, имеющую достаточно большой объем. Поэтому давление здесь возрастает уже непрерывно. В следующей камере максимальное давление практически равно остаточному статическому давлению в камере. Так как при взрыве 30 г ВВ образуется ~ 30 л газа, приведенного к начальной температуре, то избыточное давление в камере не превышает 0,05 МПа.

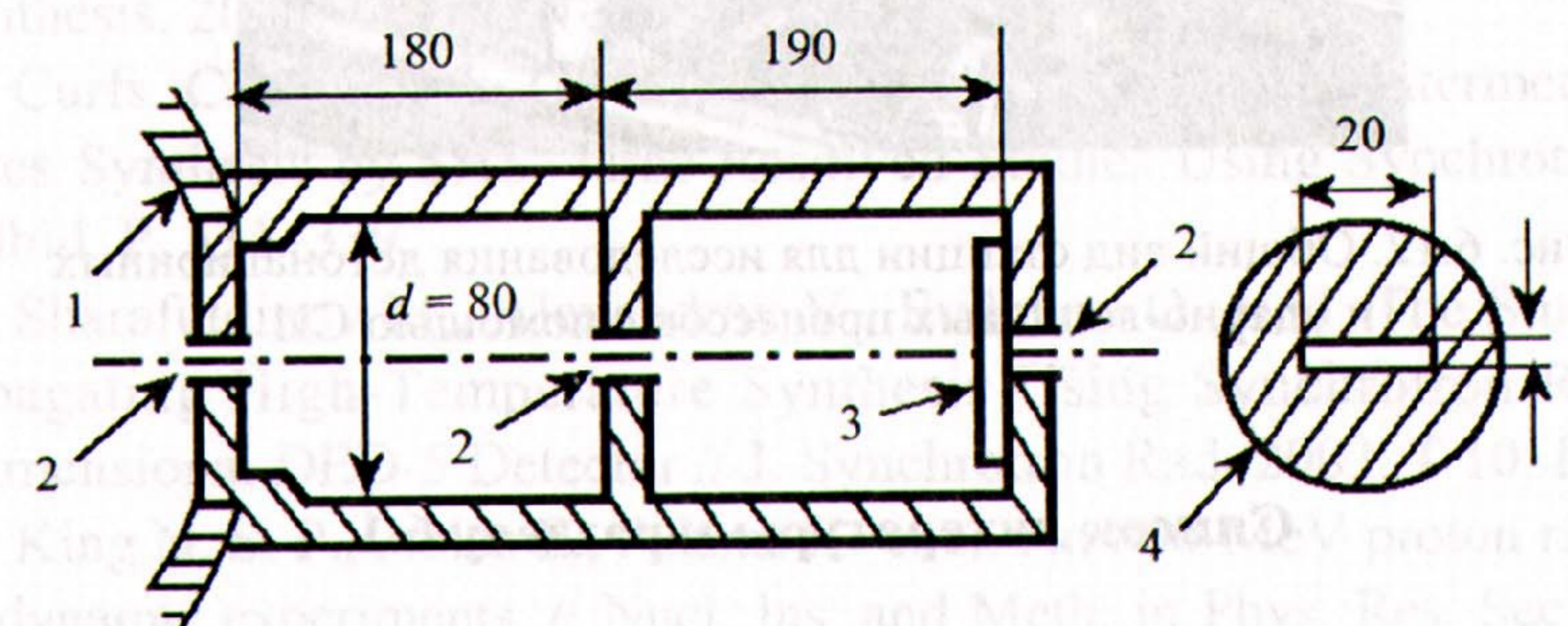


Рис. 6.11. Схема окон для ввода и вывода излучения взрывной камеры: 1 – корпус камеры, 2 – щели размером 2×20 мм, 3 – бериллиевая пластина толщиной 2 мм, 4 – вид спереди

При юстировке всей станции базовые координаты задает пучок СИ. Перед проведением экспериментов взрывная камера, имеющая 6 соосных щелей, заряд ВВ и детектор должны занять положение, обеспечивающее свободное прохождение луча СИ вдоль всего тракта. Поэтому для точной установки взрывной камеры относительно пучка СИ ее подставка может перемещать камеру по двум осям в поперечном направлении и вращать ее относительно двух осей. Перемещение взрывной камеры осуществляется винтовыми парами, а поворот задается с помощью клиньев, установленных на четырех сторонах подставки.

Камера имеет высокоточный высоковольтный ввод для подключения взрывного прибора, а также 4 вывода для подключения измерительной аппаратуры. Камера имеет также специальный вентиль для сброса продуктов взрыва и вентили для подключения к вакуумной системе или заполнения ее другим газом. Окончательный вид созданной экспериментальной станции показан на рис. 6.12. На ней можно проводить эксперименты с использованием до 30 г взрывчатого вещества (ВВ). Особенностью станции является использование взрывной камеры с тонкими бериллиевыми окнами для прохода пучка СИ, использование быстродействующего рентгеновского детектора и наличие системы высокоточного дистанционного его перемещения.

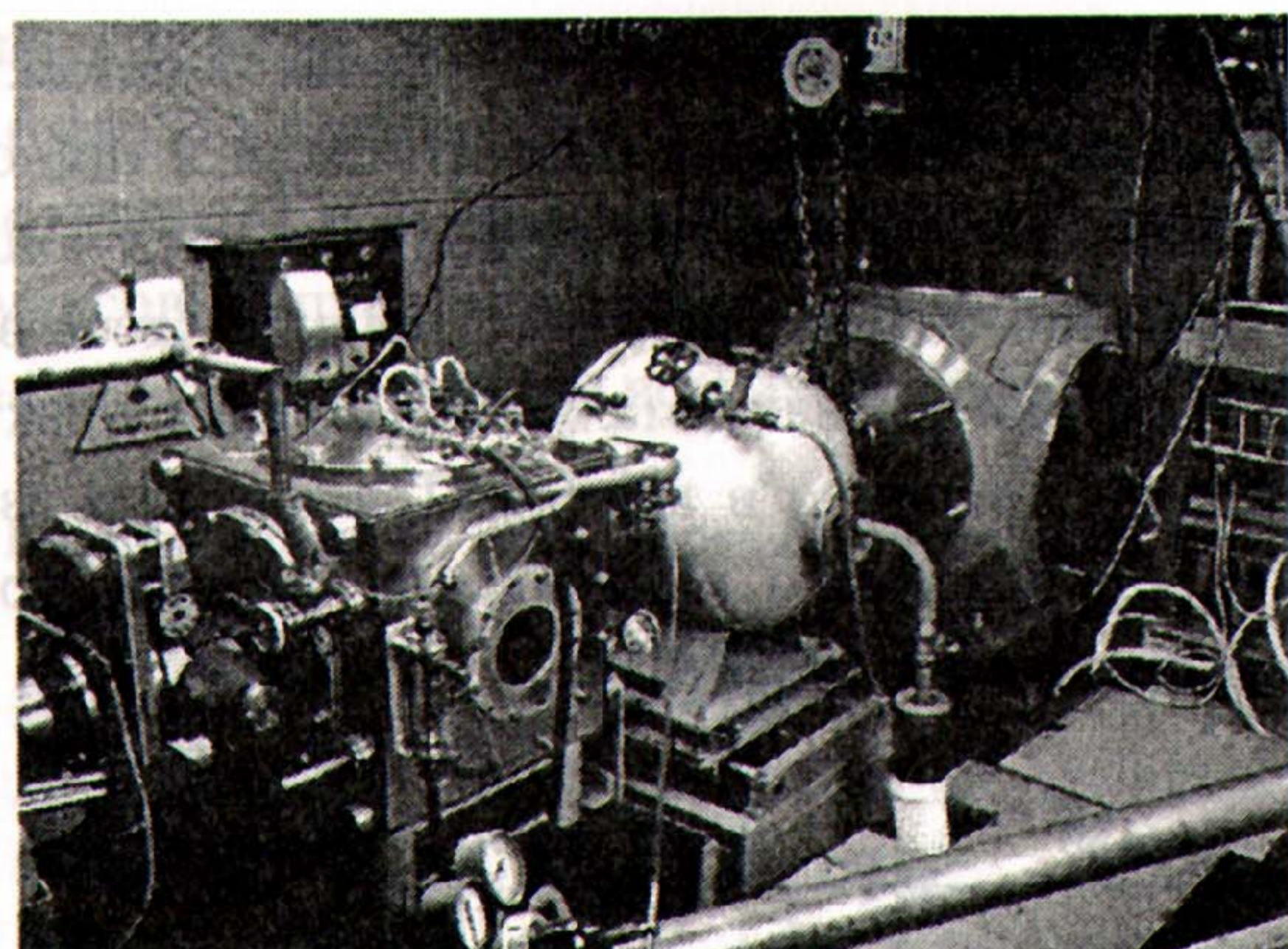


Рис. 6.12. Общий вид станции для исследования детонационных и ударно-волновых процессов с помощью СИ

Список литературы к разделу 6.1

1. Цукерман В. А., Манакова М. А. Proc. IV Intern. Congress on High Speed Photography, 1959, Darmstadt. P. 118.
2. Цукерман В. А., Азарх З. М. Люди и взрывы. – Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1994. 157 с.
3. Комрачков В. А., Карпенко И. И., Ковтун А. Д. и др. Рентгенографические исследования влияния нагрева на ударно-волновую чувствительность пластифицированного ТАТБ // Вещества, материалы и конструкции при интенсивных динамических воздействиях. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 208–214.
4. Физика быстропотекающих процессов / Под ред. Н. А. Златина. – М.: Мир, 1971. Т. 1. С. 520.
5. Егоров Л. А., Баренбойм А. И., Макеев Н. Г. и др. Рентгенодифракционные исследования структуры динамически сжатых Be, Al, LiF, KCl, и Fe + 3 % Si // ЖЭТФ. 1993. Вып. 1. С. 135.
6. Егоров Л. А., Баренбойм А. И., Мохова В. В., Самойлов А. И. Рентгенодифракционное исследование структур ударно-сжатых кристаллов Be, Al, LiF, KCl, SiO₂ // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2002. С. 324–329.
7. Aulchenko V. M., Feldman I. G., Khabakhpashev A. G. et al. // Nucl. Ins. Meth. 1986. Vol. A26L. P. 78–81.
8. Aulchenko V. M., Baru S. E., Dubrovin M. S. et al. One- and Two-Coordinate Detectors in BINP // Jour. Synchrotron Rad. 1998. Vol. 5. P. 263–267.
9. Boldyrev V. V., Aleksandrov V. V., Korchagin M. A. et al. // Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1981. Vol. 259. P. 722.
10. Aleksandrov V. V., Korchagin M. A., Tolochko B. P., Sheromov M. A. // Fizika Gorenia and Vzryva. 1983. Vol. 19(4). P. 65.

11. Merzhanov A. G. Self-propagating high-temperature synthesis: Twenty years of search and findings // Combustion and Plasma Synthesis of High-Temperature Materials / eds. Z. A. Munir, J. B. Holt. VCH Publishers, New York, USA, 1990. P. 1.
12. Wong J., Larson E. M., Holt J. B. // Science. 1990. Vol. 249. P. 1406.
13. Holt J. B., Wong J., Larson E. M. et al. A new experimental approach to study solid combustion reaction using synchrotron radiation // Proceedings of the First US-Japanese Workshop on Combustion Synthesis, Tokyo, Japan 1990. P. 107.
14. Held O., Gras Ch., Charlot F. et al. Combustion synthesis of Al_{25-x}Ni_xTi₇₅ (0 ≤ x ≤ 10) by time-resolved x-ray diffraction // J. of Self-propagating High-temperature Synthesis. 2000. Vol. 9, N 3. P. 321–330.
15. Curfs C., Cano I. G., M. Vaughan G. B. et al. Intermetallic-Ceramic Composites Synthesis by SHS. Time-Resolved Studies Using Synchrotron Radiation X-rays // Ibid. P. 331–339.
16. Sharafutdinov M., Alexandrov V., Evdokov O. et al. The Study of Ni + Al Self-Propagating High-Temperature Synthesis Using Synchrotron Radiation and a Two-Dimensional DED-5 Detector // J. Synchrotron Rad. 2003. T 10. P. 384–386.
17. King N. S. P., Ables E., Adams K. et al. An 800-MeV proton radiography facility for dynamic experiments. // Nucl. Ins. and Meth. in Phys. Res. Sec. A. Vol. 424. 1999. P. 84–91.
18. Parker A. X-Ray, Detonation, and Dead Zones // Lawrence Livermore National Laboratory. UCRL-52000-04-12. December 7, 2004.
19. Голубев А. А., Трутнев Ю. А., Михайлов А. Л. и др. Протонная радиография быстропотекающих процессов // Тезисы XX Международной конференции «Уравнения состояния вещества». Эльбрус-2006. – М: Институт проблем химической физики РАН. 2006. С. 96.
20. Титов В. М., Анисичкин В. Ф., Мальков И. Ю. Исследование процесса синтеза ультрадисперсного алмаза в детонационных волнах // ФГВ. 1989. Т. 35, № 3. С. 117–126.
21. Лямкин А. И., Петров Е. А., Ершов А. П. и др. Получение алмазов из взрывчатых веществ // ДАН СССР. 1988. Т. 302, № 3. С. 611–614.
22. Даниленко В. В. Синтез и спекание алмаза взрывом. – М.: Энергоатомиздат, 2003. С. 272.
23. Алешаев А. Н., Евдоков О. Е., Зубков П. И. и др. Применение синхротронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов. Препринт Института ядерной физики 2000-92. Новосибирск, 2000. С. 52.
24. Aulchenko A., Evdokov O., Papishev P. et al. One-Dimensional Detector with 100-ns Resolution for Study of Explosions Using Synchrotron Radiation // Budker INP 2002-55. Novosibirsk, 2002. P. 24.
25. Aulchenko V., Evdokov O., Ponomarev S. et al. Development of fast one-dimensional X-ray detector for imaging of explosions // Nucl. Ins. and Meth. in Phys. Res. 2003, Vol. A513, N 1–2. P. 383–393.

6.2. Измерение распределения плотности за фронтом детонации зарядов ВВ

Наиболее важной проблемой при создании и отладке новой экспериментальной методики является установление ее корректности и точности получаемых с ее помощью результатов. Для решения этой проблемы важно применить методику для хорошо изученного взрывного процесса. Таким процессом является стационарная одномерная детонация в зарядах большого диаметра. При детонации зарядов, диаметр которых превышает некоторый предельный, скорость ее распространения D уже не возрастает при дальнейшем увеличении диаметра этого заряда. Если эта детонация одномерна, то она описывается самой простой классической моделью, разработанной Зельдовичем, Нейманом и Дерингом и получившей сокращенное название ЗНД.

Критерием достоверности результатов экспериментов может быть получение и сопоставление данных о детонационном процессе с помощью различных, в том числе и внутренних, невозмущающих методик. Совпадение результатов, полученных с помощью разных методов, является весомым аргументом в пользу их корректности.

Предлагаемая нами методика определения параметров детонации до и после плоскости Жуге основана на измерении проходящего синхротронного излучения от ускорителя ВЭПП-3 (Институт ядерной физики СО РАН). Спектр излучения приведен на рис. 6.1. Используя калибровку детектора, по измерению проходящего излучения восстанавливается распределение плотности.

Ниже излагаются результаты измерения распределения плотности в процессе детонации цилиндрических зарядов ВВ на основе ТАТБ. Так как диаметр зарядов, которые могли быть взорваны во взрывной камере, был равен 20 мм, при любом способе инициирования детонационный фронт имеет кривизну, влияние которой должно было быть учтено. Важной задачей исследования являются подтверждение корректности новой методики путем апробирования на известных ВВ и оценка точности измерений, которые могут быть проведены с ее помощью.

6.2.1. Постановка экспериментов

Исследовалось распределение плотности при детонации цилиндрических зарядов относительно малого диаметра (20 мм) на основе ВВ ТАТБ. Схема постановки экспериментов показана на рис. 6.13. Основной заряд ВВ 5 располагался горизонтально перпендикулярно сформированному пучку СИ 4 высотой 0,2 мм и шириной $H = 18$ мм. Плоскость пучка СИ проходила вдоль оси исследуемого заря-

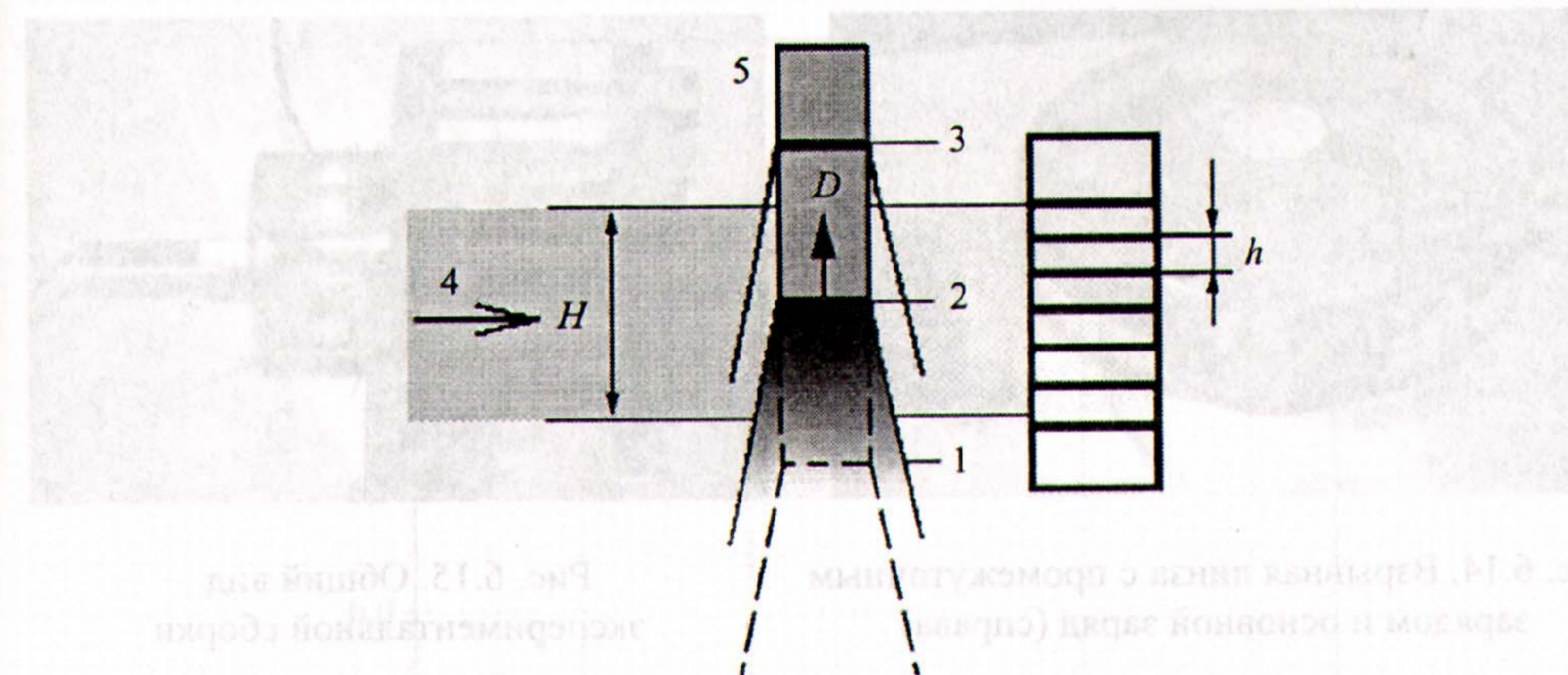


Рис. 6.13. Схема постановки экспериментов: D – положение фронта детонации в последовательные моменты времени 1, 2, 3; 4 – плоскость пучка СИ; 5 – заряд ВВ; H – ширина пучка СИ; 6 – детектор DIMEX; h – ширина канала детектора

да ВВ. Фронт детонации (D) последовательно проходил положения 1, 2, 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 сгустка в ускорителе и составляло 250 нс или (при съемке через оборот) 500 нс. Регистрация проходящего излучения велась детектором DIMEX 6, который располагался параллельно оси заряда на расстоянии 900 мм от объекта 5. Размеры одного канала регистрации составляли 0,2–0,4 мм в высоту и 0,1 мм вдоль оси заряда, общее число каналов составляло 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 γ -квантов с энергий ~30 кэВ. Запуск детектора осуществлялся замыканием контактного датчика, установленного перед взрывной линзой.

Прессование образцов было проведено во ВНИИЭФ и ВНИИТФ. Диаметр всех исследованных зарядов ВВ составлял 20 мм, длина всех зарядов – от 29,7 до 30,3 мм, что обеспечивало стационарность процесса детонации. Для инициирования зарядов использовались «генераторы плоской волны» (взрывные линзы), снаряженные пластическим составом, и промежуточные заряды из ВВ. Диаметр промежуточного заряда составлял 20 мм, длина – от 4,8 до 4,99 мм. На рис. 6.14 показана снаряженная взрывная линза с промежуточным зарядом, справа – основной заряд. Общий вид экспериментальной сборки показан на рис. 6.15.

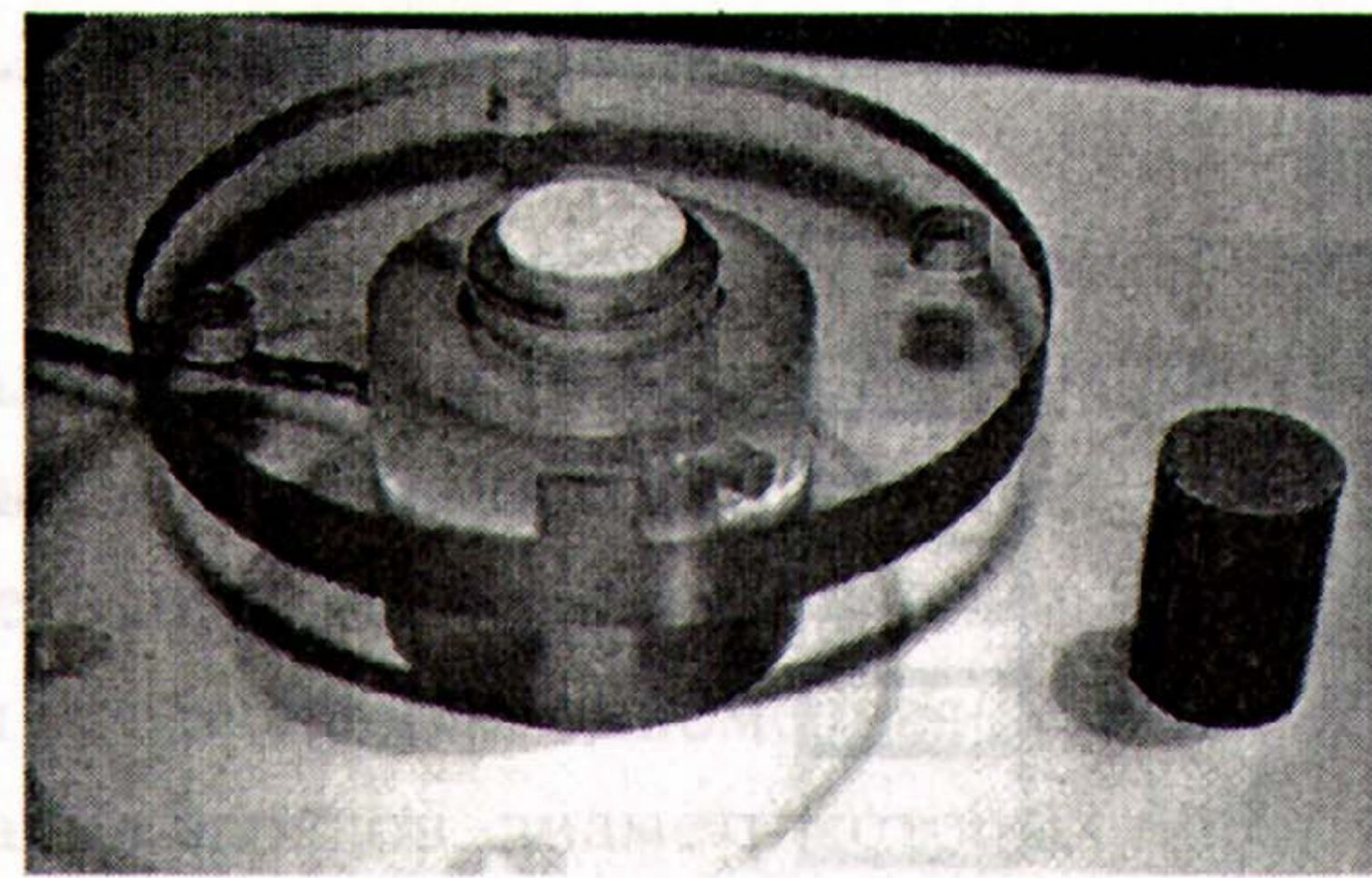


Рис. 6.14. Взрывная линза с промежуточным зарядом и основной заряд (справа)

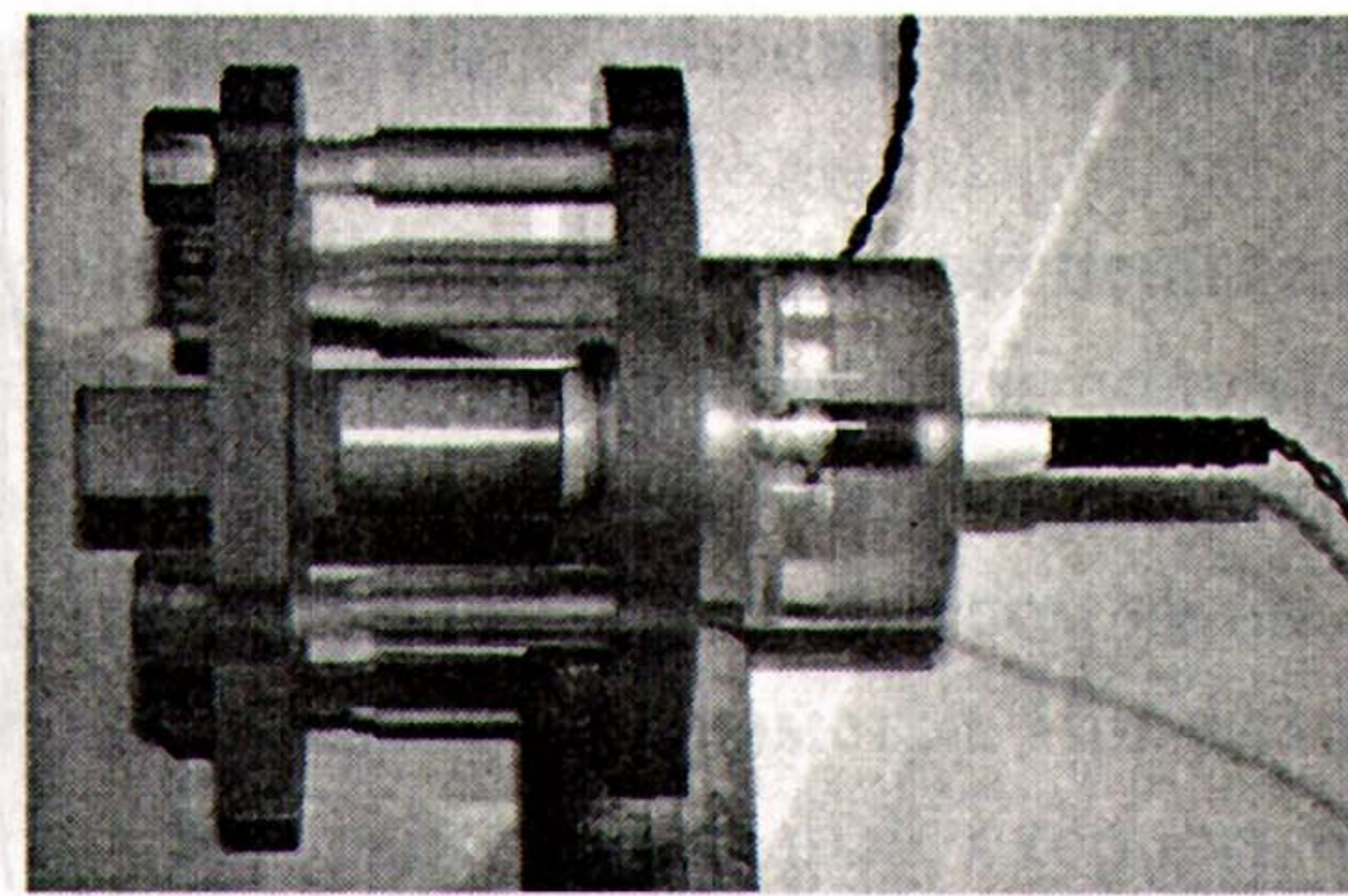


Рис. 6.15. Общий вид экспериментальной сборки

6.2.2. Результаты измерений распределения проходящего излучения

На рис. 6.16 приведены результаты измерений относительного изменения интенсивности (измеренная интенсивность, деленная на начальную) вдоль оси заряда при детонации заряда ВВ (плотность $\rho_0 = 1,82 \text{ г/см}^3$). Детонация распространяется слева направо. Время экспозиции каждого из четырех кадров (*A*, *B*, *C*, *D*) составляет $\sim 1 \text{ нс}$, время между первым (*B*) и вторым (*C*) кадром и всеми последующими кадрами составляет $0,5 \text{ мкс}$.

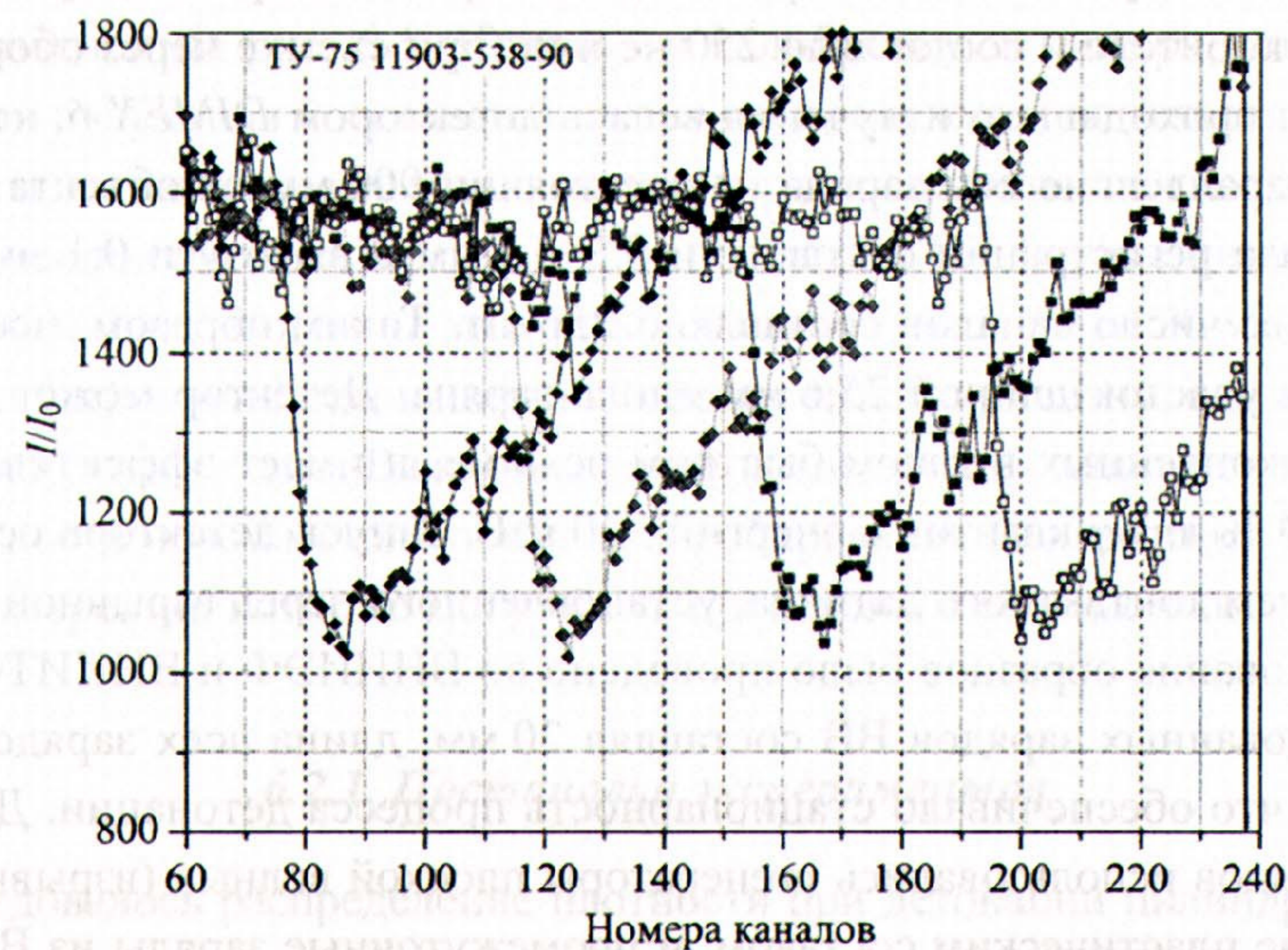


Рис. 6.16. Относительное изменение интенсивности вдоль оси заряда при детонации ВВ (ширина одного канала детектора – $0,1 \text{ мм}$): —•—•— С16; —•—•— С17; —•—•— С18; —•—•— С19; время между кадрами С16, С17, С18, С19 равно $0,5 \text{ мкс}$

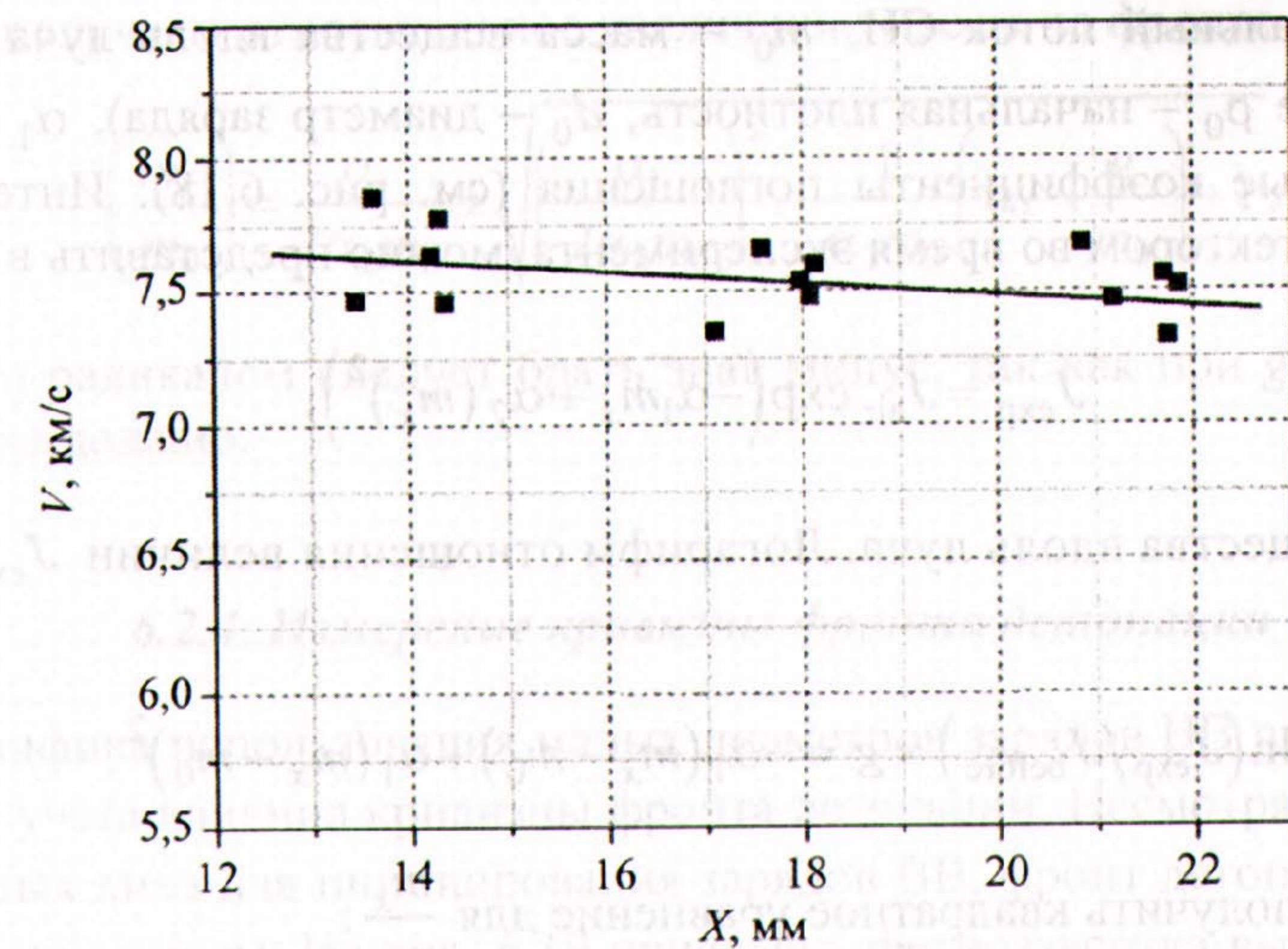


Рис. 6.17. Скорость детонации ВВ в зависимости от расстояния (от начала заряда): ■ – эксперимент; — — — линейная аппроксимация

В каждом эксперименте определялась скорость детонации по перемещению середины фронта. Положение фронта определялось с точностью до одного канала. Вдоль зарядов ВВ у обоих типов зарядов скорость детонации снижалась от начала зарядов к их концу. Зависимость скорости вдоль зарядов приведена на рис. 6.17. Расстояния по оси *X* приведены от начала заряда. Диапазон изменения составляет $7,54\text{--}7,74 \text{ км/с}$. Диапазон изменения скорости детонации составляет $D = 7,25\text{--}7,54 \text{ км/с}$. Линией проведена линейная интерполяция измеренных точек.

6.2.3. Восстановление массы вещества вдоль луча СИ

В процессе детонации ВВ и последующего разлета продуктов взрыва сильно меняется плотность вещества вдоль луча СИ, и, следовательно, меняется спектр поглощения. Для ВВ была проведена калибровка поглощения детектором DIMEX в зависимости от массы вдоль луча СИ (или произведения плотности на толщину зарядов $X = \rho d$, г/см^2). При калибровке детектора использовались специально подготовленные заряды из ВВ толщиной 10, 20 и 30 мм. Калибровались одновременно все каналы. Логарифм относительного поглощения для одного канала для прессованного ВВ приведен на рис. 6.18. Кривые хорошо интерполируются параболой, причем коэффициент при X^2 более чем на порядок меньше, чем у X .

Интенсивность, регистрируемую детектором перед проведением эксперимента, можно записать как

$$J_{\text{before}} = J_{\text{air}} \exp(-\alpha_1 m_0 + \alpha_2 (m_0)^2),$$

где J_{air} – начальный поток СИ, m_0 – масса вещества вдоль луча СИ ($m_0 = X = \rho_0 d_0$, где ρ_0 – начальная плотность, d_0 – диаметр заряда), α_1 и α_2 – ин-терполированные коэффициенты поглощения (см. рис. 6.18). Интенсивность, записанную детектором во время эксперимента, можно представить в виде

$$J_{\text{exp}} = J_{\text{air}} \exp(-\alpha_1 m_x + \alpha_2 (m_x)^2),$$

m_x – масса вещества вдоль луча. Логарифм отношения величин J_{exp} и J_{before} равен:

$$\ln(J_{\text{exp}}/J_{\text{before}}) = g = -\alpha_1 (m_x - m_0) + \alpha_2 (m_x - m_0)^2.$$

Откуда можно получить квадратное уравнение для $\frac{m_x}{m_0}$:

$$\left(\frac{m_x}{m_0}\right)^2 - \left(\frac{m_x}{m_0}\right) \frac{\alpha_1}{\alpha_2 m_0} + \frac{1}{\alpha_2 m_0} \left(\alpha_1 - \frac{g}{m_0}\right) - 1 = 0.$$

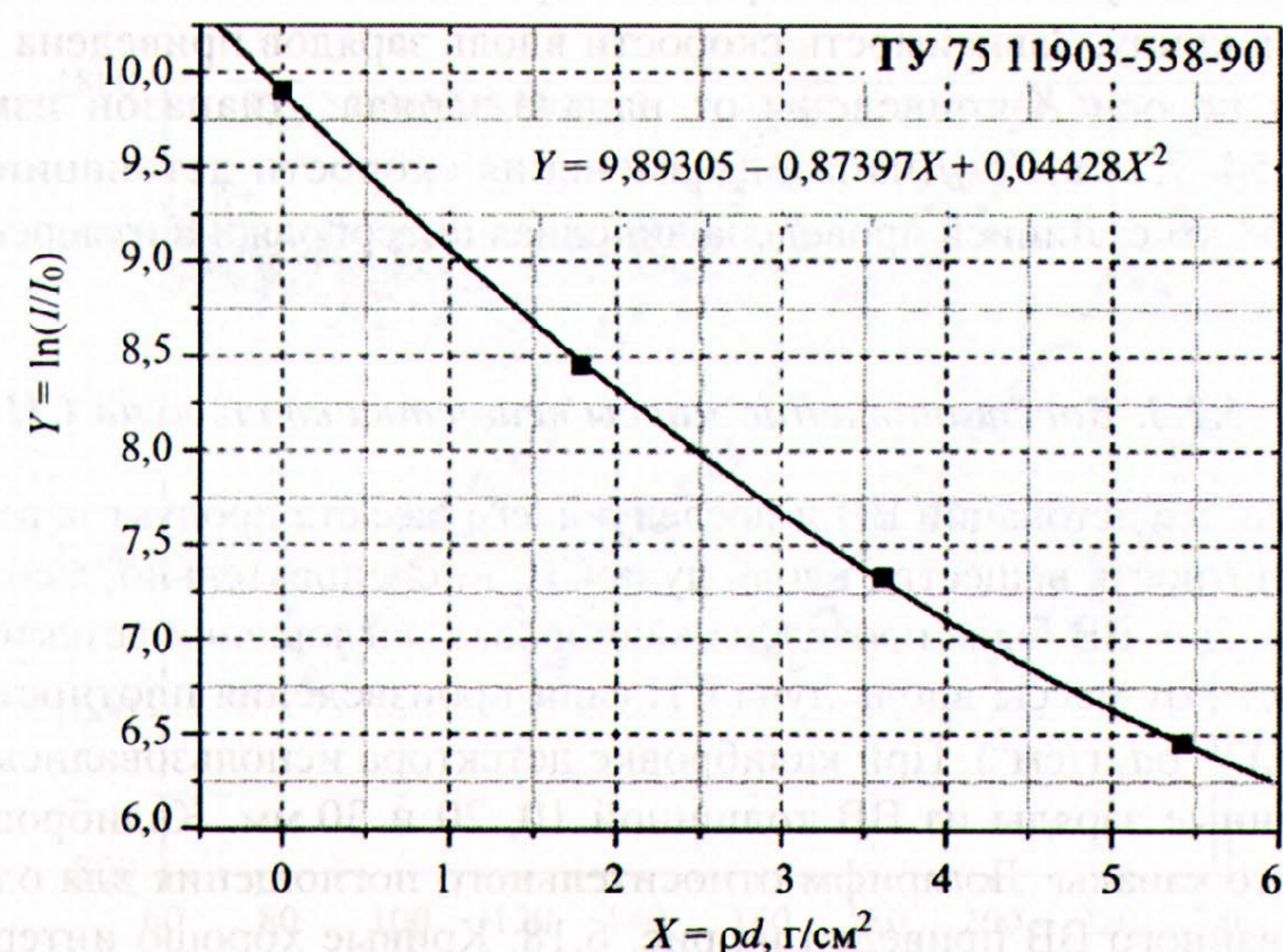


Рис. 6.18. Зависимость логарифма относительного поглощения ВВ от величины $X = \rho d$

Решая его, получаем относительное увеличение массы на фронте

$$\left(\frac{m_x}{m_0}\right) = \frac{\alpha_1}{2\alpha_2 m_0} \pm \sqrt{\left(\frac{\alpha_1}{2\alpha_2 m_0}\right)^2 - \frac{1}{\alpha_2 m_0} \left(\alpha_1 - \frac{g}{m_0}\right) + 1}.$$

Перед радикалом следует брать знак минус, так как при $g = 0$ изменения масс быть не должно.

6.2.4. Измерение кривизны фронта детонации

Специфика использования малых диаметров зарядов ВВ приводит к необходимости учета влияния кривизны фронта детонации. Несмотря на использование взрывных линз для инициирования зарядов ВВ, фронт детонации не является абсолютно ровным. На рис. 6.19 приведена фоторазвертка выхода детонации на торец заряда из ВВ. Диаметр заряда равен 20 мм, длина 20 мм. На правом (обработанном) графике по оси X отложен радиус, а по оси Y – задержка времени в мкс. Видно, что фронт детонации можно представить частью сферы радиуса R .

Инициирование всех зарядов производилось также взрывными линзами с промежуточными зарядами. Длина зарядов выбиралась равной 5, 13, 20, 25 мм.

Расчет радиуса кривизны проводился по схеме, показанной на рис. 6.20, 6.21. По задержке времени выхода свечения и скорости детонации строилась кривая фронта детонации в координатах (Z, R) . Затем по ним строилась интерполяционная парабола (линия на рис. 6.20). Далее по уравнению вычислялся радиус кривизны в центре заряда.

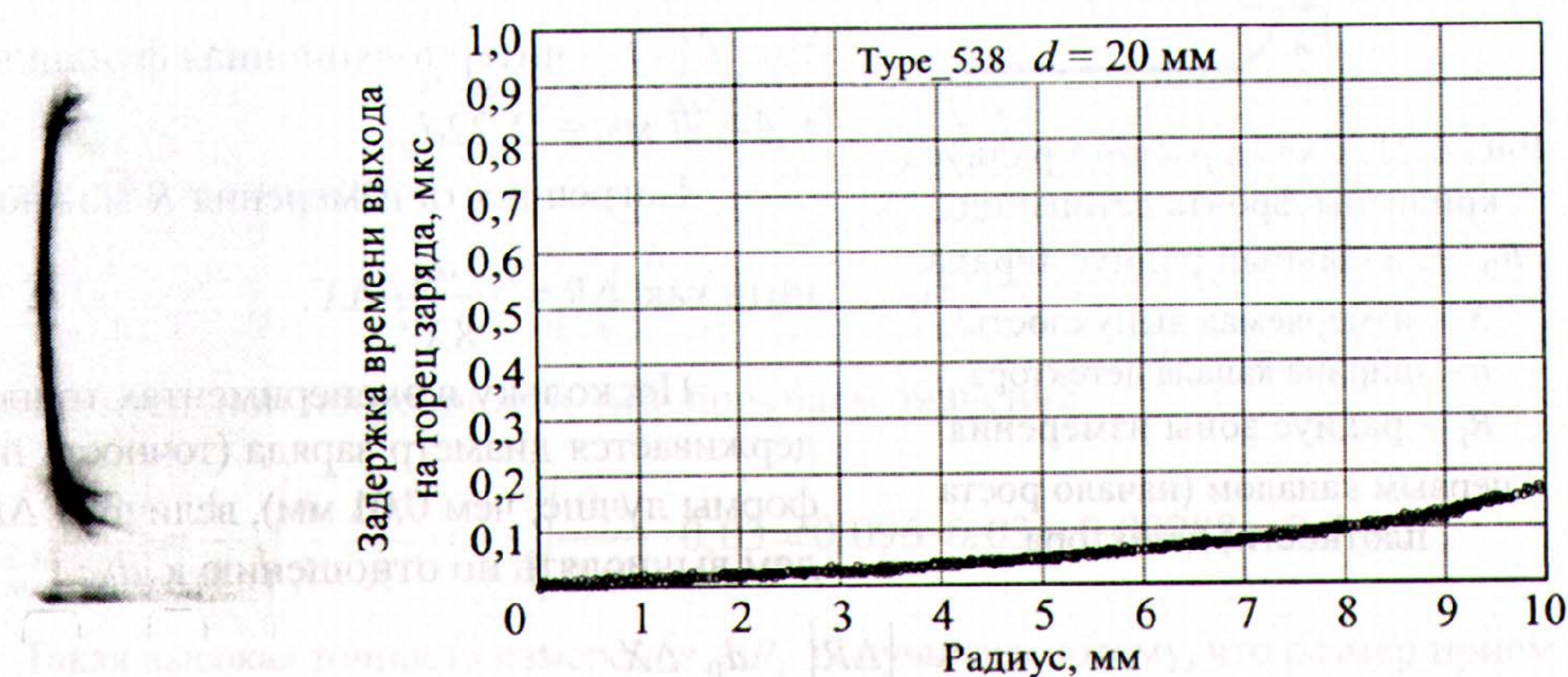


Рис. 6.19. Фоторазвертка выхода детонации на торец заряда из ВВ диаметром 20 мм. Справа – обработанный график

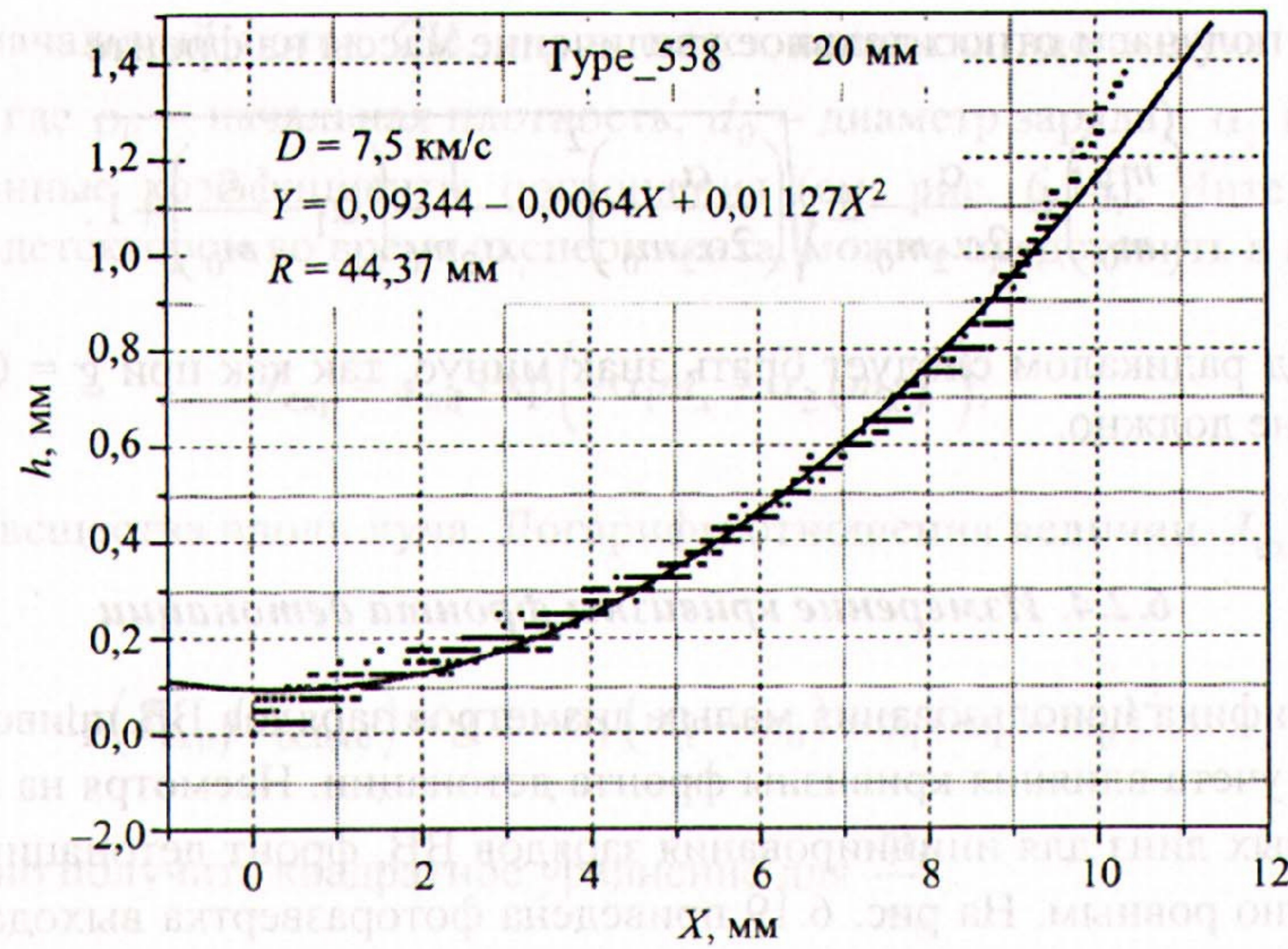
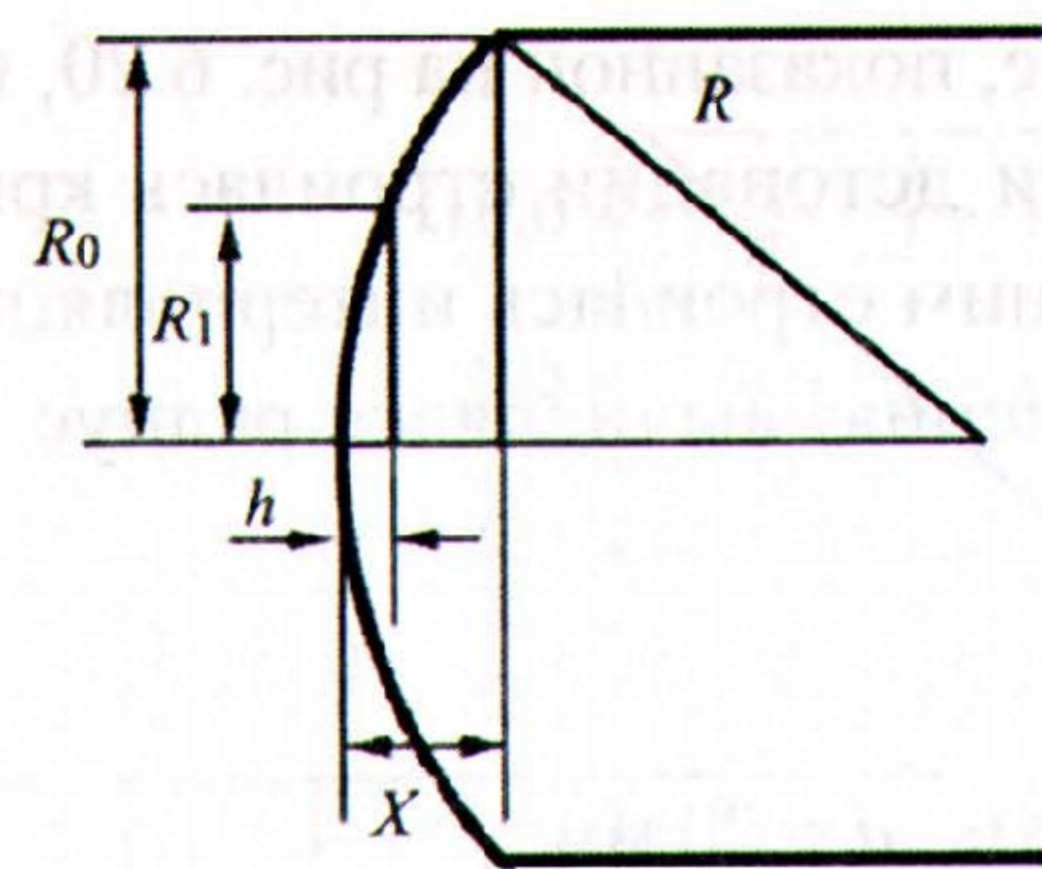


Рис. 6.20. Вычисление радиуса кривизны: по оси X отложено расстояние от центра, по оси h – отклонение фронта от центральной точки; • – полученное отклонение h в мм (с учетом скорости детонации), — – интерполяция параболой, радиус кривизны в центре равен 44,37 мм



Радиус кривизны R тогда равен

$$\frac{1}{R} = \frac{\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2}},$$

где $f(x)$ – интерполяционная функция, $R = 44,37 \text{ мм} = 2,22d_0$.

Погрешность измерения R можно оценить как $\Delta R = -\frac{d_0^2}{8X^2} \Delta X$.

Поскольку в экспериментах точно поддерживается диаметр заряда (точность прессформы лучше, чем 0,01 мм), величину ΔR будем вычислять по отношению к d_0 :

$$\left| \frac{\Delta R}{d_0} \right| = \frac{d_0}{8X} \frac{\Delta X}{X_0}$$

При сканировании фотопленки с разрешением 1200 dpi погрешность составит $\Delta X \approx 1/50 = 0,02 \text{ мм}$. Тогда

$$\frac{\Delta X}{X_0} \approx \frac{0,02}{0,29} = 0,069.$$

Здесь величина X_0 равна выпуклости, измеренной на фотопленке. На заряде ВВ выпуклость X будет больше в (D/u_0) раз, где $D = 7,5 \text{ км/с}$ – скорость детонации, а $u_0 = 3 \text{ км/с}$ – скорость развертки на фотопленке,

$$X = \frac{D}{u_0} X_0 \approx \frac{7,0}{3} \cdot 0,29 = 0,67 \text{ мм}.$$

Погрешность измерения выпуклости на заряде ВВ равна

$$\frac{\Delta X}{X_0} = \sqrt{\left(\frac{\Delta X}{X_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta u_0}{u_0}\right)^2} = 7,3 \%$$

Отсюда относительная точность измерения ΔR составляет

$$\frac{\Delta R}{d_0} = \frac{20}{8 \cdot 0,67} \cdot 0,073 \approx 27,3 \%$$

Несмотря на то, что точность измерения радиуса кривизны фронта детонации довольно низкая, сама величина R нам нужна как вспомогательный параметр. Гораздо важнее точно знать величину $2R_1$ – длину хорды ударного фронта, на которой происходит измерение поглощения проходящего излучения (рис. 6.21). Учитывая, что $h \ll 2R$ ($h = 0,1 \text{ мм}$ – ширина приемной части канала детектора, $R \sim 1,95d \sim 40 \text{ мм}$), имеем:

$$R_1^2 = R^2 + (R - h)^2 = h(2R - h) \approx 2Rh.$$

Подставляя $R = \frac{d_0^2}{8X}$ в выражение для R_1 , получаем:

$$R_1 \approx \sqrt{2Rh} = \sqrt{2h \frac{d_0^2}{8X}} = \frac{d_0}{2} \sqrt{\frac{h}{X}}$$

Погрешность вычисления

$$\Delta R_1 \approx -\frac{d_0}{4} \sqrt{\frac{h}{X^3}} \Delta X = -\frac{d_0}{4} \sqrt{\frac{h}{X}} \frac{\Delta X}{X}$$

Для относительной погрешности ΔR_1 получаем значение:

$$\left| \frac{\Delta R_1}{d} \right| \approx \frac{1}{4} \cdot \sqrt{\frac{h}{X}} \frac{\Delta X}{X} = \frac{1}{4} \cdot \sqrt{\frac{0,1}{0,67}} \cdot 0,03 \approx 0,096 \cdot 0,03 = 0,00288 = 0,3 \%$$

Такая высокая точность измерения ΔR_1 получилась потому, что размер приемного канала детектора h более чем на порядок меньше измеряемой выпуклости X .

Еще лучше, если кривизну фронта детонации интерполировать параболой $F(Z) = Z_0 + \alpha R_2$, где Z_0 и α – параметры, определяемые из фоторазверток.

Полученные радиусы кривизны приведены в табл. 6.1 для ВВ. В этой таблице радиус кривизны приведен в центре заряда (при $R = 0$).

Таблица 6.1

Радиус кривизны в зарядах из ВВ в зависимости от расстояния от торца заряда (диаметр зарядов 20 мм)

Расстояние от торца заряда, мм	5	13	20	30
Задержка выхода, мкс	0,392	0,171	0,150	0,129
Скорость детонации, км/с	7,74	7,63	7,5	7,24
Радиус кривизны R , мм	67,36	35,64	44,37	57,14
Радиус кривизны в диаметрах	3,37	1,78	2,22	2,86

6.2.5. Восстановление распределения плотности на фронте детонации

При вычислении распределения плотности предполагалось, что фронт детонации параболический и плотность зависит от радиуса R . Схема измерения массы в первых каналах детектора (от фронта детонации) показана на рис. 6.22.

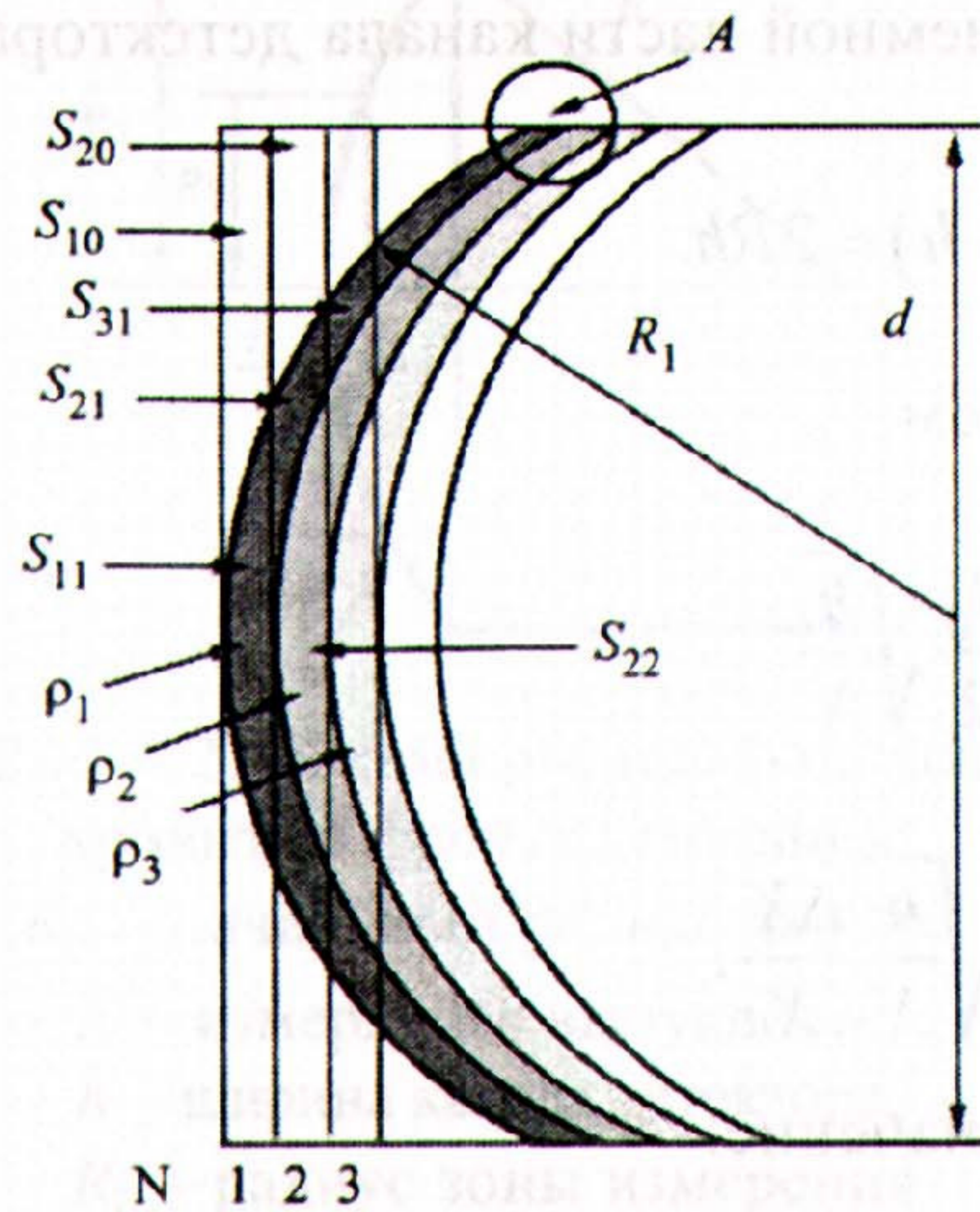


Рис. 6.22. Схема расчета плотности ρ_i на фронте детонационной волны

Зона S_{11} , в которой плотность имеет значение ρ_1 , составляет небольшую часть от объема, в котором была измерена масса m_1 (она составляет $(S_{11} + S_{10})h_s$, где h_s – толщина измеряемого слоя). Если обозначить ρ_1, ρ_2, ρ_3 плотности на расстояниях $h, 2h, 3h$ от фронта детонации (h – ширина канала детектора), то процедура пересчета плотности будет следующей.

$$R_1 = R; R_2 = R - h.$$

S_{11} – площадь сегмента радиуса R и высотой h ; $S_{10} = dh - S_{11}$.

Площадь сегмента радиуса R и высотой $2h$

$$S = R^2 \arccos \frac{(R-2h)}{R} - (R-h)\sqrt{4Rh-4h^2}.$$

Площадь сегмента радиуса $(R - h)$ и высотой h

$$S_{22} = (R - h)^2 \arccos \frac{(R-2h)}{R-h} - (R-2h)\sqrt{2(R-h)h-h^2}.$$

a_1, a_2, a_3 – измеренные массы вещества (линейные плотности) в каналах (ячейках) детектора:

$$a_1 = S_{10}\rho_0 + S_{11}\rho_1 \text{ – масса в первом канале (ячейке),}$$

$$a_2 = S_{20}\rho_0 + S_{21}\rho_1 + S_{22}\rho_2 \text{ – масса во втором канале (ячейке),}$$

$$a_3 = S_{30}\rho_0 + S_{31}\rho_1 + S_{32}\rho_2 + S_{33}\rho_3 \text{ – масса в третьем канале (ячейке).}$$

Решая эту систему уравнений, можно определить $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \dots$, т. е. найти распределение плотности на фронте детонации. На рис. 6.23 приведено полученное распределение плотности на фронте детонации в ВВ.

Рассчитанные по экспериментальным данным (для ТАТБ на рис. 6.23.) характеристики структуры фронта детонации приведены в табл. 6.2. Здесь R_0 – начальная плотность ВВ, D – скорость детонации, R_N – плотность в максимуме пика Неймана, τ и Δ – его длительность и ширина, R_{cj} – плотность в плоскости Чепмена – Жуге. В последнем столбце приведен показатель адиабаты разлетающихся продуктов.

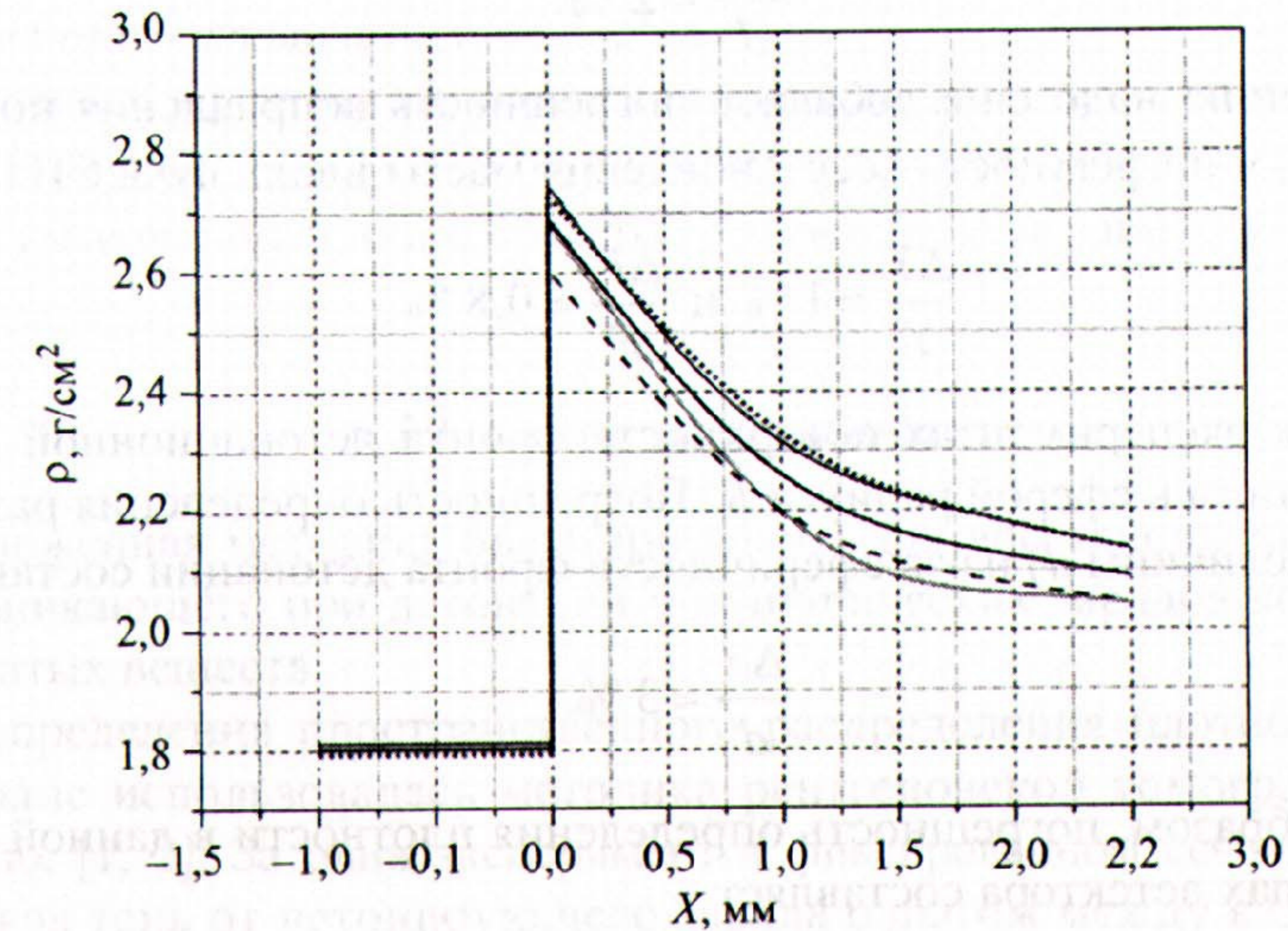


Рис. 6.23. Распределение плотности на фронте детонации: — — B 768; - - - - C 771; D 773; — · — · E 774; — — — — усредненная зависимость

Таблица 6.2

Характеристики структуры фронта детонации для разных ВВ

ВВ	R_0 , г/см ³	D , км/с	R_N , г/см ³	R_{Cj} , г/см ³	t , мкс	Δ , мм	g
ТГ	1,71	7,5	2,64	2,16	65–75 ± 13	0,5 ± 0,1	3
ТНТ	1,65	6,9	2,61	2,09	100 ± 14	0,7 ± 0,1	3,3
RDX	1,81	8,6	2,6	2,26	48 ± 12	0,4 ± 0,1	3,1
ТАТВ	1,85	7,5	2,8	2,32	90 ± 13	0,7 ± 0,1	2,5–4,0
ПСТ	1,95	7,45	2,75	2,3	95 ± 14	0,8 ± 0,1	2,5–4,1
ЭВВ	1,07	4	1,81	1,37	750 ± 100	3,5 ± 0,5	3
БТФ	1,79	8,41	2,9	2,4	75 ± 13	0,6 ± 0,1	2,6

6.2.6. Оценка точности методики

Точность определения плотности ρ складывается из погрешности показаний детектора ΔJ , погрешности ΔF разброса массы Δm из-за погрешности определения α_1 и α_2 , погрешности ΔY , связанной с «размазыванием» показаний детектора, и погрешности Δd , связанной с неопределенностью истинного размера сжатой области из-за кривизны фронта детонации.

Погрешность показаний детектора ΔJ при усреднении по трем экспериментам можно считать $\approx 2\%$ [48],

$$\frac{\Delta J}{J} \approx 2\%.$$

К этому значению надо еще добавить погрешность исправления показаний детектора ($\sim 1\%$) и погрешность восстановления массы вдоль луча СИ ($\sim 0,8\%$),

$$\frac{\Delta Y}{Y} \approx 1\% \text{ и } \frac{\Delta F}{F} \approx 0,8\%.$$

В наших экспериментах поверхность фронта детонационной волны приближенно считалась сферой радиуса R . Погрешность определения размеров сжатой области (величины d) из-за сферичности фронта детонации составляет $\sim 3\%$,

$$\frac{\Delta d}{d} \approx 3\%.$$

Таким образом, погрешность определения плотности в данной постановке в первых каналах детектора составляет

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \sqrt{\left|\frac{\Delta J}{J}\right|^2 + \left|\frac{\Delta Y}{Y}\right|^2 + \left|\frac{\Delta F}{F}\right|^2 + \left|\frac{\Delta d}{d}\right|^2} \approx \sqrt{2^2 + 3^2 + 0,8^2 + 1^2} = 3,8\%.$$

Данная оценка справедлива до того номера канала, в котором регистрируется боковой разлет продуктов (в этот момент сферический фронт достигает боковой поверхности заряда). В дальнейшем добавляется погрешность, связанная с геометрией разлета продуктов детонации и неопределенностью параметров на боковой поверхности заряда ВВ.

Приведенные оценки показывают хорошую точность измерения плотности, пространственное же разрешение определяется шагом детектора ($h = 0,1$ мм) и расплыванием электрического заряда внутри него («размазывание показаний»). Поэтому пространственная точность измерений ограничивается величиной $\pm h$, т. е. $\pm 0,1$ мм.

Оценим влияние бокового разлета продуктов взрыва на точность измерения плотности. Скорость звука за фронтом в продуктах детонации $C \approx 5$ км/с. На расстоянии 1 мм зона размытия (боковой разлет) составит $\Delta X \approx 5/7,3 = 0,68$ мм. При диаметре заряда 20 мм ошибка в определении $\Delta d/d$ возрастет еще на $\sim 3,4\%$, что приведет к увеличению погрешности плотности примерно на такую же величину.

6.3. Скоростная томография плотности, скорости и давления

Постановка общей задачи. Развитие методики скоростной рентгеновской томографии плотности [1, 2], основанной на просвечивании исследуемого образца синхротронным излучением, на данный момент позволяет уверенно регистрировать динамику плотности продуктов детонации цилиндрических зарядов конденсированного взрывчатого вещества.

Полученные в результате восстановления данные для стационарной волны детонации позволяют по интерполяционным соотношениям восстановить плотность для произвольной точки в пространстве в виде функции $\rho(r, z)$.

6.3.1. Схема эксперимента

Предложенная методика была применена для восстановления параметров течения возникающего при детонации цилиндрических зарядов конденсированных взрывчатых веществ.

Для определения пространственного распределения плотности в детонационной волне использовалась методика рентгеновской томографии, описанная в работах [1, 2]. За один эксперимент в фиксированном сечении измерялась рентгеновская тень от детонирующего заряда с шагом между кадрами 0,5 мкс (рис. 6.24). Свойства детектора рентгеновского излучения подробно описаны в [3].

По ослаблению потока рентгеновского излучения, с использованием соответствующей калибровки, определялось количество просвеченной массы на лу-

че, $\int \rho dl$. Для этого предварительно строилась зависимость показаний каждого канала детектора от количества просвеченного вещества. Далее в эксперименте эта зависимость использовалась в обратном направлении, из показаний детектора определялось количество просвеченного вещества.

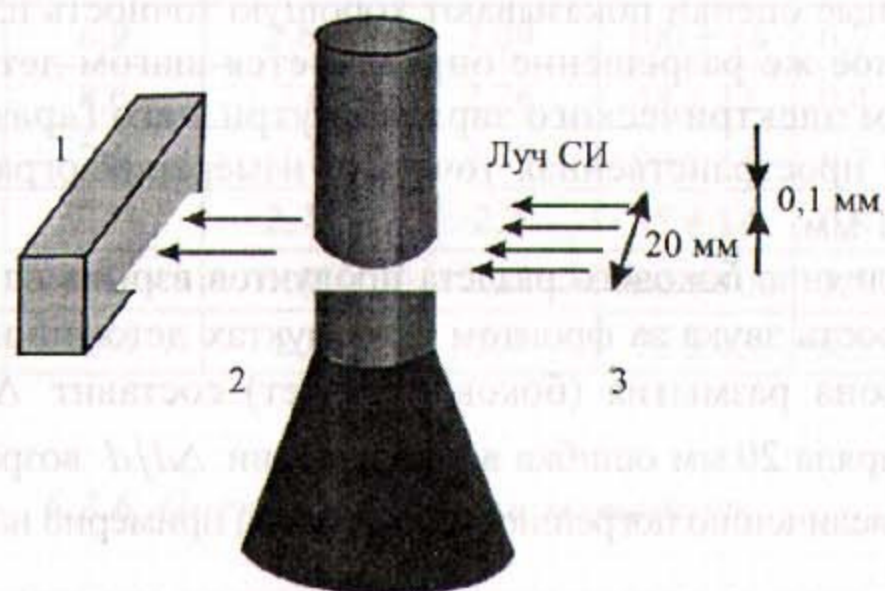


Рис. 6.24. Схема проведения рентгенографического эксперимента: 1 – одномерный детектор рентгеновского излучения [3], 2 – исследуемый заряд взрывчатого вещества, 3 – луч синхротронного излучения

Использование индивидуальной калибровки для каждого канала позволяет корректно работать с пространственно неоднородным пучком (рис. 6.25,а,б) и получать правильные количественные характеристики просвечиваемого образца в терминах массы на луче – $\int \rho dl$ (рис. 6.25,в).

В данной методике предполагается, что исследуется стационарная детонационная волна, распространяющаяся с постоянной известной скоростью D и установившимся течением за фронтом волны. Везде далее временные измерения пересчитаны в пространственную координату вдоль оси заряда с использованием соотношения $Dt = z$. Значения скорости определялись из отдельных экспериментов по динамике рентгеновской тени вдоль образца.

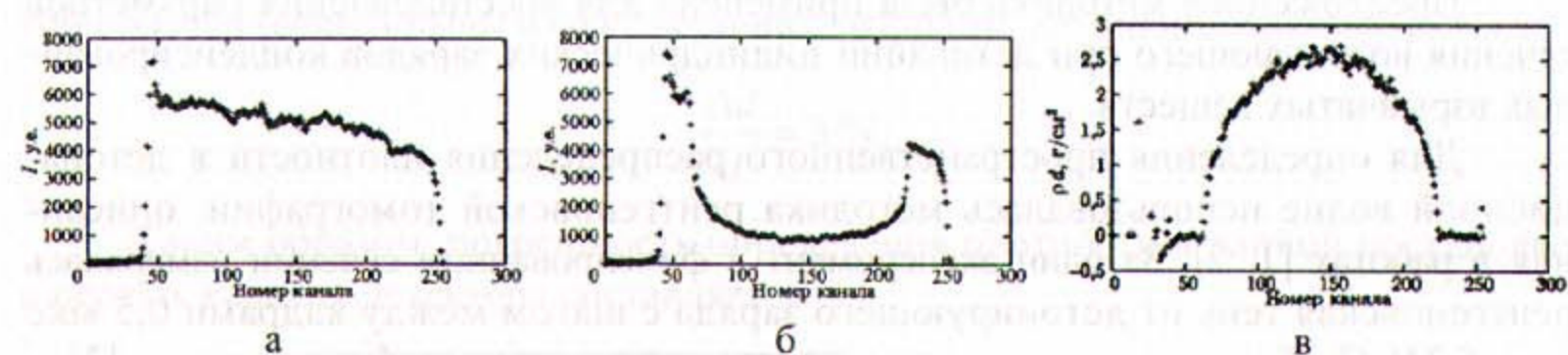


Рис. 6.25. Схема восстановления массы на луче: а – изображение чистого пучка без исследуемого объекта, б – тень от цилиндрически симметричного объекта в единицах детектора, в – тень от объекта в единицах $\rho d, \text{г/см}^2$

Исследовались заряды ВВ диаметром 20 мм и длиной 30 мм. Измерения плотности проводились в сечении, находящемся на расстоянии 22 мм от инициируемого торца и соответственно на расстоянии 8 мм от свободного края заряда. Полученные в эксперименте данные для двух типов ВВ представлены в виде поверхности ρd (рис. 6.26, 6.27).

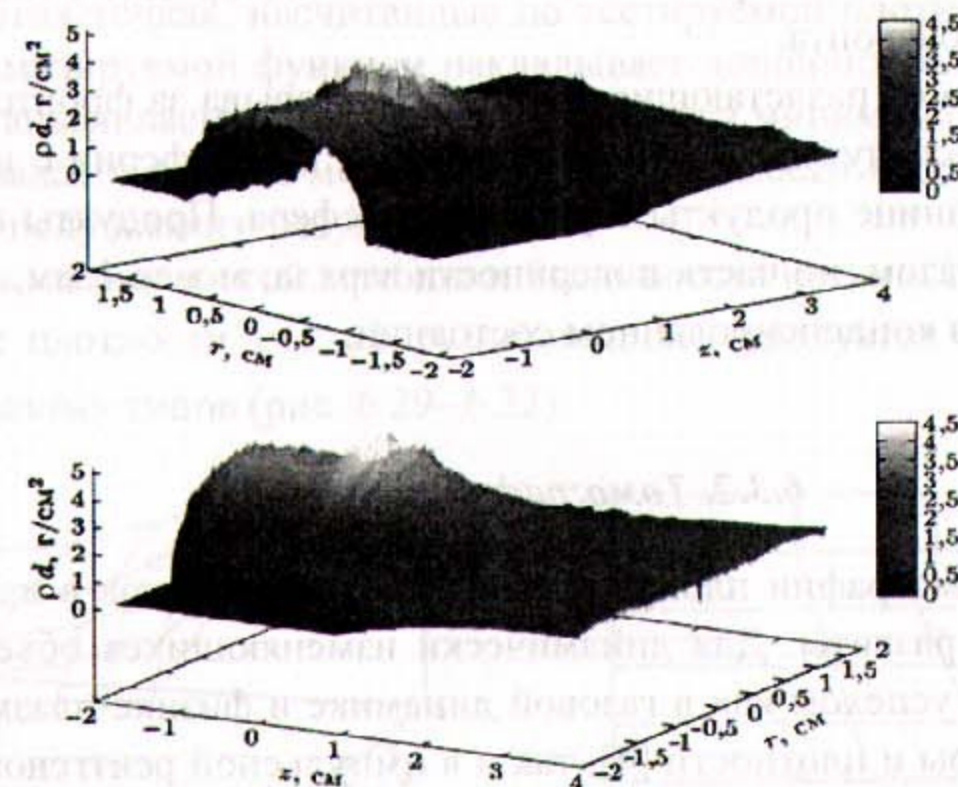


Рис. 6.26. Пространственное распределение количества просвеченного вещества ($\rho d, \text{г/см}^2$) в ВВ-1

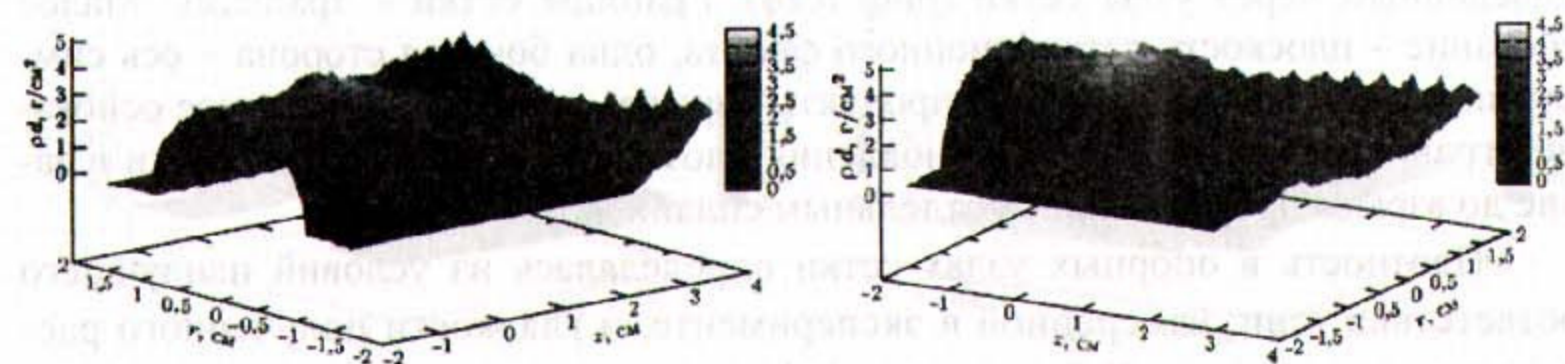
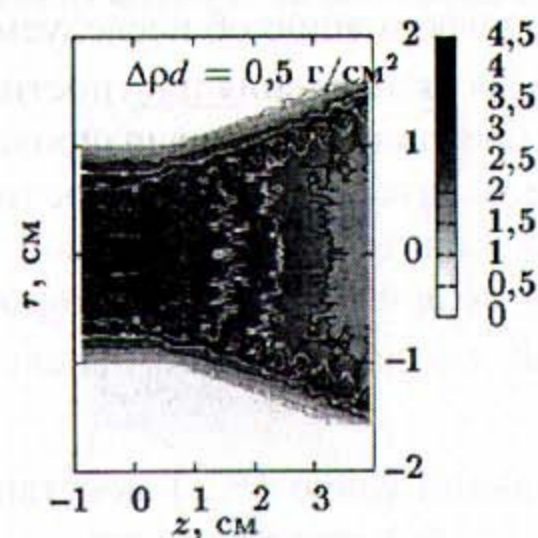


Рис. 6.27. Пространственное распределение количества просвеченного вещества ($\rho d, \text{г/см}^2$) в ВВ-2

Полученные данные, даже без восстановления распределения плотности, уже могут характеризовать исследуемый процесс.

Для зарядов из ВС на основе ТАТБ наблюдается плоский фронт детонационной волны с искривлением вдоль оси z менее 2 мм и с однородным поджатием по всему фронту. Это говорит об относительно однородном энерговыделении по всему сечению фронта.

Форма тени от разлетающихся продуктов взрыва за фронтом соответствует монотонному спаду плотности от оси заряда к периферии с небольшой особенностью на границе продукты взрыва – атмосфера. Продукты взрыва являются, в основном, газом, но часть поверхности заряда, менее 1 мм, не прореагировав, разлетается в конденсированном состоянии.

6.3.2. Томография плотности

Методы томографии плотности статических объектов в настоящее время весьма успешно развиты. Для динамически изменяющихся объектов применяются с меньшим успехом как в газовой динамике и физике плазмы для определения температуры и плотности [4], так и в импульсной рентгенографии для определения плотности [5]. Всегда в таких задачах нет возможности получить данные с нескольких ракурсов и с хорошей точностью. Поэтому выбор алгоритма восстановления плотности, устойчивого к ошибкам и позволяющего интенсивно использовать априорную информацию об исследуемом объекте, принципиально важен для качественного восстановления плотности.

В работах [1, 2] был предложен специализированный метод восстановления плотности по тени от исследуемого объекта, основанный на регуляризации посредством использования значительной априорной информации о виде искомой плотности. Этот метод позволяет добиться хорошей точности восстановления $\rho(r, z)$, необходимой для дальнейшего использования при восстановлении скорости и давления.

Плотность в произвольной точке (r, z) восстанавливается по сплайнам, проведенным через узлы сетки (рис. 6.28). Границы сетки – трапеция. Малое основание – плоскость детонационного фронта, одна боковая сторона – ось симметрии заряда, другая – граница продукты взрыва – атмосфера, большое основание ограничивает область восстановления плотности. Значение плотности в заряде до взрыва представлялось отдельным сплайном.

Плотность в опорных узлах сетки определялась из условий наилучшего соответствия тени, измеренной в эксперименте, и гладкости полученного распределения плотности. В более точной формулировке ищется минимум функции от N параметров – значений плотности в узлах сетки:

$$\Omega(\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_N) = \sum_i (f_i - f'_i)^2 + \alpha \int_s \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial^2 r} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial^2 z} \right)^2 ds,$$

где f_i – значения тени в разных точках, полученные из эксперимента, f'_i – значения тени в этих точках, насчитанные по тестируемой плотности. Второе слагаемое в минимизируемой функции накладывает дополнительное условие гладкости на восстанавливаемую плотность. Для поиска минимума описанной функции использовался симплекс-метод. Параметр гладкости α определялся исходя из разумности получаемого результата.

С использованием этой методики было восстановлено пространственное распределение плотности $\rho(r, z)$ разлетающихся продуктов взрыва исследуемых зарядов разных типов (рис. 6.29–6.32).

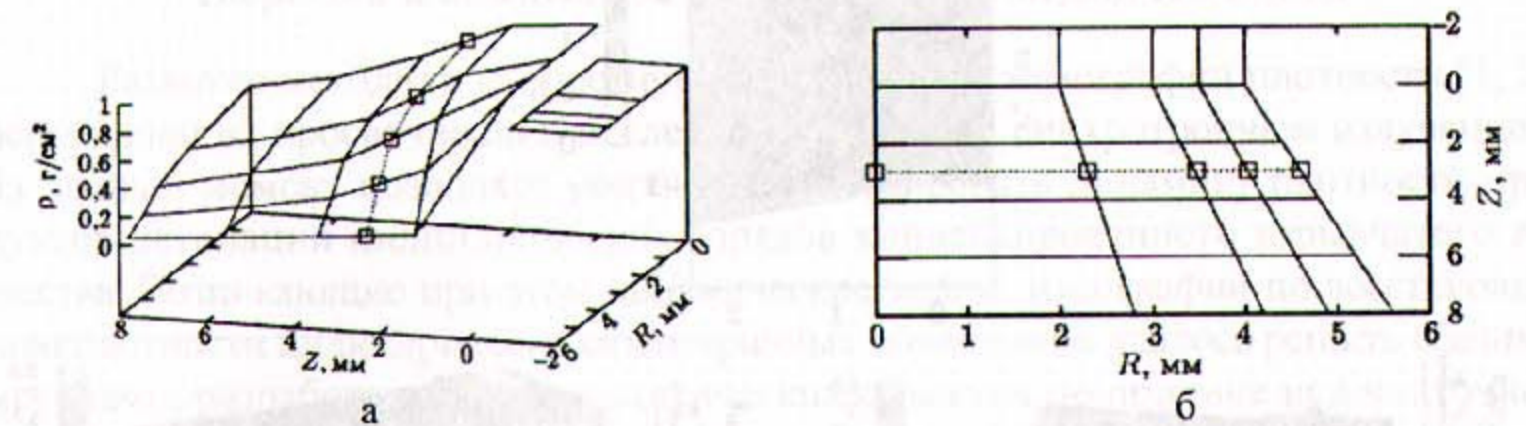


Рис. 6.28. Схема построения опорных сплайнов для аппроксимации плотности

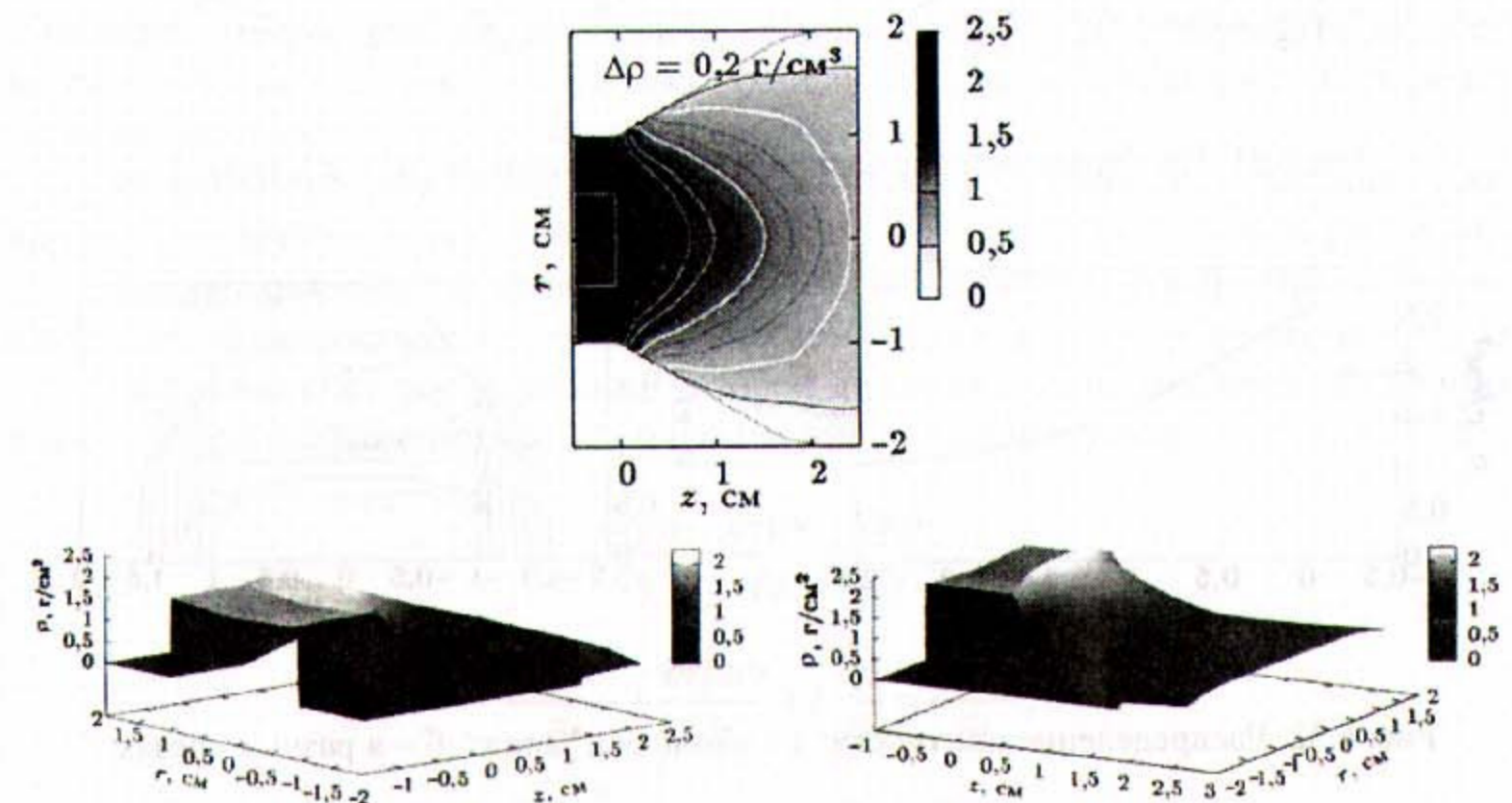


Рис. 6.29. Пространственное распределение плотности $(\rho(r, z), \text{г/см}^3)$

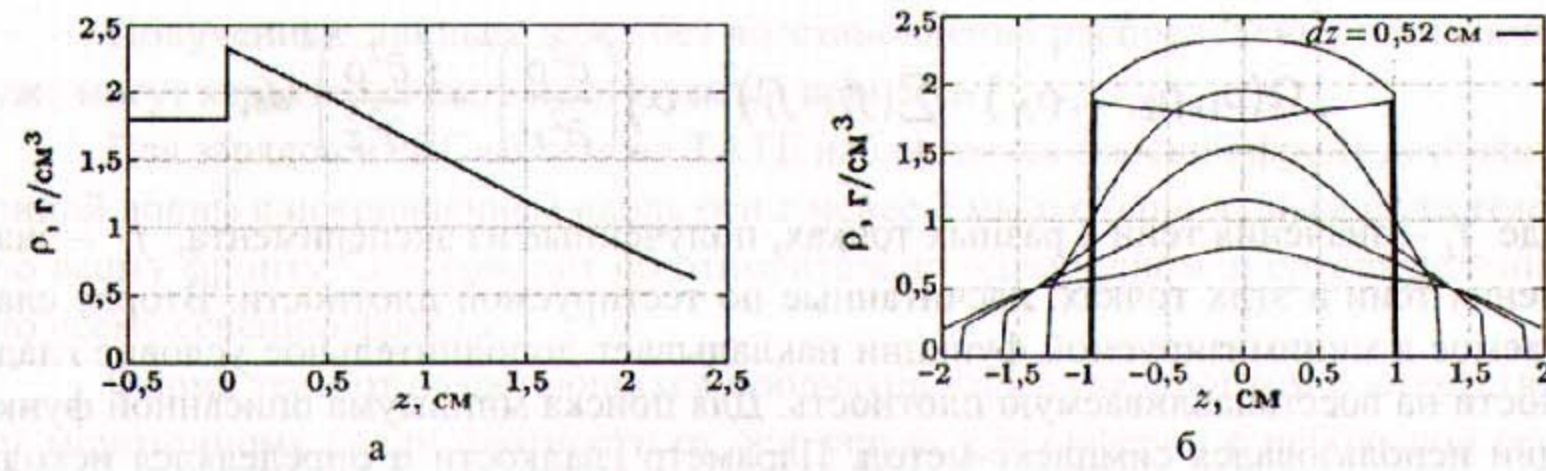


Рис. 6.30. Распределение плотности: а – вдоль оси заряда; б – в разных срезах

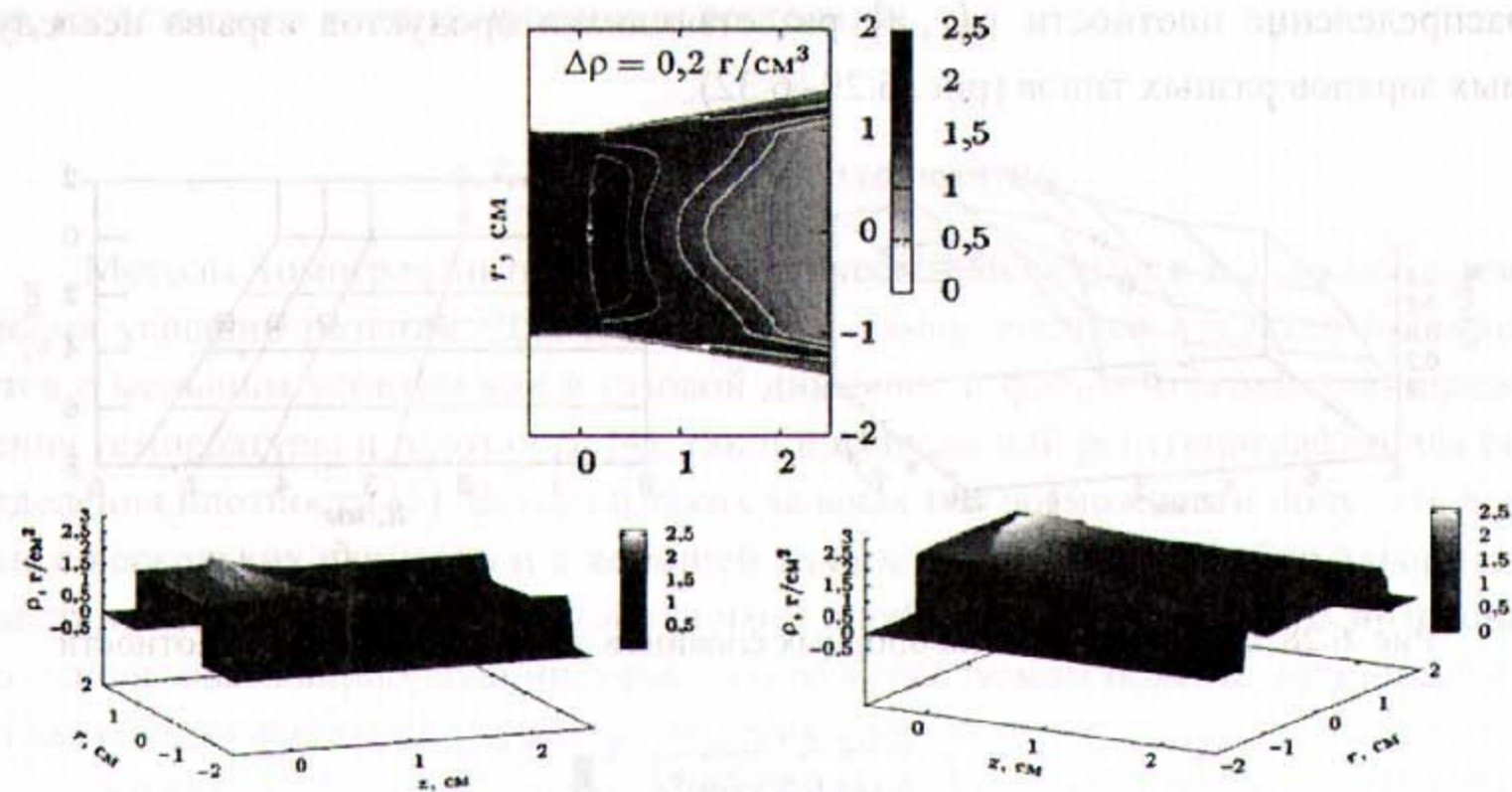


Рис. 6.31. Пространственное распределение плотности ($\rho(r, z)$, г/см³)

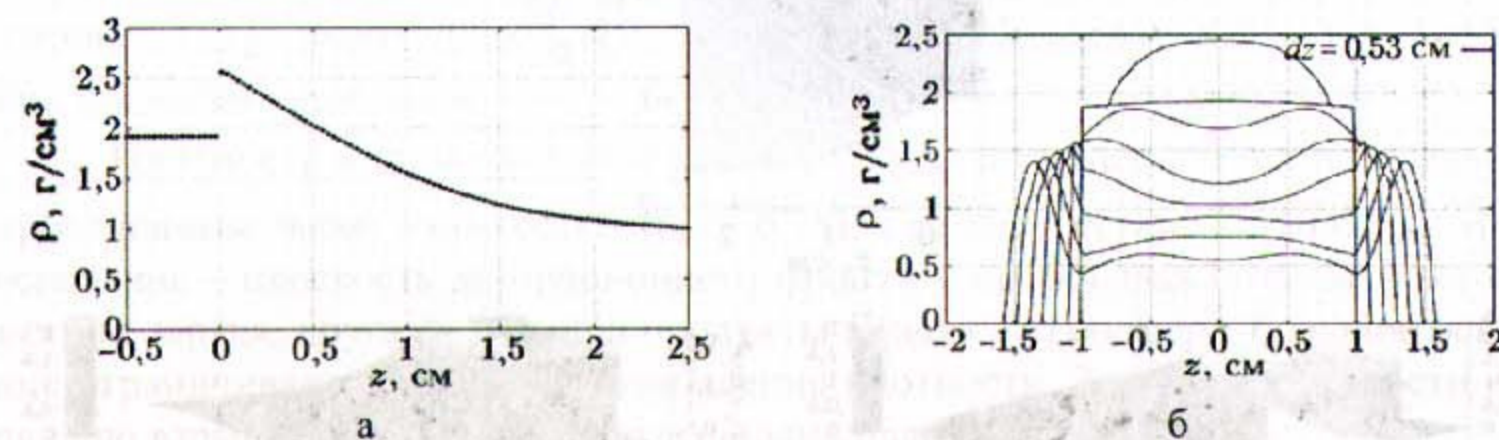


Рис. 6.32. Распределение плотности: а – вдоль оси заряда; б – в разных срезах

Значение координаты $z = 0$ соответствует фронту детонационной волны, плотность при отрицательных z соответствует начальной плотности заряда, область положительных значений z соответствует разлету продуктов взрыва. Вре-

менного и пространственного разрешения методики в используемой постановке не хватает для разрешения зоны энерговыделения, и скачок плотности на фронте примерно соответствует параметрам детонации Чепмена – Жуге.

При варьировании разных плохо определяемых параметров конечные изменения восстановленной плотности укладывались в промежуток $\pm 0,1$ г/см³. Поэтому общая точность метода определения плотности находится в близких рамках.

Полученные распределения плотности подтверждают выводы о характере течения, сделанные по интегральной тени. Для зарядов наблюдается уверенная детонация с незначительной кривизной фронта и уплотнением во фронте, соответствующим параметрам Чепмена – Жуге $\rho_*/\rho_0 = 2,34/1,8 = 1,3$.

6.3.3. Пространственное распределение плотности ПВ, скорости и давления за фронтом детонационной волны

Развитие методики скоростной рентгеновской томографии плотности [1, 2], основанной на просвечивании исследуемого образца синхротронным излучением, на данный момент позволяет уверенно регистрировать динамику плотности продуктов детонации цилиндрических зарядов конденсированного взрывчатого вещества. Возникающие при этом динамические задачи томографии по восстановлению плотности цилиндрически симметричных объектов не удалось решить общими методами, разработанными для статических объектов по причине недостаточной точности получаемых в эксперименте данных. Разработанные специализированные методы восстановления плотности, основанные на регуляризации искомого решения посредством интенсивного использования априорной информации о структуре исследуемого течения, позволили не только значительно улучшить точность восстановления плотности, но и восстанавливать другие механические параметры течения: распределения массовой скорости и давления [8, 9].

В данном разделе описывается новый метод восстановления механических параметров детонационного течения. Постановка опытов показана на рис. 6.24.

Рассмотрим детонационную волну с плоским фронтом, распространяющуюся с постоянной скоростью D по цилиндрическому заряду конечной длины (рис. 6.33).

Запишем систему уравнений газовой динамики в цилиндрических координатах – закон сохранения потока массы и компонент импульса:

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

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

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

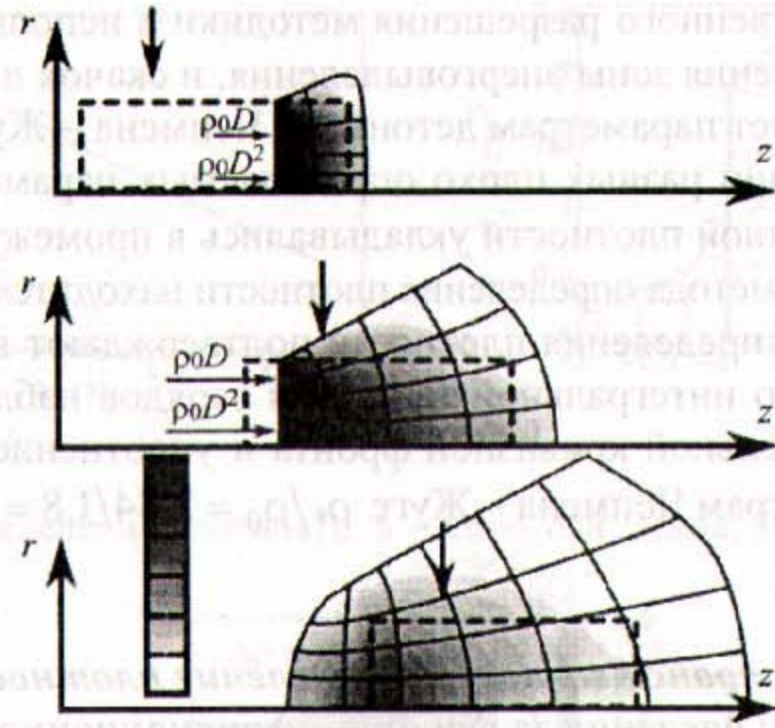


Рис. 6.33. Схема постановки газодинамической задачи по расчету детонационного течения: пунктирной линией обозначены начальные границы заряда, стрелкой указано местоположение исследуемого сечения

Дополним ее граничными условиями: на плоской поверхности детонационного фронта втекает поток с известными параметрами ($\rho_0 D$ – поток массы, $\rho_0 D^2$ – поток осевой компоненты импульса). На всей остальной поверхности граничные условия соответствуют распаду разрыва в вещество с ударной адиабатой, соответствующей воздуху.

В такой постановке, при известной зависимости давления от плотности, система уравнений может быть численно решена. В результате будут известны распределения всех величин: $\rho(r, z, t)$, $\vec{v}(r, z, t)$ и $p(r, z, t)$.

Полная информация о плотности позволяет сравнить динамику рентгеновской тени, рассчитанную численно и измеренную в эксперименте, и, таким образом, подобрать уравнение состояния, наиболее хорошо описывающее измеренную в эксперименте рентгеновскую тень.

Представим неизвестное уравнение состояния вещества за фронтом детонационной волны в параметрическом виде:

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

где $\gamma(\rho)$ – кубический сплайн, проведенный через фиксированные по плотности узлы – ρ_i . Значения показателя адиабаты γ_i в этих узлах являются неизвестными искомыми параметрами уравнения состояния. Приведенная система решалась численно методом Годунова на лагранжевой сетке.

Полученные результаты позволяют детализировать пространственное распределение плотности разлетающихся продуктов. На рис. 6.34 приведены полученные

распределения плотности и ее значения вдоль оси заряда (справа). На рис. 6.35 и 6.36 приведены распределения давления и полей скорости. Справа на этих рисунках приведены значения вдоль оси заряда. Точка показывает положение $D = C + V$.

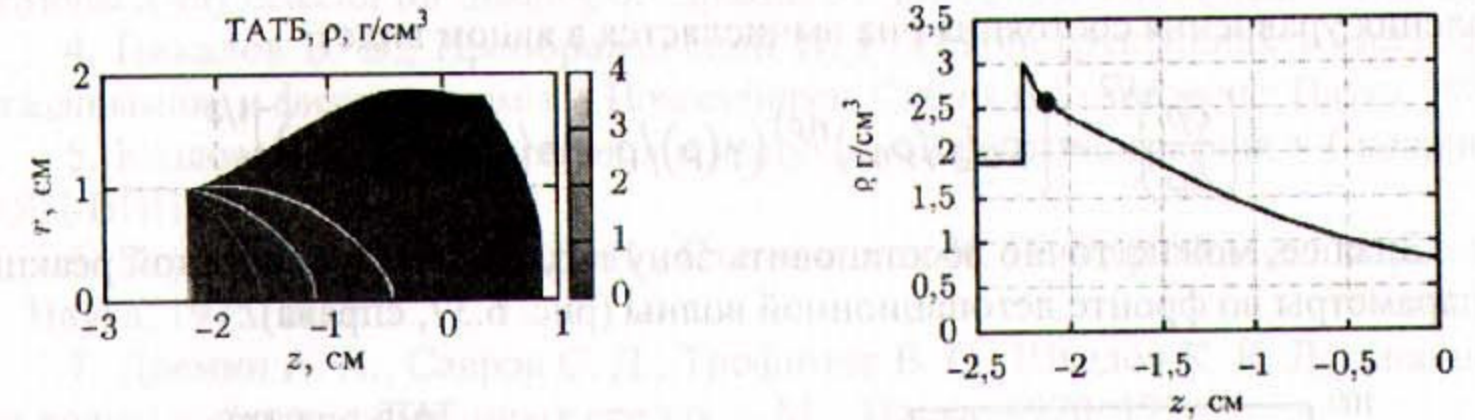


Рис. 6.34. Пространственное распределение плотности и ее значения вдоль оси при детонации цилиндрического заряда ТАТБ ($1,85 \text{ г/см}^3$)

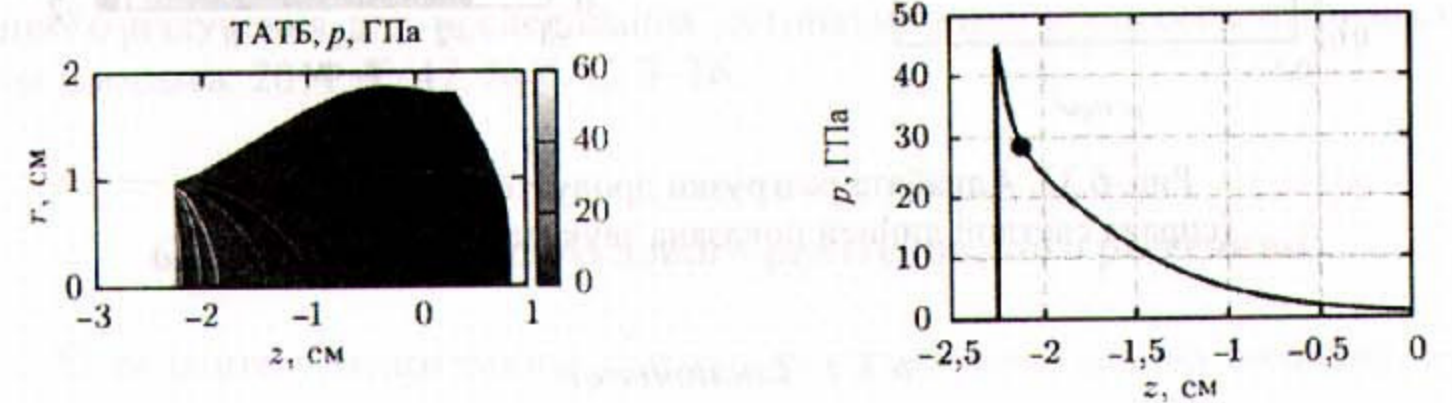


Рис. 6.35. Пространственное распределение давления и его значения вдоль оси при детонации цилиндрического заряда ТАТБ, $1,85 \text{ г/см}^3$ (• – положение поверхности $D = C + V$)

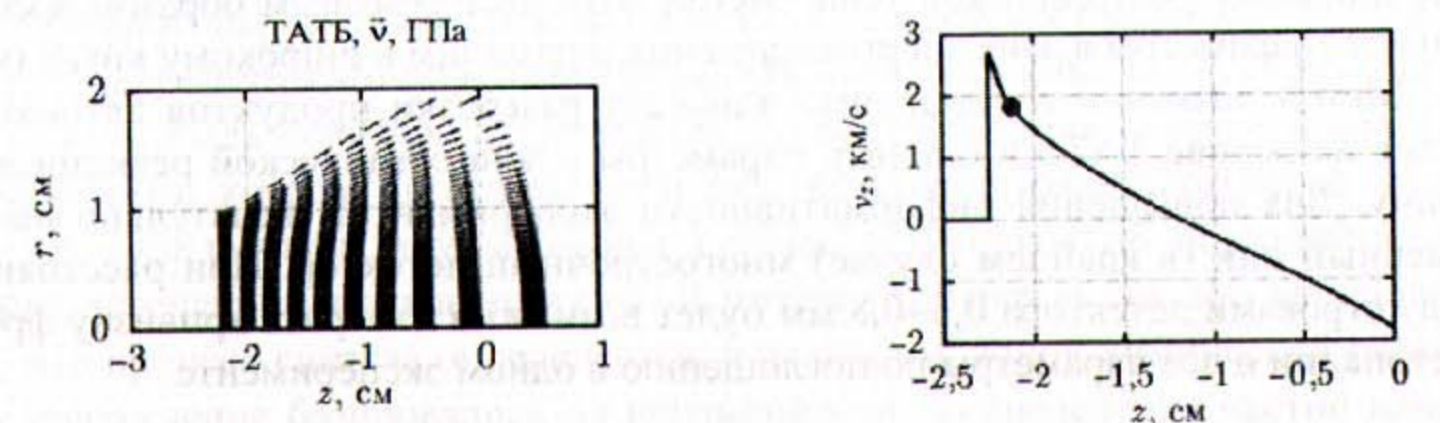


Рис. 6.36. Пространственное распределение скоростей и их значения на оси при детонации цилиндрического заряда ТАТБ ($1,85 \text{ г/см}^3$)

Полученная детальная информация о структуре течения позволяет построить адиабату разгрузки из экспериментальных данных (рис. 6.37). Производная $c = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{1/2}$ будет интерпретироваться как скорость звука. После восстановления уравнения состояния она вычисляется в явном виде:

$$c = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{1/2} = \left[p_0 (\rho/\rho_{00})^{\gamma(\rho)} \left(\gamma(\rho)/\rho + \ln(\rho/\rho_{00}) \gamma'(\rho) \right) \right]^{1/2}.$$

Зная ее, можно точно восстановить зону воздействия химической реакции на параметры во фронте детонационной волны (рис. 6.37, справа).

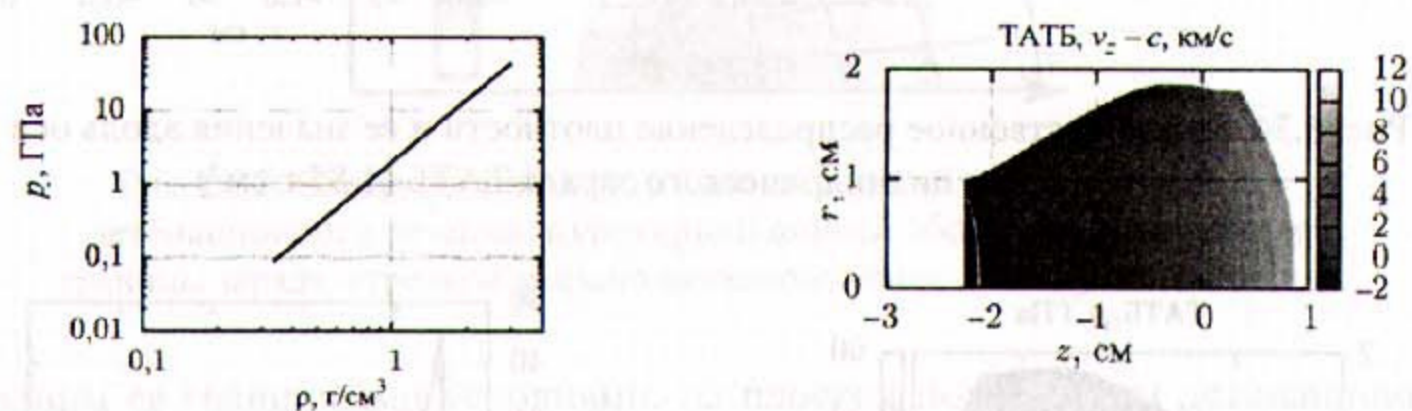


Рис. 6.37. Адиабата разгрузки продуктов детонации (справа светлой линией показана звуковая поверхность)

6.3.4. Заключение

Предложен метод восстановления параметрического уравнения состояния вещества за фронтом детонационной волны, который основан на решении многомерной нелинейной задачи оптимизации выбора варьируемых параметров уравнения состояния, наиболее хорошо описывающих измеренную в эксперименте динамику рентгеновской тени. Метод позволяет сквозным образом восстанавливать параметры в зоне энерговыделения, применим к широкому кругу ВВ.

Метод позволил восстановить адиабату разгрузки продуктов детонации зарядов на основе ТАТБ и оценить параметры в зоне химической реакции и ее ширину. Для повышения информативности экспериментов желательно иметь двумерный или (в крайнем случае) многострочный детектор. При расстоянии между строками детектора 0,5–0,8 мм будет возможно измерять кривизну фронта детонации и все параметры по поглощению в одном эксперименте.

Список литературы к разделам 6.2, 6.3

1. Прууэл Э. Р., Мержиевский Л. А., Тен К. А. и др. Распределение плотности разлетающихся продуктов стационарной детонации тротила // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 3. С 121–131.

2. Evdokov O. V., Kozyrev A. N., Litvinenko V. V. et al. High-speed X-ray transmission tomography for detonation investigation // Nucl. Ins. and Meth. in Phys. Res. 2007. Vol. A 575. P. 116–120.

3. Aulchenko V., Evdokov O., Ponomarev S. et al. Development of fast one-dimensional X-ray detector for imaging of explosions // Ibid. 2003. Vol. A 513. P. 388–393.

4. Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. – Новосибирск: Сибирское отделение: Наука, 1987.

5. Козловский Н. Информация в импульсной рентгенографии. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2006.

6. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. – М.: Наука, 1975. Изд. 2.

7. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К. Детонационные волны в конденсированных средах. – М.: Наука, 1970. 172 с.

8. Прууэл Э. Р., Тен К. А., Толочко Б. П. и др. Реализация возможностей синхротронного излучения в исследованиях детонационных процессов // Доклады Академии наук, 2013, Т. 448, № 1. С. 38–42.

9. Титов В. М., Прууэл Э. Р., Тен К. А. и др. Опыт применения синхротронного излучения для исследования детонационных процессов // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47, № 6. С. 3–16.

6.4. Измерение малоуглового рентгеновского рассеяния

Хотя синтезу наноалмазов при взрыве посвящено весьма большое число работ [1], вопрос об их образовании, а также более общий вопрос о конденсации углерода при детонации ВВ с отрицательным кислородным балансом, остается дискуссионным до настоящего времени. Ответ на него важен как для понимания физики явления, так и для оценки количества энергии, которая выделяется при экзотермической коагуляции углеродных кластеров.

Одна из первых работ в этой области, выполненная как раз с точки зрения такого энергетического подхода, была опубликована в 1987 г. [2]. В ней расчетным путем была показана возможность суммарной добавки примерно в 10 % к той энергии, которая выделяется при собственно детонационном процессе.

В 1988 г. были опубликованы первые результаты об образовании при взрыве детонационных наноалмазов. В работе [3] было высказано предположение, что процесс синтеза определяется, в основном, зоной химической реакции. Это утверждение базировалось на неизменности распределения частиц наноалмазов по размерам (в очищенных сохраненных продуктах взрыва) при разных масштабах увеличения размеров заряда. Очевидно, что при этом неизменными остаются только процессы в зоне химической реакции. Соответственно, и время синтеза было оценено в несколько десятых микросекунды (не более 0,5 мкс) [3]. Чтобы согласовать расчетные и экспериментальные данные, в [4] авторы вве-

ли в модель априорное ограничение на рост размера частиц. При этом время роста хорошо согласуется с предложенной в [3] оценкой времени синтеза.

Ввиду простоты эта схема приобрела некоторое распространение [1, 4]. Возможно, она сыграла определенную положительную роль, так как позволяла в целом правильно оценить, как можно изменять параметры заряда и ВВ для оптимизации процесса синтеза. Появились даже расчетные схемы явления, базирующиеся на этом принципе [5].

Следует отметить, что модель конденсации углерода в зоне химической реакции является не единственной. Опубликованные в 1999 г. результаты по сравнению расчетных и экспериментальных данных об ускорении очень тонких металлических пластинок продуктами детонации ВВ с отрицательным кислородным балансом показали, что такой процесс точнее описывается в предположении о наличии конденсации углерода за зоной химической реакции, или, как принято в теории детонации, за плоскостью Чепмена – Жуге, которая отделяет зону реакции от газодинамического течения ПД [6]. К такому же мнению приходят авторы очень близких по содержанию работ [7, 8]. В них возможное место синтеза нанодиазидов определяется на $(P-T)$ -диаграмме углерода с учетом размера наночастиц.

Первые прямые экспериментальные исследования о росте взрывных нанодиазидов стали возможными благодаря использованию уникальных возможностей СИ [9, 10], а именно возможности регистрации дифракционных (малоугловых) сигналов с частотой до 4 МГц.

6.4.1. Малоугловое рентгеновское рассеяние на наночастицах

Малоугловое рентгеновское рассеяние (МУРР) – это дифракционный рассеянный на электронах сигнал в области малых углов.

Амплитуда рассеянного излучения $f(s)$ плоской ЭМ волны на объекте с электронной плотностью $n(\vec{r})$ равна

$$E(q) = \frac{1}{4\pi} \int n(\vec{r}) \exp(iq\vec{r}) d\vec{r}.$$

Здесь $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}_0 = 2k \sin \theta$ – вектор рассеяния, 2θ – угол рассеяния, $n(\vec{r})$ – плотность электронов (рис. 6.38).

Если считать $n(\vec{r}) = \text{const} = n$ и объект рассеяния симметричным (шаром радиуса R), то (на больших расстояниях от R) это выражение может быть аналитически проинтегрировано [15]:

$$E(q, R) = n \frac{1}{q^3} [\sin(qR) - (qR) \cos(qR)].$$



Рис. 6.38. Взаимодействие рентгеновских лучей с веществом

Часто эту формулу записывают как

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

Интенсивность рассеянного излучения $I_0(q, R)$ пропорциональна квадрату амплитуды волны $E(q, R)$ и равна $I_0(q, R) \sim ((R^3 n) F2^2(q, R))$, где в функции

$$F2(q, R) = \left[\frac{\sin(qR) - qR \cos(qR)}{(qR)^3} \right]$$

собраны все зависимости от угла рассеивания θ и длины волны λ .

В наших экспериментах максимальный регистрируемый угол рассеяния $2\theta_{\max} = 0,01$ рад, минимальный $2\theta_{\min} = 0,0004$ рад. Для величины qR (при радиусе частиц $R = 2$ нм и $\lambda = 0,04$ нм при $E = 30$ кэВ) имеем $(qR_{\max}) = 3,14$ и $(qR_{\min}) = 0,12$.

При измерении интегрального МУРР этот график надо проинтегрировать.

$$\int_{0,12}^{3,1} (F2(qR))^2 d(qR) = 1,89 \approx 2.$$

При $R = 2$ нм и $\lambda = 1,0$ Å (энергия квантов $E = 12$ кэВ) это значение равно 1,5. Таким образом, интенсивность рассеянной волны (интегрального МУРР) от шара радиуса R равна $I_0(\lambda, R) = \text{const} (R^3 n)^2 F3$, где $F3$ может меняться в зависимости от λ в диапазоне 1,5–2.

Если рассеивающий шар находится в среде с электронной плотностью n_0 , то амплитуда волны будет 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 $n \sim \rho$, плотности рассеивающего шара, и интенсивность рассеяния от шара пропорциональна $I_0(\lambda, R) \sim (R^3)^2 (\rho - \rho_0)^2$.

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

Если на пути падающей волны расположены N шаров, расстояния между которыми много больше размеров шаров ($L \gg R$), то, пренебрегая интерференцией рассеянных волн, интенсивность малоуглового рассеянного излучения с длиной волны λ равна

$$I_0(\lambda, R) \sim (R^3)^2 (\rho - \rho_0)^2 N. \quad (6.1)$$

Полный сигнал МУРР получается суммированием по всем длинам волн излучения согласно спектру излучения ускорителя ВЭПП-3 (рис. 6.1). В случае произвольного тела интенсивность рассеянного излучения от одного электрона (рис. 6.39) в зависимости от углов имеет вид

$$i_0 = \sigma \frac{[(\sin \varphi)^2 + (\cos \varphi)^2 \cos(2\theta)]}{R^2} T,$$

где σ – сечение рассеяния электрона ($\sigma = 7,94 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$), а T – интенсивность падающего излучения.

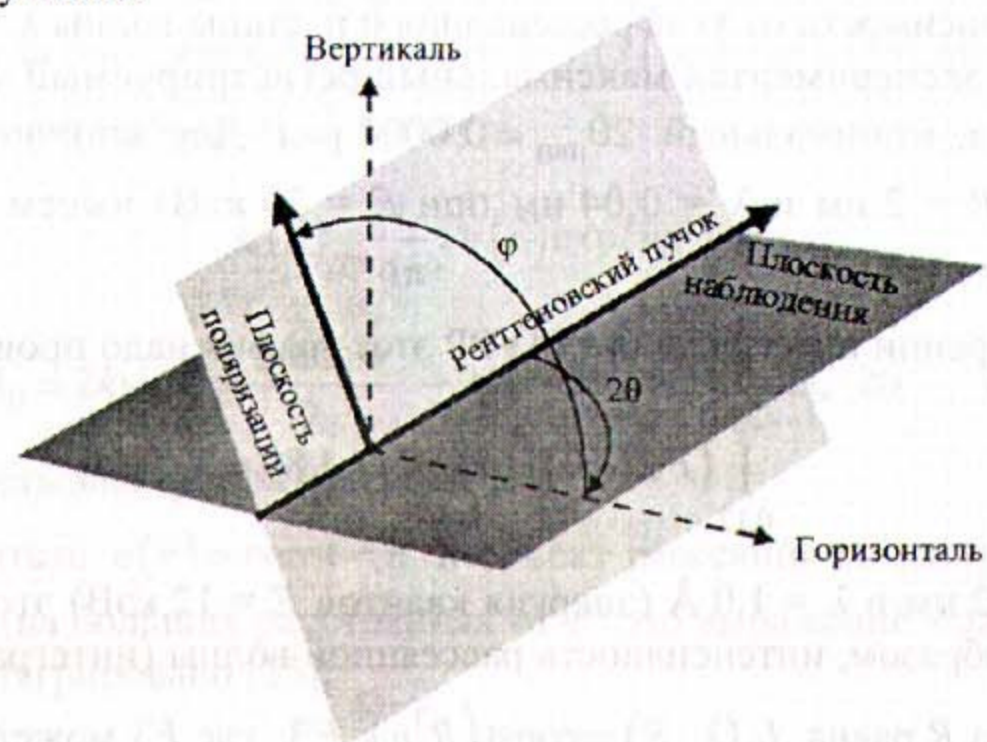


Рис. 6.39. Направление рассеянного излучения от одного электрона

Если размер рассеиваемой частицы много меньше расстояния до места наблюдения, то интенсивность рассеяния равна [16] $I_0(q) = i_0 \Delta \rho^2 V_1^2 P(q)$, где $(\Delta \rho)^2 = (\rho - \rho_0)^2$ – контрастность тела, V_1 – его объем, а $P(q)$ – форм-фактор (равен квадрату амплитуды рассеянной волны), показывающий зависимость интенсивности излучения от вектора рассеяния q . Вид $P(q)$ для сферической частицы приведен на рис. 6.40 (внизу).

В проведенных экспериментах интенсивность в (6.1) складывается из рассеяния на атомах (молекулах) и рассеяния на наночастицах. Анализ показывает, что рассеяние от атомов постоянно и мало ввиду сильной зависимости от размера в формуле (6.1). Общий вид поведения функции в зависимости от радиуса приведен на рис. 6.41. Приведена зависимость форм-фактора для трех радиусов частиц. При увеличении размера частиц в 3 раза сигнал МУРР вырастает почти в 1000 раз. Среднее значение величины МУРР фактически определяется форм-фактором наиболее крупных частиц.

Регистрируемую величину МУРР могут дать только сравнительно крупные частицы размером $\sim 2-100$ нм. В условиях поставленных экспериментов максимально регистрируемый угол составляет $2\theta_{\max} = 10 \cdot 10^{-3}$ рад. Этому соответствует регистрация МУРР в 100 каналах от границы начального пучка. Отсюда минимальный размер регистрируемых частиц [16] равен

$$D_{\min} = \pi/q_{\max} = \lambda/(4\theta_{\max}) \approx 2,0 \text{ нм},$$

где $\lambda = 0,04$ нм – длина волны при энергии $E = 30$ кэВ.

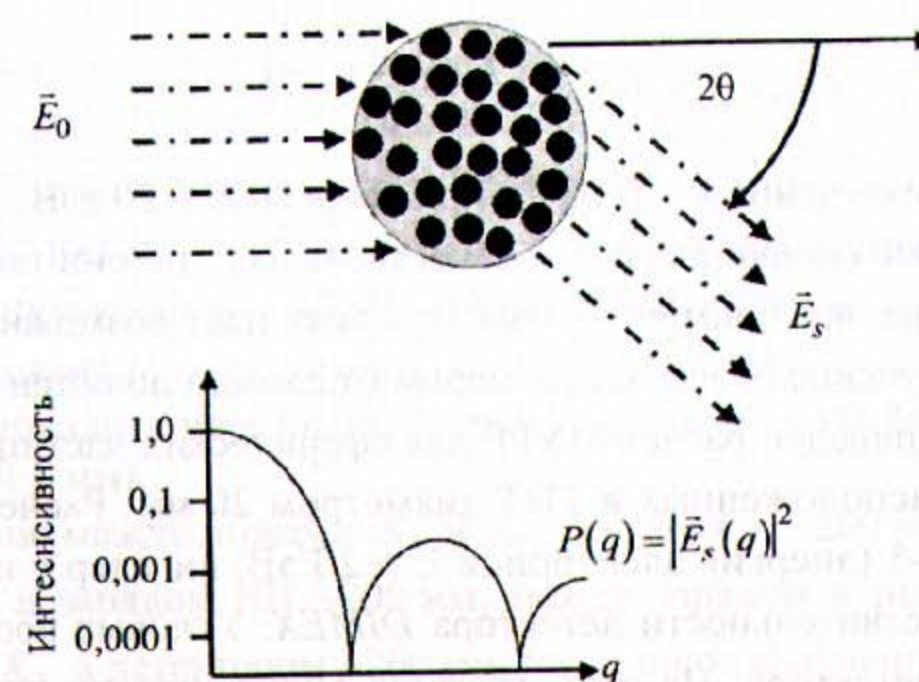


Рис. 6.40. Интенсивность рассеяния в зависимости от форм-фактора. Форм-фактор для сферической частицы

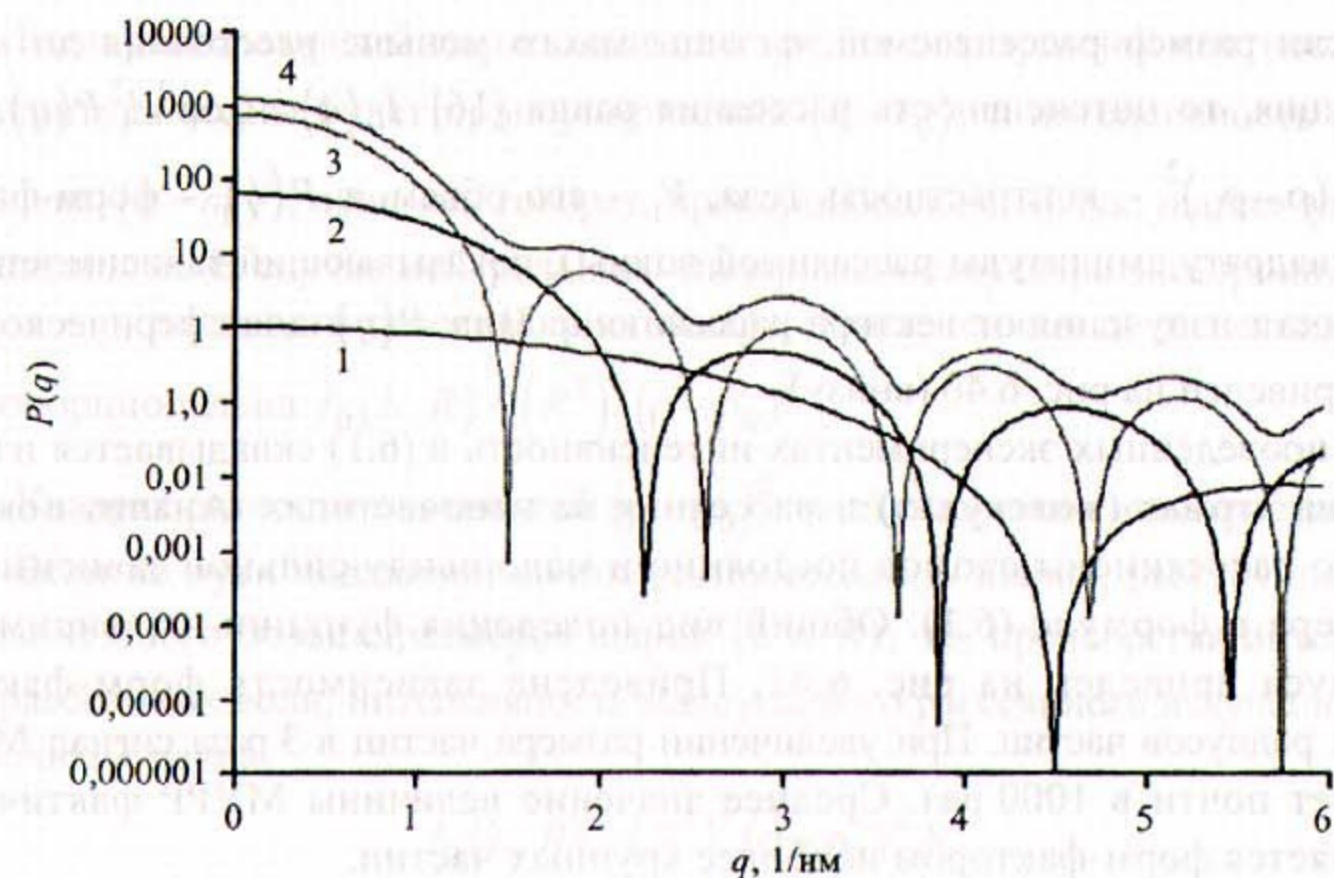


Рис. 6.41. Зависимость форм-фактора от размера рассеивающих шаров: 1 – $R = 1$ нм; 2 – $R = 2$ нм; 3 – $R = 3$ нм; 4 – среднее значение

Максимальный размер частиц определяется минимально регистрируемым углом θ_{\min} , который задается точностью настройки (положения) ножа, отсекающего прямой пучок СИ (примерно 0,2 мм) и дающего при нашей геометрии опытов $\theta_{\min} = 4 \cdot 10^{-4}$ рад от края пучка. Отсюда для максимального размера частиц

$$D_{\max} = \pi/q_{\min} = \lambda^*/(4\theta_{\min}) \sim 75 \text{ нм.}$$

Здесь длина волны излучения $\lambda = 0,06$ нм при энергии $E = 20$ кэВ.

Хотя сделанные оценки являются качественными, но они показывают, что метод МУРР в наших экспериментальных условиях дает возможность фиксировать рассеянное излучение от частиц размером от единиц до сотен нанометров.

На рис. 6.42 приведен расчет МУРР для сферических частиц диаметром 1, 2, 5, 10 и 100 нм, расположенных в ТНТ диаметром 20 мм. Расчет велся с учетом спектра ВЭПП-3 (энергия электронов $E = 2$ ГэВ, вигглер с индукцией 2Т) и спектральной чувствительности детектора DIMEX. Угловые координаты приведены в каналах детектора. На этом графике видно, что по наклону кривых можно определять диаметр частиц в диапазоне от 1 до 100 нм.

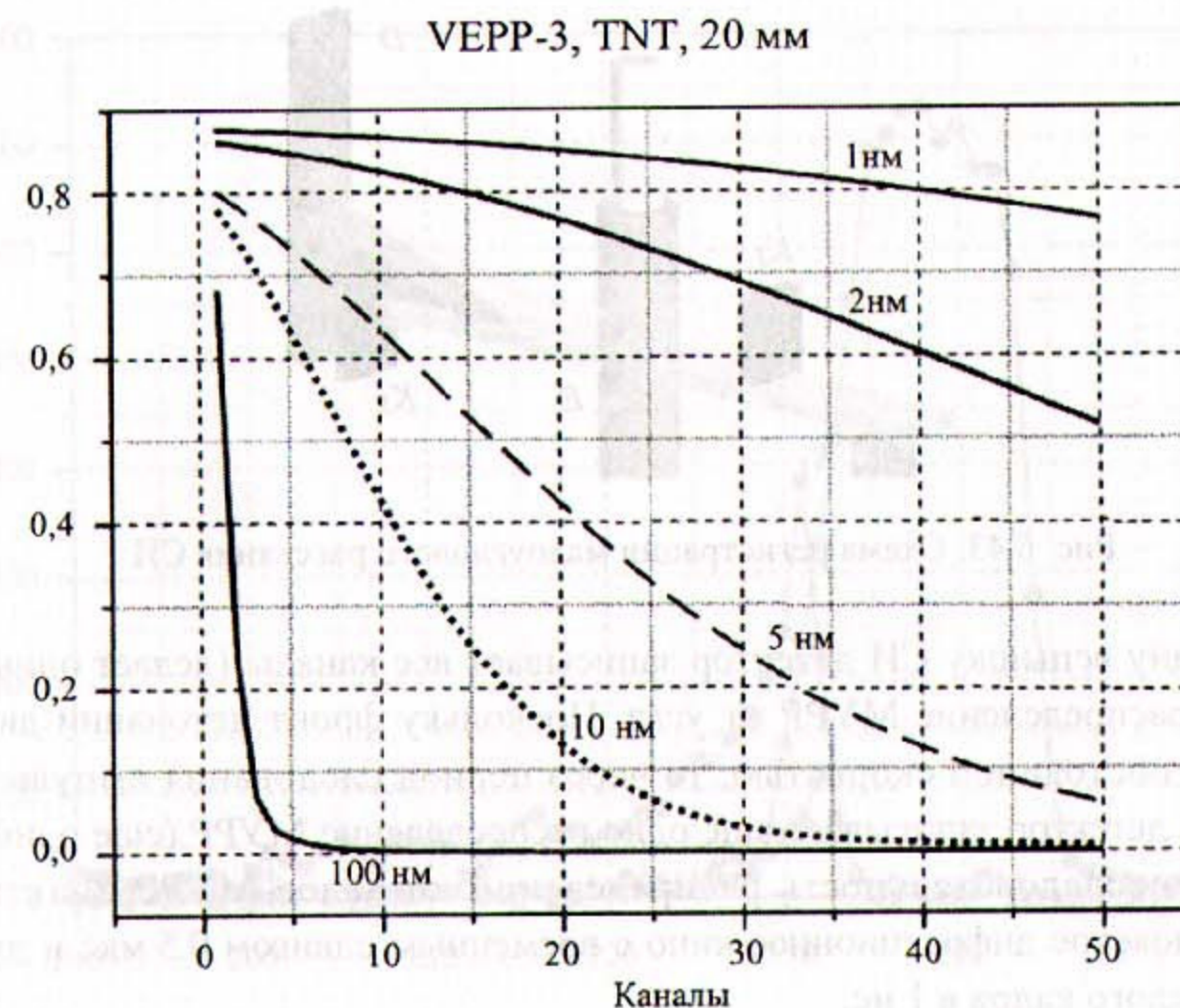


Рис. 6.42. Расчетная угловая зависимость МУРР от диаметра рассеивающих центров в ТНТ. Расчет велся по спектру ВЭПП-3 для детектора DIMEX

6.4.2. Постановка экспериментов

Для динамических экспериментов с регистрацией МУРР использовалась схема измерения, показанная на рис. 6.43. Из пучка СИ с помощью нижнего K_1 и верхнего K_2 ножей (коллиматор Кратки) на центральной части заряда ВВ формировалось пятно 0,4–1 мм высотой и 3–20 мм шириной. Перед детектором прямой пучок зарезался еще одним нижним ножом K_3 . Отклоненные лучи МУРР регистрировались детектором. Для дополнительного контроля на детектор также попадала через фильтр часть прямого пучка (через медную пластину толщиной 1 мм).

Расстояние между ножами K_1 и K_2 составляло ~ 200 мм, расстояние между ножом K_2 и зарядом ВВ ~ 700 мм, между зарядом и ножом K_3 ~ 640 мм, между ножом K_3 и детектором ~ 260 мм. Рассеянное излучение регистрировалось газовым быстродействующим детектором DIMEX [14]. Угловой диапазон измерений МУРР составлял $\sim 4 \cdot 10^{-4} - 10^{-2}$ рад. Как отмечалось выше, такой диапазон измерений позволяет регистрировать МУРР от частиц размером $\sim 1 - 100$ нм.

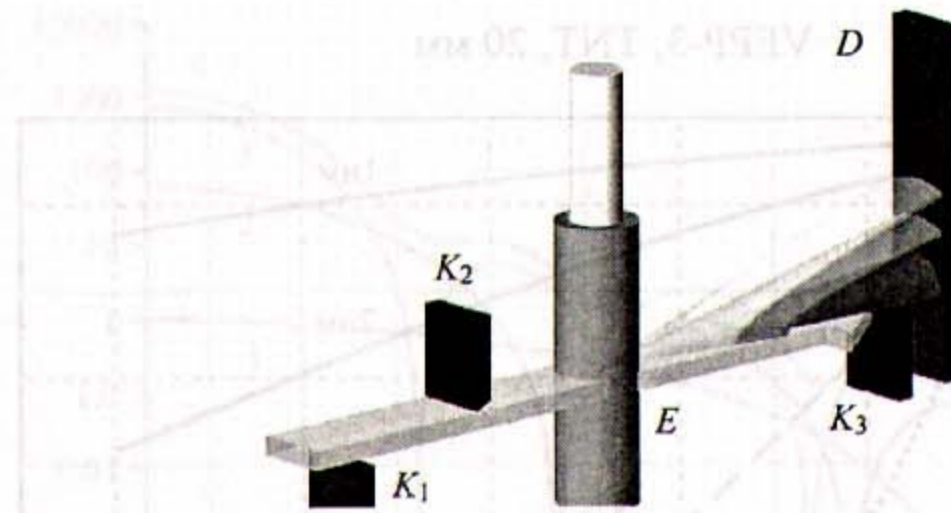


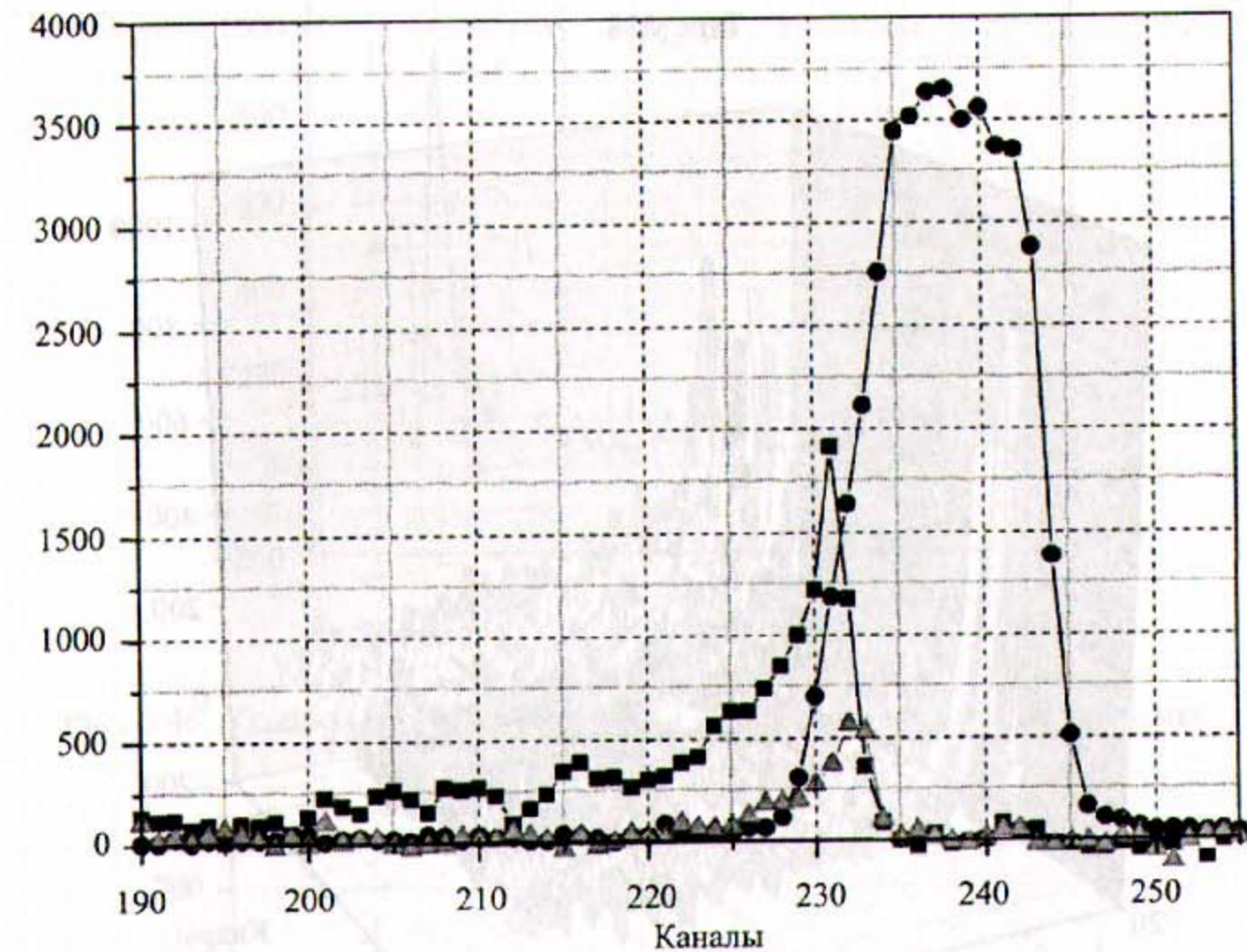
Рис. 6.43. Схема регистрации малоуглового рассеяния СИ

За одну вспышку СИ детектор записывает все каналы (делает один кадр), фиксируя распределение МУРР от угла. Поскольку фронт детонации движется по оси Z с постоянной скоростью, то через период следования импульсов СИ $T = 0,5$ мкс детектор записывает еще одно распределение МУРР (еще один кадр), формируя последовательность распределений сигналов МУРР. Фактически это рентгеновское дифракционное кино с временным сдвигом $0,5$ мкс и длительностью каждого кадра в 1 нс.

В качестве заряда ВВ использовались ВВ на основе ТАТБ диаметром 20 мм. Длина зарядов была равна $29,7$ – $30,3$ мм. Их инициирование проводилось с помощью генератора плоской волны и шайбы с промежуточным зарядом из ВВ. Запуск детектора осуществлялся замыканием проволочного контактного датчика, установленного перед взрывной линзой.

6.4.3. Результаты измерений малоуглового рентгеновского рассеяния

Во время настройки прямой проходящий пучок СИ прецизионно (шаг ножа равен 2 мкм) «зарезался» ножом так, что на детектор попадал только рассеянный сигнал. На рис. 6.44 показаны проходящее излучение от прямого пучка (кривая C , 233 – 243 каналы) и сигнал МУРР после введения ножа (кривая D). Эта кривая позволяет оценить рассеяние от воздуха. При установке экспериментальной сборки этот сигнал падает примерно на порядок из-за поглощения в образце. При юстировках измерительной системы перед экспериментом использовался муляж заряда, изготовленный из парафина с добавлением 8% взрывных нанодiamondов (производства НПО «Алтай»). Оптимальной настройке соответствовал сигнал МУРР от муляжа, примерно в ~ 4 – 5 раз превышающий уровень фона (кривая B). Во время проведения экспериментов кривая B будет расти из-за уменьшения плотности окружающей среды (ввиду разлета продуктов детонации). Этот эффект называют увеличением «контрастности».

Рис. 6.44. Распределения МУРР при настройке детектора: D (—▲—) – после закрытия пучка СИ ножом K_3 ; B (—■—) – МУРР от муляжа; C (—●—) – положение (границы) пучка СИ (проходящее излучение). Угловой размер приведен в номерах каналов

Результаты измерения динамики МУРР в ВВ на основе ТАТБ приведены на рис. 6.45. Каждая линия на графике показывает угловое распределение МУРР (один кадр – *Frame*). По оси X отложены номера каналов детектора (ширина одного канала равна $0,1$ мм). При расстоянии от заряда ВВ до детектора 900 мм одному каналу соответствует угол $0,11$ миллирадиана ($\sim 10^{-4}$ рад). Начальному (нулевому) углу соответствует канал 232 (положение ножа). Кривые $C24$ – $C20$ (кадры $C24$ – $C20$) соответствуют начальному МУРР от заряда ВВ. В кадре $C19$ фронт детонации проходит через место наблюдения. Амплитуда сигнала МУРР резко уменьшается и затем плавно нарастает. Временной интервал между кадрами составляет $0,5$ мкс.

На этом рисунке и далее угловой размер рассеяния 2θ приведен в каналах детектора h . Между ними верно соотношение $\text{tg}(2\theta) = \frac{h \cdot 10^{-1}}{900} = 1,11 \cdot 10^{-4} h$, где h – номер канала (его ширина равна $0,1$ мм), а 900 мм – расстояние от сборки до детектора. Удобно считать, что $2\theta \approx 10^{-4} h$.

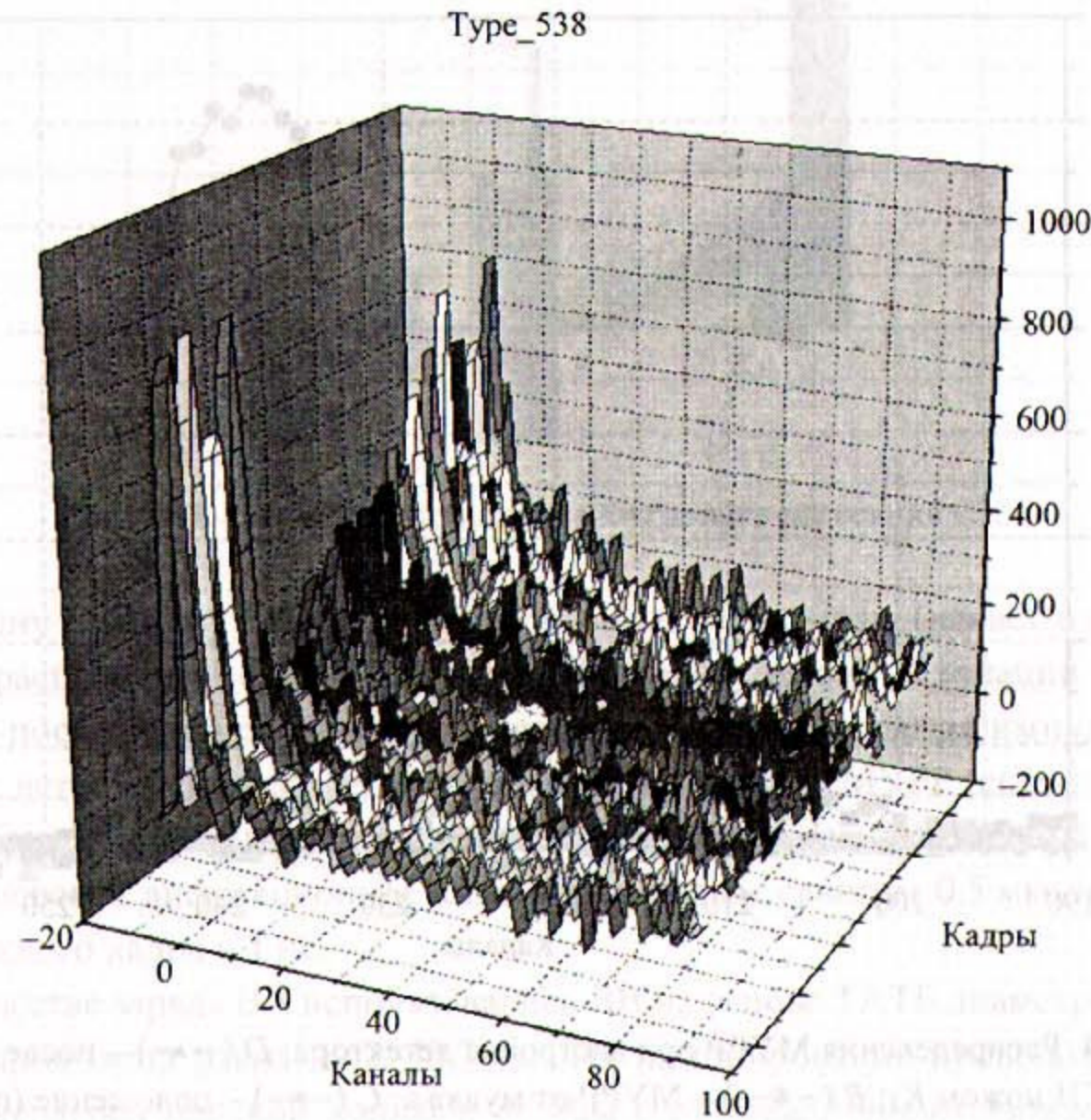


Рис. 6.45. Динамика распределения МУРР при детонации ВВ. Разные зависимости соответствуют кадрам, снятым через 0,5 мкс. Кадр С19 соответствует фронту детонации. Угол рассеяния отложен в каналах детектора

На рис. 6.46 приведено начальное (до прихода детонации) угловое распределение МУРР в ВВ. Такое распределение МУРР соответствует рассеиванию от крупных частиц диаметром ~ 100 нм, что соответствует верхней границе размеров регистрируемого МУРР (см. рис. 6.42). Возможно, число таких частиц невелико, но сигнал от них регистрируется ввиду очень сильной зависимости величины МУРР от размера частиц.

На фронте детонации (кадр С19) сигнал МУРР уменьшается практически до нуля, что означает исчезновение всех рассеивающих центров. Если сигнал уменьшался бы только за счет увеличения поглощения (масса на луче СИ увеличилась в 1,3–1,5 раза), то сигнал уменьшился бы в ~ 2 раза, но оставался бы ненулевым. Дальнейшее поведение распределений МУРР показано на рис. 6.47, где приведены кривые МУРР через 0,5 мкс (С), 1,5 мкс (В) и 10 мкс (D) после прохождения фронта детонации. Наклон кривых С, В и D постепенно увеличивается.

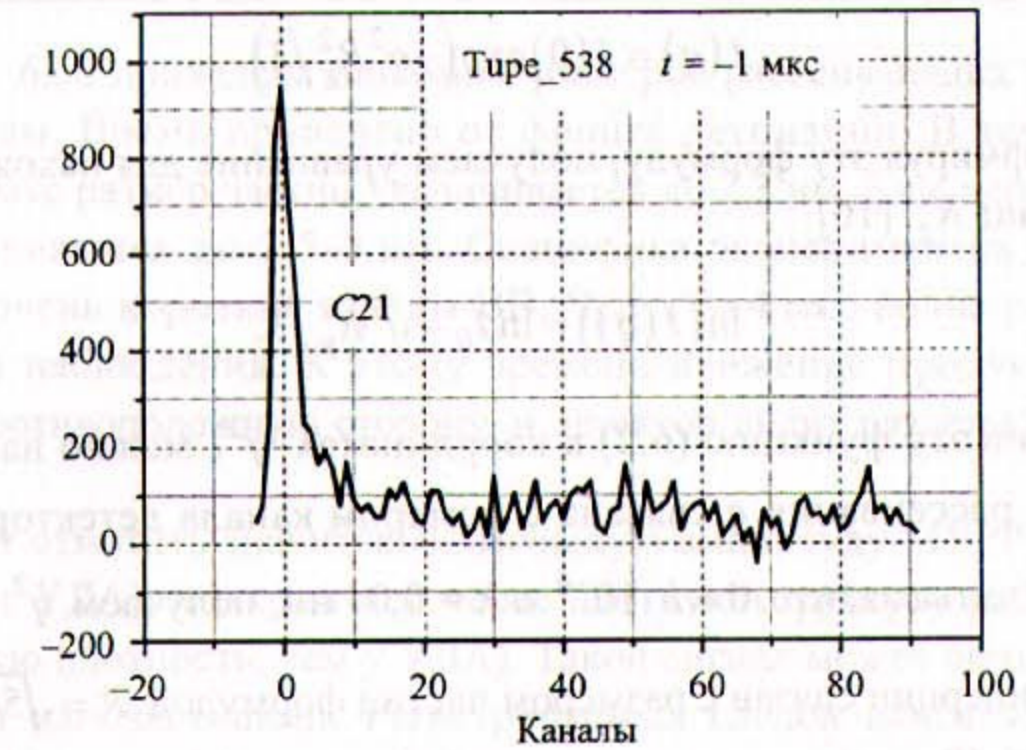


Рис. 6.46. Угловое распределение МУРР перед детонацией ВВ за 1 мкс до прихода фронта детонации

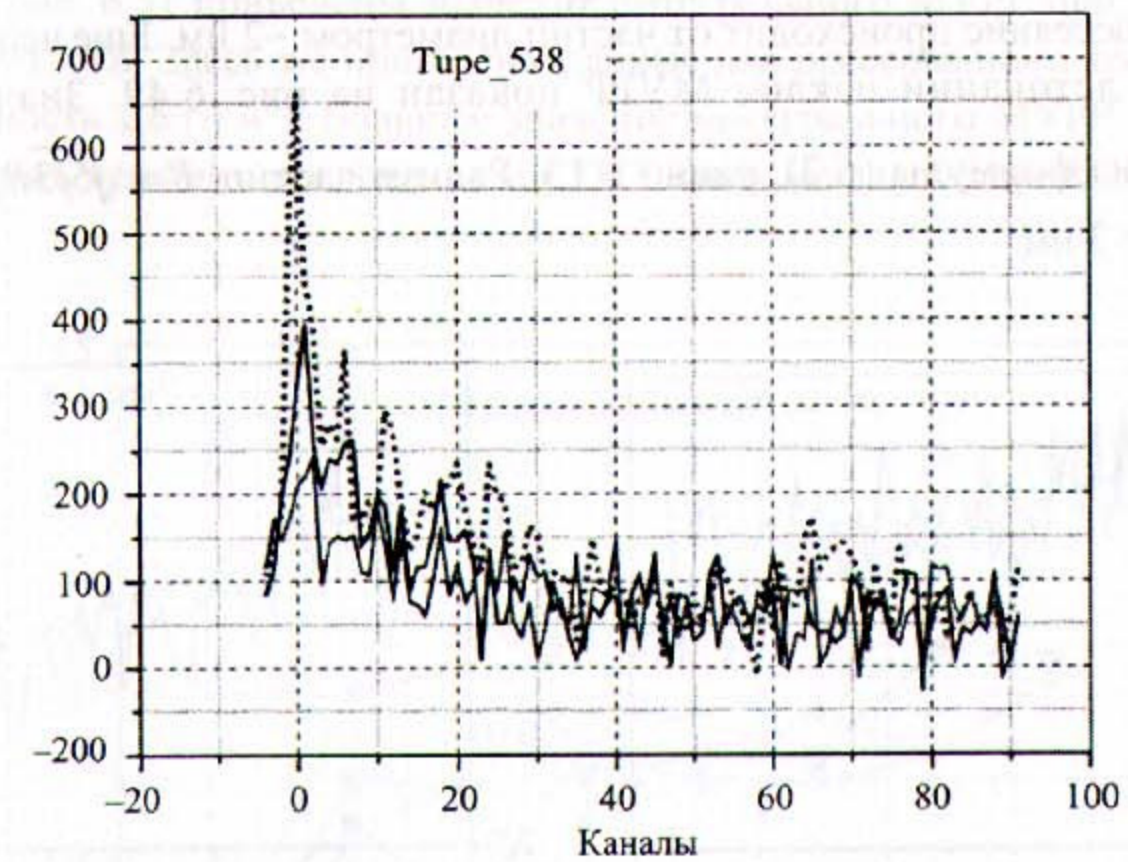


Рис. 6.47. Угловое распределение МУРР в ВВ через 0,5 мкс (— — С), 1,5 мкс (--- — В) и 10 мкс (..... — D) после прохождения фронта детонации

Средний размер рассеивающих частиц, которые дают такое распределение МУРР, можно оценить по формуле Гинье [15]. Если функцию $E(q) = \frac{1}{4\pi} \int n(\vec{r}) \exp(iq\vec{r}) d\vec{r}$ разложить в ряд, то для интенсивности можно получить формулу Гинье [15, 16],

$$I(q) = I(0) \exp(-q^2 R_g^2 / 3).$$

Логарифмируя эту формулу, получаем уравнение для нахождения радиуса инерции частиц R_g [16]

$$\ln(I(q)) = \ln I_0 - q^2 R_g^2 / 3. \quad (6.2)$$

Построив эту функцию (6.2) в координатах q^2 , можно найти R_g . Величина вектора рассеивания q связана с номером канала детектора h формулой $q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin\theta$. Учитывая, что $\theta = h \cdot 10^{-4}$ и $\lambda = 0,04$ нм, получаем $q^2 = h^2 \cdot 10^{-3}$.

Радиус инерции связан с размером частиц формулой $R = \sqrt{5/3} R_g$ [16].

На рис. 6.48 приведена зависимость (6.2) через 0,5 мкс за фронтом детонации (кадр C18). Значение R_g , полученное из формулы (6.2), равно 0,98. Радиус частиц $R = \sqrt{5/3} R_g = 1,17$ нм. Соответственно диаметр $d = 2,34$ нм. То есть через 0,5 мкс рассеяние происходит от частиц диаметром ~ 2 нм. Еще через 1,0 мкс за фронтом детонации наклон МУРР показан на рис. 6.49. Значение R_g , полученное из формулы (6.2), равно 1,13. Радиус частиц $R = \sqrt{5/3} R_g = 1,5$ нм, а диаметр $d = 3$ нм.

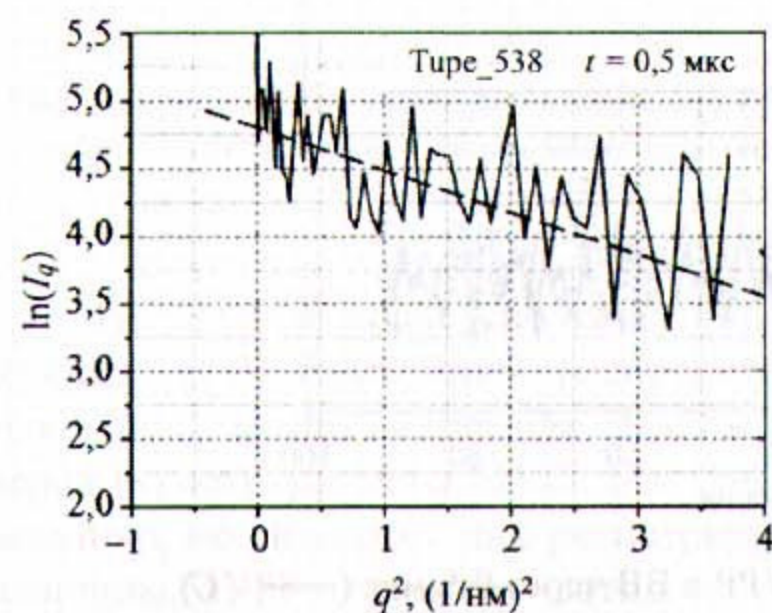


Рис. 6.48. Распределение МУРР через 0,5 мкс за фронтом детонации ВВ. Прямая линия (по формуле Гинье (6.2)) соответствует $R_g = 0,98$ нм

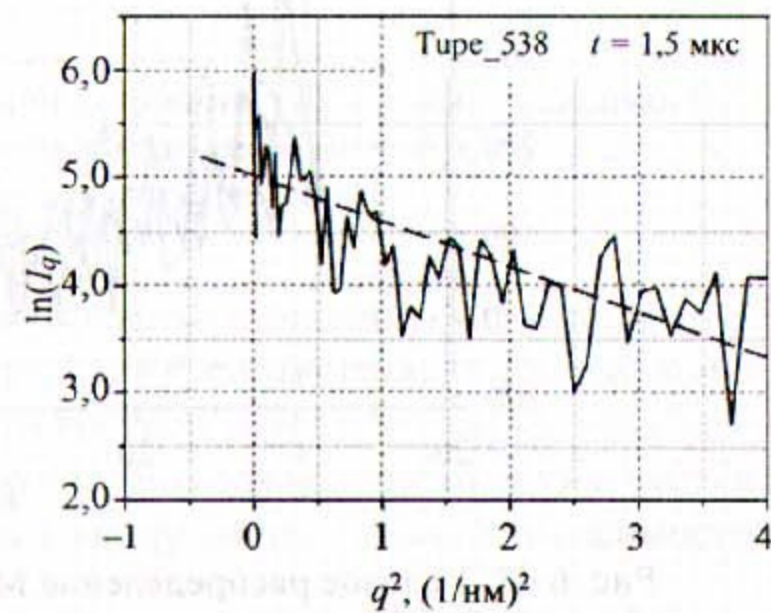


Рис. 6.49. Распределение МУРР через 1,5 мкс за фронтом детонации. Прямая линия (по формуле Гинье (6.2)) соответствует $R_g = 1,13$ нм

На рис. 6.50 приведена динамика размеров рассеивающих частиц по трем экспериментам. Время приведено от фронта детонации. В течение времени от нуля до 2 мкс размер частиц увеличивается до 2,3 нм. Еще через 2 мкс размер частиц увеличивается до 2,5–3 нм. Специфика экспериментов в том, что используются очень короткие заряды ВВ. Через 3–4 мкс волна разгрузки доходит до места наблюдения. К этому времени движение продуктов детонации уже идет в противоположную сторону, и детектор видит разлетающиеся из центра частицы.

Следует отметить значительно меньшую амплитуду МУРР (по сравнению с сигналом от УДА), что означает менее плотную структуру рассеивающих частиц (меньшую плотность, чем у УДА). Такой сигнал может быть вызван графитоподобными наночастицами. Регистрируемых следов наноалмазов не видно. Если они есть, то их размер не превышает ~ 1 нм.

В целом поведение МУРР при детонации ВВ на основе ТАТБ очень напоминает прессованный ТНТ (рис. 6.47), только с более низким уровнем сигнала.

На рис. 6.51 приведены значения интегрального МУРР при детонации ВВ на основе ТАТБ. Здесь же приведены данные для прессованного тротила (начальная плотность $1,6$ г/см³). Большее значение интегрального МУРР для ТНТ можно объяснить меньшим поглощением в ТНТ ввиду меньшей начальной плотности.

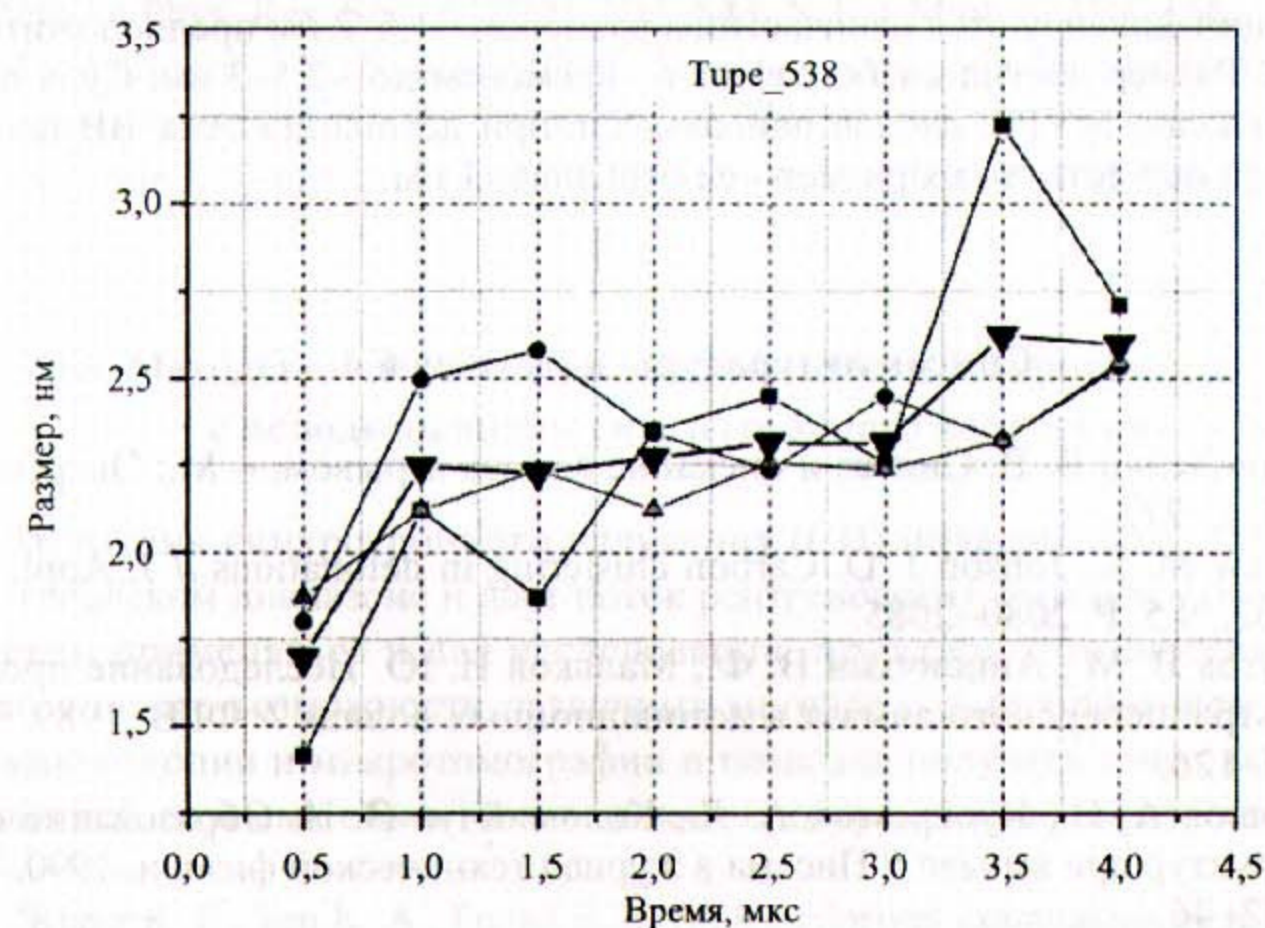


Рис. 6.50. Динамика размеров наночастиц при детонации ВВ на основе ТАТБ

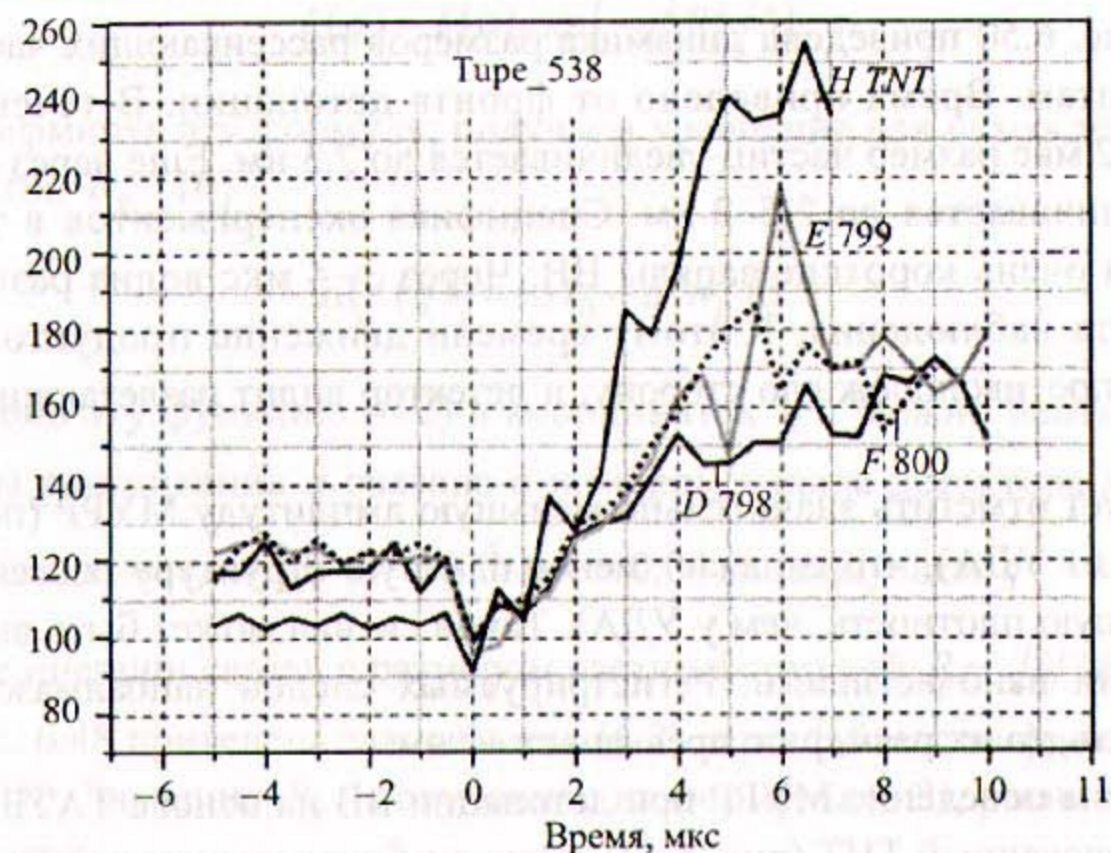


Рис. 6.51. Динамика изменения интегрального МУРР для ВВ на основе ТАТБ. Для сравнения приведена динамика МУРР для тротила (кривая *H*)

Выводы. Проведенные эксперименты с регистрацией МУРР синхротронного излучения при детонации ВВ на основе ТАТБ показали, что сразу за фронтом детонации фиксируются наночастицы размером $\sim 1,5\text{--}2$ нм предположительно из графита. Размер частиц слабо растет со временем до $\sim 2,5\text{--}3$ нм. Судя по амплитуде сигналов МУРР, следов нанодIAMONDS при детонации этих ВВ не обнаружено. Если они есть, то их размер не превышает 1 нм.

Список литературы к разделу 6.4

1. Даниленко В. В. Синтез и спекание алмаза взрывом. — М.: Энергоатомиздат, 2003. С. 272.
2. Shaw M. S., Jonson J. D. Carbon clustering in detonations // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62, N 5. P. 2080–2085.
3. Титов В. М., Анисичкин В. Ф., Мальков И. Ю. Исследование процесса синтеза ультрадисперсного алмаза в детонационных волнах // ФГВ. 1989. Т. 35, № 3. С. 117–126.
4. Ершов А. П., Куперштох А. Л., Коломийчук В. Н. Образование фрактальных структур при взрыве // Письма в журнал технической физики. 1990. Т. 16, вып. 3. С. 42–46.
5. Куперштох А. Л., Ершов А. П., Медведев Д. А. Модель коагуляции углеродных кластеров при высоких плотностях и температурах // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 4. С. 102–109.

6. Vieccelli J. A., Ree F. H. Carbon clustering kinetics in detonation wave propagation // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 86, N 1. P. 237–248.
7. Vieccelli J. A., Ree F. H. Carbon particle phase transformation kinetics in detonation waves // Ibid. 2000. Vol. 88, N 2. P. 683–690.
8. Даниленко В. В. Фазовая диаграмма нанодIAMONDA // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 4. С. 110–116.
9. Алешаев А. Н., Зубков П. И., Кулипанов Г. Н. и др. Применение синхротронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов // Там же. 2001. Т. 37, № 5. С. 104–113.
10. Evdokov O. V., Fedotov M. G., Kulipanov G. N. et al. Dynamics of the formation of the condensed phase particles at detonation of high explosives // Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. Sec. A, September 1, 2001. Vol. 470, N 1–2. P. 236–239.
11. Лобойко Б. Г., Любятинский С. Н. Зоны реакции детонирующих твердых взрывчатых веществ // ФГВ. 2000. Т. 36, № 6. С. 45–64.
12. Titov V. M., Tolochko B. P., Ten K. A. et al. Where and when are nanodiamonds formed under explosion? // Diamond & Related Materials. 2007. Vol. 16, N 12. P. 2009–2013.
13. Ten K. A., Титов В. М., Толочко Б. П. и др. Измерение динамики малоуглового рассеяния синхротронного излучения у взрывчатых веществ с добавками нанодIAMONDA // Физика экстремальных состояний вещества. — Черногловка: Институт проблем химической физики РАН, 2007. С. 146–148.
14. Aulchenko A., Zhulanov V., Shekhtman L. et al. One-dimensional detector for study of detonation processes with synchrotron radiation beam. // Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. Sec. A. 2005. Vol. 543, N 1. 1 May. P. 350–356.
15. Feigin L. A., Svergun D. I. Structure Analysis by Small-Angle X-Ray and Neutron Scattering // NY. Plenum Press. 1987. P. 335.
16. Paar A. A practical Guide to SAXS // Amsterdam. PANalytical. 2006. P. 135.

6.5. Методы рентгеновской микроскопии и микротомографии с использованием синхротронного излучения*

Источник синхротронного излучения (СИ) обладает большой яркостью в рентгеновском диапазоне и дает поток рентгеновских фотонов, который может с успехом применяться и для исследований структуры статических объектов, открывая новые возможности различных методов с использованием рентгеновской микроскопии и микротомографии и позволяя получать качественные изображения исследуемых объектов с высоким пространственным разрешением.

*Kuper K. E., Ten K. A., Prueel E. R. High explosives examination by high-resolution X-ray computed tomography on the VEPP-3 synchrotron radiation // Physics of Extreme states of Matter-2009 / Ed. by V. E. Fortov et al. Institute of Problems of Chemical Phys. RAS. Chernogolovka, 2009. P. 130–132.

6.5.1. Рентгеновская микроскопия

Пространственное разрешение рентгеновской микроскопии определяется геометрией эксперимента (соотношение расстояний источник – образец и образец – детектор), размерами источника, пространственным разрешением детектора и дифракцией излучения на изучаемых деталях объекта.

$$\Delta_{mk} = \sqrt{\left(\frac{\Delta_{sr}}{L_1} L_2\right)^2 + \left(\frac{L_2 \lambda}{\Delta_{sm}}\right)^2 + \Delta_{dt}^2},$$

где Δ_{mk} – пространственное разрешение рентгеновской микроскопии, Δ_{sr} – размер источника СИ, Δ_{dt} – пространственное разрешение детектора, Δ_{sm} – размер изучаемого объекта, L_1 – расстояние источник – образец, L_2 – расстояние образец-детектор, λ – длина волны излучения.

Используя одну из самых важных особенностей СИ – малую угловую расходимость $d\varphi \sim m_0 c^2 / E$, составляющую всего лишь доли миллирадиан, можно сильно увеличить расстояние источник – образец (обычно несколько десятков метров) при сравнительно небольшом расстоянии источник – образец, менее сантиметра в зависимости от условий проводимого эксперимента. Учитывая тот факт, что длина волны в рентгеновском диапазоне сравнима с 1 \AA , как правило, погрешностью, связанной с дифракцией излучения, можно пренебрегать. Тогда основным фактором, влияющим на разрешение рентгеновской микроскопии, становится пространственное разрешение используемого детектора. Основным способом регистрации в настоящее время является перевод энергии рентгеновского фотона в видимый спектр излучения посредством сцинтиллирующих экранов с последующей регистрацией с помощью высокочувствительных *CCD* и *CMOS* матриц с пространственным разрешением порядка нескольких микрометров. Исключение могут составлять детекторы, выполненные на основе *Image Plate*, в экспериментах, где требуется высокий динамический диапазон регистрации при отсутствии необходимости моментального получения рентгеновского изображения. Основной вклад в разрешающую способность рентгеновских детекторов, сделанных на основе *CCD* и *CMOS* матриц, вносит толщина и размер зернистости используемых сцинтилляторов. Толщина сцинтиллирующего экрана зависит от диапазона регистрируемого рентгеновского излучения и варьируется от 50 до 200 мкм. Чтобы превзойти пространственное разрешение детектора, используют увеличивающую рентгеновскую оптику. Примером такой оптики может служить *Bragg Magnifier*, основанный на брэгговской дифракции от асимметрично срезанного кристалла.

Дифракция от асимметрично срезанного кристалла позволяет получать увеличенное изображение в одном направлении с коэффициентом M (рис. 6.52), который можно рассчитать по формуле

$$M = \frac{\sin(\theta_b + \varphi)}{\sin(\theta_b - \varphi)},$$

где θ_b – угол Брэгга, зависящий от энергии падающего излучения, φ – угол дифракционной плоскости к поверхности кристалла. Использование двух кристаллов со взаимно перпендикулярно расположенными дифракционными плоскостями даст увеличенное изображение образца (рис. 6.53).

Иллюстрацией возможностей использования *Bragg Magnifier* может служить рентгеновская томография кристалла природного алмаза (рис. 6.54), полученная на станции «Томографии и Микроскопии» накопителя ВЭПП-3 с пространственным разрешением 3 мкм.

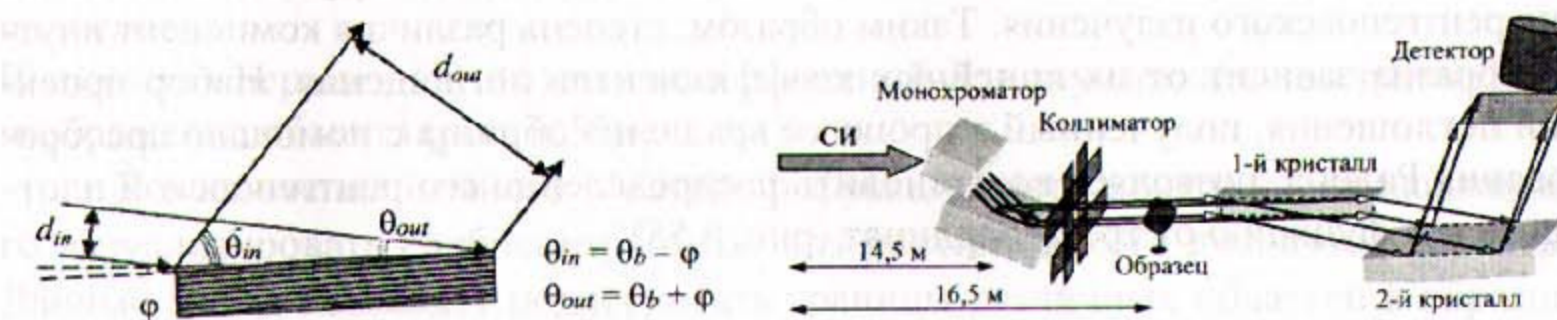


Рис. 6.52. Схема, иллюстрирующая брэгговскую дифракцию от асимметрично срезанного кристалла

Рис. 6.53. Схема эксперимента с использованием *Bragg Magnifier*

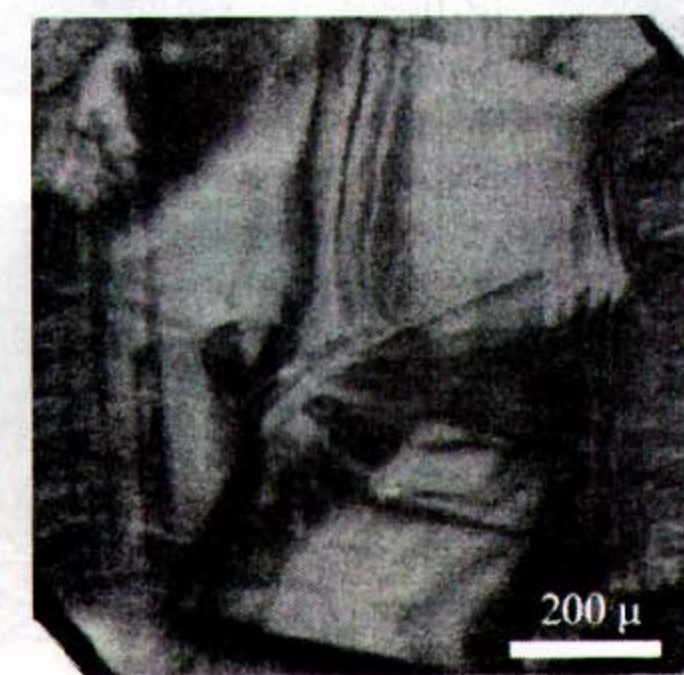


Рис. 6.54. Рентгеновская томография кристалла природного алмаза

6.5.2. Рентгеновская микротомография

Томография (от греческого *tomos* – слой и *grapho* – пишу) – метод неразрушающего послойного исследования внутренней структуры объекта посредством многократного его просвечивания в различных пересекающихся направлениях. Метод рентгеновской компьютерной томографии (РКТ) позволяет получать трехмерные данные о внутренней структуре образца без его разрушения. Суть метода заключается в просвечивании образца рентгеновскими лучами, которые по-разному поглощаются в его различных областях. Ослабление рентгеновского излучения вдоль луча является интегральной характеристикой плотности исследуемого объекта. Ослабление рентгеновского излучения описывается по известному закону

$$I = I_0 \exp\left(-\int_L \mu(s) ds\right),$$

где I_0 – интенсивность рентгеновского источника, I – интенсивность рентгеновского пучка, прошедшего в объекте путь L , μ – линейный коэффициент ослабления рентгеновского излучения. Таким образом, степень различия компонент внутри образца зависит от их линейных коэффициентов поглощения. Набор проекций поглощения, полученный в процессе вращения образца с помощью преобразования Радона, позволяет восстановить распределение его рентгеновской плотности как функцию от трех координат (рис. 6.55).

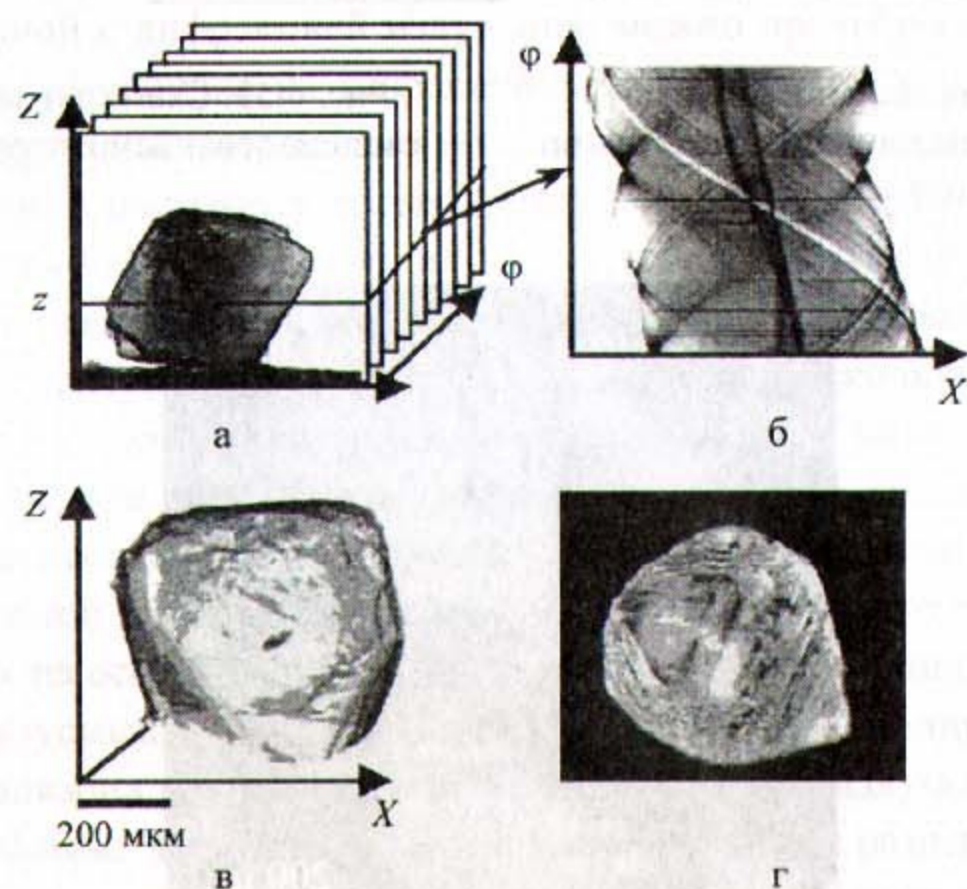


Рис. 6.55. Восстановление трехмерного изображения кристалла алмаза: а – набор проекций, полученных в процессе вращения образца; б – функция $R(\varphi, x)$ одного из срезов образца; в – восстановленное 3D изображение; г – фотография исследуемого алмаза

Одним из распространенных примеров использования преобразования Радона служит алгоритм обратного проецирования на основе преобразования Фурье. Алгоритм может быть представлен в виде последовательности операций:

- 1) из набора проекций исследуемого объекта (рис. 6.55,а) при различных углах φ и фиксированном значении z получаем функцию $R(\varphi, x)$ (рис. 6.55,б);
- 2) для данной функции $R(\varphi, x)$ определяется ее преобразование Фурье $R_\varphi(\omega, \varphi)$;
- 3) функция $R_\varphi(\omega, \varphi)$ умножается на $\pi|\omega|$;
- 4) вычисляется обратное преобразование Фурье произведения $\pi|\omega| \cdot R_\varphi(\omega, \varphi)$ и тем самым определяется функция $I(s', \varphi)$;
- 5) аргументу s' функции $I(s', \varphi)$ присваивается значение $x \cos \varphi + y \sin \varphi$;
- 6) производя интегрирование функции $I(x \cos \varphi + y \sin \varphi, \varphi)$ по углу φ , получаем функцию $f(x, y)$, описывающую распределение плотности образца в слое z .

Выполняя операции (1)–(6) для всех значений Z , получаем полное трехмерное изображение объекта (рис. 6.55,в).

В заключение немного о методе рефракционного контраста, позволяющего визуализировать слабоконтрастные для рентгеновского диапазона объекты. Данный метод позволяет подчеркивать границы различных областей в образце, даже если коэффициенты поглощения в этих областях очень близки (рис. 6.56). Это становится возможным при использовании кристаллов-анализаторов, позволяющих выделять небольшие (на уровне 10^{-4} – 10^{-5} рад) отклонения лучей, обусловленные рефракцией рентгеновского излучения в образце. Кристаллы-анализаторы отражают только те лучи, которые удовлетворяют условию Вульфа – Брэгга, что приводит к подчеркиванию деталей на границе раздела сред в получаемом изображении.

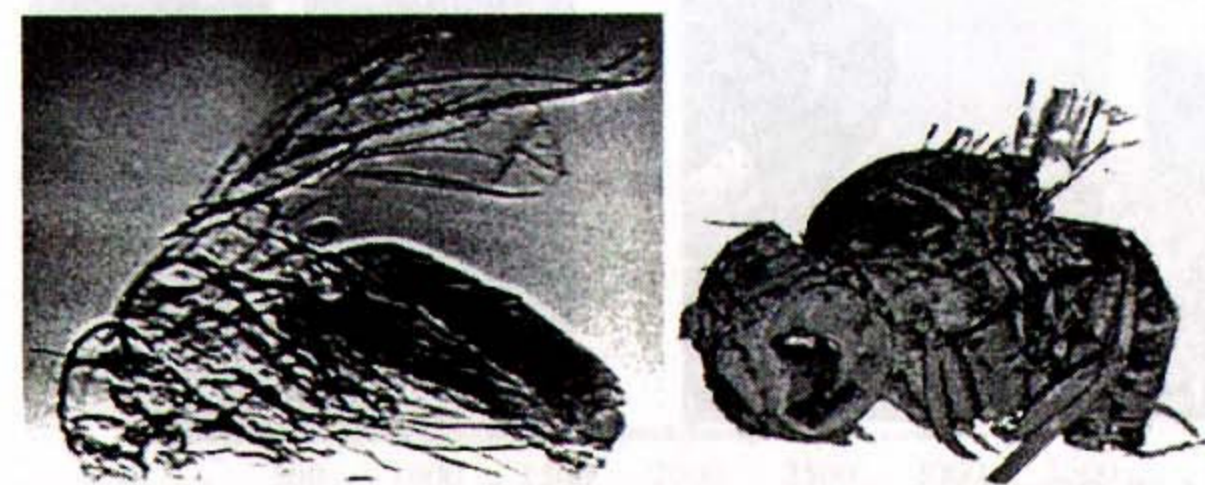


Рис. 6.56. Одна из проекций мухи дрозофилы, полученная методом рефракционного контраста, и ее восстановленное трехмерное изображение

Рентгеновская микротомография образцов ВВ. Для получения томограмм использовались разные ВВ на основе ТАТБ. Проводилась съемка всего образца размером 20×30 мм. На рис. 6.57 приведен срез образца из ВВ. На обоих снимках видно конусообразное уплотнение в верхней части образца. Плотность в этих местах больше средней на $\sim 4\%$.

Общий вид станции для проведения микротомограммы ВВ показан на рис. 6.58. Справа – один из образцов.

В этих экспериментах проводилась съемка образца размером 1×1 мм. Данные записывались в формате *Amira* (*3D Analysis Software for Sciences*). На рис. 6.59 приведены общий вид и срезы вдоль трех плоскостей образцов из ВВ. Пространственное разрешение в этих случаях составляло ~ 5 мкм. На рисунках темным местам соответствует меньшая плотность (изображение негативное). Программа *Amira* позволяет рассматривать образец в любом внутреннем сечении под произвольным углом, а также строить распределение неоднородностей по размерам (рис. 6.60).

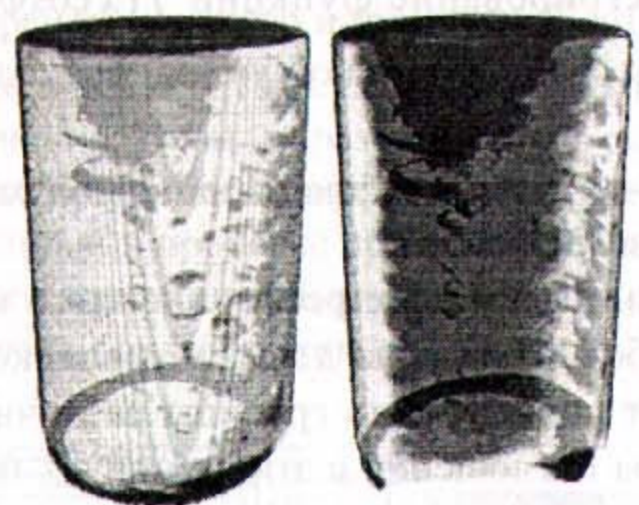


Рис. 6.57. Томография заряда ВВ размером 20×30 мм. Справа – срез образца. Увеличение плотности в видимой части воронки составляет $\sim 4\%$

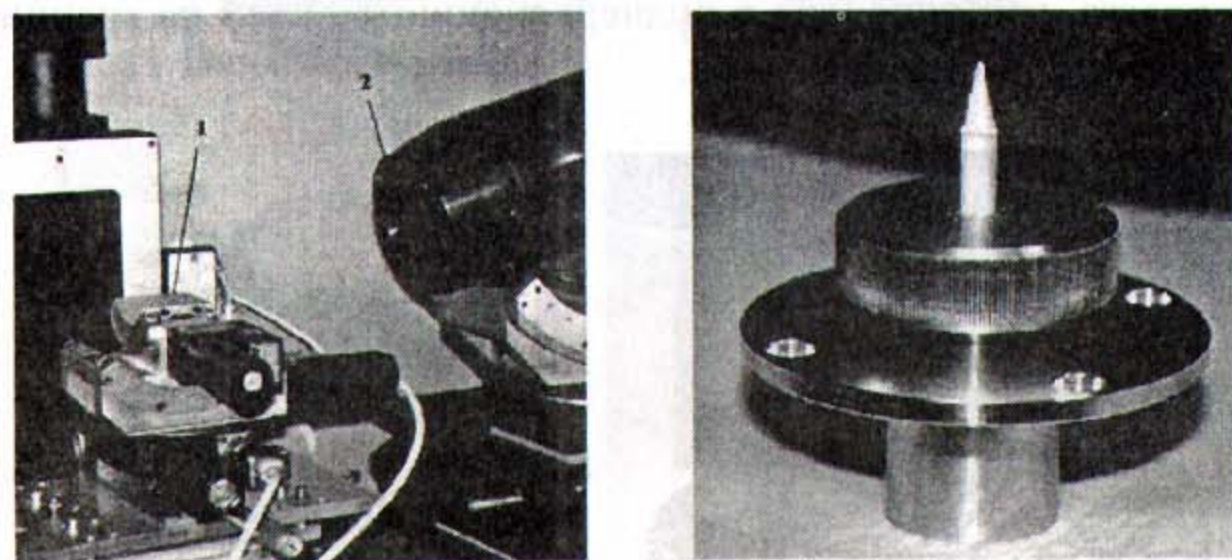


Рис. 6.58. Общий вид станции рентгеновской микротомографии (слева): 1 – место крепления образца (поворотный механизм убран); 2 – детектор. Справа – образец ПСТ, закрепленный на поворотном устройстве

Приведенные томограммы показывают возможность проводить анализ внутренней структуры ВВ с микронной точностью без их разрушения. Отличительной особенностью метода является возможность рассматривать внутреннюю структуру в произвольной плоскости и под любым углом.

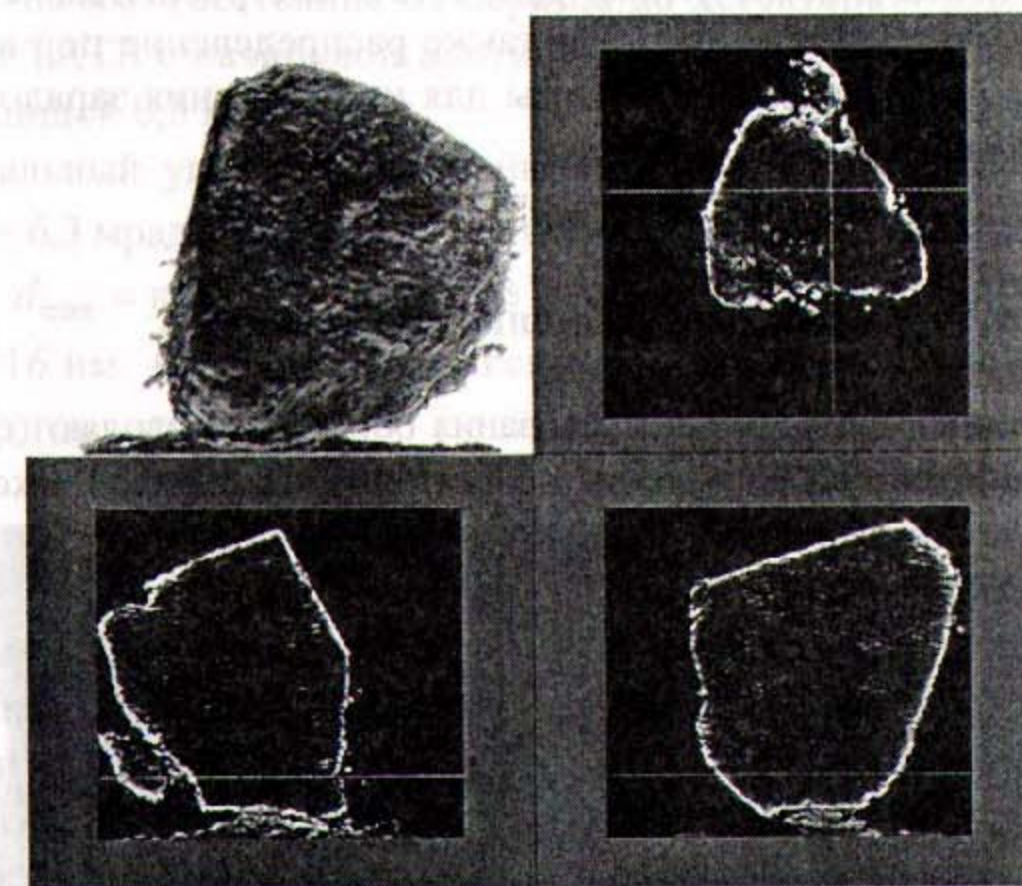


Рис. 6.59. Микротомография образцов ВВ размером 1 мм: слева сверху – общий вид образца; справа и снизу – срезы в плоскостях (XY) , (XZ) и (YZ) . Светлым местам соответствует большая плотность

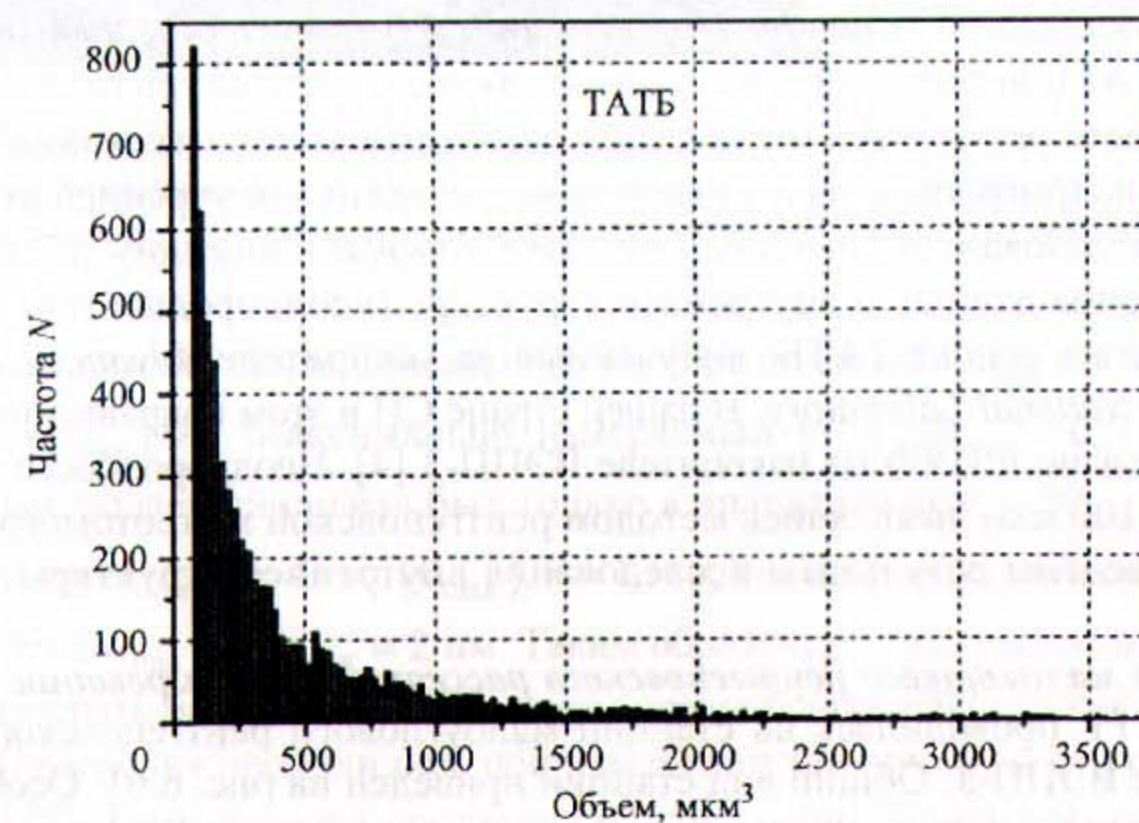


Рис. 6.60. Распределение неоднородностей плотности

Выводы. Приведенные рентгеновские микротомограммы ТАТБ показывают возможность проводить анализ внутренней структуры ВВ с микронным пространственным разрешением без их разрушения. Отличительной особенностью метода является возможность рассматривать внутреннюю структуру в произвольной плоскости и под любым углом. Для ТАТБ построены зависимости плотности в любой точке внутри объема, а также распределение пор в зависимости от их размеров. Эти данные необходимы для изготовления зарядов со стабильными параметрами.

6.6. Дифракционные методики

Дифракционные методики исследования образцов позволяют определять их внутренние параметры без нарушения целостности. В главе изложены результаты дифракционных исследований взрывчатых материалов на основе 1,3,5-триамино-2,4,6-тринитробензола (ТАТБ).

Внутренние параметры исходных взрывчатых материалов (ВМ) сильно влияют на их детонационные характеристики. Наличие пустот (пор) и их распределение по размерам влияют не только на условия инициирования, но и на максимальные параметры в кумулятивных процессах. Контроль таких параметров, как распределение неоднородностей по размерам, а также изменение параметров кристаллической решетки в зависимости от температуры является в настоящее время актуальной задачей. Дифракционные методики исследования ТАТБ позволяют определять внутренние параметры ВВ без нарушения целостности образца. Объектом исследования являлись новые, перспективные для промышленности взрывчатые составы, изготовленные на основе 1,3,5-триамино-2,4,6-тринитробензола (ТАТБ). Особенностью ТАТБ является более высокая рабочая температурная стойкость, а также способность разлагаться (без взрыва) при дальнейшем нагревании [1].

Впервые синхротронное излучение для исследования внутренней структуры ВМ было использовано в *Lawrence Livermore National Laboratory* [2]. В работах [3, 7] приведены данные о внутренней структуре (неоднородностях) американских составов на основе ТАТБ, полученные на ускорителе *Advanced Photon Source* в *Argonne National Laboratory*. В нашей стране СИ в этом направлении было впервые использовано в ИЯФ на накопителе ВЭПП-3 [4]. Неоднородности размером от 5 мкм до 100 мкм выявлялись методом рентгеновской микротомографии.

Ниже приведены результаты исследования внутренней структуры образцов из ТАТБ.

Измерение малоуглового рентгеновского рассеяния при нагревании ТАТБ. Регистрация МУРР проводилась на станции малоуглового рентгеновского рассеяния в бункере ВЭПП-3. Общий вид станции приведен на рис. 6.61. Особенностью работы на этой станции является использование монохроматического пучка ($E = 8,2$ кэВ) с малыми размерами ($0,3 \times 0,3$ мм) пучка СИ. Прямой пучок заре-

зался диском диаметром 5 мм, расположенным на расстоянии 385 мм от образца. Для регистрации малоуглового рентгеновского рассеяния (рис. 6.62) использовался двухкоординатный детектор *Mar Research Sx165*. Детектор имеет 2048×2048 пикселей (ячеек) размером 80×80 микрон. Внешняя апертура детектора (приемная часть) равна 165 мм. Расстояние от образца до детектора – 395 мм. Исследовались образцы ТАТБ с начальной плотностью $\rho = 1,91$ и $1,87$ г/см³, размерами 4×4 мм и толщиной 0,5 мм.

Минимальный угол при настройке измерений МУРР составлял $2\theta_{\min} = 0,0063$ рад = 6,3 мрад. Этому углу соответствует максимально измеряемый размер полости $d_{\max} = \pi/q_{\min}$, где вектор рассеяния $q_{\min} = 4\pi \sin(\theta_{\min})/\lambda = 0,261$, при $\lambda = 0,1516$ нм. Отсюда для максимального размера получаем: $d_{\max} = \pi/q_{\min} = 12,0$ нм.

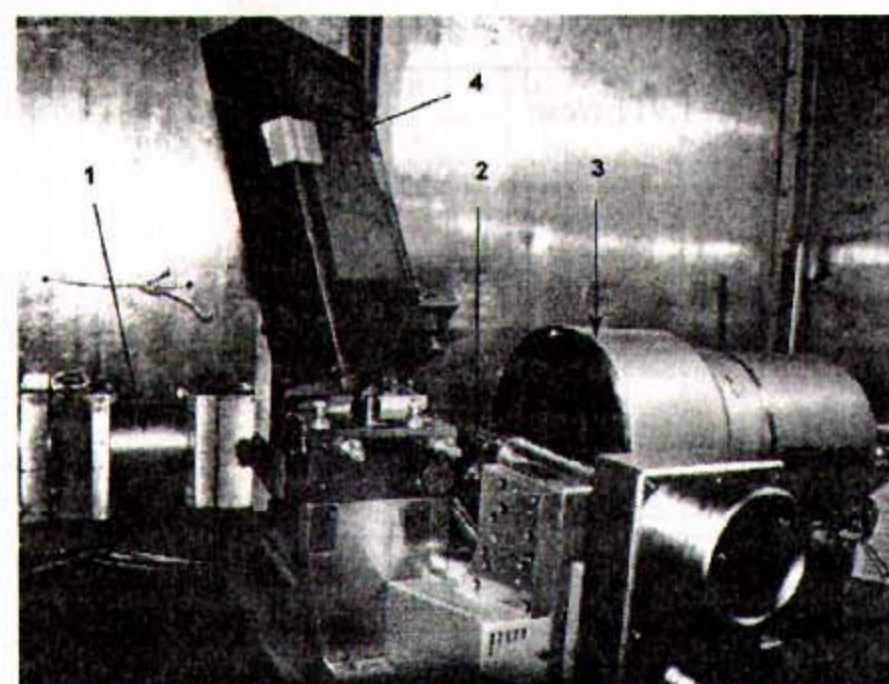


Рис. 6.61. Общий вид станции регистрации малоуглового рассеяния: 1 – коллиматор; 2 – образец; 3 – детектор; 4 – табло настроек

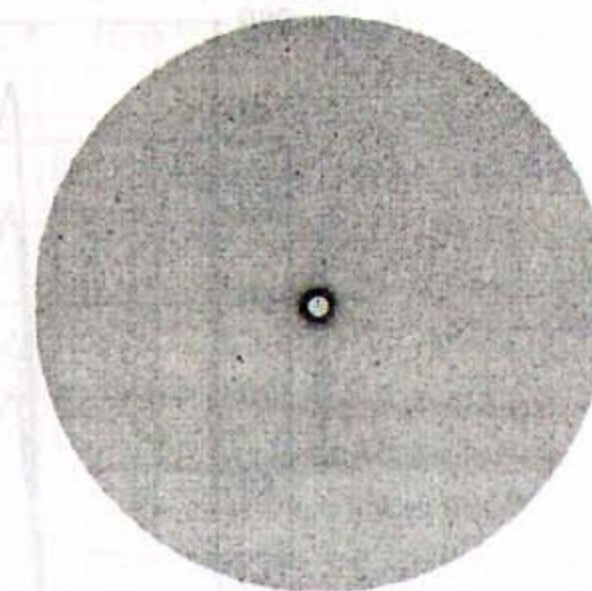


Рис. 6.62. Экспериментальная запись МУРР на детекторе *Mar Research Sx165*

Аналогично для минимального размера полостей: $d_{\min} = \pi/q_{\max}$, где $q_{\max} = 4\pi \sin(\theta_{\max})/\lambda$. Максимально измеряемый угол $2\theta_{\max} = 0,2$ рад, однако реально наблюдаемый сигнал был только в диапазоне углов $2\theta_{\max} = 0,036$ рад, что соответствует $q_{\max} = 4\pi \sin(\theta_{\max})/\lambda = 1,5$ и, следовательно, максимальному размеру полости $d_{\min} = \pi/q_{\max} = 2$ нм. Таким образом, данные настройки станции позволяют измерять методом МУРР размеры неоднородностей (полостей) от 2 до 12 нм.

Измерения проводились при изменении температуры от комнатной (27 °С) до 250 °С. Темп нагрева составлял ~ 1 град./мин. Длина волны монохроматора $\lambda = 1,516$ Å = $0,1516$ нм (энергия СИ равна $8,2$ кэВ). Характерный вид дифракто-

граммы приведен на рис. 6.62 (при $T = 27^\circ\text{C}$). После интегрирования по кругу были получены кривые МУРР в зависимости от угла рассеяния 2θ для измеренных температур (рис. 6.63). При нагревании образцов сигналы МУРР растут, что связано с ростом неоднородностей внутри образца.

Для обработки кривых МУРР использовалась программа *GNOM* [6]. При расчете распределений пор по размерам предполагалось, что неоднородности сферические. Выходными данными был объем, занимаемый неоднородностями.

$Volume = 4\pi R^3/3N(R)$, где $N(R)$ – относительное число неоднородностей.

На рис. 6.64 приведены кривые объема для двух образцов с разными плотностями ($C - 1,91 \text{ г/см}^3$ и $H - 1,87 \text{ г/см}^3$). Там же показаны расчетные ошибки измерений. Видно, что методика очень чувствительна к изменению начальной плотности образца. При изменении плотности на $0,041 \text{ г/см}^3$ (т. е. $\Delta\rho/\rho = 0,021$) объем пор увеличивается в 1,83 раза.

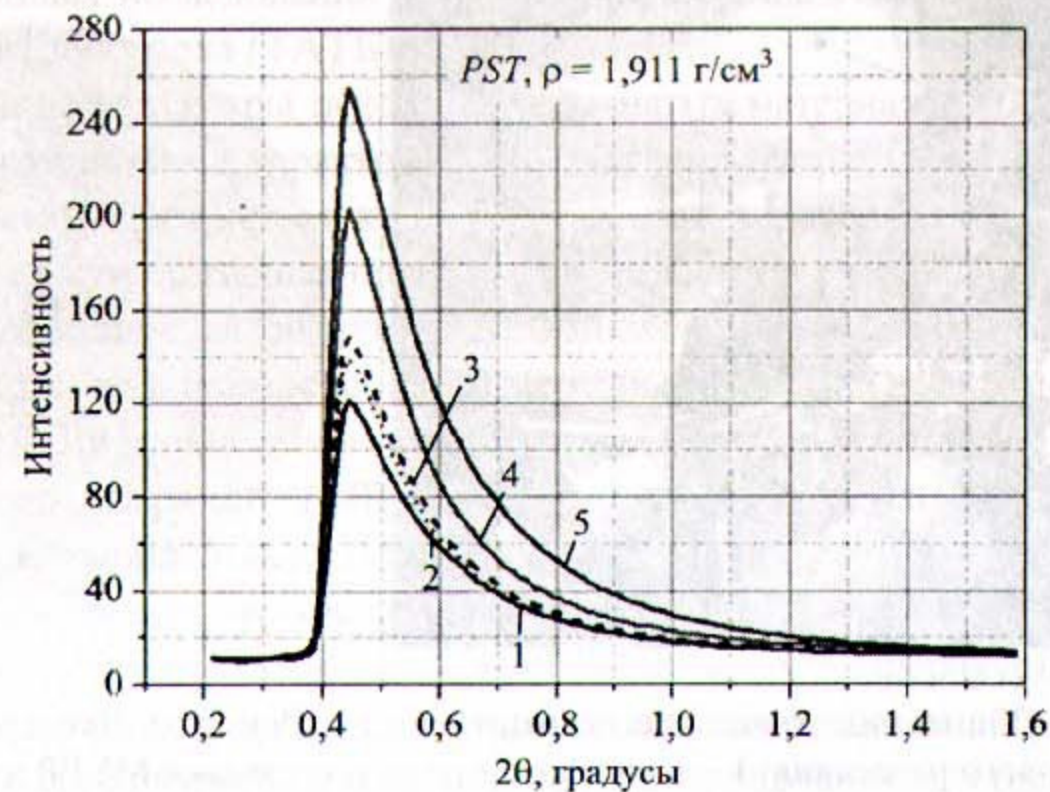


Рис. 6.63. Распределение малоуглового рассеяния СИ для ТАТБ в зависимости от температуры (плотность образца $1,91 \text{ г/см}^3$): 1 – $T = 27 \text{ К}$; 2 – $T = 100 \text{ К}$; 3 – $T = 150 \text{ К}$; 4 – $T = 200 \text{ К}$; 5 – $T = 250 \text{ К}$

На рис. 6.64 видно, что при нагревании образца заметно увеличивается величина МУРР, которая зависит от числа и размеров внутренних неоднородностей.

На рис. 6.65 приведены зависимости объема пор при изменении температуры для образца ТАТБ с плотностью $1,91 \text{ г/см}^3$. Объем пор заметно растет с ростом температуры. Следует отметить, что при более точной калибровке в экспериментах из распределений по объему можно получить общее (полное) количество пор в единице объема образца, которое тоже будет сильнее зависеть от температуры, чем относительное распределение.

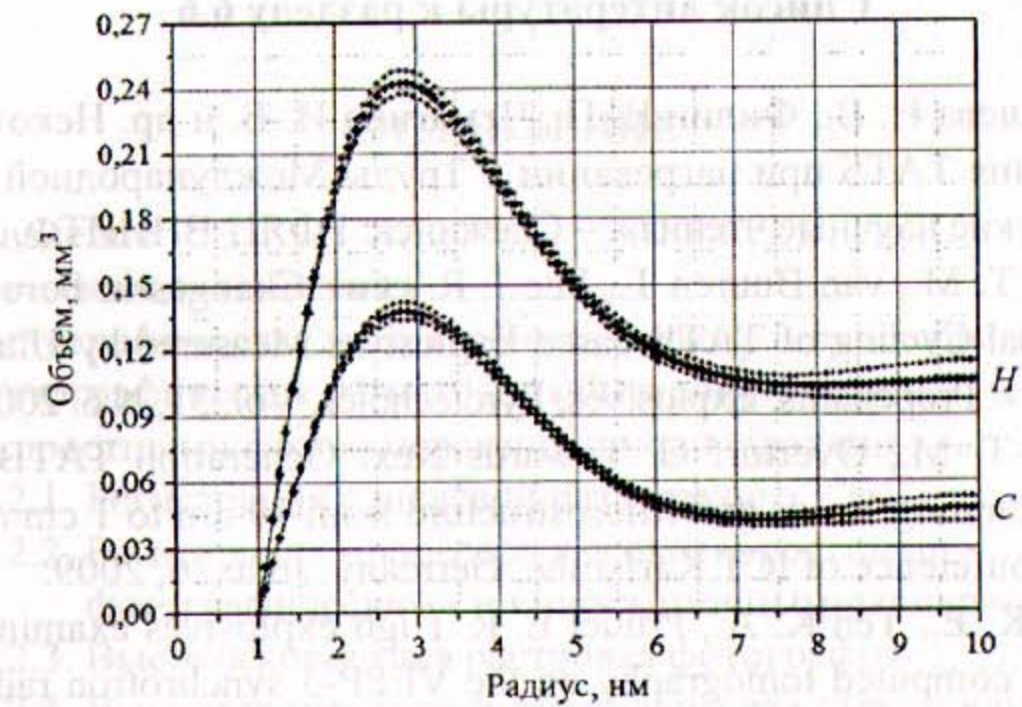


Рис. 6.64. Зависимость общего объема пор от их размера для разных плотностей ТАТБ: • – C , $\rho = 1,911 \text{ г/см}^3$; ♦ – H , $\rho = 1,870 \text{ г/см}^3$

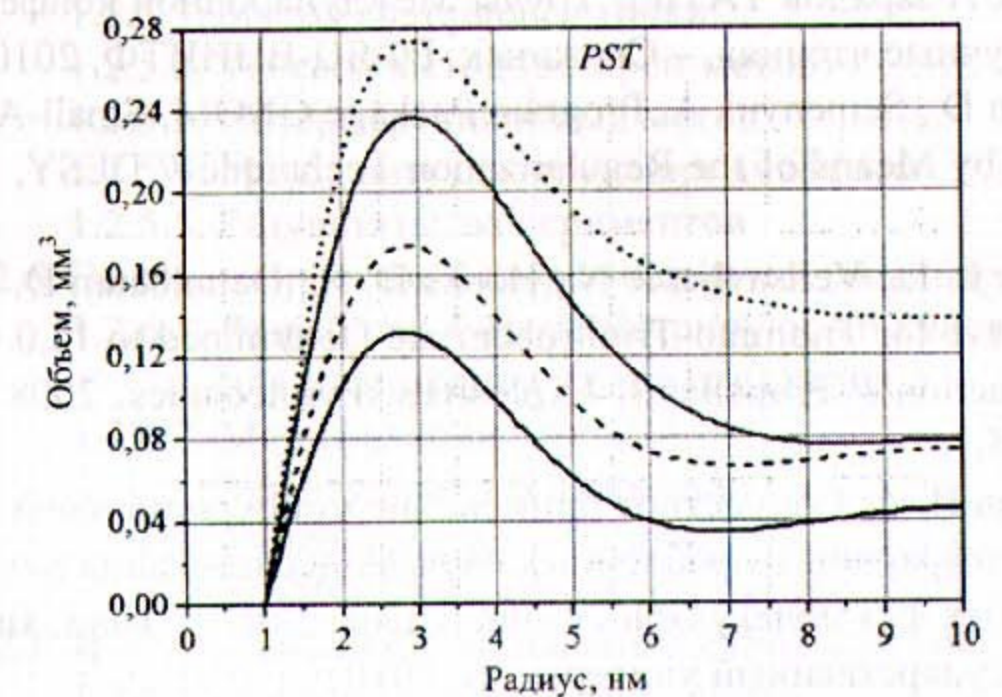


Рис. 6.65. Зависимость общего объема пор от их размера при нагреве ТАТБ: — — — — $T = 27 \text{ К}$; — — — — $T = 150 \text{ К}$; — — — — $T = 200 \text{ К}$; ····· $T = 250 \text{ К}$

Выводы. Измерение распределений сигналов МУРР позволяет определить объемное распределение неоднородностей (пор) внутри образца (без разрушения) от 2 до 10 нм. При изменении плотности $\Delta\rho/\rho = 0,021$ объем пор увеличивается в 1,83 раза. При изменении температуры от 27 до 240°C объемное распределение плотности увеличивается в более чем два раза. Наиболее сильное изменение объема пор начинается при температурах выше 150°C . Для расширения диапазона измерений от 10 до 1000 нм (1 мкм) необходима новая станция для измерения ультрамалых углов рассеянного излучения СИ.

Список литературы к разделу 6.6

1. Гармашева Н. В., Филин В. П., Чемагина И. В. и др. Некоторые особенности разложения ТАТБ при нагревании // Труды Международной конференции «VII Забабахинские научные чтения». – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2003. С. 2–29.
2. Willey T. M., van Buuren T., Lee J. R. et al. Changes in Pore Size Distribution upon Thermal Cycling of TATB-based Explosives Measured by Ultra-Small Angle X-Ray Scattering // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. Vol. 31, N 6. 2006. P. 466–471.
3. Willey T. M., Overturf G. Towards Next Generation TATB-based Explosives by Understanding Voids and Microstructure from 10 nm to 1 cm // 40th International Annual Conference of ICT Karlsruhe, Germany. June 26, 2009.
4. Kuper K. E., Ten K. A., Prueel E. R. High explosives examination by high-resolution X-ray computed tomography on the VEPP-3 synchrotron radiation // Phys. of Extreme states of Matter-2009 / Ed. by V. E. Fortov et al. Institute of Problems of Chemical Physics, RAS. Chernogolovka, 2009. P. 130–132.
5. Купер К. Э., Тен К. А., Прууэл Э. Р. и др. Рентгеновская микротомография на пучках СИ зарядов ТАТБ // Труды Международной конференции «X Забабахинские научные чтения». – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2010. С. 101–103.
6. Svergun D., Semenyuk A. Program Package GNOM. Small-Angle Scattering Data Processing by Means of the Regularization Technique // DESY, Hamburg, Germany, 2011.
7. Stevens L. L., Velisavljevic N., Hooks D. E., Dattelbaum D. M. Hydrostatic Compression Curve for Triamino-Trinitrobenzene Determined to 13.0 GPa with Powder X-Ray Diffraction // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 2008. Vol. 33, N 4. 2008. P. 286–295.
8. Туманов Н. А. Совместное применение монокристалльной и порошковой рентгеновской дифракции в проблемных случаях исследования новых, в том числе метастабильных фаз молекулярных кристаллов: Дис. ... канд. хим. наук. – Новосибирский государственный университет, 2010.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. Оптическая диагностика	7
1.1. Фотографическая и электронная регистрация изображений	7
1.2. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов скоростными фотокамерами и киноаппаратами	11
1.2.1. Регистрация с щелевой разверткой	13
1.2.2. Регистрация процессов высокоскоростными фотографическими и киносъемочными аппаратами	23
1.2.3. Высокоскоростная растровая фотография	27
1.2.4. Высокоскоростная фотографическая съемка камерами с оптико-механической коммутацией изображения	29
1.2.5. Высокоскоростная теневая и интерференционная фотография	31
1.2.5.1. Метод светящейся точки	33
1.2.5.2. Теневой метод (шлирен-метод)	35
1.2.5.3. Интерференционный метод	37
1.2.5.4. Метод визуализирующих диафрагм	39
1.2.5.5. Результаты экспериментов	41
1.2.6. Высокоскоростная фоторегистрирующая аппаратура	46
1.2.6.1. Разработка фоторегистрирующей аппаратуры для регистрации ядерных взрывов	48
1.2.6.2. Модификации СФР-2М для научных исследований	48
1.2.6.3. Скоростные видеофотокамеры с ПЗС- и КМОП-матрицами для научных исследований	53
1.2.7. Импульсные источники света и световые затворы	58
1.2.7.1. Импульсные источники света	58
1.2.7.2. Высокоскоростные световые затворы	59
1.2.7.3. Электрооптический модулятор света	62
Список литературы к главе 1	66
Глава 2. Рентгенография	68
2.1. Метод импульсной рентгенографии	68
2.2. Рентгеновские лучи	69
2.2.1. Открытие и природа рентгеновских лучей	69
2.2.2. Дифракция рентгеновских лучей. Закон Вульфа – Брэгга	70
2.2.3. Возбуждение рентгеновских лучей	72
2.3. Тормозное рентгеновское излучение	73
2.3.1. Импульсная теория тормозного излучения	73
2.3.2. Квантовая теория возбуждения тормозного излучения	74