

## ДЕТЕКТОР ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ПУЧКЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2010 г. В. М. Аульченко, О. В. Евдоков\*, И. Л. Жогин\*, В. В. Жуланов, Э. Р. Прууэл\*\*,  
Б. П. Толочко\*, К. А. Тэн\*\*, Л. И. Шехтман

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН*

*Россия, 630090, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 11*

*E-mail: L.I.Shekhtman@inp.nsk.su*

*\*Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск*

*\*\*Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск*

Поступила в редакцию 17.09.2009 г.

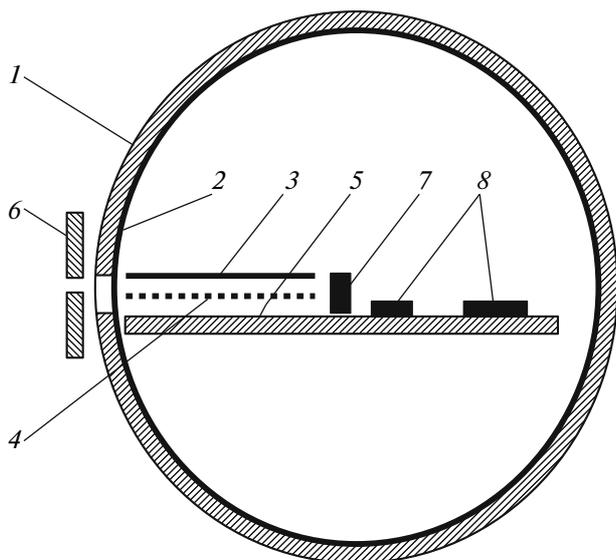
Синхротронное излучение (с.и.) дает уникальную возможность для изучения структуры вещества во время быстропротекающих процессов. Поскольку с.и. излучается сгустками электронов в накопительном кольце, длительность вспышки с.и., соответствующей одному сгустку, может быть очень короткой. При наличии детектора, способного регистрировать с.и. от одного сгустка и не смешивать сигналы от различных сгустков, появляется возможность получать информацию об изменении состояния вещества в изучаемом объекте с очень высоким временным разрешением. Детектор для изучения взрывных процессов на пучке с.и. – DIMEX (Detector for Imaging of Explosions – детектор для изучения взрывов) – создан в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (Новосибирск). Он представляет собой ионизационную камеру высокого давления со считыванием сигнала при помощи полосковой структуры с шагом 0.1 мм. Время сбора электронной компоненты первичной ионизации составляет <math>< 50</math> нс, что существенно меньше периода обращения сгустка в накопителе ВЭПП-3 (250 нс). DIMEX наполнен смесью Хе–СО<sub>2</sub> (3 : 1) при абсолютном давлении 7 атм. Детектор имеет пространственное разрешение ~210 мкм и эффективность  $\geq 50\%$  к излучению с энергией 20 кэВ. Динамический диапазон детектора составляет ~100, что дает возможность измерять сигнал с процентной точностью. При этом максимальный поток рентгеновских фотонов, при котором DIMEX работает в линейной области, составляет ~10<sup>10</sup> фотон/канал·с. В настоящее время детектор используется для экспериментов по изучению эволюции плотности в детонационных волнах, а также для экспериментов по изучению процессов образования наночастиц методом малоуглового рентгеновского рассеяния на накопителе ВЭПП-3.

### ВВЕДЕНИЕ

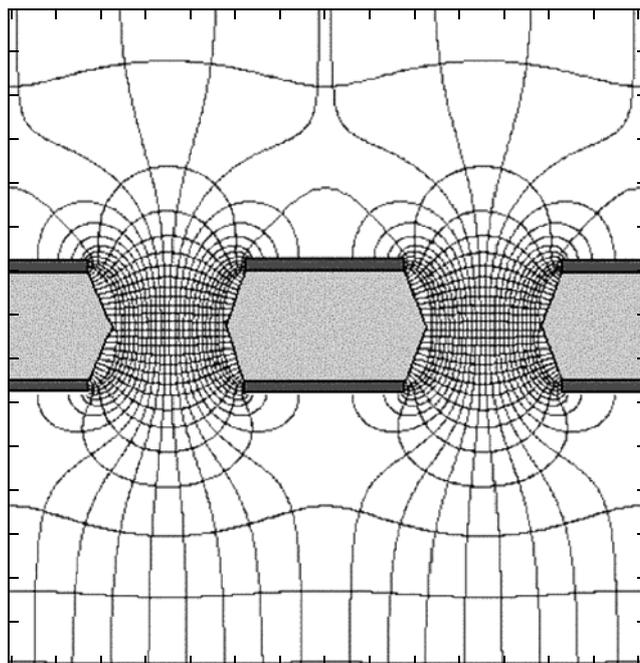
Синхротронное излучение представляет собой уникальный инструмент для изучения структуры вещества. Временная зависимость потока с.и. определяется длиной и количеством электронных сгустков в накопителе. Так, в накопителе ВЭПП-3 (ИЯФ СО РАН) длина сгустка составляет ~30 см, период обращения равен 250 нс, так что в односгустковом режиме с.и. излучается импульсами длительностью ~1 нс и периодом 250 нс. Интегральный поток с.и. очень высок. В ВЭПП-3 плотность потока с.и. из виллера с полем 2 Тл, при энергии электронов 2 ГэВ и токе 100 мА на расстоянии 20 м от источника составляет >10<sup>12</sup> фотон/(мм<sup>2</sup>·с) с учетом поглощения в выходном Ве-окне толщиной 2 мм. При этом средняя энергия излучения близка к 20 кэВ. Такие параметры пучка дают возможность получить от одного сгустка плотность потока фотонов > 10<sup>5</sup> фотон/мм<sup>2</sup>, что позволяет делать рентгенографию, т.е. измерять коэффици-

ент поглощения излучения в объекте, стоящем на пути пучка (рентгеновскую плотность), с процентной точностью и с пространственным разрешением ~0.1 мм.

Для осуществления такой методики необходим детектор, способный измерять распределение плотности потока фотонов с высокой эффективностью (~50%) и высоким пространственным разрешением (~100 мкм). При этом детектор должен успевать измерить сигнал от одного сгустка до прихода сигнала от следующего сгустка, а также сохранять сигнал от последовательности из нескольких десятков сгустков для изучения изменения объекта со временем. Такие параметры детектора позволят также применить его для измерения малоуглового рентгеновского рассеяния (м.у.р.) от одиночного сгустка и регистрировать изменение м.у.р. от времени. М.у.р. определяется флуктуациями электронной плотности в объекте и, фактически, дает возможность реги-



**Рис. 1.** Схема устройства детектора DIMEX. 1 – алюминиевый корпус с входным окном; 2 – вставка из углепластика толщиной 1 мм; 3 – дрейфовый электрод; 4 – г.э.у.; 5 – полосковая структура; 6 – входная диафрагма; 7 – защита электроники от излучения; 8 – чипы интеграторов и другие электронные компоненты.



**Рис. 2.** Разрез структуры г.э.у. с изображением силовых линий электрического поля.

стрировать образование и эволюцию наночастиц в изучаемом объекте.

В настоящей статье описывается детектор DIMEX, разработанный в ИЯФ СО РАН и предназначенный для изучения взрывных процессов на пучке с.и. [1–3]. DIMEX регистрирует синхротронное излучение от отдельных сгустков и при этом не смешивает сигналы от последовательных сгустков. Он способен зарегистрировать 32 изображения, каждое из которых представляет собой массив от 256 до 512 координатных каналов (различные версии детектора имеют различное число каналов). DIMEX в настоящее время используется для проведения экспериментов на канале с.и. на накопителе ВЭПП-3. В статье обсуждается также возможность применения DIMEX на накопителе ВЭПП-4М с более высокой энергией пучка с.и.

## УСТРОЙСТВО И ПОРЯДОК РАБОТЫ ДЕТЕКТОРА

### Устройство детектора

Детектор DIMEX представляет собой ионизационную камеру высокого давления со считывающей структурой из полосок с шагом 0.1 мм. Сколлимированный по вертикали пучок с.и. попадает в чувствительный объем детектора через входное окно из углепластика или бериллия толщиной 1 мм (в различных версиях детектора применялись различные материалы входного окна). В зависимости от типа эксперимента пучок имеет

размер по вертикали от 0.1 до 1 мм и по горизонтали до 14 мм. Пучок с.и. попадает в газовый объем между двумя параллельными электродами (рис. 1): высоковольтным дрейфовым электродом, на который подается отрицательный потенциал, и полосковой считывающей плоскостью, полосы которой параллельны направлению пучка.

Детектор наполнен смесью  $\text{Xe}-\text{CO}_2$  (3 : 1) при абсолютном давлении 7 атм, глубина чувствительного объема в направлении пучка составляет 30 мм. Фотоны синхротронного излучения поглощаются в рабочем газе, образуя первичную ионизацию. Электроны первичной ионизации дрейфуют в сторону считывающей полосковой структуры, а положительные ионы – в сторону дрейфового электрода. На пути дрейфа электронов на расстоянии 1.5 мм от полосковой структуры расположен газовый электронный умножитель (г.э.у.), который экранирует считывающую структуру от поля положительных ионов. Г.э.у. представляет собой полимерную пленку (полиимид) толщиной 50 мкм с двусторонней металлизацией со сквозными отверстиями  $\varnothing \sim 80$  мкм, образующими регулярную гексагональную структуру с шагом  $\sim 140$  мкм [4, 5] (рис. 2). При подаче напряжения между металлизированными обкладками г.э.у. электроны в газе дрейфуют сквозь отверстия. В зависимости от напряженности электрического поля вне и внутри отверстий количество электронов может либо увеличиваться из-за ударной ионизации при дрейфе сквозь отверстия г.э.у., либо уменьшаться из-за частичной

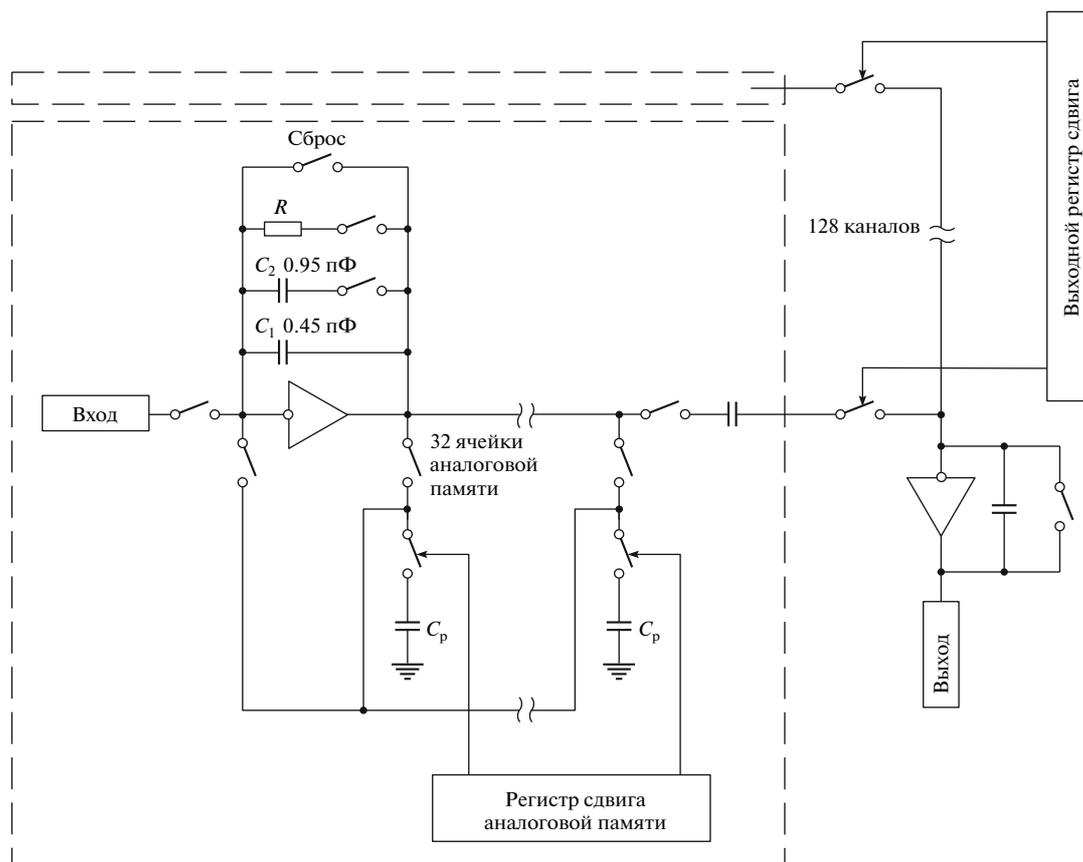


Рис. 3. Схема чипа интеграторов APC128.

нейтрализации при поглощении на верхней или нижней обкладках г.э.у. В детекторе DIMEX выбран режим работы г.э.у., при котором не происходит газового усиления, а, напротив, количество электронов при дрейфе сквозь г.э.у. уменьшается.

После проникновения сквозь г.э.у. часть электронов продолжает дрейф в сторону полосковой структуры. При этом на полоски наводится заряд, который поступает на входы малощумящих интеграторов, подключенных к каждой полоске. Поле положительных ионов полностью экранируется обкладками г.э.у. и не влияет на заряд, наводимый на полоски считывающей структуры.

Следует отметить, что положительные ионы дрейфуют в  $\sim 1000$  раз медленнее электронов и создают область высокой плотности объемного заряда в промежутке между плоскостью пучка с.и. и дрейфовым электродом. При достаточно высокой плотности потока с.и. этот объемный заряд может экранировать поле настолько, что меняется скорость дрейфа электронов, а также прозрачность г.э.у.

#### Электроника и порядок работы детектора

Поскольку основной задачей детектора является быстрая регистрация сигнала от каждого

электронного сгустка, выбрана такая схема электроники, в которой сигнал записывается в аналоговую память во время эксперимента, а оцифровка и считывание происходят после окончания измерений. Каждая полоска считывающей структуры детектора подключена к входной площадке чипа интеграторов APC128 [6]. APC128 представляет собой бескорпусный чип, содержащий 128 каналов, каждый из которых состоит из малощумящего интегратора на входе и 32 ячеек аналоговой памяти. Кроме того, чип содержит выходной аналоговый мультиплексор, через который все каналы могут быть последовательно прочитаны (максимальная частота записи и чтения аналоговой памяти 10 МГц). Интегратор APC128 имеет две различных емкости обратной связи, чтобы менять его чувствительность. Эквивалентный шум интегратора, приведенный к входу, не превышает 2000 электронов. Схема APC128 показана на рис. 3.

После включения питания и загрузки программы, управляющей работой электроники детектора, запускается измерительный цикл. При этом каждая ячейка аналоговой памяти подключается к выходу интегратора, затем интегратор накапливает заряд, поступающий с полоски считывающей структуры, ячейка памяти отключает-

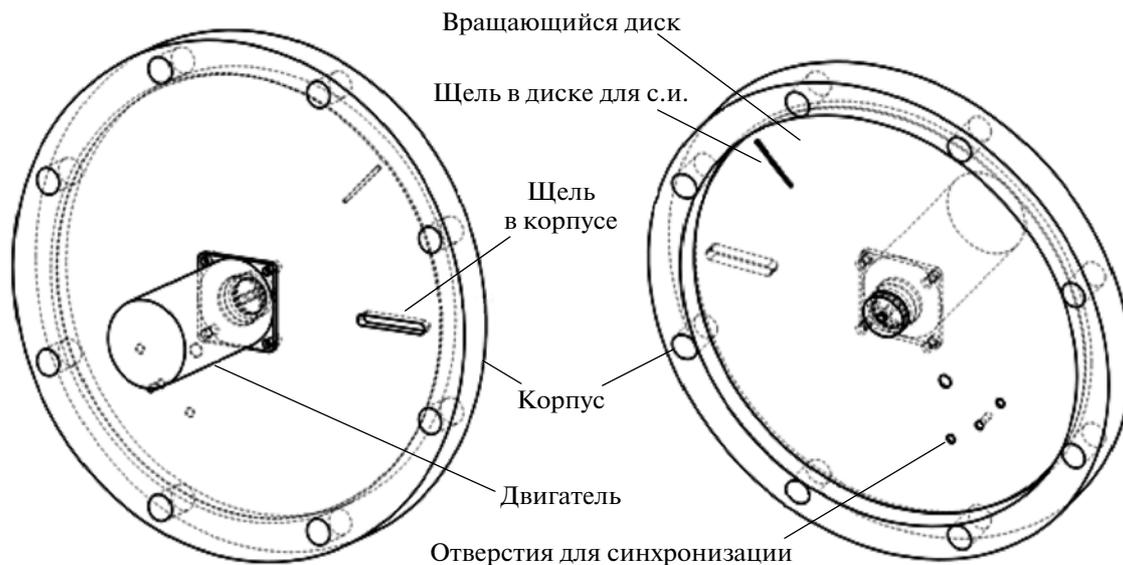


Рис. 4. Конструктивная схема быстрого затвора.

ся и емкость обратной связи интегратора очищается. После этого к выходу интегратора подключается следующая ячейка аналоговой памяти и т.д. При этом ячейки памяти записываются циклически, перезаписывая наиболее раннее по времени значение. Этот процесс происходит параллельно во всех каналах всех чипов. Таким образом, в каждый момент в аналоговой памяти находится информация о сигнале, накопленном в течение 32 отрезков времени, предшествующих настоящему моменту.

Временная структура измерительного цикла определяется сигналом *Clock*, который формируется из сигнала *Фаза* ускорителя, имеющего частоту 4 МГц. Сигнал *Clock* имеет частоту 40 МГц в первом варианте детектора и 160 МГц в последнем варианте. По сигналу *Запуск* можно остановить процесс записи ячеек памяти или продолжить цикл на фиксированное количество отрезков времени. Это дает гибкость в выборе способа синхронизации работы детектора и устройства, запускающего эксперимент (например, генератора детонационной волны в образце), так как в одних случаях сигнал *Запуск* формируется до интересующего события, а в других — после.

Для уменьшения объемного заряда положительных ионов, накапливающихся в дрейфовом промежутке, используется быстрый затвор, открывающий поток с.и. только на время эксперимента. Затвор представляет собой вращающийся диск с узкой щелью с периодом обращения 18 мс (рис. 4). Время открытия затвора составляет 60 мкс, что достаточно для проведения эксперимента. За время между двумя фазами открытия затвора положительные ионы успевают достичь дрейфового электрода. Для определения положе-

ния диска в нем имеются три рядом расположенных отверстия, напротив которых по одну сторону диска расположен светодиод, по другую — фотодиод. При вращении диска в фотодиоде возникает серия из трех импульсов — по ним определяется момент прохождения щели через оптопару. По интервалу времени между двумя такими сериями определяется текущая скорость вращения диска. Сигнал с оптопары обрабатывается в контрольном блоке, где вычисляется время до следующей фазы открытия затвора. Из этого значения вычитается определенное время для компенсации задержки при генерации детонационной волны и распространения ее до области образца, облучаемой с.и. По истечении вычисленного времени формируется команда генератору импульса на детонатор.

На рис. 5 показана блок-схема экспериментальной установки. Существенным элементом ее является контрольный блок, который управляет синхронизацией эксперимента. В первом варианте детектора он представлял собой специализированный блок в стандарте КАМАК, в последнем варианте контрольный блок интегрирован с детектором DIMEX. Управляющая последовательность при проведении эксперимента запускается оператором с компьютера. При этом программа в контрольном блоке ожидает очередную последовательность импульсов от быстрого затвора и формирует команду генератору импульса на детонатор с учетом времени срабатывания генератора и момента открытия быстрого затвора. Разброс времени между командой на генератор и формированием детонационной волны в образце может превышать 10 мкс. Поэтому для более точной синхронизации сигнала *Запуск* детектора исполь-



Рис. 5. Блок-схема экспериментальной установки станции ВЗРЫВ.

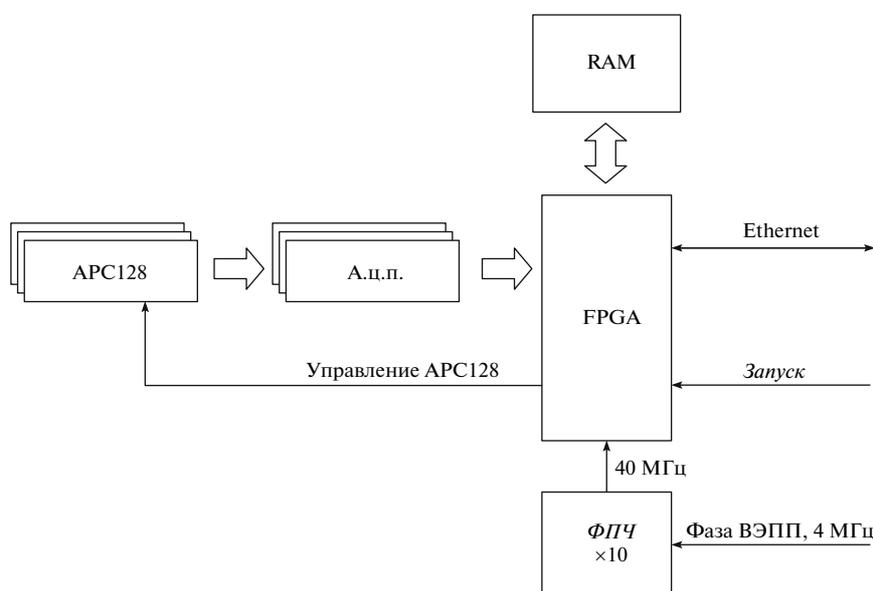


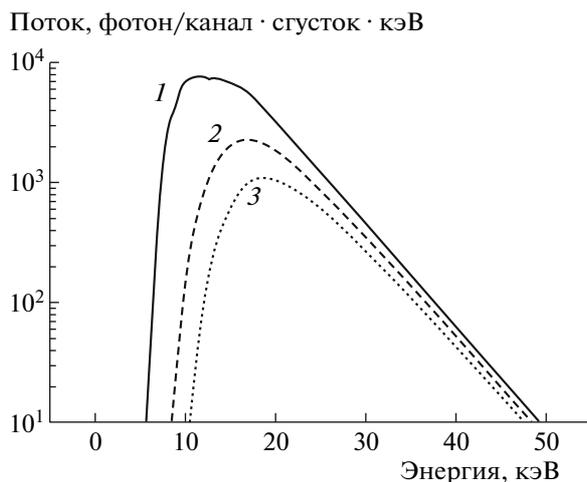
Рис. 6. Блок-схема электроники детектора DIMEX.

зается проволочный датчик, представляющий собой две параллельно расположенные проволочки. Проволочки замыкаются при прохождении ионизированной плазмы в детонационной волне. Этот датчик можно располагать таким образом, чтобы он срабатывал после интересующего события и не вносил возмущения в детонационную волну. При этом детектор останавливает цикл записи сразу по приходу сигнала *Запуск*, сохраняя в аналоговой памяти информацию об интересующем событии. После остановки цикла записи программа, работающая в FPGA в детекторе DIMEX, запускает цикл чтения, по которому заряд из аналоговой памяти всех каналов APC128 считывается через выходной аналоговый мультиплексор, оцифровывается и буферизуется в памяти, расположенной на детекторе, после чего происходит пересылка всей

информации через Ethernet-канал в компьютер (рис. 6). Последний вариант детектора имеет 512 каналов (четыре чипа APC128).

#### Характеристики детектора

Детектор должен обеспечивать измерение распределения потока рентгеновских фотонов с высокой точностью по координате и по величине. Кроме того, наиболее существенным свойством детектора DIMEX является его способность регистрировать сигнал, поступивший от очередного пролетевшего сгустка электронов, до пролета следующего сгустка. Таким образом, наиболее критическими параметрами детектора являются пространственное разрешение, точность измерения величины сигнала (отношение сигнал/шум и ди-



**Рис. 7.** Энергетические спектры с.и. в станции ВЗРЫВ на ВЭПП-3. 1 — спектр на выходе из вакуумного канала после прохождения 3 м воздуха; 2, 3 — спектры после прохождения через образец взрывчатого вещества толщиной 5 и 10 мм, соответственно.

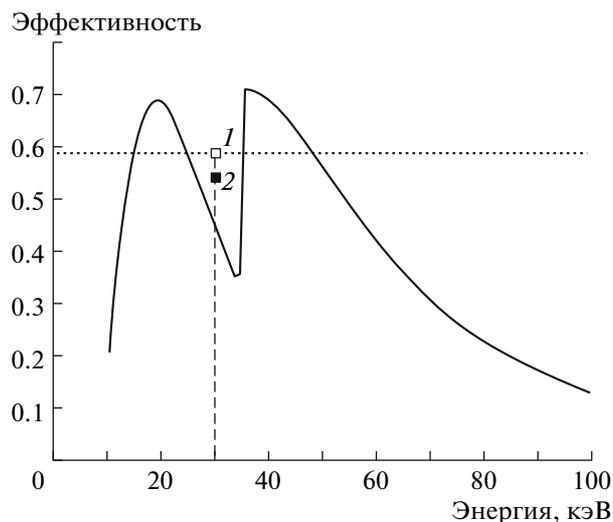
намический диапазон), а также временное разрешение. При этом, поскольку поток фотонов от одного сгустка ограничен, важным свойством детектора является квантовая эффективность, которая должна быть достаточно высокой.

#### Пространственное разрешение, эффективность

Пространственное разрешение детектора определяется пробегами вторичных частиц, образующихся после поглощения рентгеновского кванта в рабочем газе (фото- и оже-электронов, флюоресцентных фотонов), а также диффузией электронов при дрейфе в сторону полосковой структуры. Пробеги фотоэлектронов зависят, в свою очередь, от энергии падающих рентгеновских квантов.

Энергетический спектр с.и. из виглера с полем 2 Тл на входе в детектор показан на рис. 7. Расчет сделан с помощью программы ХОР2.0. На рисунке показаны спектры после прохождения через 3 м воздуха на выходе из вакуумного канала, а также после прохождения через образец из взрывчатого вещества толщиной 5 и 10 мм. Видно, что в спектре излучения после прохождения через образец толщиной 10 мм наиболее вероятная энергия составляет ~20 кэВ. Средняя энергия в этом спектре также близка к 20 кэВ.

Расчетная зависимость эффективности детектора DIMEX или доли потока фотонов, поглощенных в чувствительной зоне, от энергии рентгеновских фотонов показана на рис. 8. Расчет сделан с помощью программы ХОР2.0 для предполагаемого энергетического спектра с.и. из 5-полосного виг-

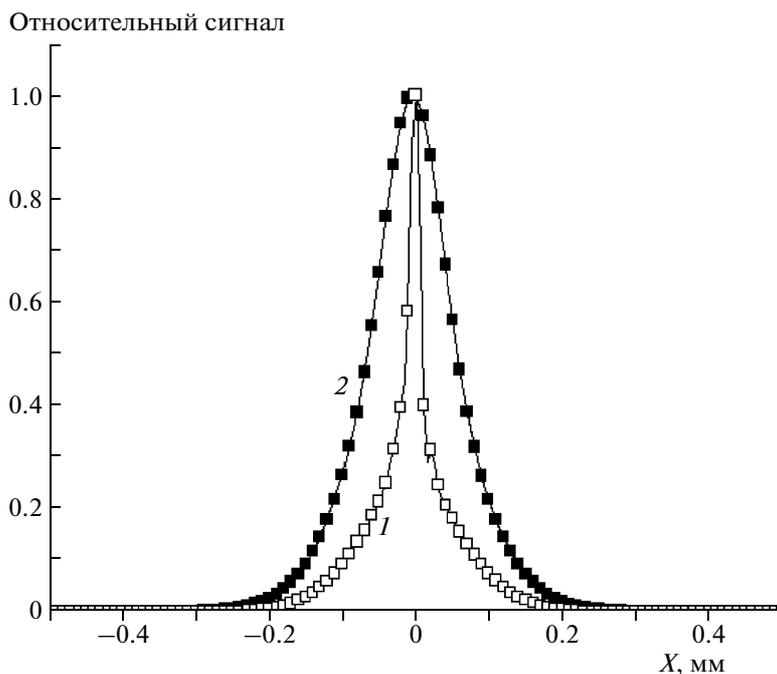


**Рис. 8.** Зависимость квантовой эффективности детектора от энергии (расчет программой ХОР2.0). При энергии 30 кэВ показаны: 1 — результаты моделирования эффективности; 2 — квантовая эффективность обнаружения КЭО для пучка фотонов с энергетическим распределением, соответствующим спектру 3 (см. рис. 17).

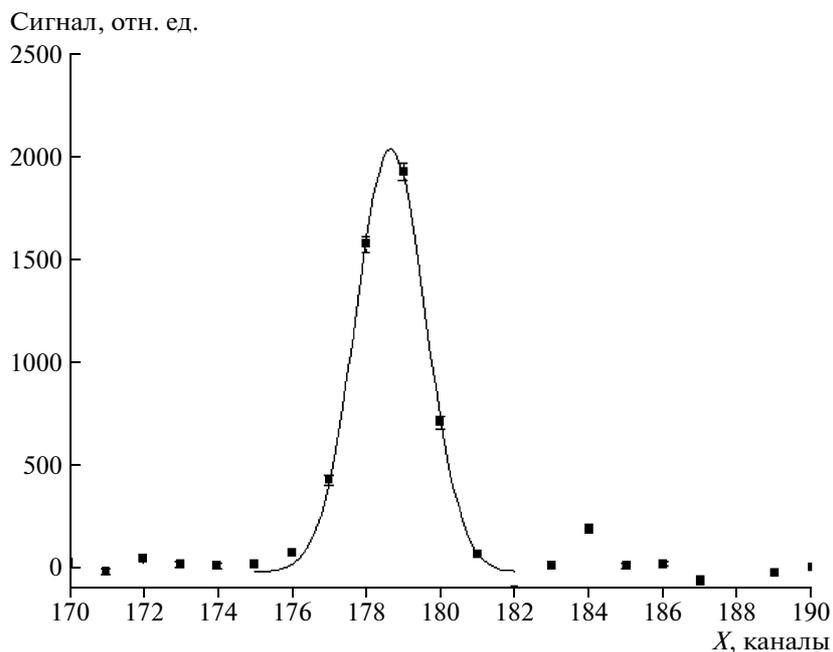
глера с полем 1.3 Тл на ВЭПП-4М при энергии пучка 4 ГэВ после прохождения через объект из взрывчатого вещества толщиной 20 мм. В качестве материала объекта взят чистый углерод плотностью 1.2 г/см<sup>3</sup>. Толщина мертвой зоны за входным окном — 3 мм, толщина чувствительной зоны — 30 мм. Рабочая смесь — Хе—СО<sub>2</sub> (3 : 1) при абсолютном давлении 7 атм. Видно, что в диапазоне энергий 15–30 кэВ доля поглощенного потока составляет >50%.

Для определения влияния различных физических процессов и параметров детектора на пространственное разрешение проведено моделирование. Для этого использовался программный пакет FLUKA2006.03 [7, 8] — это универсальный пакет для моделирования Монте-Карло, позволяющий проводить транспорт частиц и рассчитывать результаты их взаимодействия с веществом. FLUKA позволяет моделировать с высокой точностью транспорт и взаимодействие с веществом 60 различных частиц, включая фотоны и электроны, начиная с энергии 1 кэВ до тысяч тераэлектронвольт.

Результат моделирования распределения сигнала в детекторе при облучении его бесконечно узким пучком фотонов с энергией 20 кэВ показан на рис. 9. Геометрия детектора и материалы в моделировании взяты такие же, как и при расчете эффективности (см. выше). Результат моделирования не учитывает диффузию электронов во время их дрейфа из промежутка между дрейфовым электродом и г.э.у. к полосковой структуре. Диф-



**Рис. 9.** Распределение заряда в детекторе при облучении его бесконечно узким пучком (результаты моделирования). Показано распределение, полученное без учета диффузии (1) и с учетом диффузии электронов (2) для энергии фотонов 20 кэВ.



**Рис. 10.** Сигнал в детекторе от узкого пучка. Ширина на полувысоте соответствует 2.1 канала.

фузия электронов добавлялась путем свертки полученного распределения с гауссовой функцией с дисперсией, определяемой длиной дрейфа и коэффициентом диффузии. Длина дрейфа взята равной 2.5 мм, а коэффициент поперечной диф-

фузии взят из [9] для смеси Ag—CO<sub>2</sub> (3 : 1). Квадратный корень из дисперсии для соответствующего гауссового распределения составил 33 мкм. Распределение сигнала от бесконечно тонкого пучка в детекторе с учетом диффузии также пока-

зано на рис. 9. Видно, что диффузия электронов вносит основной вклад в пространственное разрешение.

Результат измерения пространственного разрешения представлен на рис. 10. На рисунке показана аппаратная функция детектора (изображение бесконечно тонкого пучка), измеренная методом непрозрачного края. При этом в равномерный пучок помещается непрозрачный объект с точно обработанным краем. Изображение края затем дифференцируется, и полученное распределение является искомой аппаратной функцией. Видно, что ширина функции на половине высоты равна 210 мкм, что хорошо соответствует результату моделирования с учетом диффузии электронов.

### *Временное разрешение*

Временное разрешение детектора DIMEX определяется временем сбора электронов, дрейфующих через индукционный промежуток. Пользуясь данными из [9] для смеси Ag-CO<sub>2</sub> (3:1), можно сделать вывод, что при величине электрического поля >1 кВ/см·атм скорость дрейфа составляет ~5 см/мкс. При этом время дрейфа через промежуток 1.5 мм составляет 30 нс. Время сбора электронов также зависит от толщины пучка с.и. и от продольной диффузии, равной ≤0.1 мм (полная ширина распределения). При максимальной толщине пучка с.и. 1 мм время сбора электронов ≤50 нс.

На ВЭПП-3 сгустки следуют через 250 нс, а максимальная частота записи в аналоговую память чипа APC128 составляет 10 МГц. Таким образом, единственным способом проверить временное разрешение детектора является регистрация сигнала от с.и. через 125 нс, при этом сигнал должен регистрироваться на каждом втором такте. Мерой временного разрешения в этом случае является отношение сигналов, зарегистрированных в двух последовательных тактах.

Результат такого измерения показан на рис. 11. На рисунке приведена зависимость сигнала от номера ячейки аналоговой памяти. Запись в память проводилась через 125 нс, причем заряд, накопившийся в емкости обратной связи интеграторов APC128, при этом не сбрасывался. Таким образом, регистрация сигнала от очередного сгустка соответствует увеличению значения сигнала, а отсутствие сгустка во время очередного такта измерения соответствует отсутствию изменения сигнала. На рис. 11 видно, что в течение такта, когда сгусток отсутствует, регистрируется не более 5% от полного сигнала (суммы сигналов в двух последовательных тактах). Если предположить, что поток электронов спадает экспоненциально со временем, то через 250 нс будет зарегистрировано ≤ 2.5·10<sup>-4</sup> от полного сигнала. Это

значение соответствует коэффициенту смешивания сигналов от двух последовательных сгустков.

### *Точность измерения сигнала. Динамический диапазон*

Точность измерения сигнала определяется флуктуациями потока фотонов, регистрируемых детектором, и шумами электроники. На рис. 12 приведена зависимость сигнала в детекторе и отношения сигнал/шум от потока фотонов на входе в детектор. Поток фотонов изменялся с помощью фильтров из плексигласа (ПММА). На графике приведен поток, рассчитанный с помощью программы ХОР2.0. Видно, что сигнал увеличивается прямо пропорционально входному потоку во всем диапазоне измерения. Отношение сигнал/шум меняется как корень квадратный из сигнала (наклон зависимости в 2 раза меньше в двойной логарифмической шкале). Таким образом, фактором, определяющим точность измерения сигнала, являются флуктуации числа фотонов, регистрируемых детектором, и наилучшая точность достигается при максимальном сигнале.

Предельный сигнал, измеряемый детектором, ограничивается динамическим диапазоном интеграторов APC128. Поскольку интеграторы насыщаются при определенной величине входного заряда, уменьшая величину заряда, регистрируемого от одного фотона, можно повысить предельный поток фотонов, регистрируемый детектором. Такого эффекта можно достичь, изменяя долю потока электронов, проходящих сквозь г.э.у., изменяя соотношения величины электрического поля в отверстиях г.э.у., в дрейфовом и в индукционном промежутках [10]. Следует иметь в виду, что при дальнейшем увеличении потока фотонов, поглощаемого в дрейфовом промежутке, будет проявляться другой существенный эффект, ограничивающий предельный поток, — объемный заряд положительных ионов. Положительные ионы, накапливающиеся в дрейфовом промежутке, экранируют электрическое поле. Уменьшение величины электрического поля приводит к замедлению дрейфа электронов, к усилению их рекомбинации и, в конечном итоге, к падению сигнала. Для уменьшения этого эффекта следует увеличивать поле в дрейфовом промежутке и инжектировать пучок фотонов как можно ближе к дрейфовому электроду с тем, чтобы уменьшить плотность и толщину слоя ионов.

Из рис. 12 видно, что при максимальном сигнале в детекторе отношение сигнал/шум в канале детектора близко к 100, т.е. возможно измерение изменений сигнала на уровне процента. В настоящее время проводится дальнейшее изучение возможности расширения динамического диапазона и улучшения точности измерений описанным выше методом.

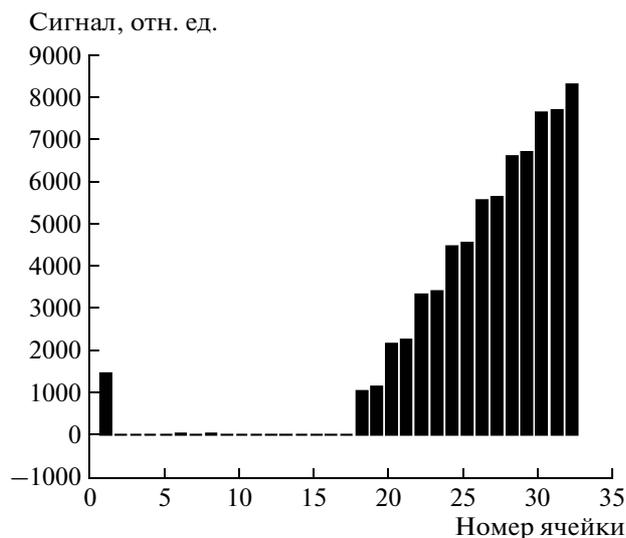


Рис. 11. Зависимость сигнала от номера ячейки аналоговой памяти при такте измерения 125 нс без сброса сигнала между измерениями.

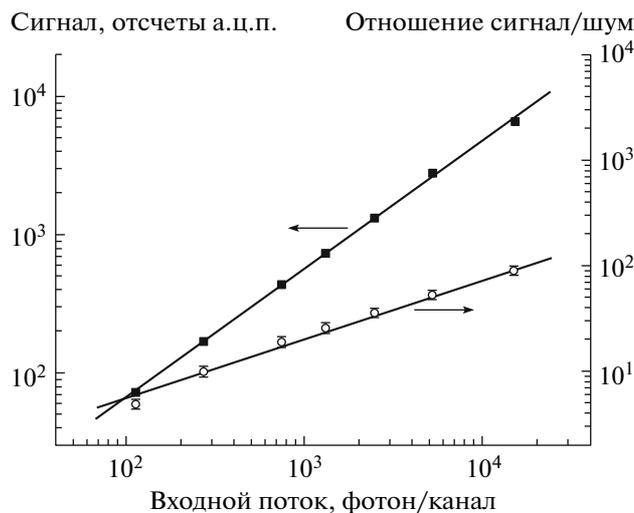


Рис. 12. Зависимость сигнала в детекторе и отношения сигнал/шум от потока фотонов на входе.

## ПРИМЕНЕНИЕ DIMEX В ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Ниже приведены примеры двух экспериментов на пучке с.и. с использованием детектора DIMEX.

### *Томография плотности и поля течения продуктов детонации с использованием с.и.*

Методы томографии плотности статических объектов в настоящее время успешно развиты. Для динамически изменяющихся объектов с меньшим успехом они применяются как в газовой динамике и физике плазмы для определения температуры и плотности [11], так и в импульсной рентгенографии плотности [12]. Почти всегда в таких задачах нет возможности получить экспериментальные данные, снятые с нескольких ракурсов и с хорошей точностью. Поэтому выбор алгоритма восстановления, устойчивого к ошибкам и позволяющего эффективно использовать априорную информацию об исследуемом объекте, принципиально важен для качественного восстановления плотности.

Использование ВЭПП-3 в качестве источника излучения (с его большим потоком рентгеновских квантов) и детектора DIMEX как приемника позволяет проводить взрывные эксперименты с наносекундной экспозицией и с пространственным разрешением ~100 мкм. Методика таких экспериментов описана в работах [13, 14].

Для определения пространственного распределения плотности в продуктах детонации цилиндрического заряда  $BB$  в конкретном сечении последовательно фиксировалась рентгеновская тень от детонирующего заряда с шагом между

кадрами 0.5 мкс (рис. 13). По ослаблению потока рентгеновского излучения, с использованием соответствующей калибровки, определялось количество просвеченной массы вдоль луча.

В этих же работах развит метод восстановления плотности по фиксируемой рентгеновской тени от исследуемого объекта, основанный на регуляризации, использующий априорную информацию о виде искомой функции. Этот метод позволяет добиться хорошей точности восстановления распределения  $\rho(r, z)$ . С его использованием восстановлено пространственное распределение плотности  $\rho(r, z)$  разлетающихся продуктов взрыва ТНТ, показанное на рис. 14.

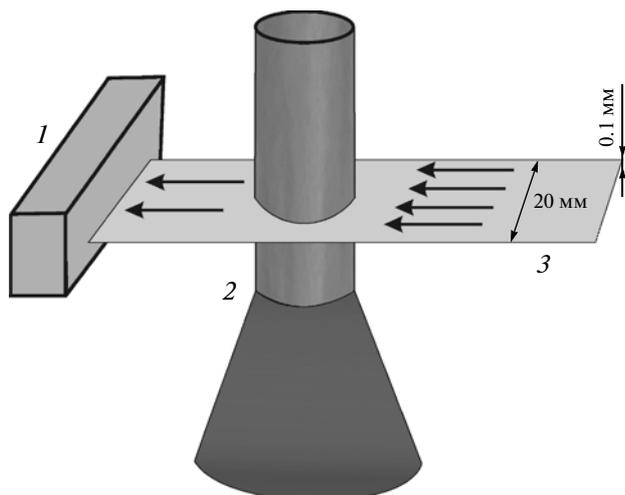
В работе [15] приведены данные по томографии продуктов детонации прессованных зарядов из смеси тротила с гексогеном (ТГ 50/50) с начальной плотностью 1.7 г/см<sup>3</sup> и скоростью детонации  $D = 7.6$  км/с. Диаметр зарядов составлял 15 мм, расстояние от инициируемого торца до сечения, в котором проводились измерения, 60 мм. Иницирование осуществлялось генератором плоской волны. Так как процесс стационарен, при представлении данных используется связь между временем  $t$  и пространственной координатой  $z = Dt$ .

Зная распределение плотности  $\rho(r, z)$ , можно поставить задачу о восстановлении остальных параметров течения, т.е. полей вектора массовой скорости и давления. Для ее решения можно использовать систему уравнений стационарной газовой динамики

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla p = 0. \quad (2)$$

При этом не используется уравнение сохранения энергии и не требуется знание уравнения со-

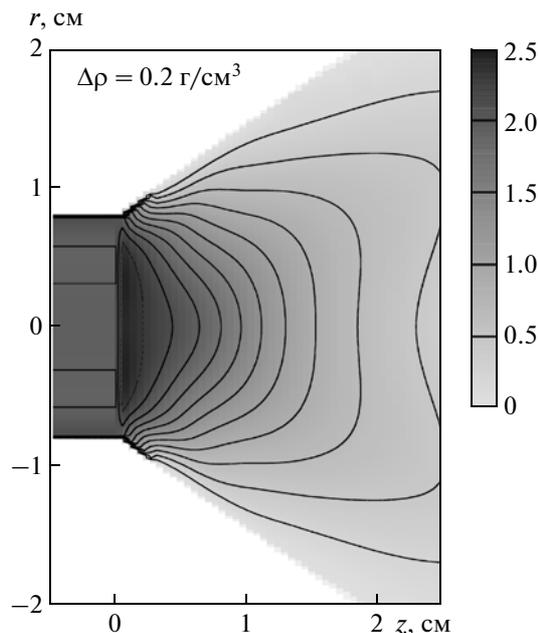


**Рис. 13.** Схема проведения рентгенографического эксперимента. 1 – детектор DIMEX; 2 – исследуемый заряд взрывчатого вещества; 3 – луч синхротронного излучения.

стояния продуктов детонации. Такая постановка является нетрадиционной для решения задач газовой динамики и, вообще говоря, необходим анализ возможной корректной постановки задачи. В рассматриваемом случае проблема упрощается, так как в стационарном случае течение является потенциальным, а система (1), (2) распадается на два независимых уравнения, которые решаются последовательно. Примеры полученных полей скоростей и давлений для ТГ 50/50 приведены в [15].

#### Эксперименты по измерению сигнала м.у.р.р.

Малоугловое рассеяние дает информацию о распределении флуктуаций электронной плотности в образце. С практической точки зрения это эффективный инструмент для выяснения характерных размеров частиц и распределения частиц по размерам в исследуемом объекте. Типичная схема эксперимента по регистрации м.у.р.р. показана на рис. 15. Из пучка с.и. с помощью нижнего  $K_1$  и верхнего  $K_2$  ножей (коллиматор Кратки) на центральной части заряда  $BB$  формируется пятно высотой 0,4–1 мм и шириной 3–20 мм. Перед детектором прямой пучок закрывается еще одним нижним ножом  $K_3$ . Отклоненные лучи м.у.р.р. регистрируются детектором. Для дополнительного контроля на детектор также попадала через фильтр часть прямого пучка (через медную пластину толщиной 1 мм).



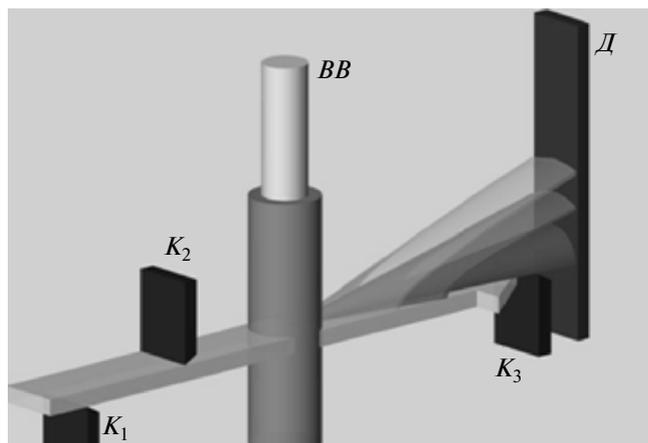
**Рис. 14.** Пространственное распределение плотности  $\rho$ , г/см<sup>3</sup>, измеренное с помощью детектора DIMEX, заряд – тротил с гексогеном (ТГ 50/50).

Расстояние между ножами  $K_1$  и  $K_2$  составляет ~200 мм, расстояние между ножом  $K_2$  и зарядом  $BB$  ~ 700 мм, между зарядом и ножом  $K_3$  ~ 640 мм, между ножом  $K_3$  и детектором ~ 260 мм. Угловой диапазон измерений м.у.р.р. составляет  $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ – $10^{-2}$  рад. Такой диапазон измерений позволяет регистрировать м.у.р.р. от частиц размером ~1–100 нм.

Результат одного из экспериментов по регистрации м.у.р.р. показан на рис. 16 [16]. На рисунке представлен набор измерений пространственного распределения потока фотонов с.и., при этом каждое последующее измерение отстоит по времени от предыдущего на 0,5 мкс. Измерение, соответствующее моменту 3,0 мкс, соответствует прохождению детонационной волны. Видно, что в течение первой микросекунды после прохождения детонационной волны начинается образование наночастиц (наноалмазов [16]), которое нарастает в течение следующих 4 мкс. По форме распределения м.у.р.р. можно рассчитать средний размер наночастиц в образце.

#### Возможности применения DIMEX на ВЭПП-4М

В настоящее время DIMEX работает на пучке с.и. из вигглера с полем 2 Тл на накопителе ВЭПП-3 с энергией пучка 2 ГэВ. Средняя энергия фотонов в пучке составляет ~20 кэВ после прохождения через бериллиевые окна общей толщиной 5 мм и объект из взрывчатого вещества тол-



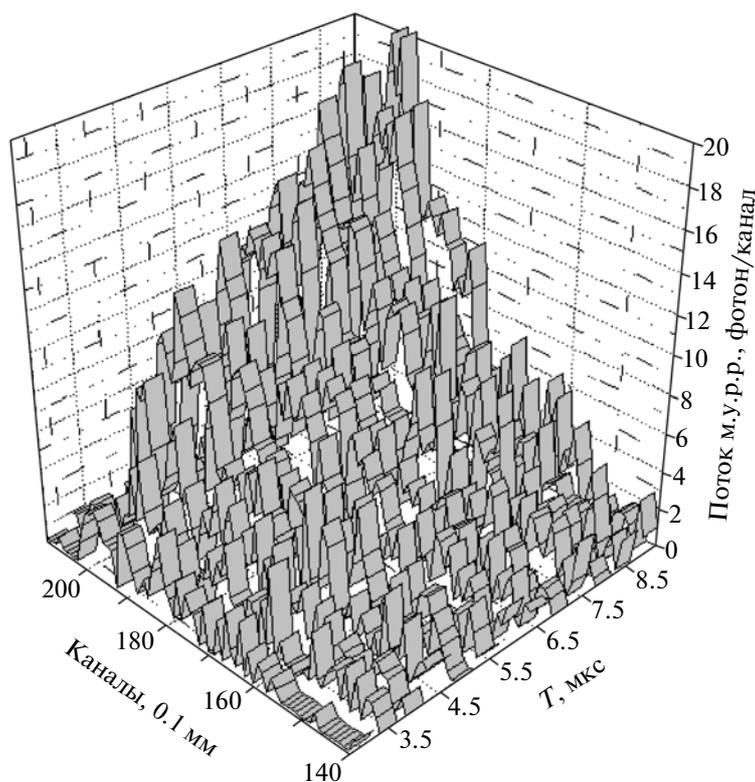
**Рис. 15.** Схема проведения эксперимента по регистрации м.у.р.р. *BB* – цилиндрический заряд; *K<sub>1</sub>*, *K<sub>2</sub>* и *K<sub>3</sub>* – нижние и верхний ножи (коллиматор Кратки); *D* – детектор.

шиной 1 см. Эта сравнительно низкая энергия не дает возможности использовать в экспериментах более толстые образцы из-за значительного поглощения пучка фотонов и, как следствие, ограничения по точности измерения плотности вещества. Пучок более высокой энергии может быть по-

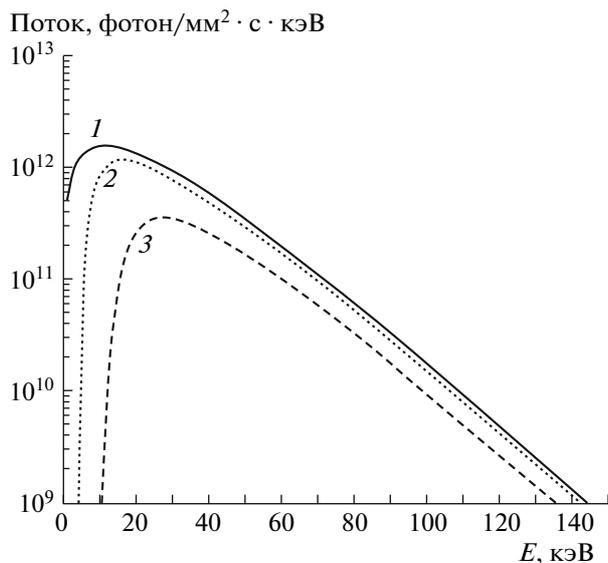
лучен на накопителе ВЭПП-4М с вигглером 1.3 Тл, разрабатываемом в настоящее время. Для оценки параметров детектора при переходе на пучок на ВЭПП-4М проведено моделирование с использованием пакета FLUKA2006.3.

Предполагаемый энергетический спектр с.и. из 5-полюсного вигглера с полем 1.3 Тл на ВЭПП-4М при энергии пучка 4 ГэВ показан на рис. 17. На рисунке приведен спектр на выходе из канала после прохождения через бериллиевые окна общей толщиной 5 мм и после прохождения через объект из взрывчатого вещества толщиной 20 мм. В качестве материала объекта взят чистый углерод плотностью 1.2 г/см<sup>3</sup>. Далее будем ссылаться на этот спектр, как спектр 3. Видно, что максимум спектра 3 находится на энергии 30 кэВ, спектральная плотность падает в 2 раза при энергии ~50 кэВ и в ≥10 раз при энергии 100 кэВ.

Доля поглощенного потока для спектра 3 получена моделированием. Модель детектора представляет собой расположенные последовательно слой углерода плотностью 1.2 г/см<sup>3</sup> и толщиной 1 мм, слой смеси Хе–СО<sub>2</sub> (3:1) под давлением 7 атм толщиной 3 мм и слой этой же смеси толщиной 30 мм и высотой 1 мм, в котором регистрировался заряд от поглощенных фотонов. На модель падал равномерный поток фотонов, распределен-



**Рис. 16.** Результат эксперимента по измерению м.у.р.р. от взрывающегося образца.



**Рис. 17.** Спектры с.и. из 5-полюсного вигглера с полем 1.3 Тл при энергии электронов 4 ГэВ. 1 – спектр на выходе из канала; 2 – спектр после прохождения через бериллиевые окна на выходе из канала, в блоке коллиматоров и во взрывной камере; 3 – спектр после прохождения через образец взрывчатого вещества толщиной 20 мм.

ных по энергии согласно спектру 3. Доля поглощенного потока определялась как отношение количества фотонов, поглощенных в рабочем слое газа 30 мм, к падающему потоку фотонов. Полученное значение показано точкой 1 при энергии 30 кэВ (максимум на спектре 3) на рис. 8.

Вероятность поглощения фотона в чувствительном объеме детектора не является полной характеристикой интегрирующего детектора, каковым является DIMEX. Эта величина не учитывает источники шумов, отличные от пуассоновских флуктуаций поглощенного потока, например, флуктуации энергии поглощенного фотона. Более полной характеристикой детектора является квантовая эффективность обнаружения  $KЭО$  [17–19]

$$KЭО = \frac{SNR_{out}^2}{SNR_{in}^2}, \quad (3)$$

где  $SNR_{out}$  – отношение сигнал/шум, регистрируемое детектором, а  $SNR_{in}$  – отношение сигнал/шум во входном потоке фотонов. Для экспериментального измерения и моделирования величины  $KЭО$  необходимо выразить ее через измеряемые параметры. При этом общепринятым является выражение всех характеристик в пространственно-частотной области, т.е. через фурье-образы пространственных функций. При таком способе представления характеристики сложных систем раскладываются на отдельные сомножители, которые могут быть проанализированы независимо друг от друга.

Фурье-образ сигнала на выходе детектора может быть записан как  $\bar{q} T(u)$ , где  $\bar{q}$  – среднее значение входного потока фотонов, а  $T$  – характеристическая функция, описывающая перевод входного потока в выходной сигнал в зависимости от пространственной частоты  $u$ .

Тогда отношение сигнал/шум на выходе детектора может быть записано в виде

$$SNR_{out}^2 = \frac{|\bar{q} T(u)|^2}{NPS(u)}, \quad (4)$$

где  $NPS(u)$  – спектр мощности шума или фурье-образ автокорреляционной функции

$$NPS(u) = F\{K(x)\}, \quad (5)$$

$$K(x) = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{X} \int \Delta a(x') \Delta a(x'+x) dx'. \quad (6)$$

Входной сигнал равен среднему значению потока фотонов  $\bar{q}$ , а входной шум равен среднеквадратичному отклонению входного потока или  $\sqrt{\bar{q}}$ . Таким образом,

$$SNR_{in}^2 = \bar{q}, \quad (7)$$

а

$$KЭО(u) = \frac{q|T(u)|^2}{NPS(u)}. \quad (8)$$

Значение  $KЭО$  при нулевой пространственной частоте является удобной величиной для того, чтобы характеризовать детектор одним числом. При нулевой частоте спектр мощности шума может быть записан в виде

$$NPS(0) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x) dx = X_{corr} K(0), \quad (9)$$

где  $X_{corr}$  обычно называют длиной корреляции. Величина  $K(0)$  равна дисперсии сигнала на изображении  $\sigma^2$ , следовательно

$$NPS(0) = \sigma^2 X_{corr} \quad (10)$$

и

$$KЭО(0) = \frac{|\bar{q} T(u)|^2}{\bar{q} X_{corr} \sigma^2} = \frac{SNR_{in}^2}{\bar{q} X_{corr}}. \quad (11)$$

Здесь  $SNR_{in}^2$  – отношение сигнал/шум на изображении без учета пространственных корреляций шума.

Таким образом,  $KЭО$  может быть вычислена через параметры, определяемые по изображению, полученному с помощью детектора.

Для вычисления  $KЭО$  проведено моделирование распределения энергии, выделенной в детекторе, перпендикулярно направлению полосок считывающей структуры, т.е. вдоль длины входного окна. Равномерный поток фотонов падал на детектор в зоне длиной 1 см вдоль входного окна. Весь участок поделен на 200 интервалов по 50 мкм.

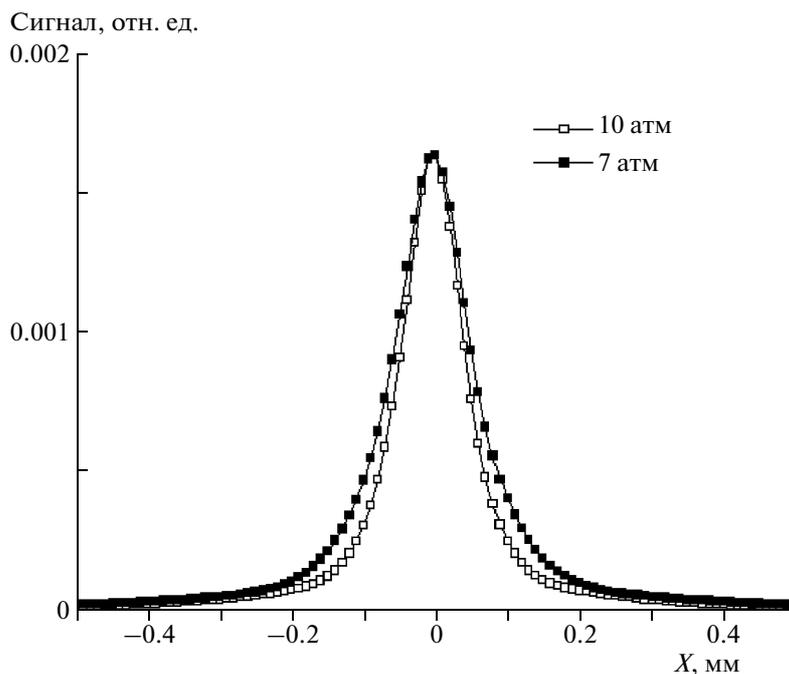


Рис. 18. Сравнение аппаратных функций при давлении газа в детекторе 7 и 10 атм. Энергия фотонов 50 кэВ.

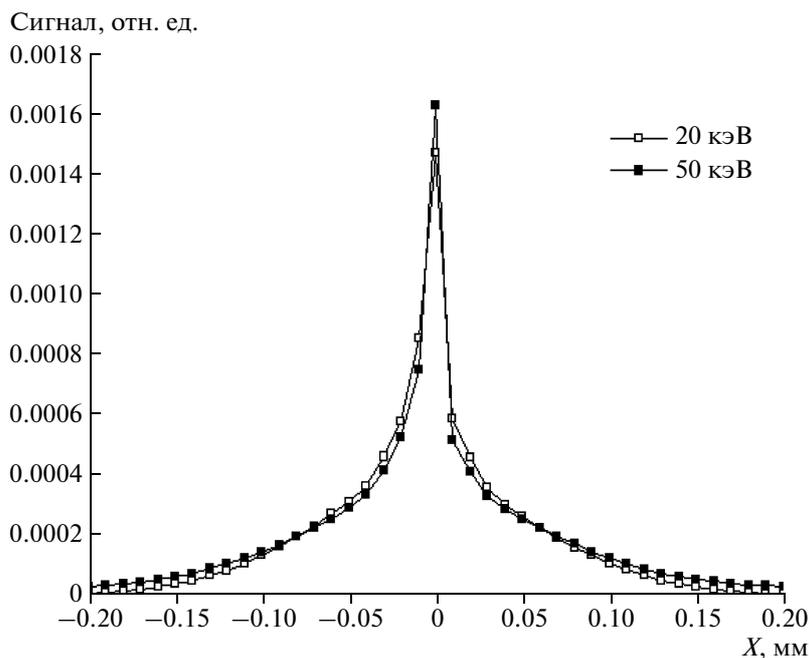
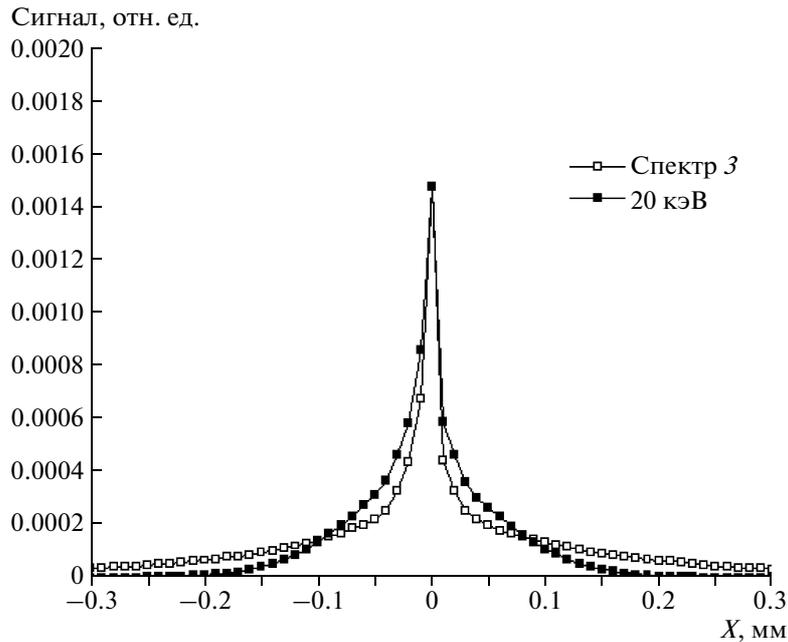


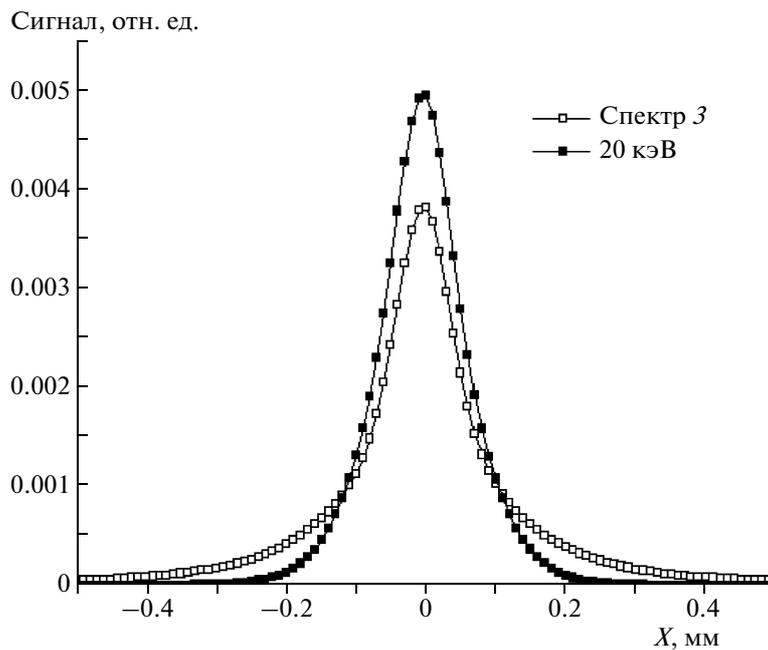
Рис. 19. Сравнение аппаратных функций без учета диффузии при энергии 20 и 50 кэВ.

Вычислено среднее значение и среднеквадратичное отклонение энергии, выделенной в этих интервалах. Отношение сигнал/шум на изображении рассчитано как отношение среднего значения к среднеквадратичному отклонению выделенной энергии. Для моделирования автокорреляцион-

ной функции использован бесконечно тонкий пучок фотонов и получена аппаратная функция. Автокорреляционная функция совпадает с квадратом аппаратной функции. В результате моделирования получено значение эффективности 59% и  $KЭО = 48\%$ . Значение  $KЭО$  меньше, чем вероят-



**Рис. 20.** Сравнение аппаратных функций без учета диффузии для энергий 20 кэВ и для энергетического распределения, соответствующего спектру 3.

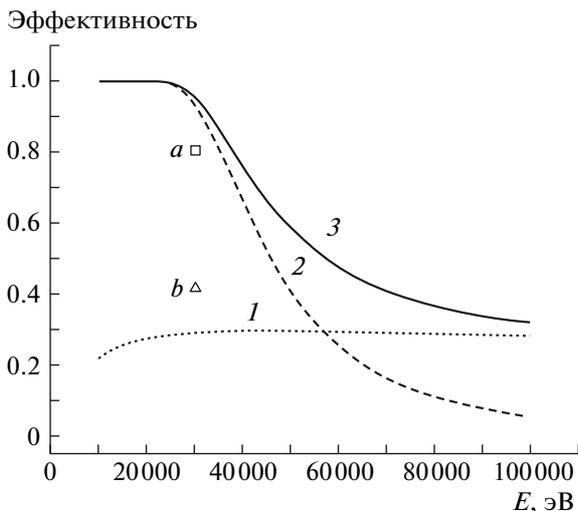


**Рис. 21.** Сравнение пространственного разрешения для энергии фотонов 20 кэВ и для пучка с энергетическим распределением, соответствующим спектру 3.

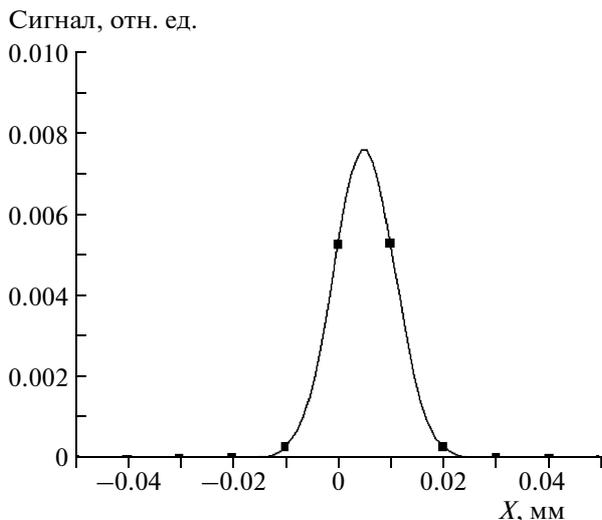
ность поглощения фотонов, поскольку в ней учитываются также флуктуации энергии, выделяемой при поглощении фотона.

Результаты моделирования пространственного разрешения детектора приведены на рис. 18–21. На рис. 18 демонстрируется влияние давления га-

за на пространственное разрешение. Основным фактором, определяющим пространственное разрешение, является диффузия электронов, обратно пропорциональная квадратному корню из давления. Соответственно, изменение аппаратной функции при изменении давления от 7 до 10 атм



**Рис. 22.** Вероятность взаимодействия фотонов с материалом кремниевого детектора длиной 1 см и толщиной 0.3 мм. 1 — вероятность однократного комптоновского рассеяния; 2 — вероятность поглощения (фотоэффект); 3 — полная вероятность взаимодействия от энергии. Показан результат моделирования вероятности взаимодействия фотонов (a) и КЭО (b) для пучка с энергетическим распределением, соответствующим спектру 3.



**Рис. 23.** Пространственное разрешение кремниевого детектора для пучка с.и. с энергетическим распределением, соответствующим спектру 3.

пренебрежимо мало. Дальнейшее повышение давления сложно технически, так как требует соответствующего повышения высокого напряжения на электродах детектора (для сохранения скорости дрейфа электронов).

Сравнение аппаратной функции для пучков фотонов различной энергии приводится на рис. 19. Здесь сравнивается пространственное разрешение для фотонов с энергией 20 и 50 кэВ

(без диффузии). Видно, что в этом диапазоне энергий изменение аппаратной функции мало. Действительно, основной вклад в “размазывание” аппаратной функции дают фотоэлектроны, энергия которых при обоих значениях энергии фотона равна  $\sim 15$  кэВ. Пробег такого электрона в смеси Хе—СО<sub>2</sub> (3:1) под давлением 7 атм в среднем равен  $\sim 100$  мкм [20].

Пространственное разрешение для фотонов с распределением по энергии, соответствующим спектру 3, приведено на рис. 20. На рисунке также приведена для сравнения аппаратная функция для фотонов с энергией 20 кэВ. Обе аппаратные функции рассчитаны при отсутствии диффузии для лучшего выделения эффекта различной энергии фотонов. На рис. 20 видно, что аппаратная функция для фотонов 20 кэВ шире в центральной части, что связано с образованием большого количества низкоэнергетичных фотоэлектронов от пучка с распределением, соответствующим спектру 3. Действительно, как видно из рис. 17, спектральная плотность в спектре 3 при энергии, выше максимальной ( $\sim 30$  кэВ), спадает медленно, и при энергии выше *K*-края ксенона ( $\sim 35$  кэВ) спектральная плотность достаточно велика, что приводит к образованию большого количества фотоэлектронов с низкой энергией, имеющих очень малый пробег и дающих высокую плотность ионизации в точке падения пучка. С другой стороны, аппаратная функция для спектра 3 имеет длинные “хвосты”, которые определяются наличием фотоэлектронов высокой энергии от части спектра чуть ниже *K*-края ксенона, где поглощение фотонов идет на *L*-крае, а также от высокоэнергетичной части спектра.

На рис. 21 сравнивается полная аппаратная функция с учетом диффузии для пучка с энергетическим распределением, соответствующим спектру 3, и фотонов с энергией 20 кэВ. Видно, что ширина на полувысоте обоих распределений практически совпадает, хотя распределение для спектра 3 имеет более выраженные “хвосты”. Ширина на полувысоте в обоих случаях близка к 170 мкм, что хорошо соответствует экспериментальному результату, полученному на ВЭПП-3 (рис. 10).

Альтернативой газовому может быть твердотельный детектор. Для изучения свойств возможного альтернативного варианта проведено моделирование для кремниевого детектора длиной в направлении пучка 1 см и толщиной 300 мкм. На рис. 22 показаны вероятность комптоновского рассеяния (хотя бы один раз), вероятность поглощения (фотоэффект), а также полная вероятность взаимодействия фотона в материале детектора в зависимости от энергии. Ниже 30 кэВ вероятность поглощения фотона близка к 1, тогда как вероятность комптоновского рассеяния составляет  $\sim 30\%$  в диапазоне 20–100 кэВ. На рисунке также показаны вероятность взаимодействия фотонов с энергией

тическим распределением, соответствующим спектру  $\beta$ , и КЭО для этого распределения.

Поскольку комптоновское рассеяние приводит к выделению энергии с помощью электрона отдачи, этот процесс учитывался при вычислении эффективности. Энергия, выделяемая в этом процессе, в среднем существенно меньше, чем при поглощении фотона, что приводит к дополнительным флуктуациям энергии и снижению КЭО. Эффективность (вероятность взаимодействия) для фотонов с энергетическим распределением по спектру  $\beta$  равна  $\sim 81\%$ , тогда как КЭО составляет  $\sim 42\%$ .

Пространственное разрешение кремниевого детектора существенно лучше, чем газового варианта DIMEX. Аппаратная функция для кремниевого детектора, полученная моделированием для пучка фотонов с энергетическим распределением, соответствующим спектру  $\beta$ , показана на рис. 23. Видно, что ширина на полувысоте полученного распределения составляет  $\sim 20$  мкм.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Более чем 6-летний опыт работы детектора DIMEX на канале с.и. ВЭПП-3 показал значительные возможности метода раздельной регистрации излучения отдельных сгустков как при непосредственном просвечивании образца (рентгенографии), так и при регистрации м.у.р.п. Существующий детектор позволяет регистрировать с.и. со средней энергией 20 кэВ с пространственным разрешением  $\sim 0.2$  мм (ширина на полувысоте), максимальной точностью  $\sim 1\%$  (максимальное отношение сигнал/шум  $\sim 100$ ) и с временным разрешением  $\leq 2.5 \cdot 10^{-4}$ , соответствующим коэффициенту смешивания сигнала от соседних сгустков.

Несмотря на успешную работу на канале ВЭПП-3, желательнее дальнейшее усовершенствование детектора, улучшение его характеристик. Разработка вигглера с полем 1.3 Тл на ВЭПП-4М и строительство соответствующего канала с.и. даст возможность повысить энергию и интенсивность пучка, что позволит проводить эксперименты с более толстыми образцами. Моделирование, проведенное в настоящей работе, показывает, что детектор не изменит существенно своих характеристик, его пространственное разрешение останется  $\sim 0.2$  мм и КЭО  $\approx 50\%$ .

Пространственное разрешение и максимальный поток фотонов (максимальное отношение сигнал/шум), который может зарегистрировать существующий детектор, ограничены газовой технологией. Существенного продвижения в улучшении этих параметров можно достичь применением твердотельной технологии. Кремниевый микрополосковый детектор может быть применен для этой методики, если его расположить под малым углом к пучку, так что длина пересече-

ния пучком детектора составит  $\geq 10$  мм. В этом случае КЭО будет достаточно высокой ( $\sim 42\%$ ), тогда как пространственное разрешение может быть на порядок лучше, чем в газовом DIMEX ( $\sim 20$  мкм). Конечно, достичь такого разрешения можно будет только при соответствующей сегментации считывающих электродов.

В настоящее время начаты работы по экспериментальному изучению свойств такого детектора. Следует отметить, что этот вариант детектора требует полной переработки регистрирующей электроники, а также тщательного анализа возможных эффектов радиационного повреждения кремния при облучении интенсивным "белым" пучком с.и.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aulchenko V., Papushev P., Ponomarev S. et al. // J. Synchrotron Rad. 2003. V. 10. P. 361.
2. Aulchenko V., Ponomarev S., Shekhtman L. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 2003. V. A513. P. 388.
3. Aulchenko V.M., Evdokov O.V., Shekhtman L.I. et al. // J. Instr. 2008. V. 3. P. 05005.
4. Sauli F. // Nucl. Instrum. and Methods. 1997. V. A386. P. 531.
5. Бузулуцков А.Ф. // ПТЭ. 2007. № 3. С. 5.
6. Horisberger R., Pitzl D. // Nucl. Instrum. and Methods. 1993. V. A 326. P. 92.
7. Fassó A., Ferrari A., Ranft J., Sala P.R. // CERN-2005-10. INFN/TC-05/11. SLAC-R-773.
8. Fassó A., Ferrari A., Roesler S. et al. // Computing in High Energy and Nucl. Phys. 2003. Conf. (CHEP2003). La Jolla, CA, USA, March 24–28, 2003. <http://nicadd.niu.edu/~jeremy/lcd/doc/hep/03/SimAndModeling/MOMT005.PDF>, eConf C0303241 (2003)MOMT005 [hep-ph/03 06267].
9. Sharma A., Veenhof R. <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/gas/trans2000.html>.
10. Bachmann S., Bressan A., Ropelewski L. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 1999. V. A 438. P. 376.
11. Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. Новосибирск: Наука СО, 1987.
12. Козловский В.Н. Информация в импульсной рентгенографии. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2006.
13. Пруул Э.Р., Мерзиевский Л.А., Тен К.А. и др. // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43. № 3. С. 121.
14. Evdokov O.V., Kozyrev A.N., Litvinenko V.V. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. in Phys. Res. 2007. V. A 575. P. 116.
15. Ten K.A., Prueel E.R., Merzhievsky L.A. et al. // NIM. 2009. V. A603. P. 160.
16. Titov V.M., Tolochko B.P., Ten K.A. et al. // Diam. Relat. Mater. 2007. V. 16. P. 2009.
17. Dainty J.C., Shaw R. Image Science: principles, analysis, and evaluation of photographic-type imaging processes. NJ.: Acad. Press, 1974.
18. Beutel J., Kundel H.L., Van Metter R.L. Handbook of Medical Imaging. V. 1. Physics and Psychophysics. SPIE Press, 2000.
19. Поросев В.В., Шехтман Л.И., Зеликман М.И., Блинов Н.Н.(мл.) // Медицинская техника. 2004. № 5. С. 16.
20. Tabata T., Ito R., Okabe S. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 1972. V. 103. P. 85.