

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Государственный научный центр Российской Федерации-
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ»
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

На правах рукописи

Максимов Александр Васильевич

**Разработка, создание и ввод в эксплуатацию магнитооптической
структуры и системы многооборотного быстрого вывода протонного
радиографического комплекса на энергию 50÷70 ГэВ на базе
синхротрона У-70**

Специальность: 01.04.20 – физика пучков заряженных частиц
и ускорительная техника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических
наук Федотов Ю.С.

Протвино 2017

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Физические основы протонной радиографии	10
1.1 Сравнение методов протонной и рентгеновской радиографии.....	10
1.2 Установки для протонной радиографии.....	14
1.3 Магнитооптические системы для протонной радиографии.....	15
Глава 2. Пилотная протонная радиографическая установка на пучке 50 ГэВ на базе синхротрона У-70	23
2.1 Характеристики протонного синхротрона У-70.....	23
2.2 Расположение установки и схема вывода пучка.....	23
2.3 Основные характеристики пилотной протонной радиографической установки.....	27
2.4 Обзор результатов эксплуатации пилотной установки (2005–2011 годы).....	29
Глава 3. Протонный радиографический комплекс на пучке 70 ГэВ	43
3.1 Постановка задачи.....	43
3.2 Основные характеристики комплекса ПРГК-100.....	44
3.3 Оценка влияния параметров пучка и характеристик установки на качество изображения объекта.....	50
Глава 4. Многооборотный быстрый вывод пучка из У-70	70
Глава 5. Первые результаты эксплуатации ПРГК-100 (2014 год)	82
Заключение	92
Список литературы	94

Введение

Актуальность темы

Импульсная просвечивающая протонная радиография сложных объектов с применением пучков протонов высокой энергии является эффективным методом экспериментального исследования физики экстремального состояния вещества и быстропротекающих процессов в плотных средах. Этот метод востребован в современном высокотехнологичном секторе отечественной промышленности (Государственная корпорация по использованию атомной энергии «Росатом»).

Источниками пучков протонов для радиографии служат линейные и кольцевые (протонные синхротроны) ускорители заряженных частиц.

Привлекательными сторонами импульсной протонной радиографии в сравнении с рентгеновской радиографией являются:

1. Большая просвечивающая способность, позволяющая работать с объектами с массовой толщиной в сотни г/см² (для энергий пучка протонов 50–70 ГэВ).

2. Наличие электрического заряда у пучка – переносчика теневого изображения объекта, позволяющее использовать магнитооптические системы для активного формирования изображения в плоскости наблюдения с полем обзора не менее Ø200 мм и малым уровнем геометрических и хроматических искажений (пространственное разрешение ~100÷200 мкм).

3. Возможность проведения многокадровой съемки с длительностью (“выдержкой”) одного кадра в 100÷150 нс и длительностью пакета последовательности кадров (временем экспозиции) от 5 до 20÷50 мкс.

Актуальность темы диссертации обусловлена тем, что в ней решаются вопросы разработки, создания и ввода в эксплуатацию технологических систем протонной радиографической установки (магнитная оптика) и первичного ускорителя протонов (система многооборотного быстрого вывода), реализующих

на практике ключевые преимущества метода протонной радиографии (пункты 2 и 3 из списка выше).

Практическая значимость и сведения о внедрении

В диссертацию вошли результаты работ, выполненных в ходе реализации программы основной деятельности и НИОКР ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ “Курчатовский институт” в период с 2009 года по настоящее время.

Эти работы проводились на крупнейшем в России действующем ускорителе заряженных частиц — Ускорительном комплексе У-70 совместными усилиями сотрудников ГНЦ ИФВЭ НИЦ КИ (г. Протвино) и РФЯЦ–ВНИИЭФ (г. Саров). Использовалась имеющаяся инфраструктура канала инжекции пучка (сокращенно КИ) не реализованного проекта Ускорительно-накопительного комплекса (УНК) протонов*.

Работы можно разбить на **два больших блока**:

На **первом этапе** в 2005–2011 годах была создана и эксплуатировалась пилотная протонная радиографическая установка с энергией пучка 50 ГэВ. Применялась упрощенная (укороченная) магнитооптическая система, состоявшая из одного квартета квадрупольных линз с минус единичной матрицей передачи. Плоскость регистрации пучка и тестовый объект размещались рядом в общем дрейфовом промежутке. Были выполнены статические и динамические эксперименты с использованием тестовых объектов различной сложности и оптической плотности. Экспериментально подтверждены все преимущества метода протонной радиографии. Работы на установке были завершены в 2011 году. Полученные на ней результаты послужили основанием для принятия положительного решения о сооружении новой, полномасштабной протонной радиографической установки на Ускорительном комплексе У-70.

На **втором этапе** в 2011 году было начато строительство полномасштабного протонного радиографического комплекса ПРГК-100 с энергией пучка 50–70 ГэВ. Его оптика состоит из трех квартетов квадрупольных линз с увеличен-

* Препринт ИФВЭ 93–27, Протвино, 1993.

ной апертурой. Предусмотрены отдельные плоскости регистрации облучаемого пучка, размещения объекта и две плоскости регистрации протонных изображений. В июне 2014 года осуществлён физический пуск ПРГК-100 (смотри рис. 1), а в ноябре 2014 года был проведён первый сеанс по получению изображений статических объектов.



Рис.1 Участок установки ПРГК-100 с квадрупольными линзами и блоками радиационной защиты

Результаты диссертации получены и использовались на практике в ходе выполнения каждого из указанных выше этапов работ.

В целом, введение в эксплуатацию экспериментальной физической установки ПРГК-100 заметно расширило возможности Ускорительного комплекса У-70 ГНЦ ИФВЭ НИЦ “Курчатовский институт” по проведению актуальных прикладных исследований с помощью выведенных пучков и неподвижных внешних мишеней.

Изложенные положения подтверждают практическую значимость диссертации.

Цель диссертационной работы

Целями диссертации является обобщение опыта и результатов расчета, создания и настройки с пучком и выявление перспектив развития актуальных технологических систем действующей (и действовавшей) установок для протонной радиографии на выведенном пучке протонов синхротрона У-70 с энергией 50–70 ГэВ. В их число входит следующее:

1. Обобщить результаты разработки, настройки и штатной эксплуатации (в 2005–2011 годах) магнитооптической системы пилотной установки для протонной радиографии на пучке У-70.

2. Представить результаты разработки и создания схемы магнитной оптики для действующего (с 2014 года) протонного радиографического комплекса ПРГК-100 с энергией пучка 50–70 ГэВ и полем обзора не менее $\varnothing 200$ мм.

3. Представить результаты анализа влияния параметров пучка и характеристик установки на качество изображения объекта с получением количественных оценок пространственного разрешения в протонных радиографических изображениях объектов.

4. Представить физическое обоснование и данные по экспериментальной проверке многооборотного быстрого вывода пучка из У-70 (так называемый метод “бритье”). Для синхротрона У-70 указанный метод является средством получения длительности вывода в несколько десятков микросекунд (от 4 до 10 оборотов пучка по орбите).

5. Представить первые экспериментальные результаты физического запуска и настройки ПРГК-100 (2014 год), подтверждающие достоверность результатов диссертации и достижение проектных параметров систем и установок.

Личный вклад автора

Работа, выполненная лично автором, включает в себя следующее:

1. Участие в проведении расчетов магнитной оптики и схемы многооборотного быстрого вывода.

2. Исследование вопросов влияния параметров просвечивающего пучка и характеристик комплекса на качество изображения объекта с получением количественных оценок пространственного разрешения в протонных радиографических изображениях объектов.

3. Обоснование метода многооборотного быстрого вывода пучка из У-70.

4. Участие в пуско-наладочных работах и в регулярных плановых сеансах радиографических установок.

Научная новизна и практическая ценность

В диссертации использовались общепринятые аналитические и численные методы расчета оптики пучков заряженных частиц, электрофизических и магнитных систем ускорителей, анализа динамики частиц в кольцевых ускорителях протонов и эффектов взаимодействия пучков с веществом, методов диагностики и измерения параметров релятивистских пучков протонов. Новизна состоит в интегральном эффекте от применения этих методов к созданию и эксплуатации уникальных протонных радиографических установок с пучками энергии 50–70 ГэВ, не имеющих прямых отечественных аналогов.

Практическая ценность диссертационной работы определяется тем, что разработка и создание протонного радиографического комплекса осуществлены на базе имеющейся инфраструктуры – канала инъекции (КИ) ускорительно-накопительного комплекса. Данное техническое решение также придало новое направление использования оборудования, которое было ранее законсервировано.

Проектные параметры ПРГК-100 (возможность протонной радиографической съемки динамических объектов с массовой толщиной до 450 г/см^2 с полем обзора не менее $\varnothing 200 \text{ мм}$, время экспозиции для исследования быстротекающих динамических процессов на уровне $20 \div 50 \text{ мкс}$) превосходят существующие протонные радиографические установки как в России, так и в мире.

Введение ПРГК-100 в эксплуатацию расширило возможности ускорительного комплекса У-70 ГНЦ ИФВЭ НИЦ “Курчатовский институт” по проведению актуальных прикладных исследований.

Результаты, выносимые на защиту

1. Изложенная в работе методика построения и расчетов магнитооптической системы была использована при построении экспериментальной установки, а также лежит в основе создания полномасштабного протонного радиографического комплекса.
2. Выполнены расчеты по оценке влияния параметров установки и исследуемых объектов на качество изображения. Сформулированы допуски на точность поддержания параметров магнитооптической системы. Приведены оценки контрастной частотной характеристики магнитооптической системы и системы регистрации изображений.
3. Изложен принцип и приведены расчеты по обеспечению режима многооборотного быстрого вывода пучка длительностью до 20-50 мкс.
4. Представлены результаты первых экспериментов на полномасштабном протонном радиографическом комплексе ПРГК-100 в части верификации и подтверждения достоверности результатов диссертации.

Апробация и публикации

Результаты диссертации опубликованы в статьях в рецензируемых журналах из списка ВАК — журнал «Приборы и техника эксперимента» [26, 38,39], журнал «Атомная энергия» [27], журнал «Журнал технической физики» [29] и в препринте ФГБУ ГНЦ ИФВЭ [25].

Результаты, вошедшие в диссертацию, обсуждались на научно-технических семинарах и совещаниях Отделения ускорительного комплекса ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ “Курчатовский институт”, в том числе с участием специалистов РФЯЦ–ВНИИЭФ, и вошли в пять отчетов о принятых и выполненных НИОКР.

Большинство результатов диссертации успешно прошло практическую проверку с пучком с энергией 50 ГэВ в сеансах работы Ускорительного комплекса У-70 в период 2005–2015 годов.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 96 страниц, включая 61 рисунок и 16 таблиц. Список литературы включает 39 наименования на 4 страницах.

Первая глава имеет обзорный характер. В ней обсуждаются физические основы импульсной протонной радиографии на основе ускорительных технологий, современное состояние дел в этой области и изложены принципы построения магнитооптических систем для установок протонной радиографии.

Во **второй главе** приведено физическое обоснование и описание пилотной протонной радиографической установки на пучке У-70 с энергией 50 ГэВ (2005–2011 годы). Перечислены существенные технические характеристики протонного синхротрона У-70. Приведена структура и расположение установки и схема быстрого вывода протонного пучка на нее.

В **третьей главе** рассмотрена магнитооптическая система полномасштабного протонного радиографического комплекса ПРГК-100 (с 2014 года) на ускорителе У-70 с энергией протонного пучка 50–70 ГэВ. Рассмотрены вопросы влияния параметров просвечиваемого пучка и параметров комплекса на качество изображения объекта.

В **четвертой главе** приводится физическое обоснование и результаты расчетов по многооборотному быстрому выводу пучка из У-70 с длительностью несколько десятков микросекунд для многокадровой регистрации динамических объектов.

В **пятой главе** представлены первые результаты работы протонного радиографического комплекса ПРГК-100 и предложена их интерпретация в части верификации и подтверждения достоверности результатов диссертации.

В **заключении** сформулированы основные результаты работы и положения, выносимые на защиту.

ГЛАВА 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОТОННОЙ РАДИОГРАФИИ

1.1 Сравнение методов протонной и рентгеновской радиографии

Радиография как способ просвечивания объектов с целью изучения их внутренней структуры используется со времени открытия рентгеновских лучей.

В течение более чем полувека рентгеновская радиография являлась основным инструментом для исследования быстропротекающих взрывных процессов. Рентгенография обладает рядом преимуществ, таких как простота метода и относительная дешевизна установок, основным элементом которых является ускоритель электронов. Этими достоинствами и обусловлено широкое распространение рентгенографии. Однако рентгеновской радиографии присущи свои недостатки, имеющие причиной саму природу гамма-квантов. При рентгенографировании объектов, массовая толщина которых составляет 1-5 среднего пробега гамма-квантов, качество полученных рентгеновских изображений (рентгенограмм) достаточно высокое, но для оптически толстых объектов ($>100 \text{ г/см}^2$) качество получаемых изображений резко падает. Ухудшение качества рентгеновских изображений обуславливается рядом причин, таких как наличие фона из-за комптоновского рассеяния и рождения электрон-позитронных пар. Высокая энергия используемых гамма-квантов, около 1-10 МэВ (соответствующая окну прозрачности материалов с большим зарядовым (атомным) числом Z), порождает в детекторах электронные ливни, которые размывают рентгеновское изображение. Кроме того, средняя длина пробега гамма-квантов резко зависит от их энергии и Z вещества. Поэтому появляются определенные трудности в рентгенографировании объектов, состоящих из веществ, имеющих большие различия в Z . Жесткие гамма-кванты в этом случае

практически не «видят» веществ с малым Z . При рентгенографировании объектов с большим перепадом оптической толщины возникает проблема обеспечения достаточного динамического диапазона регистрирующей системы. Метод генерации тормозных гамма-квантов при падении высокоэнергичных электронов на конверсионную мишень, имеет также ряд проблем, связанных с размерами фокусного пятна источника и разрушением мишени под действием сильноточных пучков электронов.

Многие из перечисленных проблем, присущих традиционной радиографии, отсутствуют в протонной радиографии. Протонная радиография с применением высокоэнергетичных (сотни Мэв и выше) протонов обладающих большей просвечивающей способностью по отношению к рентгеновскому излучению. Это свойство делает их весьма привлекательными в качестве средства для изучения внутренней структуры оптически толстых объектов. Кроме того, использование протонов для радиографирования толстых объектов (с массовой толщиной >100 г/см²) является статистически выгодным [1].

Действительно, коэффициент прохождения $t_\lambda = \frac{N}{N_0}$ (где N_0 и N первоначальное и прошедшее число частиц соответственно) дается в терминах длины объекта L и длины ядерного взаимодействия λ с помощью формулы:

$$t_\lambda = e^{-\frac{L}{\lambda}} \quad (1.1)$$

Соответственно:

$$L = -\lambda \ln(t_\lambda) \quad (1.2)$$

Здесь λ дается выражением:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma},$$

где n – число атомов в единице объема, σ – сечение процесса ядерных взаимодействий.

Неопределенность в измеренной толщине объекта может быть вычислена в предположении, что прошедший пучок следует статистике Пуассона. Взяв

дифференциал в уравнении (1.2) по прошедшему потоку и распространяя ошибку в N на L , получим:

$$\Delta L = \frac{\Delta N}{N} \lambda = \sqrt{\frac{1}{N}} \lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{N_0}} e^{\frac{L}{2\lambda}} \quad (1.3)$$

Приравнивая производную по λ правой части уравнения (1.3) к нулю и решая его относительно λ , получим оптимальное значение $\lambda=L/2$, при котором неопределенность ΔL минимальна при фиксированном числе частиц N_0 .

Это означает, что если необходимо просветить объект толщиной 200-400 г/см², то оптимальная длина ядерного взаимодействия частицы должна быть порядка 100-200 г/см², что близко к соответствующим значениям для протонов с энергией в сотни МэВ и выше в веществе [2].

Пробег протонов в веществе (в единицах г/см²) растёт с увеличением массового числа A . Связано это с тем, что длина ядерного взаимодействия λ (в г/см²) зависит от концентрации атомов вещества n в единице массы и сечения неупругого ядерного взаимодействия σ по закону $\lambda \sim (n\sigma)^{-1}$. В свою очередь, σ растёт с увеличением A по закону $\sigma \sim A^{2/3}$, а концентрация — по закону $n \sim A^{-1}$. Поэтому $\lambda \sim A^{1/3}$. Это выгодно отличает протоны от рентгеновского излучения, у которого все происходит наоборот. Таким образом, протоны эффективны для исследования веществ, как с высоким, так и с низким A .

При массовой толщине порядка 300 г/см² сквозь объект проходит около 20% протонов при энергии в десятки ГэВ (против 10^{-6} для гамма-квантов), поэтому требования к динамическому диапазону детектирующей системы могут быть существенно менее жесткими, чем для традиционной рентгеновской радиографии. Благодаря этому не представляет трудности получение изображения оптически толстых объектов целиком, включая их границы, что очень важно для прикладной радиографии (см. рис.1.1, заимствован из [3]).

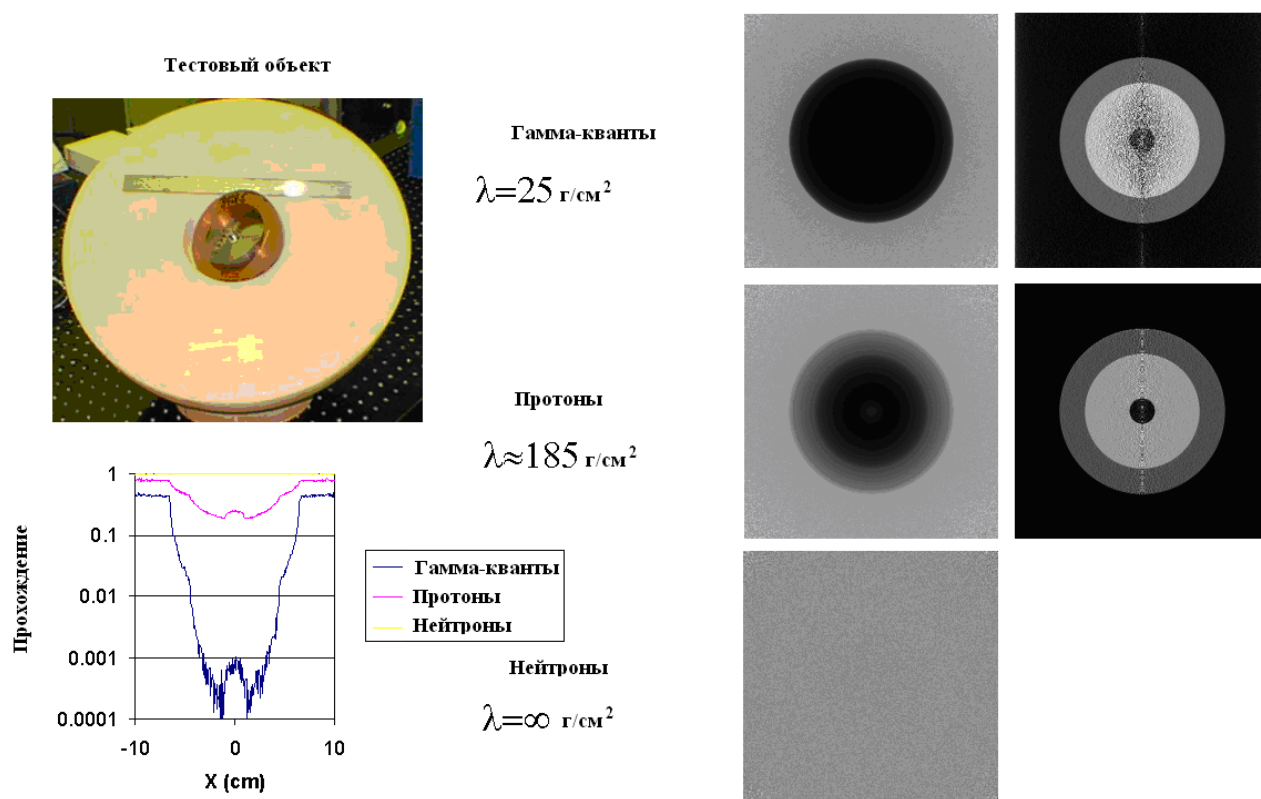


Рис. 1.1 Сравнение различных методик просвечивания объекта (на рентгенограмме наблюдаются сильные статистические флуктуации)

Протонной радиографии присуще наличие низкого фона электромагнитных излучений и высокое отношение сигнал-шум, недостижимое в традиционной рентгенографии. В отличие от источников гамма-излучения, в источниках протонов отсутствуют конверсионные мишени и связанные с ними проблемы. Многолучевая съемка (т.е. облучение объекта с нескольких направлений) дает возможность использовать методы реконструктивной томографии, что позволяет восстанавливать 3D структуру просвечиваемого объекта. В свою очередь, использование двух наборов детекторов дает уникальную возможность определять эффективные Z или A вещества в каждой точке изображения исследуемого объекта. При этом удастся определить даже массовые концентрации веществ.

1.2 Установки для протонной радиографии

Первые практические работы по протонной радиографии выполнены примерно полвека назад [4-8]. Полученные изображения не обладали высоким разрешением по причине многократного кулоновского рассеяния протонов в объекте.

В 1990-х годах в научном центре LANSCE (Los Alamos Neutron Science Center, Лос-Аламос, США) в экспериментах по протонной радиографии на линейном ускорителе протонов (800 МэВ). В экспериментах было продемонстрировано, что влияние многократного рассеяния протонов может быть минимизировано, если между объектом и детектором изображения расположить магнитную систему с квадрупольными линзами, обладающую определенными свойствами [9-13]. Установка позволяла получать до 30 кадров радиографических изображений объектов (с интервалом между кадрами 500 нс) с толщинами объектов до 50 г/см^2 с пространственным разрешением $\sim 200 \text{ мкм}$.

На протонном синхротроне AGS (Брукхэйвен, США) эти работы получили дальнейшее развитие с существенно большей энергией протонного пучка 7-24 ГэВ [3,14,15]. Проекты по развитию протонных радиографических исследований в LANL представлены в [16-20].

Широкая библиография физических установок (как действующих, так и создаваемых) по тематике радиографических исследований представлена в [21].

В 2007-2009 годах на базе ускорителя ТВН-ИТЭФ (Москва, Россия) была создана протонная радиографическая установка ПРИМА [22] с энергией протонов 800 МэВ, позволявшая проводить исследования статических и динамических объектов с разрешением $\sim 300 \text{ мкм}$ (с массовой толщиной до 20 г/см^2) и полем обзора 40 мм [23-24].

В 2005–2011 годах на базе синхротрона У-70 ГНЦ ИФВЭ (Протвино, Россия) была создана пилотная протонная радиографическая установка с энергией пучка 50 ГэВ [25-28]. Исследования объектов с массовой толщиной до 400 г/см^2

проводились с разрешением $100\div 200$ мкм и полем обзора 60 мм. Работы на пилотной установке были успешно завершены в 2011 году.

В 2011-2014 годах в ГНЦ ИФВЭ велось строительство полномасштабного протонного радиографического комплекса ПРГК-100 с энергией пучка 50-70 ГэВ [29]. В июне 2014 года осуществлён физический пуск данного комплекса, а в ноябре 2014 года был проведен первый сеанс по получению изображений статических объектов. В настоящее время комплекс ПРГК-100 введен в регулярную эксплуатацию.

1.3 Магнитооптические системы для протонной радиографии

Пучок, просвечивающий объект, из-за ненулевого фазового объема имеет угловой разброс. Этот разброс ещё более увеличивается на выходе из объекта за счет кулоновского рассеяния. Чтобы получить радиографическое изображение объекта, необходимо сфокусировать пучок протонов после объекта в плоскости изображения с передачей «из точки в точку» независимо от угла выхода из объекта рассеянного протона.

Преобразование исходных горизонтальных и вертикальных фазовых координат (x, φ) и (y, θ) в конечные точки изображения $(x, \varphi)_f$ и $(y, \theta)_f$ осуществляется матрицей преобразования R размером 4×4 . В частности, для независимых степеней свободы

$$x_f = R_{11}x + R_{12}\varphi \qquad y_f = R_{33}y + R_{34}\theta.$$

Преобразование «из точки в точку» одновременно для двух направлений (x, y) означает, что $R_{12} = R_{34} = 0$, когда конечное положение не зависит от исходного угла. Это потребует наличия, по крайней мере, дублета квадрупольных линз.

Если дублет обладает определенной симметрией (во второй части дублета последовательность промежутков и линз повторяется в обратном порядке, а знак магнитной фокусировки обратный), то условия $R_{12} = R_{34}$ и $R_{43} = R_{21}$ выполняются автоматически [30,31]. Поэтому первая часть магнитной системы может представлять собой дублет с подобной симметрией.

Инвертированное преобразование $x_f = -x$ означает $R_{11} = R_{33} = -1$, и это требует наличия квартета квадрупольных линз. Если такой квартет образован переносной симметрией из двух дублетов, то в этом случае матрица преобразования имеет вид [10]:

$$\hat{R} = \hat{M}^2 = -\hat{I} + Sp(\hat{M})\hat{M}, \quad (1.4)$$

где \hat{I} – единичная матрица, \hat{M} – матрица дублета, $Sp(\hat{M}) = m_{11} + m_{22}$ – след матрицы \hat{M} . Если след матрицы \hat{M} равен нулю, то имеет место преобразование $\hat{R} = -\hat{I}$.

На рис. 1.2 приведена схема симметричного дублета. Модули оптических сил линз принимаются равными. Матрицы квадрупольной линзы в приближении тонких линз для фокусирующей и дефокусирующей плоскостей имеют вид

$$\hat{M}_{\text{фок.,дефок}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \mp k & 1 \end{pmatrix}, \text{ где модуль силы линзы равен } k = \frac{G_q l_q}{B_0 R_0},$$

G_q – градиент магнитного поля квадруполь, l_q – его эффективная длина, $B_0 R_0$ – магнитная жесткость.

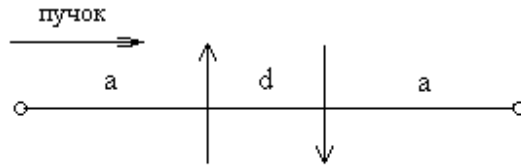


Рис. 1.2 Оптическая схема дублета квадрупольных линз в приближении тонких линз.

Матрица магнитооптической системы «дублет квадрупольных линз» имеет вид:

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} 1 & a \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ k & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -k & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & a \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - kd(1 + ka) & 2a + d - a^2 dk^2 \\ -k^2 d & 1 + kd(1 - ka) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}. \quad (1.5)$$

Здесь и далее рассматриваются матрицы движения в горизонтальной плоскости. Матрица движения в вертикальной плоскости имеет другие знаки у силы линзы.

Матрица второй половины квартета, образованного переносной симметрией, также имеет вид (1.5). В соответствии с (1.5) след матрицы $Sp\hat{M} = m_{11} + m_{22} = 2 - 2k^2 ad = 0$, т.е. сила квадруполь дублета должна удовлетворять условию $k^2 ad = 1$. Тогда матрица дублета имеет вид [25]:

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} -kd & a+d \\ -k^2d & kd \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Поскольку след матрицы $Sp\hat{M} = 2 \cos \Delta\Psi_{\text{дуб}}$, то набег фазы бетатронного колебания $\Delta\Psi$ в квартете должен быть $\Delta\Psi_{\text{квар}} = \pi$, что соответствует матрице квартета равной $-\hat{I}$. Структура квартета состоит из двух периодов, каждый из которых представлен дублетом. Для определения структурных функций квартета можно воспользоваться известным матричным представлением Твисса для систем со знакопеременной фокусировкой:

$$M(s) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cos(\Delta\Psi_{\text{дуб}}) + \begin{pmatrix} \alpha(s) & \beta(s) \\ -\gamma(s) & -\alpha(s) \end{pmatrix} \sin(\Delta\Psi_{\text{дуб}}) \quad (1.7)$$

Здесь s – текущее расстояние от начала оптической структуры, $\alpha(s), \beta(s), \gamma(s)$ – структурные функции, для которых в периодической структуре выполняются соотношения:

$$\alpha(0) = \alpha(L_{\text{дуб}}) \quad \beta(0) = \beta(L_{\text{дуб}}) \quad \gamma(0) = \gamma(L_{\text{дуб}}), \quad \text{где } L_{\text{дуб}} - \text{длина дублета.}$$

С учетом (1.6) и (1.7) матрица дублета может быть записана в виде

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} -kd & a+d \\ -k^2d & kd \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_0 & \beta_0 \\ -\gamma_0 & -\alpha_0 \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Оптимальная структура квартета

При заданном модуле силы квадруполь k существует минимальная (т.е. оптимальная) длина дублета (квартета). Действительно, для силы квадруполь из

$$(1.6) \text{ требуется:} \quad ad = \frac{1}{k^2}. \quad (1.9)$$

С другой стороны, полная длина дублета $L_s = 2a + d$.

Подставим (1.9) в $d = L_s - 2a$ и получим уравнение для определения длины участков дрейфа a : $a^2 - \frac{L_s}{2}a + \frac{1}{2k^2} = 0$ и его решения $a = \frac{L_s}{4} \pm \sqrt{\frac{L_s^2}{16} - \frac{1}{2k^2}}$.

Оптимальная величина a соответствует значению дискриминанта решения квадратного уравнения, равного нулю. Отсюда получаем оптимальные величины [25]:

$$L_{s,opt} = \frac{2\sqrt{2}}{k}, \quad d_{opt} = \frac{L_s}{2}, \quad a_{opt} = \frac{L_s}{4} = \frac{d_{opt}}{2} \quad (1.10)$$

Используя (1.8), получим для структурных функций оптимального квартета:

$$\beta_0 = a + d = \frac{3\sqrt{2}}{2k}, \quad \alpha_0 = -kd = -\sqrt{2}, \quad \gamma_0 = k^2d = \sqrt{2}k \quad (1.11)$$

и величину наклона главной полуоси эллипса для аксептанса квартета $W = -\frac{\alpha_0}{\beta_0} = \frac{2}{3}k$. Здесь и далее выбор отрицательного знака у α_0 соответствует очередности следования фокусирующей и дефокусирующей линз, показанной на рис. 1.2. В противном случае знак α_0 следует изменить на обратный.

Уравнение предельного фазового эллипса на входе в дублет для горизонтальной плоскости записывается в виде $\gamma_0 x^2 + 2\alpha_0 x x' + \beta_0 x'^2 = A$, где величина аксептанса A определяется апертурными ограничениями в линзах дублета.

Оптимальное согласование входного пучка со структурой квартета

Рассмотрим вопрос о том, как должен быть согласован входной пучок с магнитной структурой квартета. Это согласование тесно увязано с минимизацией последствий хроматической аберрации. Аберрационные коэффициенты определяют ошибку в конечном положении для частиц просвечивающего пучка с отличным от проектного значением импульса. Для этих частиц конечное положение выглядит следующим образом:

$$x_f = R_{11}(P \cdot (1 + \Delta))x + R_{12}(P \cdot (1 + \Delta))\theta, \quad (1.12)$$

где $\Delta = \frac{\delta p}{P}$ – относительное отклонение импульса частицы.

Предположим, что входной пучок коррелирован на фазовой плоскости так, что $\theta = wx$. Тогда на выходе из объекта $\theta = wx + \varphi$, где φ учитывает все угловые отклонения от идеальной линии корреляции (многократное кулоновское рассеяние и ненулевой входной эмиттанс просвечивающего пучка). В первом приближении по Δ конечное положение этих частиц будет иметь вид:

$$x_f = R_{11}x + R_{12}\theta + (R'_{11} + wR'_{12})x\Delta + R'_{12}\varphi\Delta.$$

где R'_{11} и R'_{12} – первые производные матричных коэффициентов.

Выберем корреляционный коэффициент таким, чтобы $R'_{11} + wR'_{12} = 0$. Тогда конечное положение для частиц на линии корреляции не зависит от произведения $x\Delta$, так что в итоге имеем:

$$x_f = -x + R'_{12}\varphi\Delta. \quad (1.13)$$

Вычислим коэффициенты R'_{11} и R'_{12} . Из (1.4) имеем (в случае $Sp(\hat{M}) = 0$):

$$R_{ik}(\Delta) = -\delta_{ik} + Sp\hat{M}(\Delta)M_{ik}$$

Тогда $R'_{ik} = M_{ik} \frac{dSp\hat{M}}{d\Delta} + Sp\hat{M} \frac{dM_{ik}}{d\Delta}$, или $R'_{ik} = M_{ik} \frac{dSp\hat{M}}{d\Delta}$.

След матрицы \hat{M} (в соответствии с (1.5)) равен $Sp\hat{M} = 2 - 2k^2ad$. Производная следа матрицы \hat{M} легко вычисляется. С учетом $k^2 = k_0^2(1 - 2\Delta)$, где k_0 по-прежнему удовлетворяет соотношению $adk_0^2 = 1$ получаем $\frac{dSp\hat{M}}{d\Delta} = 4$. В итоге производные матричных коэффициентов R'_{ik} имеют вид:

$$R'_{11} = -4k_0d = 4\alpha_0 \quad R'_{12} = 4(a + d) = 4\beta_0.$$

Таким образом, коэффициент корреляции w должен быть равен наклону главной полуоси эллипса для аксептанса квартета: $w = \frac{k_0d}{a + d} = -\frac{\alpha_0}{\beta_0}$.

С другой стороны, коэффициент корреляции w связан со вторыми моментами распределения пучка на фазовой плоскости: $\langle x\theta \rangle = -\alpha E$ и $\langle x^2 \rangle = \beta E$ где

E – эмиттанс пучка. Отсюда получим $w = -\frac{\alpha}{\beta} = -\frac{x'_{\max}}{x_{\max}}$, где угол x'_{\max} соответствует

частице, имеющей максимальное отклонение x_{\max} .

На рис. 1.3 приведен пример согласования фазовых эллипсов горизонтального и вертикального движения в квартете и фазовых эллипсов просвечивающего пучка с эмиттансом 2 мм·мрад в обеих плоскостях [25].

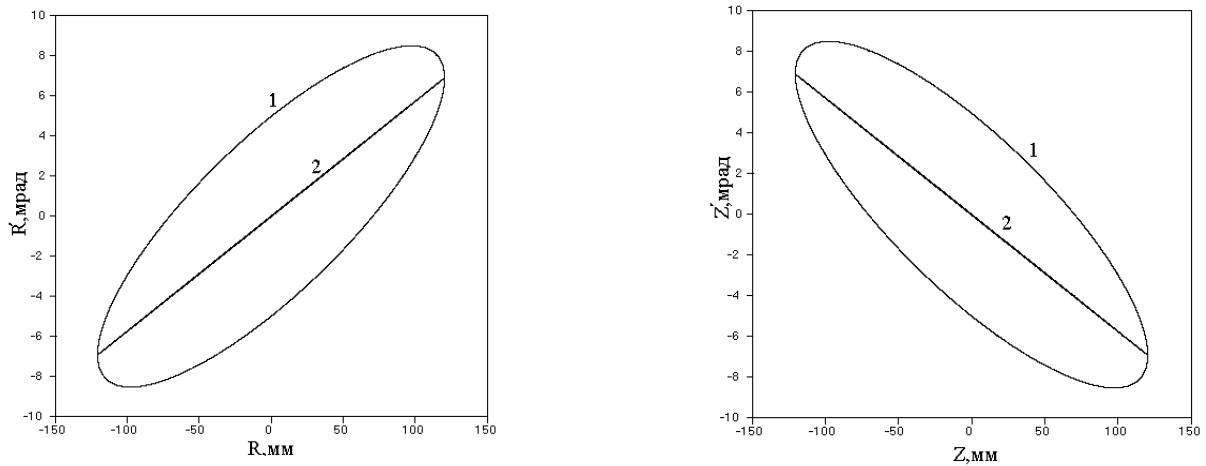


Рис. 1.3 Предельные фазовые эллипсы горизонтального (слева) и вертикального (справа) направлений квартета (1) и просвечивающего пучка (2) на входе в квартет.

Поле обзора

Объект для радиографического просвечивания протонным пучком помещается в начале квартета. Характеристики просвечивающего пучка на объекте формируются системой предварительной фокусировки. Формируется пучок нужных размеров, чтобы осветить весь объект, и обеспечивается согласование фазовых характеристик пучка с аксептансом квартета. Максимально возможный линейный размер просвечиваемого объекта, допускающий получение его изображения без потерь информации, называется полем обзора. Поле обзора определяется аксептансом квартета и зависит от среднеквадратичного угла многократного кулоновского рассеяния в веществе объекта $\Theta_{рас}$.

Для определения величины аксептанса надо найти точку в магнитной структуре квартета с максимальным ограничением линейных размеров проходящего пучка (т.е. с максимальной β -функцией). В первом приближении (для горизонтальной плоскости), такой точкой является середина второй фокуси-

рующей квадрупольной линзы. Матрица участка от начала квартета до этой точки равна:

$$\hat{M}_{акс} = \begin{pmatrix} -1 - kd & a + d + adk \\ \frac{k}{2}(1 - kd) & -\frac{k}{2}(a - d) - \frac{1}{2} \end{pmatrix}.$$

Величина амплитудной β -функции в этой точке определяется, с учетом (1.11), соотношением

$$\beta_{л} = m_{12}^2 \gamma_0 - 2m_{11}m_{12} \alpha_0 + m_{11}^2 \beta_0 = 2(\sqrt{2} + 1) \cdot \frac{1}{k}.$$

Радиус вписанной в апертуру линзы окружности $R_{лин}$ определяет величину аксептанса как $A = R_{лин}^2 / \beta_{л}$.

Известно, что в кольцевой магнитной структуре синхротрона со знакопеременной фокусировкой, находящейся вдали от магнитооптических резонансов, предельно допустимый фазовый портрет пучка, пропускаемого без потерь, имеет вид эллипса с площадью πA .

Иначе обстоит дело для коротких (однопролетных, незамкнутых) магнитооптических систем. Так для рассматриваемого квартета квадрупольных линз предельный фазовый портрет пучка без потерь имеет вид параллелограмма. Он ограничен двумя парами параллельных прямых, полученных путем обратного линейного преобразования в начало системы апертурных ограничений, вносимых двумя фокусирующими квадрупольными линзами квартета.

Наложив эти ограничения на коррелированный (по предположению $\theta = wx$) просвечивающий пучок, учтя многократное кулоновское рассеяние на уровне $\pm 2\sigma$, $\Theta_{рас} = 2\sigma$ и, используя, матрицы участков от начала квартета до фокусирующих линз, получим выражения для двух прямых, ограничивающих поле обзора (рис. 1.4) [29]:

$$X_{н.о.} = 0.68R_{кам} - \frac{0.48}{k} \Theta_{рас}, \quad (1.14)$$

$$X_{н.о.} = 3R_{кам} - \frac{10.22}{k} \Theta_{рас}. \quad (1.15)$$

здесь $R_{кам}$ - полуразмер вакуумной камеры в фокусирующей плоскости линзы. Он может превышать радиус апертуры линзы, что позволяет получить большие величины поля обзора. Характерной точкой в картине зависимости поля обзора от угла рассеяния является точка пересечения прямых (1.14) и (1.15), имеющая координаты [29]:

$$X^* = 0.5656R_{кам}, \quad \Theta^* = 0.2382R_{кам}k.$$

На рис. 1.4 приведен пример поля обзора для квадрупольных линз с радиусом вписанной окружности 150 мм и модулем силы $k = \frac{G_q l_q}{B_0 R_0} = 0.048$ (1/м)

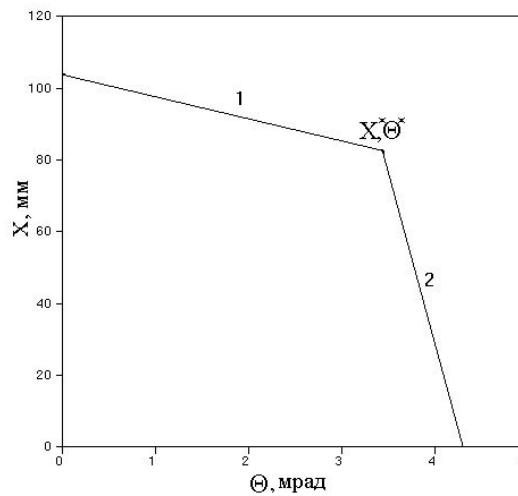


Рис. 1.4 Поле обзора в квартете с радиусом апертуры квадрупольной линзы 150 мм и модулем силы $k = 0.048$ (1/м)

Заключение

Приведено сравнение возможностей протонной радиографии и традиционной рентгенографии. Показано, что для значительных массовых толщин объектов (более 100 г/см^2) протонная радиография обладает существенными преимуществами перед рентгенографией.

Кратко рассмотрены принципы построения магнитооптических систем формирования просвечивающего пучка для протонных радиографических установок. Рассмотрен пример оптимального согласования входного просвечивающего пучка с магнитной оптикой и представлен расчет поля обзора протонной радиографической установки.

ГЛАВА 2. ПИЛОТНАЯ ПРОТОННАЯ РАДИОГРАФИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА НА ПУЧКЕ 50 ГэВ НА БАЗЕ СИНХРОТРОНА У-70

2.1 Характеристики протонного синхротрона ИФВЭ

Ускорительный комплекс ГНЦ ИФВЭ У-70 [18] включает в себя линейный ускоритель с высокочастотной квадрупольной фокусировкой УРАЛ-30 на энергию 30 МэВ, быстроциклирующий синхротрон–бустер У-1.5 на энергию 1.3 ГэВ и протонный синхротрон У-70 на энергию 70 ГэВ [19]. Максимальная интенсивность в ускорителе $\sim 1.7 \cdot 10^{13}$ частиц в импульсе. Полная длительность магнитного цикла при ускорении до 70 ГэВ составляет около 10 с. Плато магнитного поля имеет длительность 2 с при максимальной энергии пучка. Кратность ВЧ-ускоряющего поля равна 30. Из бустера У-1.5 на орбиту У-70 может инжектироваться от 3 до 29 сгустков протонов. Минимальная интенсивность в сгустке для устойчивой работы систем обратной связи составляет $2 \cdot 10^{11}$ частиц. Система быстрого вывода [32-34] может выводить от одного до 29 сгустков один раз в цикл. Длительность вывода составит, соответственно, от 30 нс до 5 мкс. Поперечный эмиттанс ускоренного пучка при максимальной интенсивности равен ~ 2 мм·мрад.

2.2 Расположение установки и схема вывода пучка

В 2005 году в ГНЦ ИФВЭ на ускорительном комплексе протонов У-70 была создана пилотная протонная радиографическая установка, позволявшая при энергии 50 ГэВ получать изображение объектов диаметром 60 мм и толщиной до ~ 400 г/см². Эксперименты на установке продолжались до 2011 года.

Протонная радиографическая установка была создана на базе имеющейся инфраструктуры – канала инжекции (далее, КИ) ускорительно-накопительного комплекса УНК (проект не реализован) [35]. Схема канала представлена на рис.2.1.

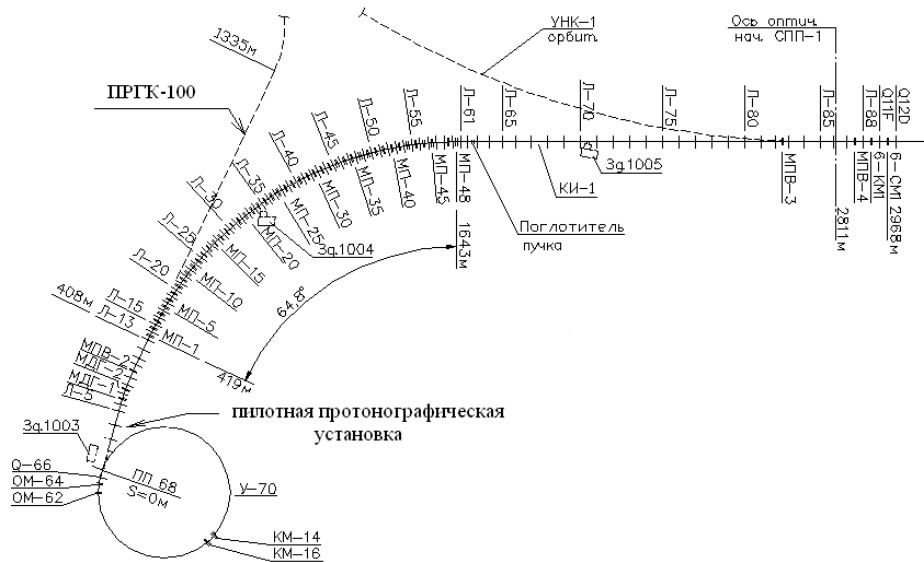


Рис. 2.1 Схема канала инжекции

Вывод ускоренного протонного пучка в КИ производится системой быстрого вывода (подробное описание системы быстрого вывода пучка из ускорителя У-70 приведено, например, в [34,35]). Первым элементом системы вывода является быстрый кикер-магнит (КМ-16). Пучок, получивший отклонение в КМ-16, попадает в апертуру выводных магнитов ОМ-62 и ОМ-64 (см. рис. 2.2). Предварительное смещение пучка в направлении выводных магнитов осуществляется локальным искажением замкнутой орбиты (траектория 1, рис.2.2).

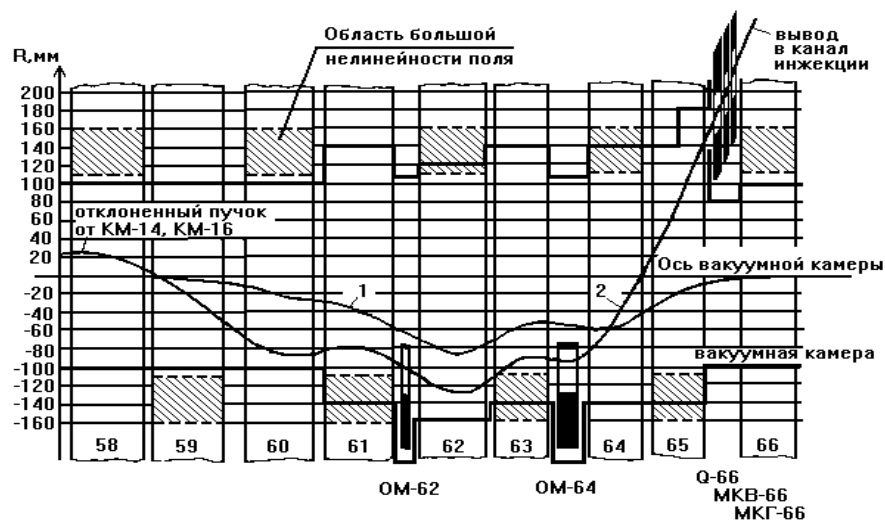


Рис. 2.2 Схема быстрого вывода протонного пучка У-70 в канал инжекции

С помощью этих магнитов пучок выводится за пределы вакуумной камеры ускорителя в 66-м прямолинейном промежутке (ПП66, траектория 2, рис 2.2). В этом промежутке находятся: линза предварительной фокусировки Q-66, магнит-корректор вертикальной плоскости движения МКВ-66, магнит-корректор радиальной плоскости движения МКГ-66, датчик положения пучка в радиальной плоскости движения ДП-66, профилометр, измеряющий профили поперечного сечения выведенного пучка в радиальной и вертикальной плоскостях П-66, измеритель интенсивности выведенного пучка ДИ-66 (см. рис. 2.3).

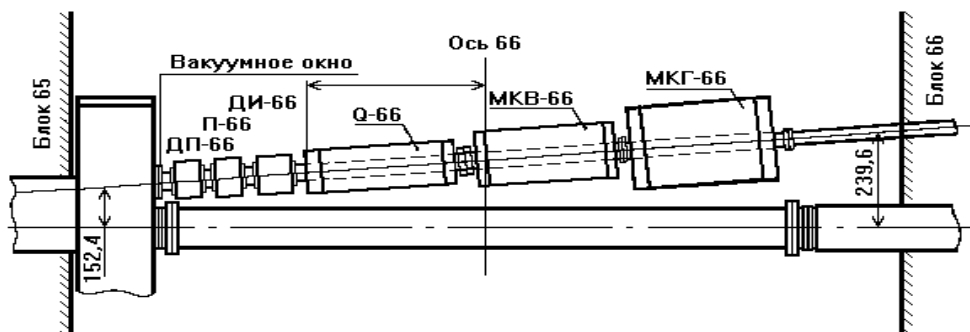


Рис. 2.3 Расположение оборудования вывода в ПП66

На рис.2.4 показан КИ и место размещения протонной радиографической установки. Видны блоки радиационной защиты для уменьшения радиационного фона при получении изображения объекта.



Рис 2.4 Протонная радиографическая установка в канале инжекции

В середине квартета (в фокальной плоскости оптики) находится устройство для автоматической смены коллиматоров. Устройство (рис.2.5) представляет собой барабан диаметром 500 мм, в котором имеется восемь позиций для размещения коллиматоров различных типов и диаметров, а также прецизионного измерителя положения центра тяжести протонного пучка. Это устройство позволяет быстро, без нарушения вакуума в канале, установить нужный коллиматор.



Рис.2.5 Устройство для коллимации пучка

Для управления протонной радиографической установкой создана система управления с «дружественным» интерфейсом, позволяющая включать и выключать установку, устанавливая нужные токи в магнитооптических элементах канала, измерять токи в отдельных элементах и вакуумных насосах, наблюдать за показаниями приборов диагностики пучка.

2.3 Основные характеристики пилотной протонной радиографической установки

Основой пилотной протонной радиографической установки является магнитооптическая система, состоящая из четырёх квадрупольных линз (квартет) и имеющая матрицу передачи $-\hat{I}$ для горизонтальной и вертикальной плоскостей поперечного движения [25,26]. В квартете использовались квадрупольные линзы канала инжекции с диаметром 100 мм, длиной 1 м и с максимальным градиентом магнитного поля 1.3 кГс/см.

Оптическая сила квадруполя для пучка с энергией 50 ГэВ равна:

$$K = \frac{G_{л} \cdot l_{л}}{B_0 R_0} = \frac{1.3 \text{ кГс/см} \cdot 100 \text{ см}}{8.59 \text{ кГс} \cdot 194.125 \text{ м}} = 7.79 \cdot 10^{-2} \text{ 1/м}.$$

В приближении тонкой линзы длина квартета равна:

$$L = 2L_{\text{дуб}} = 2 \frac{2\sqrt{2}}{k} = 72.6 \text{ м}.$$

Длина прямолинейной части КИ от 68-го прямолинейного промежутка (ПП68) до поворотного магнита МДГ-1 равна ~210 м, длина формирующего участка равна ~110 м, а квартет квадруполей был размещён в прямолинейной части КИ (рис. 2.1).

Матрица дублета, определяющая структурные функции квартета, есть

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} -kd & a+d \\ -k^2d & kd \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_0 & \beta_0 \\ -\gamma_0 & -\alpha_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1.82177 & 31.66147 \\ -0.13641 & 1.82177 \end{pmatrix}$$

Расчет поля обзора представлен на рис. 2.6.

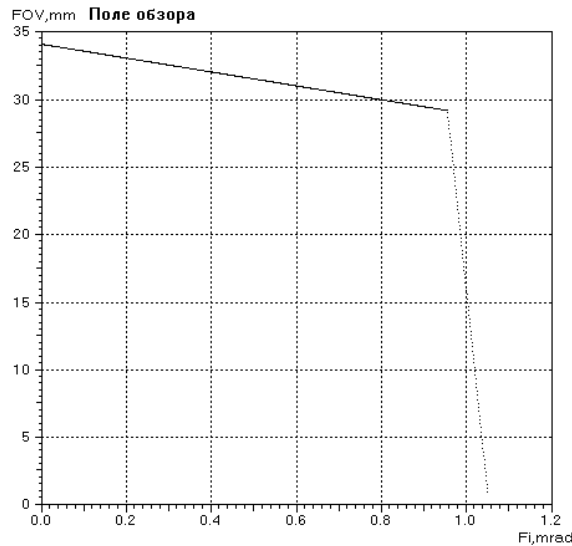


Рис. 2.6 Поле обзора квартета при энергии пучка 50 ГэВ

Из рисунка видно, что диаметр изучаемого объекта для получения качественного изображения на такой установке не превышает 60 мм. При гауссовском угловом распределении рассеянного пучка, 95% будет содержаться в пределах $\Theta_{pac} = \pm 2\sigma_{pac}$, где среднеквадратичный угол рассеяния дается выражением [2]:

$$\sigma_{pac} = \frac{13.6}{Pc\beta} \sqrt{\frac{L}{L_R}} (1 + 0.038 \ln(\frac{L}{L_R})),$$

где P – импульс протона в МэВ/с, $\beta = \frac{v}{c}$, где v – скорость частицы, c – скорость света, L – толщина просвечиваемого объекта, L_R – радиационная длина вещества объекта. Толщина объекта из свинца, при просвечивании которого не происходит потерь пучка на стенках вакуумной камеры, составляет ~16 мм (18 г/см^2).

Эмиттанс исходного пучка равен $\varepsilon_{r,z} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м} \cdot \text{рад}$, радиус пучка $A_{r,z} = 30 \text{ мм}$. Тогда для параметров пучка имеем:

$$\beta_{r,z \text{ пуч}} = \frac{A_{r,z}^2}{\varepsilon_{r,z}} = 450 \text{ м} \quad \alpha_{r,z \text{ пуч}} = \mp \beta_{r,z \text{ пуч}} W = \mp 25.892$$

Именно такие параметры исходного (просвечивающего) пучка нужно получить на объекте.

2.4 Обзор результатов эксплуатации пилотной установки (2005 – 2011 годы)

В ходе создания пилотной радиографической установки и экспериментов на ней с участием автора решались следующие задачи:

- разработка методики проведения экспериментов,
- разработка и изготовление двух систем регистрации: протонного изображения объекта и протонного изображения просвечивающего пучка с дистанционным (сетевым) управлением,
- разработка, изготовление тестовых объектов, оснастки для размещения и юстировки изучаемых объектов, испытания коллиматоров,
- исследование возможностей восстановления оптических плотностей объектов как одна из основных задач протонной радиографии,
- измерение пространственного разрешения системы.

Система регистрации

Мониторирование входного пучка является обязательным элементом протонного радиографического комплекса [28]. Таким образом, система регистрации состоит из двух подсистем — подсистемы мониторинга облучающего пучка (ПМП) и подсистемы мониторинга объекта (ПМО).

Схематично система регистрации представлена на рис. 2.7.

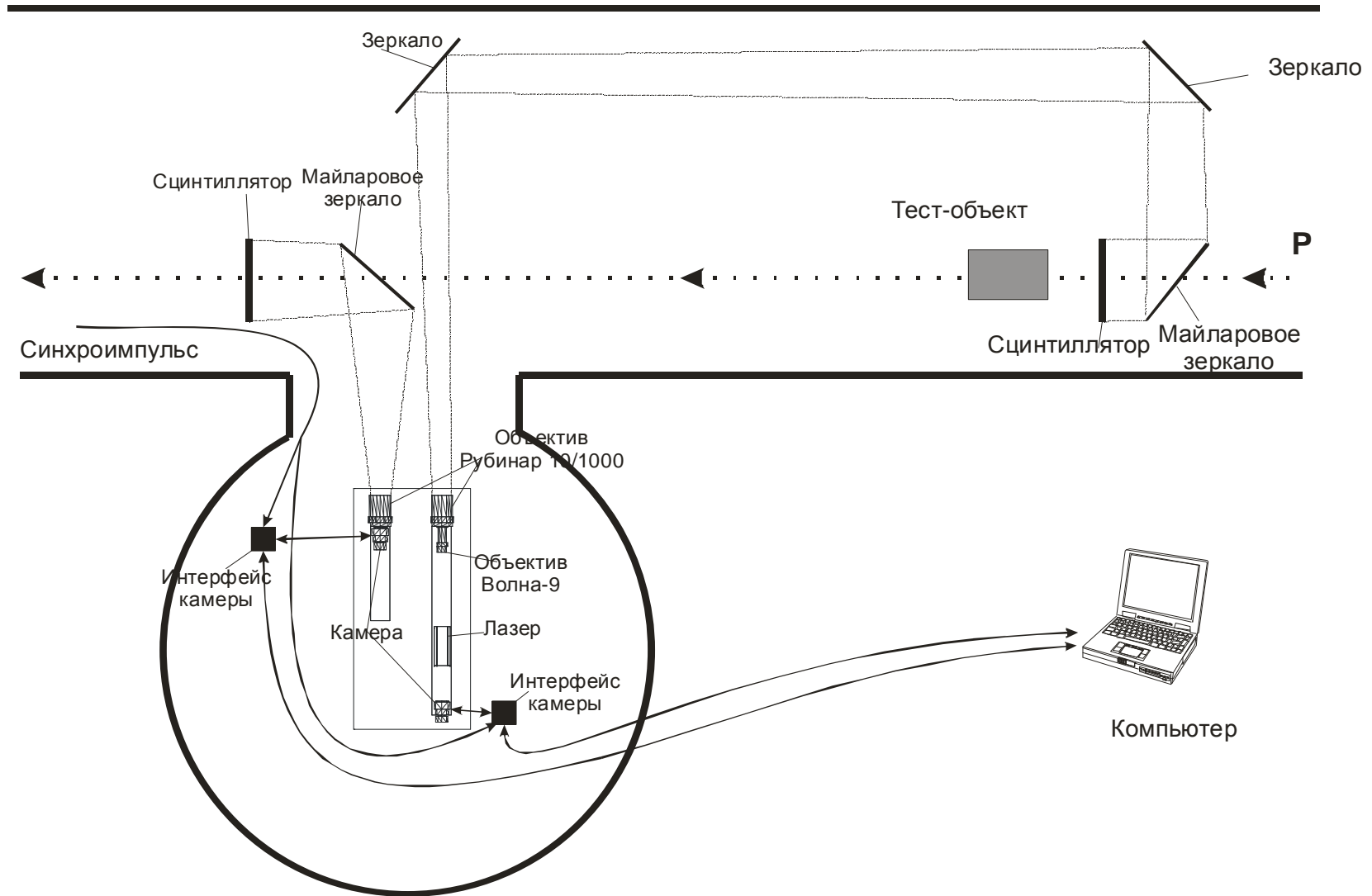


Рис. 2.7 – Схема размещения системы регистрации

Выбор режима работы магнитных линз

Изменение толщины и материала объектов приводит к тому, что протоны, прошедшие через объекты, из-за разных ионизационных потерь имеют разную энергию. При этом на границах перепада плотности возникают деформации, искажающие изображение лучей объекта “звезда”. Поэтому для каждого объекта производилась подстройка тока в линзах квартета, при котором деформации изображения минимизируются (рис.2.8).

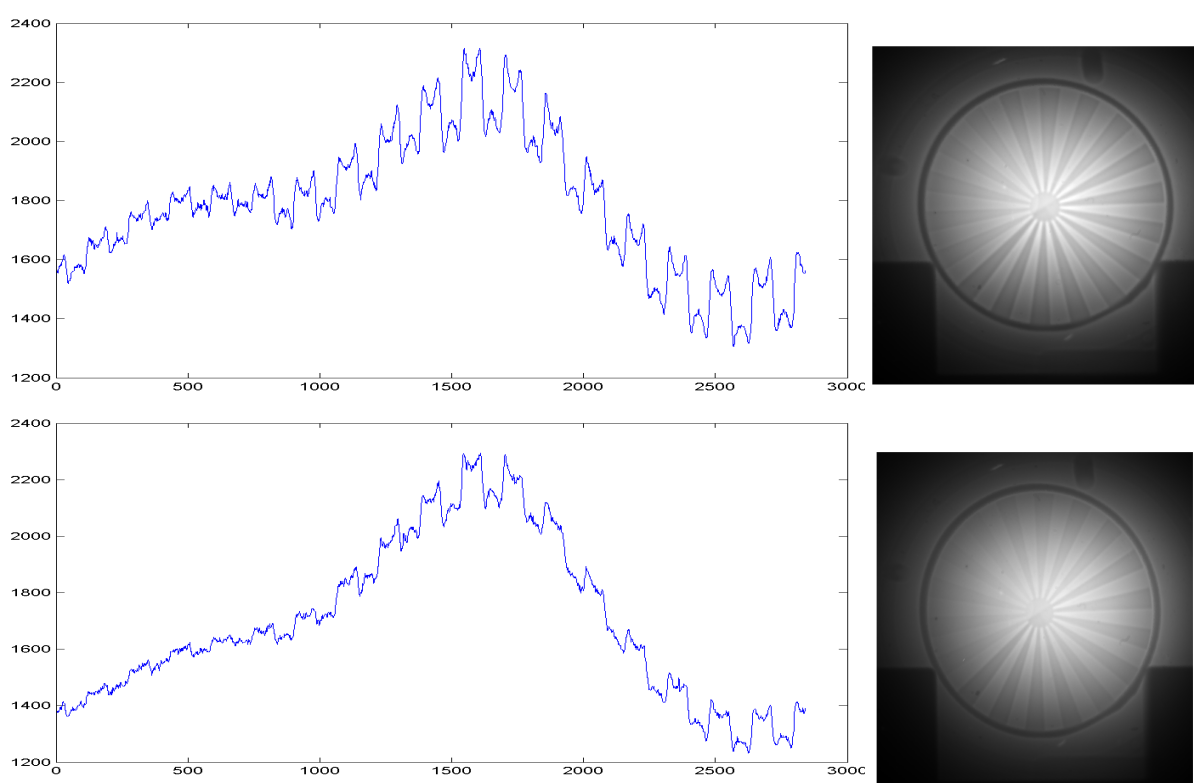


Рис. 2.8 Этапы настройки магнитной системы

Ниже приведено несколько протонных радиографических изображений пучков в различных режимах работы установки.

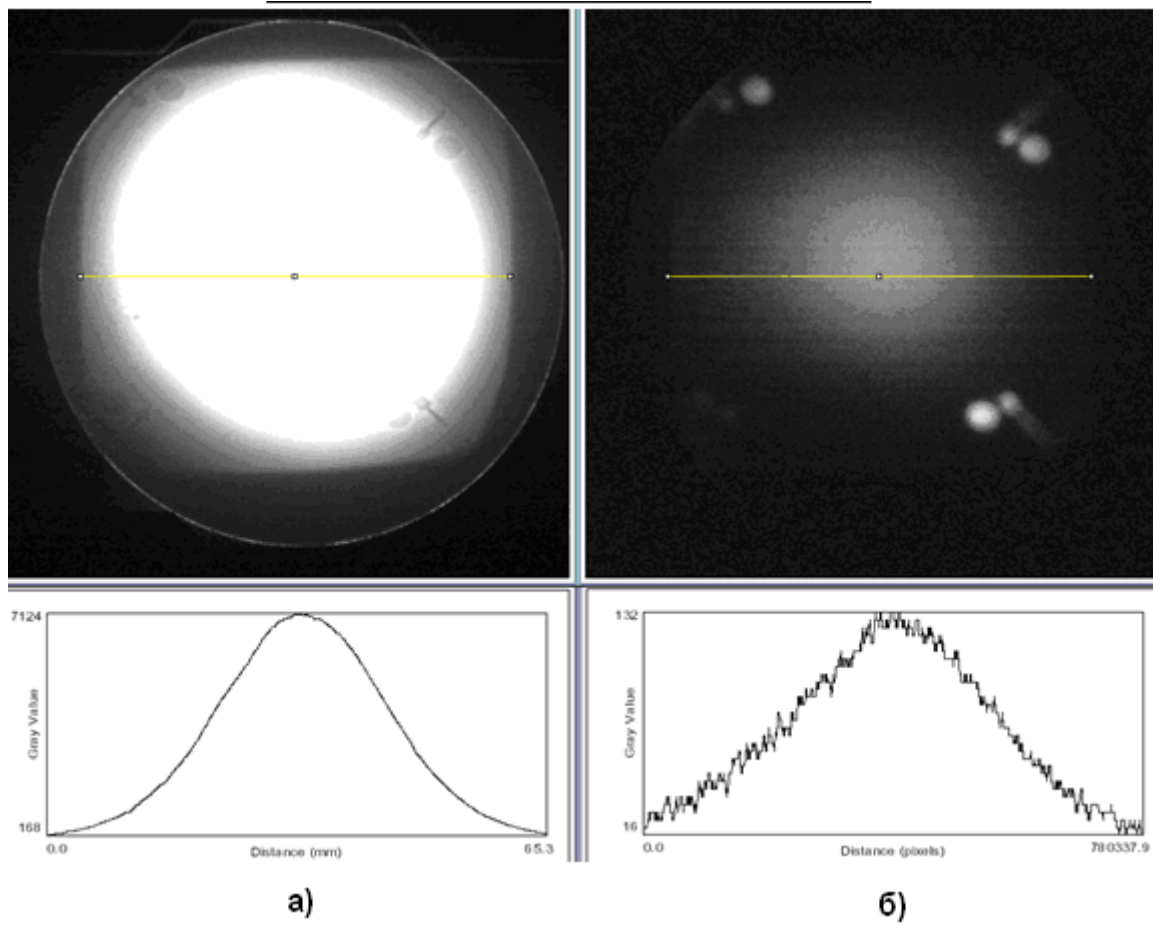


Рис. 2.9 Протонные радиографические изображения пучка без коллиматора (а) и пучка, ослабленного антиколлиматором с диаметром $d = 15$ мм (б). В нижней части рисунков приведены горизонтальные профили соответствующих пучков

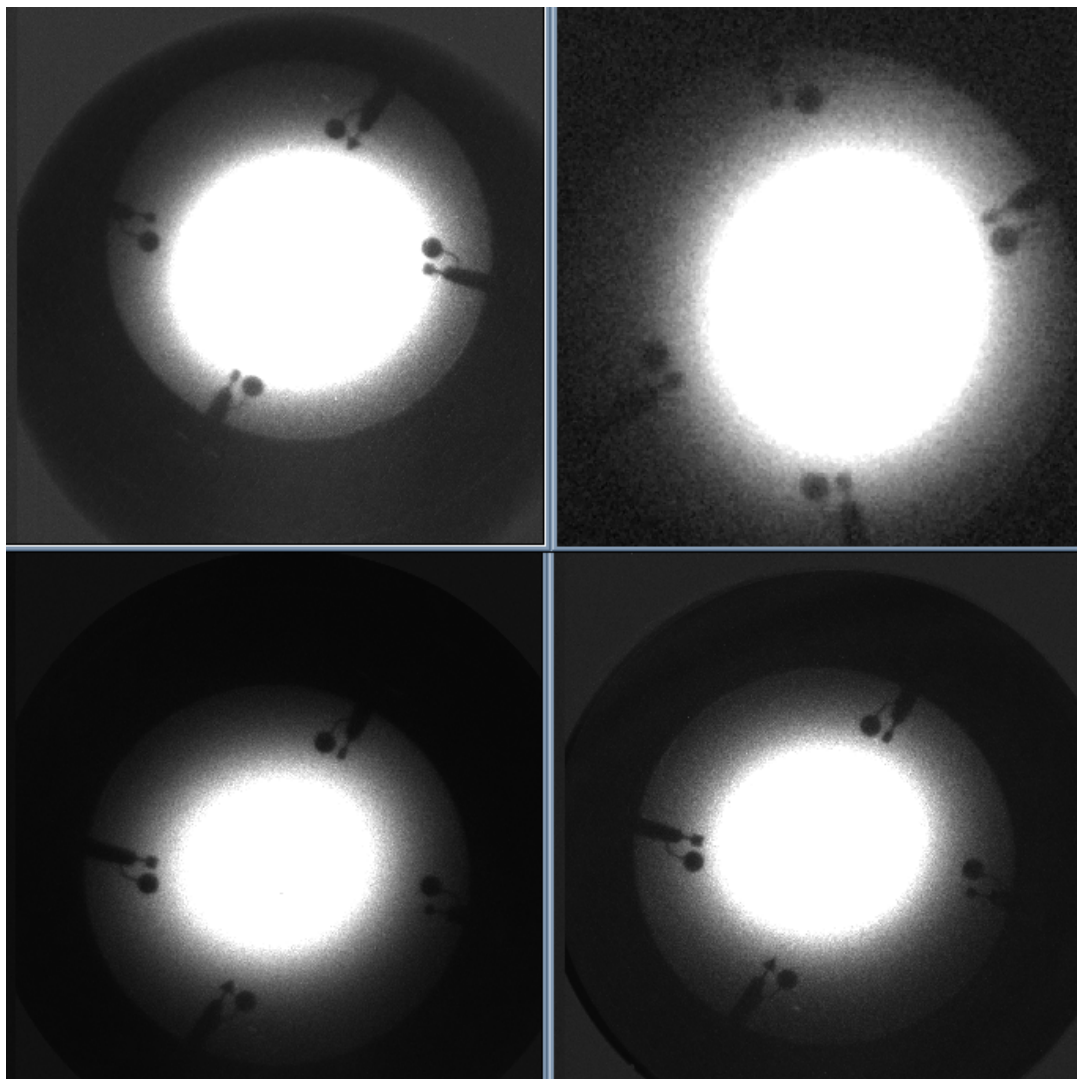


Рис. 2.10 Протонные радиографические изображения четырех выведенных сгустков, полученных на 4-кадровой системе регистрации

Поле обзора

Измерение поля обзора установки проводилось следующим образом. Пучок проходил через стальную пластину толщиной 40 г/см^2 , которая несколько превышает толщину для расчетного поля обзора по стали (38 г/см^2). Изображение этого пучка нормировалось на изображение входного пучка. На рис. 2.11 представлено значение яркости этого нормированного изображения, измеренное вдоль горизонтальной линии, проведенной через центр пучка.

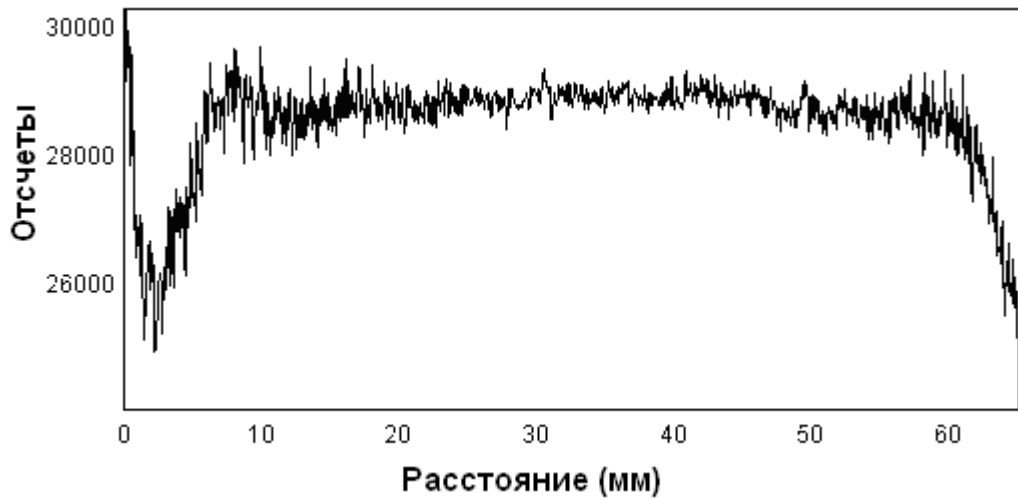


Рис. 2.11 Измерение поля обзора

Измеренное поле обзора составляет ~ 50 мм (расчетное значение равно 56 мм, см. рис. 2.6)

Измерение пространственного разрешения на тонких объектах

Для измерения пространственного разрешения было использовано несколько различных тестовых объектов типа «звезда» из стали. «Звезды» имели четыре угловых сегмента с толщинами 5, 10, 15 и 20 мм (рис. 2.12). В массовых толщинах это составило: 9, 18, 27 и 36 г/см².

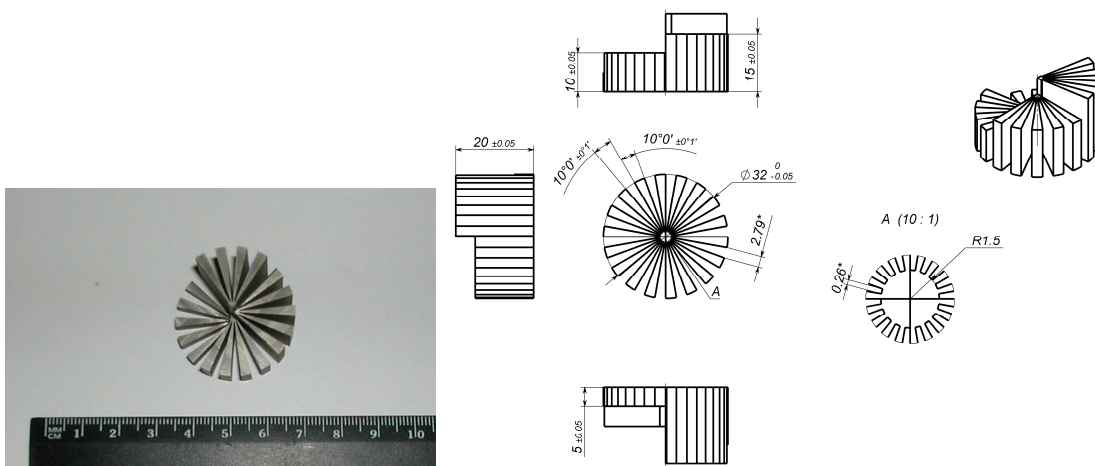


Рис. 2.12 Образцы тестовых объектов

Протонная радиография объектов «звезда» со сквозными элементами показала высокую пространственную разрешающую способность протонной радиографической установки (рис. 2.13).

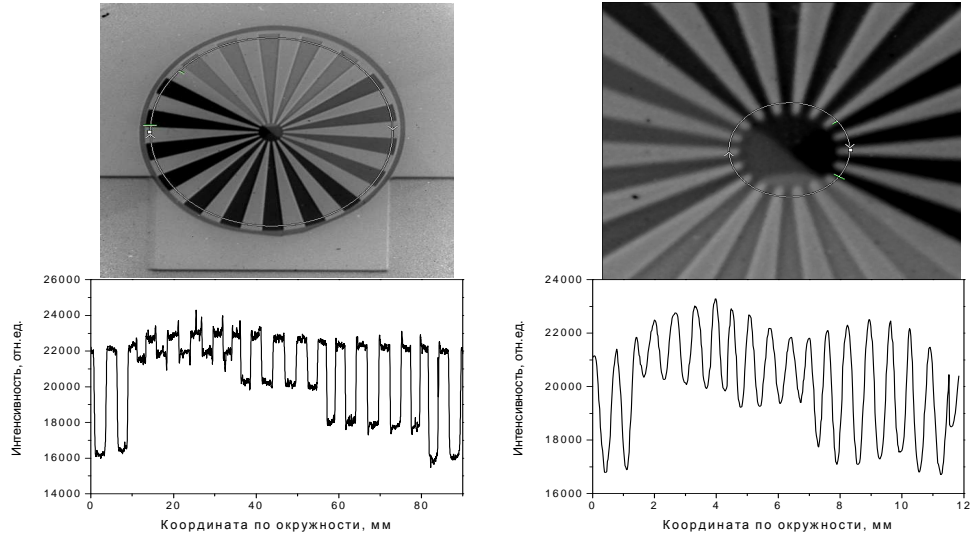


Рис. 2.13 – Результаты протонной радиографии объекта «звезда»

Предельное разрешение изображения по данным объектам составило ~ 140 мкм. На рис. 2.14 представлены контрастно-частотные характеристики (КЧХ), построенные по кольцевым срезам «звезды».

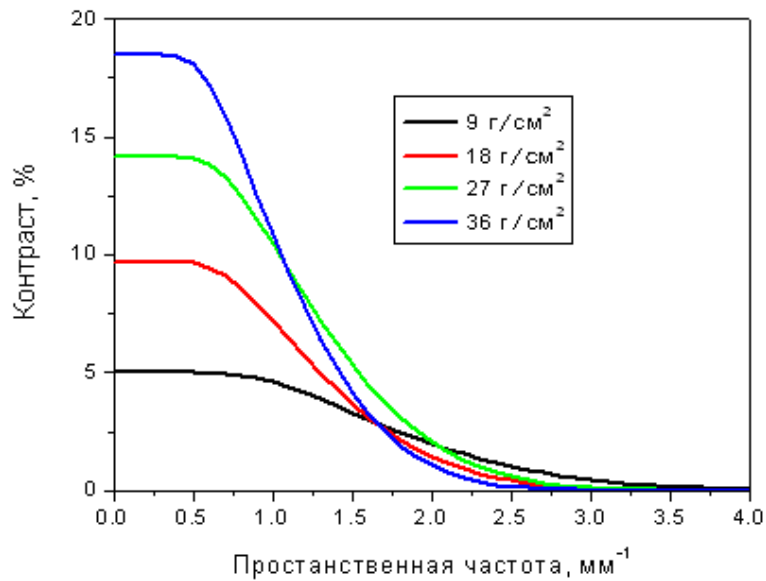


Рис. 2.14 КЧХ тестовых объектов «звезда»

Оценка пространственного и плотностного разрешения для тяжелых объектов

Оценка пространственного и плотностного разрешения для тяжелых объектов была проведена по тестовому объекту «звезда» из стали, нагруженному с двух сторон цилиндрами из стали с суммарной массовой толщиной 380 г/см^2 . Максимальное значение составило 416 г/см^2 . Общий вид тест объекта перед экспериментом представлен на рис.2.15.

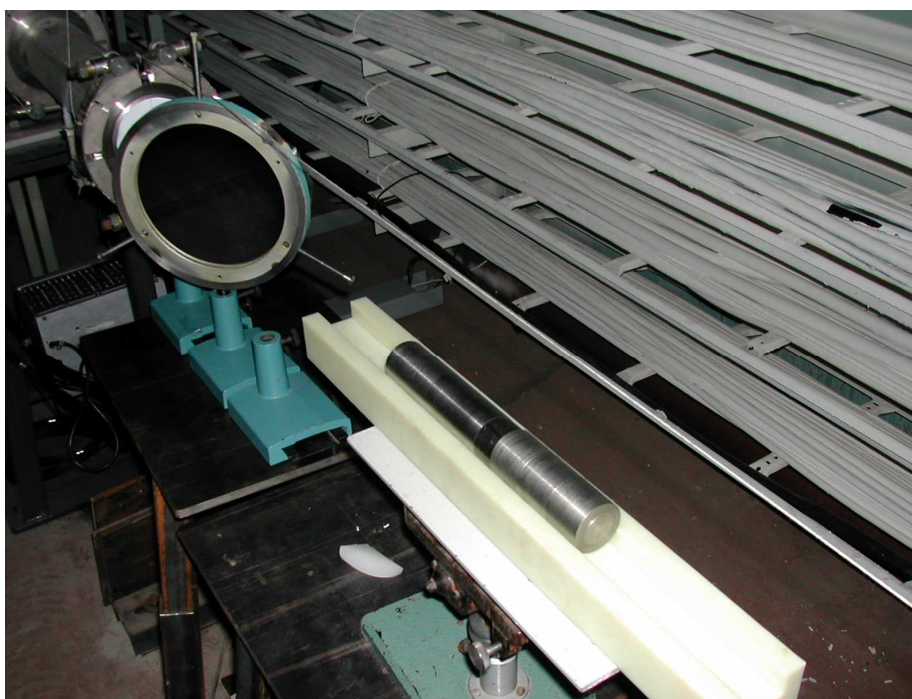
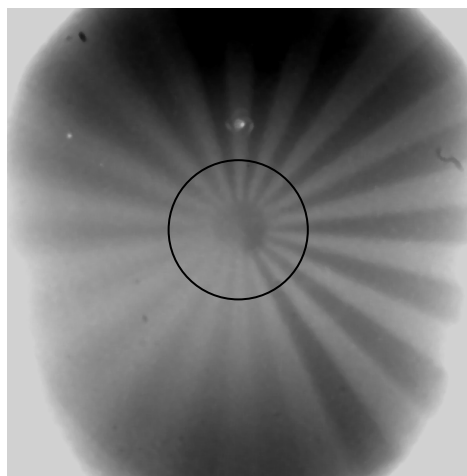


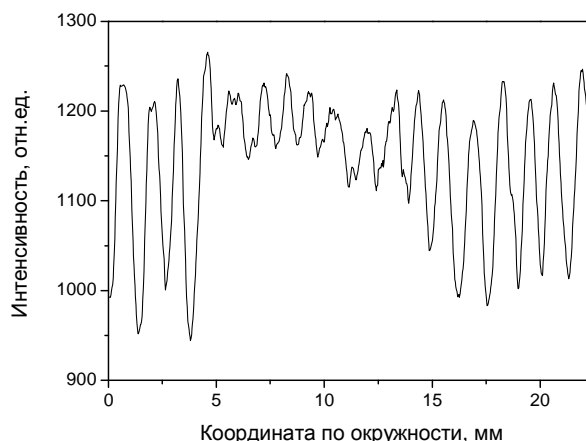
Рис. 2.15 «Звезда» из стали, нагруженная с двух сторон цилиндрами из стали

Протонное радиографическое изображение на рис. 2.16 демонстрирует высокое плотностное и пространственное разрешение. Различимы элементы сегмента «звезды» с массовой толщиной 9 г/см^2 , что составляет 2.3% от толщины объекта, при этом контрастность составляет 6-7%. Видно, что предел по контрастности не достигнут, и объект с вдвое меньшей массовой толщиной может быть выделен.

На рис. 2.16 представлено кольцевое сечение «звезды» с размером элемента 610 мкм (0.8 пар линий/мм).



а)



б)

Рис. 2.16 – а) Изображение объекта «звезда», нагруженного с двух сторон цилиндрами из стали с суммарной массовой толщиной 380 г/см^2 ; б) Яркость изображения вдоль кольца, обозначенному на рисунке а)

Оценка возможности обнаружения примеси веществ с высоким атомным номером в веществе с малым атомным номером

Применение коллиматоров в протонной радиографии позволяет различать примеси веществ с высоким атомным номером в веществе с малым атомным номером. Фотография тестового объекта представлена на рис. 2.17. Геометрические толщины верхнего и нижнего полуцилиндров из полиэтилена и вставки из стали были рассчитаны таким образом, что бы их толщины в длинах ядерного взаимодействия были одинаковы и не различались на изображении без коллиматора.

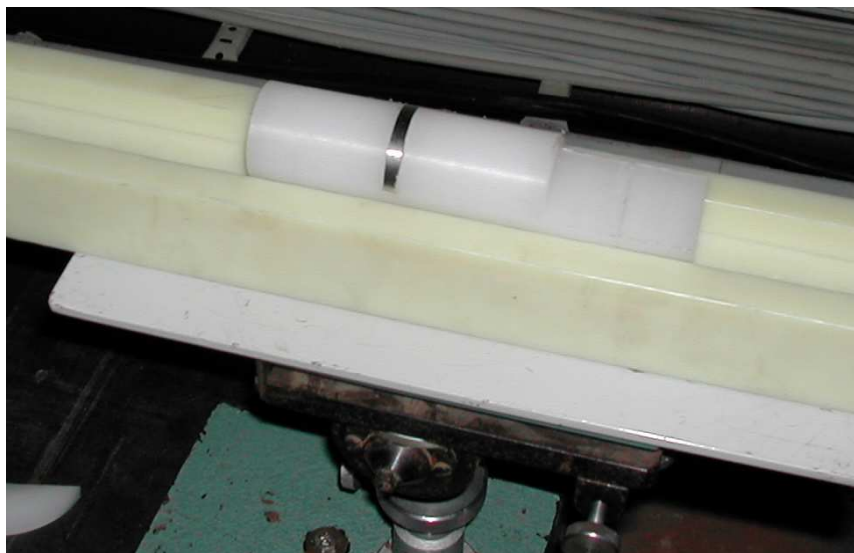


Рис.2.17 Тестовый объект для демонстрации возможности обнаружения примеси веществ с высоким атомным номером в веществе с малым атомным номером

На рис. 2.18 представлены три протонные радиографические изображения этого тестового объекта снятые без коллиматора, с простым коллиматором и с коллиматором Ферма.

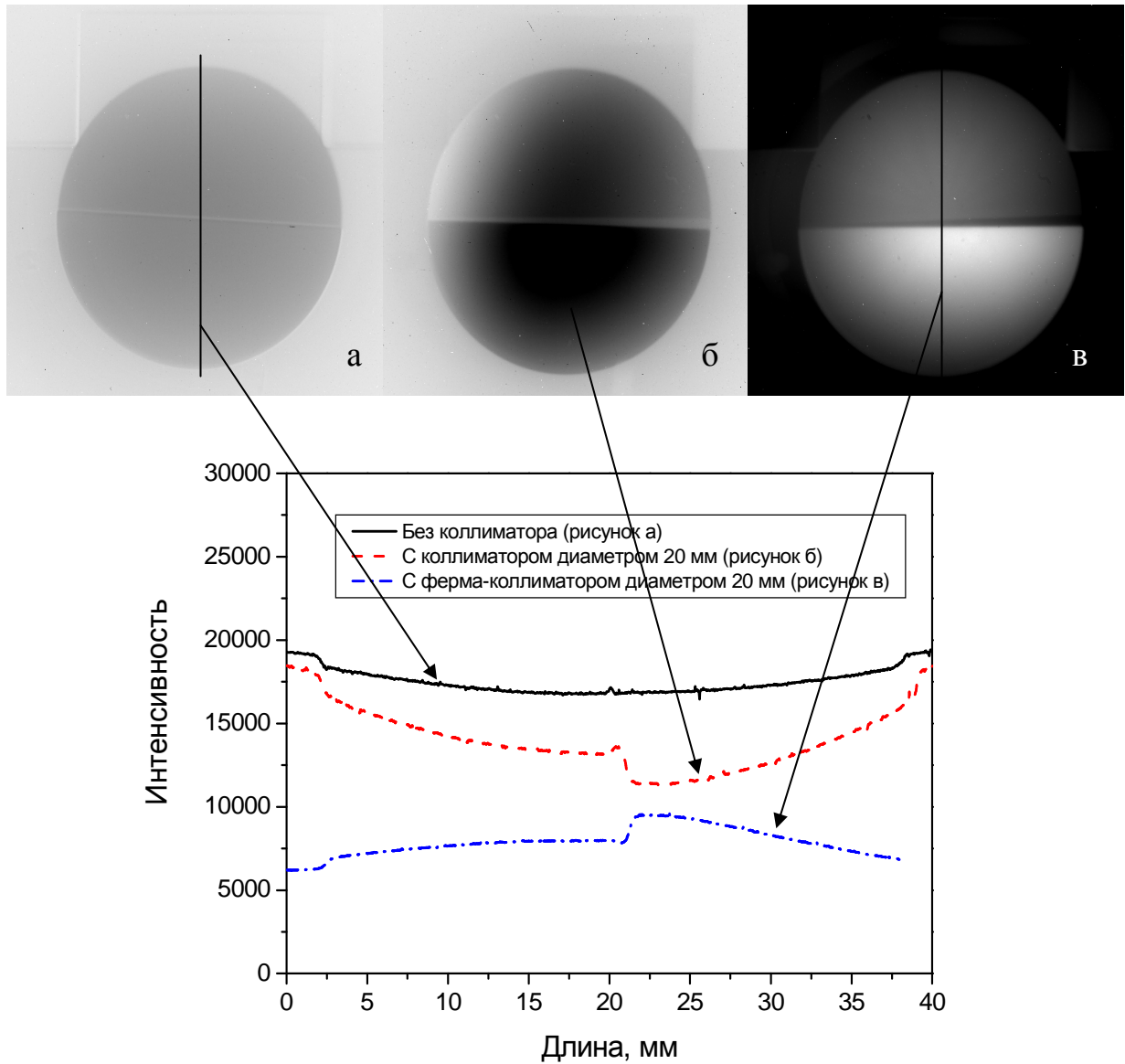


Рис. 2.18 Изображения и продольные сечения тестового объекта полученные, а) без коллиматора, б) с простым коллиматором $\text{Ø}20$ мм, в) с коллиматором Ферма $\text{Ø}20$ мм

Простой коллиматор ограничил прохождение сильно рассеянных протонов, прошедших через сталь, и цилиндр стал темнее. Коллиматор Ферма, наоборот, ограничил прохождение слабо рассеянных протонов, прошедших через полиэтиленовый полуцилиндр, и данная часть объекта стала темнее.

Заключение

В данной главе приведено описание пилотной протонной радиографической установки, введенной в эксплуатацию в 2005 году на пучке протонного синхротрона У-70. В период 2005-2011 годов было обеспечено выполнение статических и динамических исследований быстропротекающих процессов. Проведена отработка методик и технологий протонной радиографии, в том числе связанных с обеспечением протонного пучка требуемых параметров. При этом удалось:

- отработать методики регистрации протонных радиографических изображений объектов различной сложности,
- отработать методику настройки магнитной оптики квартета на единичность преобразования,
- оценить пространственное разрешение системы,
- измерить поле обзора системы,
- оценить эффективность использования коллиматоров пучка и их влияние на качество протонных радиографических изображений.

Все поставленные задачи были выполнены с непосредственным участием автора диссертации. Основные результаты по данной главе представлены в работах [25-27]. Результаты исследований быстропротекающих процессов опубликованы в [28]. Следует отметить, что пилотная установка представляла достаточно сложную и протяженную систему. Успешное проведение экспериментов с помощью пилотного радиографического комплекса потребовало совместной отработки многочисленных методических вопросов по протонной пучковой части установки (ГНЦ ИФВЭ) и системе регистрации изображений (РФЯЦ ВНИИЭФ).

ГЛАВА 3. ПРОТОННЫЙ РАДИОГРАФИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС НА ПУЧКЕ 70 ГЭВ

3.1 Постановка задачи

Пилотная установка, созданная совместно ГНЦ ИФВЭ НИЦ “КИ” и РФЯЦ-ВНИИЭФ [25-28], позволяла проводить протонную радиографию динамических объектов с толщиной до ~ 400 г/см² и полем обзора диаметром 60 мм при энергии пучка 50 ГэВ и получением до 17 изображений. В настоящей главе приводится обоснование оптической схемы и состав полномасштабного радиографического комплекса ПРГК-100 [29], созданного вслед за пилотной установкой.

Цель создания полномасштабного комплекса - проводить протонную радиографию динамических объектов с массовой толщиной до 450 г/см² с полем обзора диаметром не менее 200 мм при энергии протонного пучка 50-70 ГэВ. По техническому заданию новый протонный радиографический комплекс должен удовлетворять следующим требованиям:

1. Разрешение по плотности в исследуемых объектах должно быть $\sim 1\%$.
2. Пространственное разрешение внутренней структуры объектов < 1 мм.
3. Временные характеристики системы детектирования: интервал между кадрами 165 нс, длительность экспозиции кадра не более 100–150 нс.
4. Количество кадров – несколько десятков.
5. Система регистрации должна обеспечивать протонное радиографическое изображение просвечивающего пучка.
6. Время экспозиции (длительность быстрого вывода пучка) для исследования быстро протекающих динамических процессов желательно иметь на уровне 20–50 мкс.

Для выполнения требования 1%-го разрешения по плотности (пункт 1 списка) при минимально достаточном количестве протонов в импульсе нужно обеспечить максимально высокую эффективность регистрации так, чтобы требования к количеству протонов в импульсе было минимальным.

3.2 Основные характеристики комплекса ПРГК-100

Магнитооптическая структура ПРГК-100 состоит из канала транспортировки пучка от протонного синхротрона У-70, системы согласования облучающего пучка с ПРГК-100 и трех квартетов, имеющих матрицу $-\hat{1}$ в радиальной и вертикальной плоскостях движения. Структура квартетов показана на рисунке 3.1.



Рис. 3.1 Оптическая схема квартетов ПРГК-100, направление движения пучка – слева направо

В начале первого квартета устанавливается система регистрации параметров просвечиваемого протонного пучка (ПРПИ – подсистема регистрации протонного изображения). В начале второго квартета устанавливается просвечиваемый объект. Протонный пучок, прошедший через объект, формируется вторым и третьим квартетами на соответствующие системы регистрации для получения изображения исследуемого объекта (ПРПИ2 и ПРПИ3).

Приведем оценки основных характеристик магнитооптической системы для достижения проектных параметров. Используя матрицы участков от начала квартета до фокусирующих линз, получим выражения для двух прямых, ограничивающих поле обзора, (рис. 3.2):

$$X_{n.o.} = 0.68R_{кам} - \frac{0.48}{k} \Theta_{рас},$$

$$X_{n.o.} = 3R_{кам} - \frac{10.22}{k} \Theta_{рас}.$$

Здесь, вместо радиуса вписанной в апертуру квадруполя окружности, введен полуразмер вакуумной камеры в фокусирующей плоскости линзы. Он может быть больше радиуса апертуры линзы, что позволяет увеличить поле

обзора. Характерной точкой на графике зависимости поля обзора от угла рассеяния является точка пересечения этих прямых, имеющая координаты

$$X^* = 0.5656R_{кам} \quad (3.1)$$

$$\Theta^* = 0.2382R_{кам}k \quad (3.2)$$

Зависимость поля обзора от угла рассеяния приведена на рис. 3.2 а) с круглой вакуумной камерой диаметром 300мм б) с эллиптической вакуумной камерой 360×250 мм².

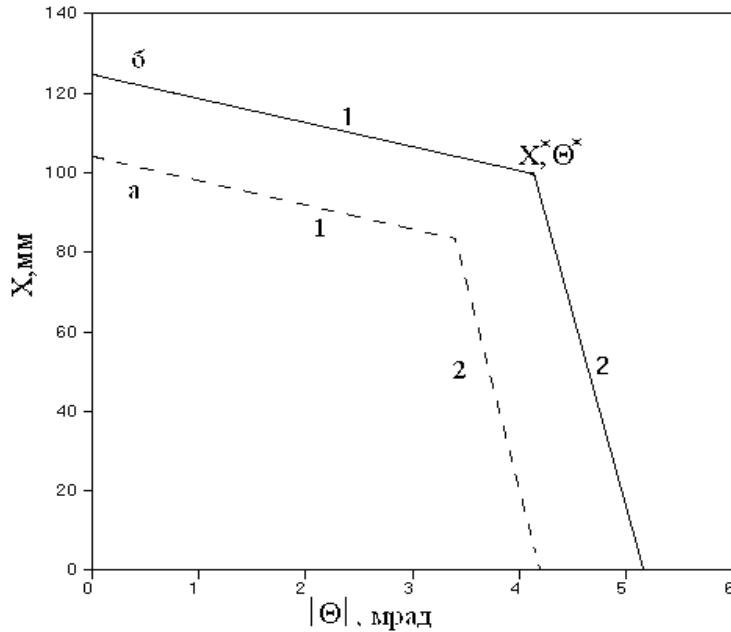


Рис. 3.2 Поле обзора в квартете с радиусом апертуры квадруполя 150 мм
а) - с круглой вакуумной камерой диаметром 300мм
б) - с эллиптической вакуумной камерой 360×250 мм²

При гауссовском угловом распределении вышедшего из объекта рассеянного пучка 95% его частиц будет содержаться в пределах $\pm 2\sigma_{рас}$, где средне-

квадратичный угол рассеяния равен $\sigma_{рас} = \frac{13.6}{pc\beta} \sqrt{\frac{L}{L_R}} (1 + 0.038 \ln(\frac{L}{L_R}))$, где

p – импульс протона в МэВ/с, β – релятивистский фактор, L – толщина просвечиваемого объекта, L_R – радиационная длина вещества объекта.

Для свинца толщина в 450 г/см² дает $\Theta_{рас} = 2\sigma_{рас} = 3.5$ мрад. Требуем радиус поля обзора не менее 100 мм. Тогда радиус апертуры квадруполя должен быть не менее $R_n = 150$ мм. Для увеличения поля обзора предложено использо-

вать вместо круглой эллиптическую вакуумную камеру, размеры которой (полуоси эллипса) удовлетворяют соотношению $ab = R_A^2$. Конструкция линзы должна допускать установку такой камеры в апертуру линзы.

Поле на полюсе квадруполя выбираем не выше 1 Тл, чтобы линза была не очень напряженной и эффекты насыщения в стали не вносили больших искажений в качество магнитного поля. Из уравнения (3.2) получим длину квадруполя ~ 3.4 м. Конструктивные оценки параметров показывают, что вес линзы при её длине 3.4 м составил бы около ~ 30 т. Поэтому, вместо одной линзы используются две длиной по 1.8 м каждая, разделенные расстоянием 0.7 м.

В таблице 3.1 приводятся расчетные характеристики квадруполя [29]:

Таблица 3.1

Поле на полюсе (максимальное)	1 Тл
Длина	1.8 м
Радиус вписанной окружности	150 мм
Ток питания, максимальный	1000 А
Градиент	6.7 Тл/м
Потребляемая мощность	≤ 200 кВт
Вес линзы	≤ 15 Т

Полная длина квартета равна 65.2 м. Схема квартета приведена на рис. 3.3

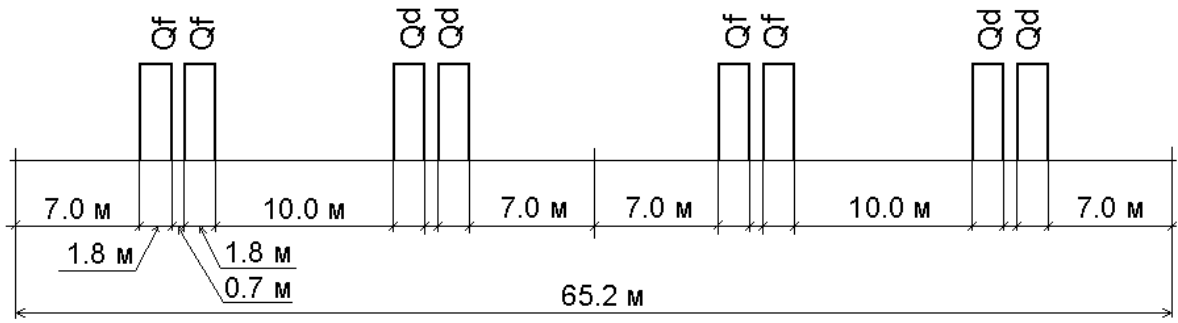


Рис.3.3 Схема квартета с $-I$ оптикой для для протонной радиотерапии ПРГК-100

Матрица дублета, определяющая структурные функции $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$, с градиентами линз $G_L = 6.7$ Тл/м и длиной $l_L = 1.8$ м при энергии 70 ГэВ имеет значение:

$$M_{\text{дуб}} = \begin{pmatrix} \alpha_0 & \beta_0 \\ -\gamma_0 & -\alpha_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1.38534 & 24.17809 \\ -0.12074 & 1.38534 \end{pmatrix}.$$

Наклон главной полуоси фазового эллипса:

$$W = -\alpha_0 / \beta_0 = 0.0573 \text{ 1/м} \quad (3.3)$$

Поперечный эмиттанс просвечивающего пучка равен $\varepsilon_{r,z} = 2 \cdot 10^{-6}$ м·рад. Радиус пучка выбираем равным $A_{r,z} = 120$ мм (рис. 3.2). Тогда имеем следующие параметры пучка $\beta_{r,z} = A_{r,z}^2 / \varepsilon_{r,z} = 7200$ м, $\alpha_{r,z} = \mp \beta_{r,z} \cdot W = \mp 412.545$. Именно такие значения надо получить, чтобы согласовать фазовые параметры входного пучка с аксептансом квартета, который равен $A = 600$ мм·мрад при $R_{\text{кам}} = 180$ мм.

На рис. 3.4 приведены эллипсы горизонтального - а) и вертикального - б) направления (1), и фазовые эллипсы просвечивающего пучка (2) с эмиттансом 2 мм·мрад.

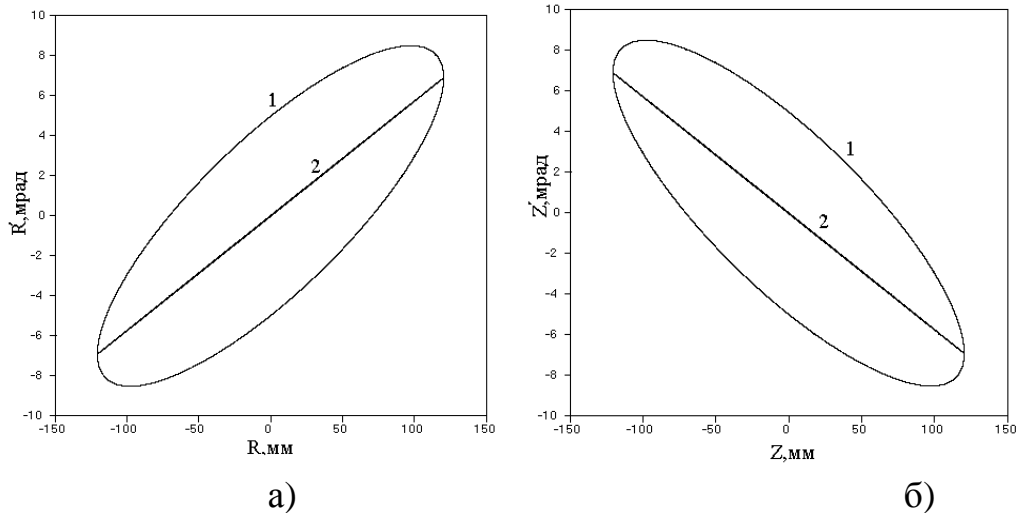


Рис. 3.4 Предельные фазовые эллипсы квартета (1) в горизонтальном (а) и вертикальном (б) направлении, фазовый портрет пучка на входе в квартет (2)

Коллимация пучка при получении изображения

Наклон фазового портрета пучка на входе в квартет выбирается в соответствии с (3.3). Крайние значения фазового угла траекторий частиц равны

$x'_n = \pm \frac{\mathcal{E}_n}{x_{\text{макс.}n}}$. Определим входной вектор $\bar{X}_n = \begin{pmatrix} x_n \\ W_x x_n + \frac{\mathcal{E}_n}{x_{\text{макс.}n}} \end{pmatrix}$. На выходе дублета

будем иметь:

$$\bar{X}_{\text{дуб}} = \begin{pmatrix} -kd & a+d \\ -k^2 d & kd \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n \\ W_x x_n + \frac{\mathcal{E}_n}{x_{\text{макс.}n}} \end{pmatrix} \text{ или} \\ x_{\text{дуб}} = -kd \cdot x_n + (a+d) \left(\frac{kd}{a+d} x_n + \frac{\mathcal{E}_n}{x_{\text{макс.}n}} \right) = \beta_0 \frac{\mathcal{E}_n}{x_{\text{макс.}n}}. \quad (3.4)$$

Из (3.4) видно, что на выходе из дублета при согласовании будем иметь минимум размера просвечивающего пучка. При $x_{\text{макс.}n} = 120$ мм максимальный (естественный) размер пучка будет не более 1.0 мм. При рассеянии пучка в веществе объекта к углу каждой частицы будет добавлен угол $\Theta_{\text{рас}}$, и ее отклонение на выходе из дублета будет равно:

$$x_{\text{дуб}} = -kd \cdot x_n + (a+d) \left(\frac{kd}{a+d} x_n + \frac{\mathcal{E}_n}{x_{\text{макс.}n}} + \Theta_{\text{рас}} \right) = \beta_0 \frac{\mathcal{E}_n}{x_{\text{макс.}n}} + \beta_0 \Theta_{\text{рас}}. \quad (3.5)$$

Если угол рассеяния равен максимально допустимому $\Theta_{рас} = 2\sigma_{рас} = 3.5$ мрад, то отклонение рассеянной частицы будет равно $x_{макс} \approx 85$ мм, что гораздо больше отклонения за счет ненулевого эмиттанса пучка. Таким образом, в середине квартета можно поместить коллиматор, который будет обрезать очень сильно рассеянные частицы, что позволит улучшить качество изображения на выходе квартета.

Хроматические aberrации оптической системы квартета и коллимация пучка

Анализ хроматических aberrаций в магнитооптической структуре квартета проведен в главе 1. Приведем еще раз итоговые выражения. Производные матричных коэффициентов R'_{ik} по величине относительного отклонения импульса $\frac{\Delta p}{p}$ имеют вид :

$$R'_{11} = -4k_0 d = 4\alpha_0 \qquad R'_{12} = 4(a + d) = 4\beta_0$$

Частица из согласованного пучка, получившая в веществе объекта угол рассеяния $\Theta_{рас}$ и имеющая отклонение по импульсу от проектного, в плоскости изображения будет иметь отклонение:

$$x_{из} = R_{11}x_{об} + R_{12}(x_{об}W_x + \Theta_{рас}) = -x_{об} + 4\beta_0\Theta_{рас} \frac{\Delta p}{p_0}, \quad (3.6)$$

Отсюда видно, что линейная хроматическая aberrация пропорциональна углу рассеяния частицы в веществе просвечиваемого объекта и относительной величине потери импульса. После прохождения дублета отклонение рассеянной частицы равно $x_{дуб} = \beta_0\Theta_{рас}$ (3.5). Поэтому (3.6) можно переписать в виде

$x_{из} = -x_{об} + 4x_{дуб} \cdot \frac{\Delta p}{p_0}$. Применение коллиматора диаметром D оставляет в пучке

частицы только с координатами $x_{кол} < \frac{D}{2}$ ($x_{кол} < x_{дуб}$), что приводит к уменьшению вклада хроматической aberrации в изображение:

$$x_{из} = -x_{об} + 4x_{кол} \cdot \frac{\Delta p}{p_0}, \quad (3.7)$$

При $\frac{\Delta p}{p_0} = 1\%$ и $x_{кол} = 30$ мм, что вполне допустимо без большой потери информации, величина максимальной хроматической aberrации будет порядка 1.2 мм. На практике для уменьшения хроматических aberrаций целесообразно настраивать оптическую систему, расположенную после исследуемого объекта, на фокусировку частиц с импульсом $p_0 - \langle \Delta p \rangle$, где $\langle \Delta p \rangle$ - ожидаемые средние потери импульса протонов в объекте или в наиболее важной для исследования части объекта.

3.3 Оценка влияния параметров пучка и характеристик установки на качество изображения объекта

На установке ПРГК-100 для регистрации изображения объекта используется метод, основанный на конверсии оставшейся протоном энергии в кванты оптического излучения в сцинтилляционном детекторе. Яркость изображения определяется количеством протонов, попавших на данный элемент, которое в итоге трансформируется в световой поток в каждом пикселе ПЗС матрицы. В качестве детектора изображения используются сцинтилляторы из Lu_2SiO_5 , доказавшие свои отличные качества на пилотной установке. Структура магнитной оптики ПРГК-100 должна позволить получить поле обзора $\varnothing 200$ мм и поле регистрации – порядка $250 \text{ мм} \times 250 \text{ мм}$.

В системе регистрации используются ПЗС матрицы с размерами 1024×1024 (0.24 мм / пиксель) и 2048×2048 (0.12 мм / пиксель).

При широком пучке вопрос достаточности интенсивности для обеспечения низкого уровня флуктуаций яркости изображения является первоочередным. Среднеквадратичное отклонение сигнала (уровень флуктуаций), производимого протоном в детекторе, должно быть на уровне 1%.

На основе результатов, полученных на пилотной установке, оценим ожидаемый уровень статистических флуктуаций сигнала при получении изображения на ПРГК-100.

В главе 2 был приведен рис.2.11, демонстрирующий измерение поля обзора пилотной протонной радиографической установки (рис. 3.5)

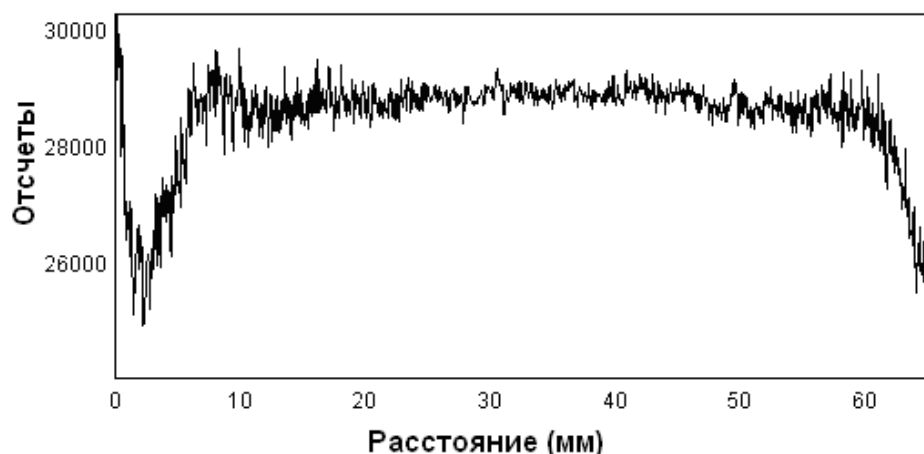


Рис. 3.5 Измерение поля обзора пилотной протонной радиографической установки

Измеренное поле обзора составило ~ 50 мм (60–10 мм). Видно, что при удалении от центра пучка (по мере уменьшения плотности облучающего пучка) уровень флуктуаций в сигнале растет. Диаметр пучка на объекте ~ 65 мм (на уровне $\pm 3\sigma$). Поле наблюдения размером 100 мм*100 мм отображалось в ПЗС матрицу размером 2048×2048 пикселей (~ 0.05 мм/пиксель), т.е. уровень флуктуаций в одном пикселе определяется количеством протонов пучка, оказавшихся в ячейке 0.05 мм×0.05 мм.

В дальнейшем в качестве параметра, характеризующего уровень флуктуаций, будем использовать величину относительных флуктуаций, измеренную на нормированном изображении для “чистого пучка” (т.е. без объекта):

$$\sigma_{noise0} = \frac{\delta}{\bar{B}}$$

где δ – среднеквадратичное отклонение яркости в данном месте изображения, \bar{B} – среднее значение яркости. Как показано ниже, на основе этого параметра можно оценить разрешение при получении изображения любого объекта.

В таблице 3.2 приведено расчетное количество протонов и измеренная величина относительных флуктуаций (рис.3.5) на пилотной установке в зави-

симости от расстояния до центра пучка (интенсивность одного сгустка 3×10^{11} протонов, среднее количество протонов на ячейку $\approx 2.2 \times 10^5$).

Таблица 3.2

Расчетное количество протонов на ячейку и измеренный уровень относительных флуктуаций сигнала в зависимости от расстояния до центра пучка

Расстояние от центра пучка (мм)	Число протонов в ячейке 0.05×0.05 мм (10^5)	Измеренный уровень флуктуаций (%)
0	6.6	0.5
10	5.0	0.7
20	2.0	1.1
25	1.0	1.8

Из таблицы видно, что для обеспечения уровня флуктуаций $< 1\%$ количество протонов в ячейке поля регистрации, проецируемой в 1 пиксель, должно быть $> 2.4 \times 10^5$ протонов.

Перейдем к оценке ожидаемого уровня флуктуаций в системе регистрации ПРГК-100. Все последующие оценки проведем для размера ПЗС матрицы 2048×2048 пикселей (0.12 мм / пиксель). Диаметр пучка ~ 240 мм ($\pm 3\sigma$), среднее число протонов на ячейку $\approx 1.0 \times 10^5$. Результат расчетов представлен в табл. 3.3 (в расчетах учтено, что на ПРГК-100 расстояние от сцинтилляторов до TV-камер в ПРПИ1÷3 составляет ~ 4 м, тогда как в пилотной установке это расстояние составляло 2 м).

Таблица 3.3

Расчетное количество протонов на ячейку и расчетный уровень относительных флуктуаций в зависимости от расстояния до центра пучка

Расстояние от центра пучка (мм)	Число протонов в ячейке 0.12×0.12 мм (10^5)	Расчетный уровень флуктуаций (%)
0	3.0	1.5
50	1.8	2.0
100	0.4	4.2

Оценка пространственного разрешения при регистрации объектов на ПРГК-100

Пространственное разрешение при проведении протонной радиографии объектов является одним из основных параметров, характеризующих качество протонной радиографической установки и определяющее, в конечном итоге, качество полученного изображения объекта. Пространственное преобразование “из точки в точку”, вообще говоря, нарушается и осуществляется с некоторой неопределенностью (размытием). Пространственное разрешение определяется как величина размытия изображения резкой границы объекта. Качество изображения обеспечивается способностью протонной радиографической системы достаточно контрастно различать внутреннюю структуру объекта. В самом общем виде функция пространственного частотного отклика (SFR – Spatial Frequency Response) выражается через произведение передаточных функций составных частей системы и может быть представлена, например, в виде:

$$\text{SFR}(f_x, f_y) = G_d(f_x, f_y) \times G_o(f_x, f_y) \times G_m(f_x, f_y). \quad (3.8)$$

Здесь функция $G_m(f_x, f_y)$ описывает вклад магнитооптической системы (влияние таких ее эффектов как хроматическая аберрация, дисперсия смещения координаты частицы при прохождении объекта, точность поддержания единичности передающей матрицы, нелинейности магнитного поля в линзах, наличие различных диафрагм по тракту канала и т.д.); Функция $G_o(f_x, f_y)$ представляет вклад оптической системы — тракта “изображение – фотоприемник (ПЗС матрица). Данное ограничение порождается конечным числом пикселей ПЗС матрицы на каждый мм изображения. Наконец, функция $G_d(f_x, f_y)$ учитывает совокупность процессов преобразования света в электронный сигнал ПЗС (конверсия энерговыделения пучка в фотоны, конверсия фотонов в электроны на катоде затвора, умножение электронов в микроканальной пластине затвора и т.д.)

Анализ последней функции не является предметом исследования данной работы.

В одномерном случае функция SFR может быть представлена в виде:

$$\text{SFR}(f_x) = F[\text{LSF}(x)], \quad (3.9)$$

где $F[LSF(x)]$ есть Фурье-преобразование функции размытия линии (Line Spread Function, ФРЛ.) ФРЛ описывает характер “размытия” изображения одной отдельно взятой линии и, соответственно, пространственное разрешение – это ширина “размытия” исходной резкой границы белого и черного после прохождения всей системы.

Выражение (3.9) есть не что иное, как КЧХ – контрастно-частотная характеристика системы.

В качестве математического выражения контрастности (которых, как известно, существует несколько) будем использовать функцию MTF (Modular Transfer Function), аналитическое выражение для которой имеет вид:

$$K = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\max} + B_{\min}}$$

где B_{\max} и B_{\min} – максимальное и минимальное значения яркости в исследуемой области изображения.

Пространственное разрешение системы принято определять либо как размытие границы объекта (edge source, в этом случае пространственное разрешение – это, например, ширина на полувысоте соответствующей функции размытия), либо как величина размытия и уменьшения амплитуды изображения пространственной решетки, состоящей из черно-белых полос с определенной частотой пар линий на 1 мм. В этом случае пространственное разрешение $\Delta R = \frac{1}{2k}$, где k - число пар линий на определенном уровне контрастности изображения.

В протонной радиографии яркость изображения определяется количеством протонов, попавших на данный элемент изображения, которое в итоге трансформируется в световой поток в каждом пикселе ПЗС матрицы. После прохождения объекта относительное количество протонов уменьшается до величины $\exp(-\mu)$, где $\mu = \frac{L_{obj}}{L_{nuc}}$, L_{obj} – длина объекта, L_{nuc} – длина ядерного взаимодействия, $\Delta_0 = 1 - \exp(-\mu)$ – величина относительных потерь в данном месте объекта.

Соответственно, после прохождения объекта контрастность изображения равна:

$$K_0 = \frac{\Delta_0}{2 - \Delta_0}. \quad \text{Наличие коллиматора приводит к дополнительным потерям и со-}$$

$$\text{ответственно к изменению первичной контрастности: } K_1 = \frac{\Delta_0 + \Delta_{\text{колл}}}{2 - (\Delta_0 + \Delta_{\text{колл}})},$$

где $\Delta_{\text{колл}}$ – доля потерь пучка на коллиматоре.

Формула для расчета потерь на коллиматоре выглядит следующим образом (результат интегрирования двумерного гауссовского распределения в пре-
делах действия коллиматора):

$$\Delta_{\text{колл}} = \exp\left(-\frac{L_{\text{obj}}}{L_{\text{нuc}}}\right) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{d}{2\sigma x}\right)^2\right),$$

где $\sigma x = \beta_0 \sigma_{\text{pac}}$ – среднеквадратичный размер пучка в точке фокуса вследствие многократного кулоновского рассеяния, d – диаметр коллиматора. Соответст-
венно, коэффициент прохождения (доля пучка, дошедшего до плоскости реги-
страции) рассчитывается следующим образом:

$$Tr = \exp\left(-\frac{L_{\text{obj}}}{L_{\text{нuc}}}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{d}{2\sigma x}\right)^2\right)\right).$$

Оценим влияние флуктуаций яркости на снижение контрастности. Как
показано на рис. 3.6, расстояние между перепадами яркости уменьшается на ве-
личину эффективного отклонения:

$\sigma \Sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} = a \sqrt{B_0} \cdot \sqrt{1 + Tr}$ где a – коэффи-
циент пропорциональности для среднеквадратичной величины флуктуаций:

$$\sigma = a \sqrt{B_0}.$$

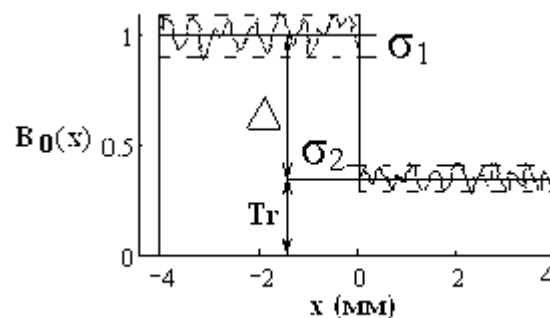


Рис.3.6 Уменьшение контрастности при наличии флуктуации яркости изображения

Определяя этот коэффициент через измеренную величину σ_{noise0} , имеем ряд соотношений:

$$K_0 = \frac{\Delta_0 - \frac{\sigma\Sigma}{B_0}}{(2 - \Delta_0) + \frac{\sigma\Sigma}{B_0}} = \frac{\Delta_0 - \sigma_n}{(2 - \Delta_0) + \sigma_n}, \quad \text{или: } K_0 = \frac{(1 - Tr_0) - \sigma_n}{(1 + Tr_0) + \sigma_n} \quad (3.10)$$

где $\sigma_n = \frac{\sigma_{noise0}}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + Tr_0}$, Tr_0 - коэффициент прохождения при отсутствии коллиматора (аналогичное выражение для K_1).

Рассмотрим некоторые следствия из уравнения (3.10). Уравнение позволяет определить минимальную длину объекта, который может быть надежно зарегистрирован на фоне статистических флуктуаций. Для этого должно быть выполнено соотношение: $K > 0$ или:

$$\frac{\sigma_{noise0}}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{1 + Tr}}{1 - Tr} < 1. \quad (3.11)$$

Без коллиматора (в случае малых потерь) для минимальной длины объекта имеем простое выражение: $L_{obj} > \sigma_{noise0} L_{nuc}$. При наличии коллиматора уравнение (3.11) решается численно относительно L_{obj} .

Определим эффективность коллиматора как коэффициент увеличения контрастности после введения коллиматора: $Eff = \frac{K_1}{K_0}$. На рис.3.7 приведен расчет эффективности коллиматора в зависимости от его диаметра и длины объекта (материал объекта – сталь):

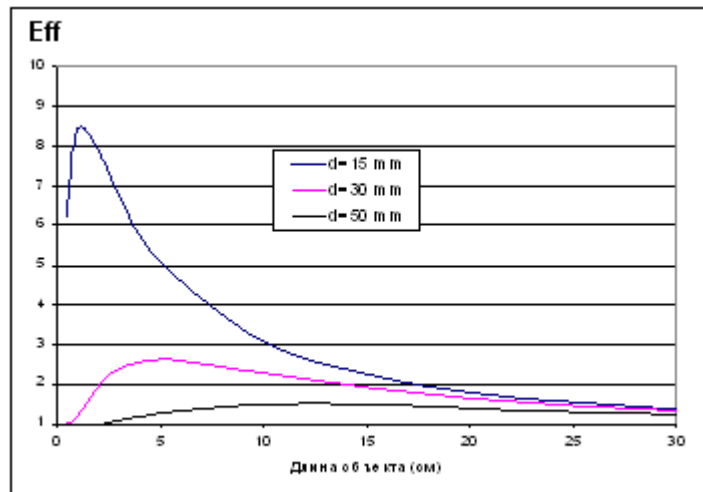


Рис.3.7 Эффективность коллиматора в зависимости от его диаметра и длины объекта ($\sigma_{noise0}=0.01$)

Как видно, эффективность коллиматора резко снижается при увеличении длины объекта. Пример численного расчета эффективности применения коллиматоров приведен в [36].

Пусть объект представлен в виде решетки с произвольным шагом (при $x>0$). Первичная яркость изображения решетки $B_0(x)$ представлена на рис. 3.8:

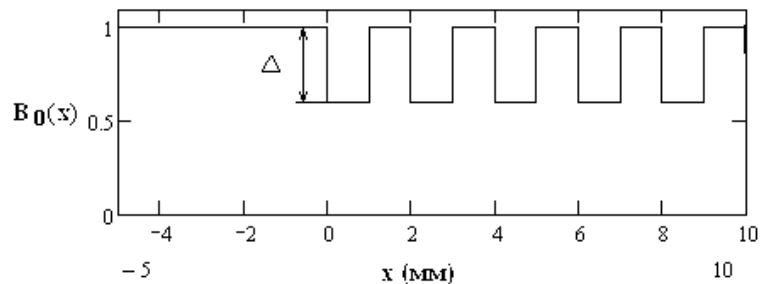


Рис. 3.8 Первичная яркость изображения после прохождения объекта в виде решетки

После прохождения протонной радиографической системы яркость изображения в общем виде представляется в виде свертки функций:

$$B(x) = \int LSF(t) \cdot B_0(x-t) dt \quad (3.12)$$

где LSF – функция размытия линии.

Результат решения уравнения (3.12) зависит от происхождения функции размытия линии. Эта функция может действовать на все поле изображения (на-

пример, размытие вследствие ограничений оптического тракта), либо действие размытия локализовано только в той части, где есть вещество (например, под действием хроматической aberrации). В этом случае часть пучка вблизи граней вещества может “рассеиваться” за пределы граней, формируя характерные выбросы яркости.

Пусть, общий характер “размытия” координаты имеет вид гауссовского распределения $\sim \exp(-\frac{1}{2}(\frac{x}{\sigma})^2)$ (σ^2 – дисперсия “размытия” координаты в точке регистрации).

В первом случае после прохождения системы функция на рис. 3.8 приобретает вид (рис. 3.9):

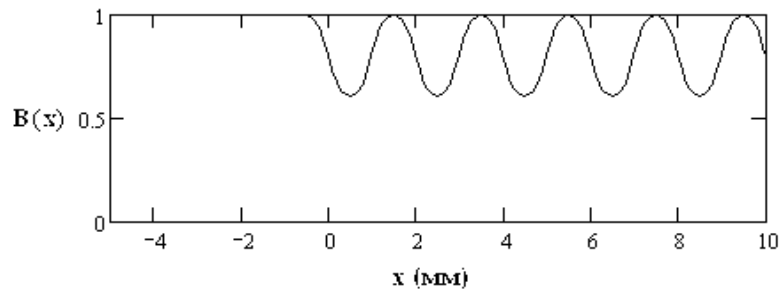


Рис. 3.9 Яркость изображения объекта в виде решетки после прохождения системы (размытие во всей зоне наблюдения)

Во втором случае (размытие применяется только для части прошедшего через вещество пучка) результат решения (3.12) выглядит следующим образом (рис. 3.10):

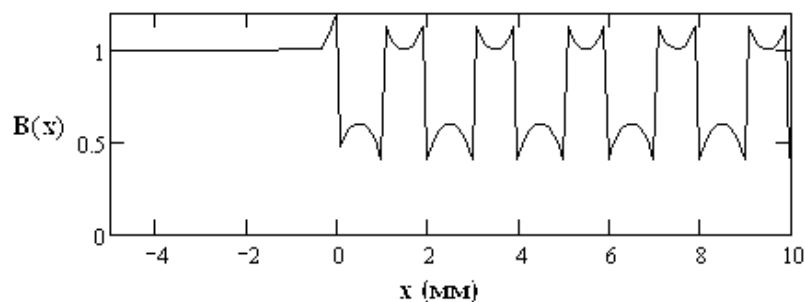


Рис.3.10 Яркость изображения объекта в виде решетки после прохождения системы (размытие в веществе)

Оценим возможное пространственное разрешение на объекте “решетка”.

С учетом члена $\sim \exp(-\frac{1}{2}(2\pi k\sigma)^2)$, который определяет пространственное ослабление контрастности, должно выполняться следующее условие:

$$(1-Tr)\exp(-\frac{1}{2}(2\pi k\sigma)^2) - \sigma_n > 0 \quad \text{или} \quad \exp(-\frac{1}{2}(2\pi k\sigma)^2) > \frac{\sigma_{noise0}}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{1+Tr}}{1-Tr}.$$

Отсюда, выражение для пространственного разрешения имеет вид:

$$\Delta R \geq \frac{\pi\sigma}{\sqrt{-2 \cdot \ln\left(\frac{\sigma_{noise0}}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{1+Tr}}{1-Tr}\right)}}, \quad (3.13)$$

где σ – среднеквадратичное “размытие” координаты частицы в плоскости регистрации.

Выражение для контрастно-частотной характеристики имеет вид:

$$K(k) = K_1 \exp(-\frac{1}{2}(2\pi k\sigma)^2)$$

В общем случае дисперсия “размытия” определяется суммой дисперсий для процессов, вносящих свой вклад: $\sigma^2 = \sum \sigma_i^2$. Это выражение может зависеть от координаты, выбранной на объекте, а также итоговая дисперсия может формироваться наличием коллиматора (в зависимости от характера процесса). Рассмотрим влияние некоторых эффектов на качество изображения объекта. Далее в расчетах принято, что для объектов с массовой толщиной 50 г/см² применяется коллиматор диаметром 30 мм, для 200 г/см² применяется коллиматор диаметром 80 мм, для 400 г/см² – коллиматор не применяется.

Смещение исходной координаты частицы при прохождении объекта конечной длины вследствие многократного кулоновского рассеяния

При прохождении объекта конечной длины координата частицы смещается под действием многократного кулоновского рассеяния, среднеквадратичная величина смещения определяется выражением [2]:

$$\sigma_1 \approx \frac{L\sigma_{pac}}{\sqrt{3}}, \quad (3.14)$$

где L – длина объекта, $\sigma_{рас}$ – среднеквадратичный угол рассеяния при многократном кулоновском рассеянии. Выражение (3.14) определяет нижнюю границу (минимально возможное) разрешения. На рис. 3.11 приведен расчет величины (3.14) для свинца в зависимости от массовой толщины объекта.



Рис.3.11 Среднеквадратичное смещение координаты частицы при прохождении объекта в зависимости от массовой толщины объекта ($E=70$ ГэВ).

На рис. 3.12 представлена расчетная КЧХ данного эффекта для различных массовых толщин объекта.

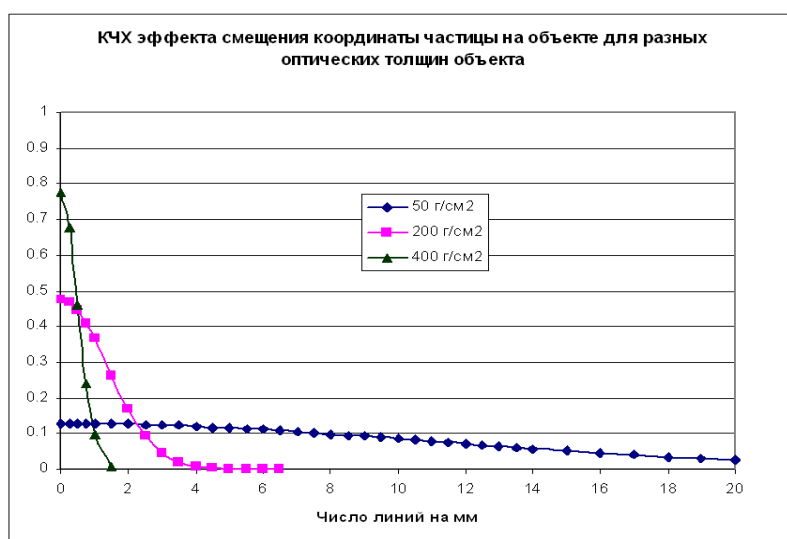


Рис. 3.12 КЧХ эффект смещения координаты частицы в зависимости от массовой толщины объекта

В табл. 3.4 представлена оценка пространственного разрешения для процесса смещения координаты частицы при прохождении объекта (формула 3.13):

Таблица 3.4

Пространственное разрешение

	50 г/см ²	200 г/см ²	400 г/см ²
R (мм)	Пространственное разрешение (мкм)		
0	17	130	358
50	18	143	393
100	20	153	419

Влияние хроматической aberrации

Как указано выше, величина хроматической aberrации магнитной оптики квартета определяется выражением:

$$x_{из} = R_{11}x_{об} + R_{12}(x_{об}W_x + \Theta_{рас}) = -x_{об} + 4\beta_0\Theta_{рас}\frac{\Delta p}{p_0}$$

Соответственно, итоговая дисперсия положения частицы за счет хроматической aberrации равна: $\sigma_2^2 = (4\beta_0)^2 \sigma_{рас}^2 \sigma_{\frac{\Delta p}{p}}^2$, где $\sigma_{рас}^2$ - дисперсия угла рассеяния за счет многократного кулоновского рассеяния, $\sigma_{\frac{\Delta p}{p}}^2$ - дисперсия импульсного

разброса. Импульсный разброс просвечивающего пучка $\frac{\Delta p}{p} \approx \pm 1 \times 10^{-3}$ ($\sigma_{\frac{\Delta p}{p}} =$

0.5×10^{-3}). При прохождении объектов (особенно оптически толстых) необходимо учесть флуктуации ионизационных потерь (распределение Ландау), которое приводит к потере монохромности исходного пучка при прохождении объекта. На рис. 3.13 приведено распределение Ландау по энергии после прохождения исходно монохромного пучка протонов с начальной энергией 70 ГэВ

объекта из свинца с оптической толщиной 400 г/см^2 (расчеты выполнены по методике, изложенной в [37]):

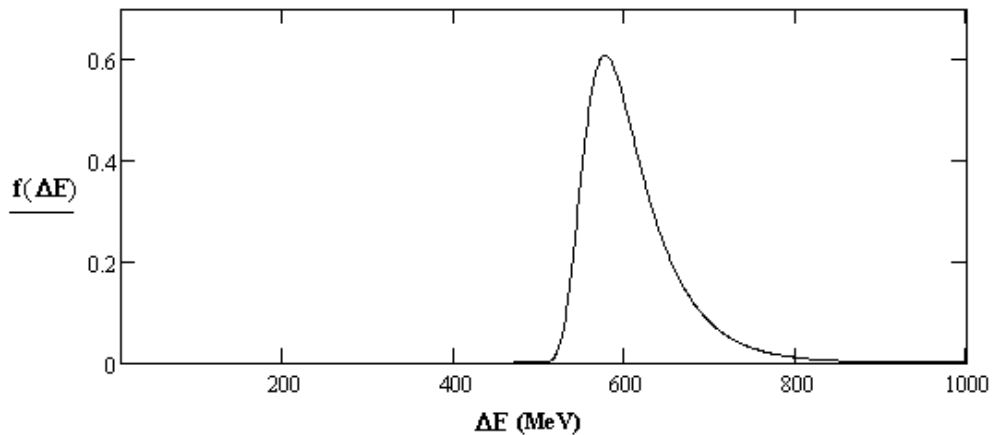


Рис. 3.13 Энергетический спектр протонов ($E=70 \text{ ГэВ}$), прошедших объект из свинца толщиной 400 г/см^2

В табл. 3.5 приведены расчеты по спектру протонов после прохождения объектов с разной оптической толщиной:

Таблица 3.5

Средние потери и ширина спектра относительного импульсного разброса после прохождения объектов.

Толщина объекта (г/см^2)	Средние потери относительного импульса $\left\langle \frac{\Delta p}{p} \right\rangle (10^{-3})$	Ширина спектра (4σ) по величине относительного импульсного разброса $\frac{\Delta p}{p} (10^{-3})$
50	1.1	0.4
200	4.5	1.6
400	9.1	3.2

Пространственное разрешение, которое ограничивается эффектом хроматической aberrации, представлено в табл. 3.6.

Пространственное разрешение для эффекта хроматической аберрации.

	50 г/см ²	200 г/см ²	400 г/см ²
R (мм)	Пространственное разрешение (мкм)		
0	18	60	166
50	21	66	182
100	22	71	194

Влияние точности поддержания токов в квадрупольных линзах квартетов на качество изображения пучка

Оптическая единица оборудования квартета протонного радиографического комплекса состоит из пары квадрупольных линз длиной 1.8 м с расстоянием между ними 0.7 м. Каждая линза запитывается от одного источника питания. Таким образом, для плоскости регистрации в ПРПИ2 на качество изображения пучка влияет точность поддержания тока в восьми квадрупольных линзах, для плоскости регистрации в ПРПИ3 – в шестнадцати линзах.

Отклонение токов от идеальных значений приводит к не единичности преобразования и, соответственно, к смещению конечных координат частиц пучка, что ухудшает качество изображения. Оценим влияние точности поддержания токов в квадрупольных линзах на качество изображения пучка. Выражение для конечной координаты частицы в зависимости от относительных отклонений токов в магнитных линзах аналогично (2.2) в главе 2:

$$X_f = -X_0 + X_0 \sum_n (R'_{11} + wR'_{12})_n \delta_n + \varphi \sum_n (R'_{12})_n \delta_n$$

где X_0 – координата точки регистрации, $(R'_{11})_n$ и $(R'_{12})_n$ – производные матричных членов по отношению к относительному отклонению тока в n-й линзе $\delta_n = \frac{\Delta I_n}{I}$. В качестве примера изменения тока магнитного элемента на рис. 3.14

приведен график тока линзы Q66 от времени:

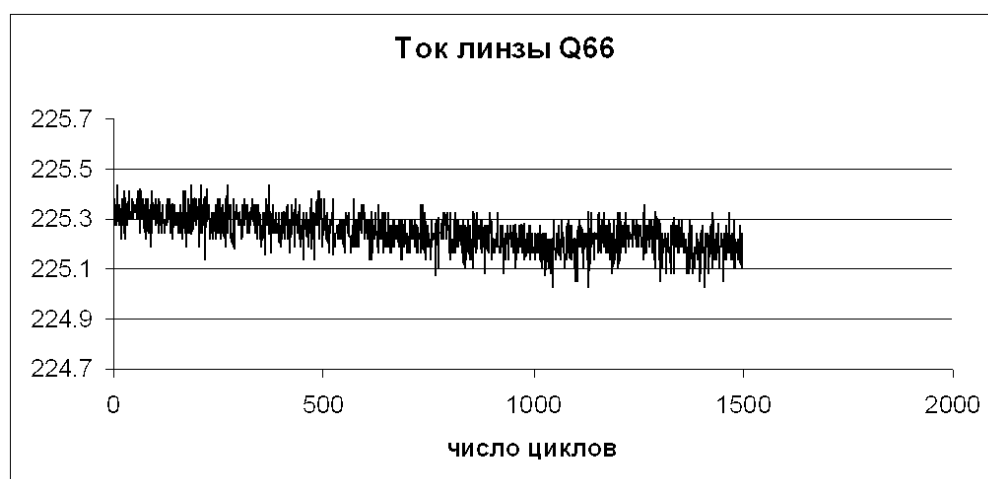


Рис. 3.14 Измеренное значение тока линзы Q66 во времени.

Стабильность поддержания тока в линзе (стандартное отклонение):

краткосрочная (от цикла к циклу) 0.05%

долгосрочная 0.1%.

Приведенные цифры являются характерными для источников питания линз протонной радиографической установки.

Расчетное размытие координат частиц, определяемое разбросом токов в линзах, приведено в табл. 3.7 для плоскости регистрации в ПРПИ2

(стандартное отклонение относительных пульсаций тока в линзах принято равным $\sigma_I = 1.0 \cdot 10^{-3}$)

Таблица 3.7

Пространственное размытие координат частиц, определяемое разбросом токов в линзах.

	50 г/см ²	200 г/см ²	400 г/см ²
R (мм)	Пространственное разрешение (мкм)		
0	26	68	139
50	101	119	166
100	210	215	244

Для плоскости регистрации изображения в ПРПИ3 соответствующие величины больше в $\sqrt{2}$ раз.

КЧХ оптической системы

Для полноты картины в вопросе пространственного разрешения необходимо рассмотреть вопрос о КЧХ части оптической системы, именно тракта: изображение пучка (как световой поток) – ПЗС телевизионной матрицы. Здесь имеют место следующие ограничения (как указывалось выше, без рассмотрения вопросов преобразования сигналов в электронике матрицы):

- ограниченное число пикселей ПЗС на 1 мм поля регистрации.
- неопределенность положения резкой границы белого-черного оценивается в ~ 1 пиксель.

Эти ограничения определяют КЧХ оптической системы (рис. 3.15)

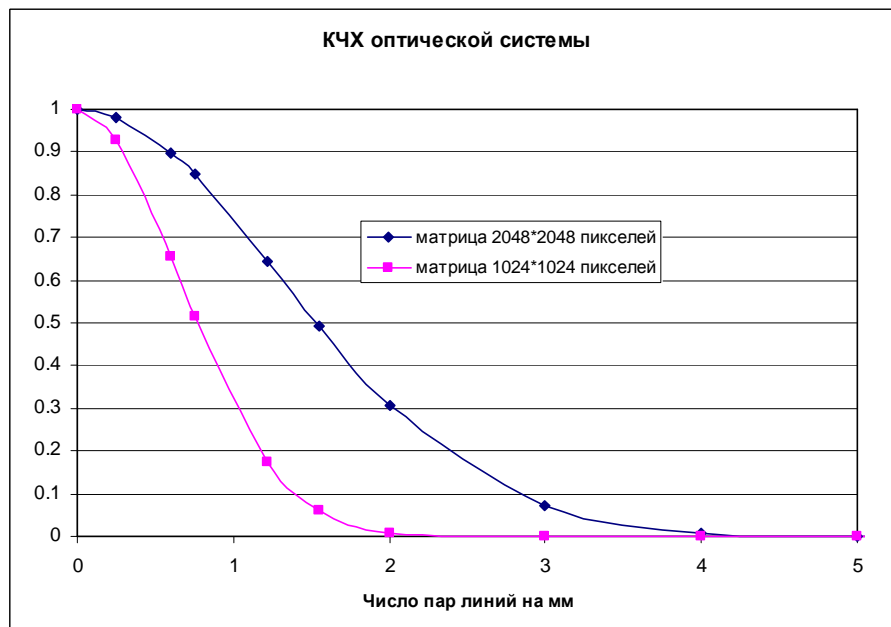


Рис. 3.15 КЧХ оптической системы (расчеты приведены для матриц ПЗС размерами 2048×2048 и 1014×1024 пикселей).

Пространственное разрешение оптической системы при использовании матриц с размерами 2048×2048 представлено в табл. 3.8.

Пространственное разрешение оптической системы (2048×2048 пикселей).

	50 г/см ²	200 г/см ²	400 г/см ²
R (мм)	Пространственное разрешение (мкм)		
0	141	138	134
50	157	152	148
100	169	162	157

Пространственное разрешение оптической системы при использовании матриц с размерами 1024×1024 пикселей представлено в табл. 3.9.

Пространственное разрешение оптической системы (1024×1024 пикселей).

	50 г/см ²	200 г/см ²	400 г/см ²
R (мм)	Пространственное разрешение (мкм)		
0	259	253	248
50	283	275	269
100	300	291	283

Эффект размытия, вызванный не параллельностью облучающего пучка

Просвечивающий пучок на объекте не параллельный (расходится по горизонтали и сходится по вертикали, см. рис. 3.4). Это приводит к тому, что на координатах, отличных от нуля, точки объекта расположенные на одной координате X/Y, но находящиеся на разной глубине объекта, проецируются в разные точки на изображении.

Действительно, пусть на входе в квартет находится объект длиной L . Тогда для задней стороны пучок проходит структуру с минус единичной матрицей, а для передней стороны – еще и дополнительную матрицу свободного промежутка: $\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$. Это приводит к тому, что две точки с одинаковыми координатами X_0 (одна расположена на передней стороне, а другая на задней сто-

роне объекта) проецируются в разные точки на изображении: задняя точка в X_0 , а передняя в соответствии с дополнительным преобразованием:

$X_2 = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_0 \\ W_x X_0 \end{pmatrix}$ имеет смещение в точке регистрации равное : $\Delta X = LW_x X_0$, т.е

смещение пропорционально координате точки. Кроме того, частицы, двигаясь не параллельно граням объекта, проходят через участки объекта разной длины, что дополнительно приводит к размытию изображения на гранях. Для демонстрации этого эффекта проведено моделирование прохождения пучком стержня длиной 200 мм с поперечными размерами 10 мм×10 мм из свинца (227 г/см^2), расположенного на оси пучка и на координате $X_0 = 100 \text{ мм}$ (рис.3.16)



а)

б)

Рис. 3.16 Моделирование размытия изображения граней стержня (желтые линии) а) стержень расположен на оси пучка
б) стержень на координате $X_0 = 100 \text{ мм}$

В первом случае, разрешение на грани объекта составляет ~ 1 пиксель (0.12 мм), во втором, $4 \div 5$ пикселей (0.5÷0.6 мм). Для оценки КЧХ и величины размытия, вызванного расходимостью (сходимостью) просвечивающего пучка, определим среднеквадратичный разброс координат частиц для данного процес-

са следующим образом: $\sigma = \frac{1}{4}(LW_x X_0)$. Расчетные величины размытия координаты частицы представлены в табл. 3.10.

Таблица 3.10

Размытие координат для эффекта расходимости (сходимости) пучка.

	50 г/см ²	200 г/см ²	400 г/см ²
R (мм)	Пространственное разрешение (мкм)		
50	41	157	305
100	87	336	650

Итоговая дисперсия “размытия” определяется суммой процессов, описанных выше: $\sigma^2 = \sum \sigma_i^2$. В табл. 3.11 приведена итоговая оценка расчетного пространственного разрешения при протонной радиографии объектов на ПРГК-100 (матрица 2048×2048 пикселей)

Таблица 3.11

Оценка пространственного разрешения при протонной радиографии объектов на ПРГК-100 (матрица 2048×2048 пикселей)

	50 г/см ²	200 г/см ²	400 г/см ²
R (мм)	Пространственное разрешение (мкм)		
0	145	190	436
50	192	278	574
100	284	450	848

При использовании TV-камер с размерами матриц 1024×1024 пикселей оценки для пространственного разрешения представлены в таблице 3.12:

Оценка пространственного разрешения при протонной радиографии объектов на ПРГК-100 (матрица 1024×1024 пикселей)

	50 г/см ²	200 г/см ²	400 г/см ²
R (мм)	Пространственное разрешение (мкм)		
0	261	280	456
50	300	346	572
100	363	475	802

Приведенные выше расчеты имеют оценочный характер относительно возможного уровня флуктуаций в изображении при регистрации объектов. Первые протонные радиографические изображения, полученные на установке ПРГК-100, в целом подтвердили достоверность приведенных оценок.

Заключение

В данной главе приведено обоснование оптической схемы и структура построения полномасштабного радиографического комплекса ПРГК-100. Цель создания комплекса — проводить протонную радиографию динамических объектов с массовой толщиной до 450 г/см², полем обзора диаметром не менее 200 мм при энергии протонного пучка 50–70 ГэВ. В данной главе:

- Выполнены расчеты основных характеристик магнитооптической системы для достижения проектных параметров.
- Приведены требования к интенсивности протонного пучка для протонного радиографического комплекса.
- Выполнена оценка уровня флуктуаций яркости изображения при регистрации протонных радиографических изображений объектов.
- Предложена методика для анализа пространственного разрешения при регистрации объектов на ПРГК-100.
- Приведена оценка влияния ряда физических процессов, ограничивающих пространственное разрешение протонных радиографических изображений.

ГЛАВА 4. МНОГООБОРОТНЫЙ БЫСТРЫЙ ВЫВОД ПУЧКА ИЗ У-70

Однооборотный быстрый вывод даёт возможность получить длительность импульса вывода не более 5 мкс с последовательностью 29 сгустков длительностью 15–30 нс, разделённых интервалом 165 нс.

Возможна организация вывода ускоренного протонного пучка длительностью более одного оборота. Такой вывод может быть осуществлен быстрым перемещением пучка в радиальной поперечной плоскости в апертуру выводного устройства, имеющего очень тонкую перегородку [38]. Условие, которое обеспечивает приемлемую эффективность вывода, выглядит следующим образом: $d_{\text{sept}} \ll \Delta R_{\text{оборот}}$, т.е. толщина перегородки первого выводного магнита должна быть много меньше, чем прирост координаты пучка за один оборот под действием быстрых магнитов наведения. При этом в выведенном пучке сохраняется последовательность сгустков циркулирующего пучка.

Далее, пучок, отклонённый в этом (первом) устройстве, забрасывается в апертуры следующих выводных устройств, имеющих более толстые перегородки и более сильные отклоняющие поля. Последнее в таком ряду устройство выводит пучок за пределы вакуумной камеры ускорителя. Обычно первым выводным устройством является электростатический дефлектор, имеющий перегородку из проволочек толщиной 0.08–0.10 мм и поле до 100 кВ/см. Так как отклонение в электростатическом дефлекторе небольшое (обычно не более 0.5 мрад), то перегородка второго выводного устройства должна быть достаточно тонкой.

На ускорителе У-70 имеется электростатический дефлектор длиной 3 м с полем 70 кВ/см, расположенный в 106-м прямолинейном промежутке (ЭД106). Он используется в качестве первого выводного устройства системы медленного резонансного вывода ускоренного протонного пучка. Пучок, заброшенный с помощью резонансной раскачки в зазор дефлектора, получает в нём угол 0.3 мрад при энергии 70 ГэВ. Этого достаточно для переброса пучка через токовую перегородку следующего выводного устройства системы медленного вывода – выводного септум-магнита СМ24 (эффективная толщина перегородки 3 мм).

Наведение ускоренного протонного пучка на электростатический дефлектор можно осуществить с помощью быстрого локального искажения замкнутой орбиты, возбуждаемого дипольными магнитами, расположенными вблизи ПП106. Наиболее оптимальным является расположение диполей в 102-м и 108-м прямолинейных промежутках. В этом случае возмущение замкнутой орбиты циркулирующего пучка наиболее короткое (полуволновое). Прямолинейный промежуток ПП102 занят секступольной линзой резонансной раскачки пучка системы медленного вывода. Поэтому выбран более длинный вариант волнового локального искажения замкнутой орбиты магнитами БМ96 и БМ108.

Для увеличения эффективности вывода предполагается использовать квадрупольные линзы Q92 и Q110 (расположенные соответственно в промежутках ускорителя ПП92 и ПП110). Эти линзы используются в системе медленного резонансного вывода и выполняют следующие функции:

- изменяют структурную бета-функцию ускорителя на азимуте ЭД106 с целью уменьшения углового разброса в пучке
- увеличивают амплитуду заброса выведенного пучка в апертуру магнита СМ24.

Величина заброса выведенного пучка в СМ24 (с включенными квадрупольными линзами) от действия ЭД106 составляет ≈ 8 мм.

При использовании квадрупольных линз Q92 и Q110 размер пучка на азимуте ЭД106 составляет ~ 20 мм. Для вывода всего пучка достаточно, чтобы смещение пучка под действием быстрых магнитов БМ96 и БМ108 составляло не менее 10 мм. В табл. 4.1 приведены проектные характеристики быстрых магнитов БМ96 и БМ108 [38].

Проектные характеристики быстрых магнитов

Длина магнита (м)	1.2 м
Апертура (Н*V) (мм)	150*100 мм
Максимальный интеграл магнитного поля	0.2 Тл·м (угол отклонения = 0.85 мрад) (E=70 ГэВ)
Скорость изменения интеграла магнитного поля	минимальная 2000 Тл·м/сек максимальная 4000 Тл·м/сек
Длительность нарастающей части поля	минимальная – 50 мкс (10 оборотов) максимальная – 100 мкс (20 оборотов)

Источники питания быстрых магнитов обеспечивают линейный закон изменения магнитного поля от времени.

Динамика пучка под действием быстрых магнитов

В табл. 4.2 представлены величины смещения пучка по промежуткам под действием магнитов БМ96 и БМ108 с углами отклонения равными 0.8 мрад, а также структурные радиальные β -функции.

Таблица 4.2

Смещение пучка по промежуткам под действием БМ.

N промежутка	24	26	62	64	106
$\Delta R(\alpha_{96}=0.8\text{мрад})$	-9.4	0.5	-3.0	7.1	-16.3
$\Delta R(\alpha_{108}=-0.8\text{мрад})$	7.8	-3.9	0.	-10.3	-0.5
Суммарное смещение	-2.6	-2.9	-3.1	-2.0	-16.5
β -функция	32.1	25.3	28.2	25.8	52.0

(радиальные β -функции на азимутах магнитов равны : $\beta_{96}=20.0$ $\beta_{108}=25.6$)

Видно, что магнит БМ108 практически не влияет на координату пучка на ЭД106. В процессе быстрого перемещения пучка в радиальной поперечной плоскости в зазор выводного устройства (ЭД106), пучок обдирается от боль-

ших амплитуд к меньшим амплитудам, причем положение и угол выведенного пучка на ЭД106 практически постоянны. На следующем выводном магните (СМ24) выведенный пучок смещается в процессе вывода (при суммарном действии двух быстрых магнитов) на величину равную $\Delta R - 2.6$ мм, где $\Delta R \approx 8$ мм – начальный полуразмер циркулирующего пучка в 24-м промежутке. Таким образом, выведенный пучок к концу вывода смещается на ~ 5.5 мм на перегородку СМ24. Для стабилизации положения пучка на СМ24 предлагается использование БМ96 с максимальным углом отклонения (0.85 мрад), а магнит БМ108 с углом отклонения равным $10 \div 20\%$ от угла БМ96. На рисунке 4.1 показан профиль пучка в ПП24 при равных углах отклонения в БМ96 и БМ108.

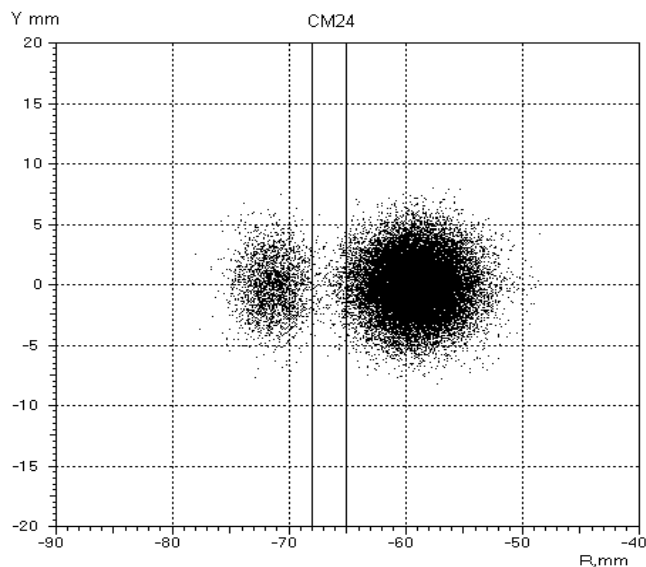


Рис. 4.1 Профиль пучка в ПП24 в случае равных углах отклонения БМ96 и БМ108. Прямые линии показывает положение перегородки магнита СМ24. Справа от прямой линии показан циркулирующий пучок, слева – заброшенный в апертуру СМ24

На рисунке 4.2 показан профиль пучка при соотношении углов отклонения магнитов БМ96 и БМ108 равными 0.8 / 0.1 мрад:

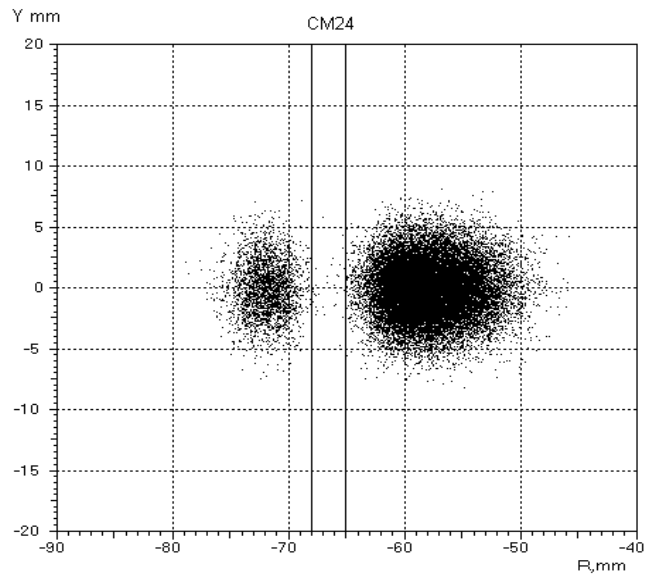


Рис. 4.2 Профиль пучка в ПП24 при соотношении углов отклонения магнитов 0.8 / 0.1 мрад. Прямые линии показывает положение перегородки магнита CM24. Справа от прямой линии показан циркулирующий пучок, слева – заброшенный в апертуру CM24

Расчетные потери пучка на CM24 в первом случае составляют ~ 10%, во втором ~ 2%. Дальнейшие расчеты выполнены при указанном выше соотношении углов отклонения быстрых магнитов: БМ96/БМ108 = 0.8 / 0.1 мрад.

Вывод пучка по трассе от ПП106 до ПП66

Ускоренный протонный пучок смещается полем быстрых магнитов за 10 – 20 оборотов на перегородку ЭД106 (рис. 4.3 и 4.4). Потери пучка на дефлекторе составляют ~ 10-12%.

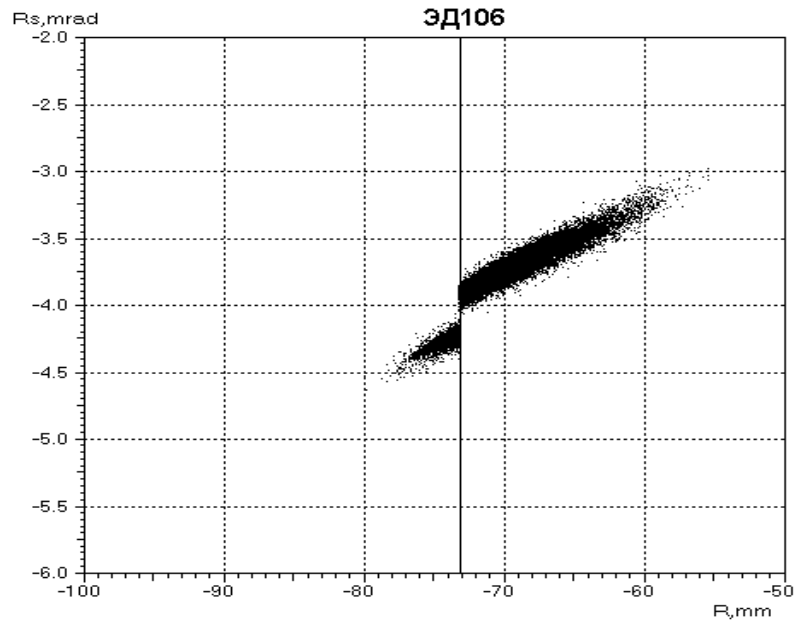


Рис. 4.3 Радиальная фазовая плоскость пучка на ЭД106. Прямая линия показывает положение перегородки дефлектора ЭД106. Справа от прямой линии показан циркулирующий пучок, слева – заброшенный в апертуру ЭД106.

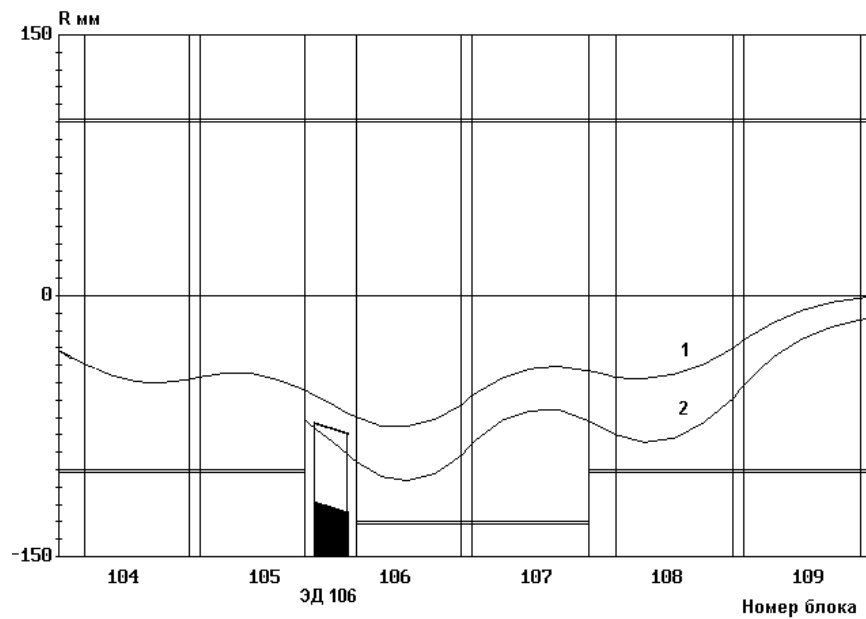


Рис. 4.4 Трасса вывода пучка на азимуте ЭД106
1- циркулирующий пучок 2 - выведенный пучок.

Далее выведенный пучок забрасывается в апертуру СМ24 (рис. 4.5)

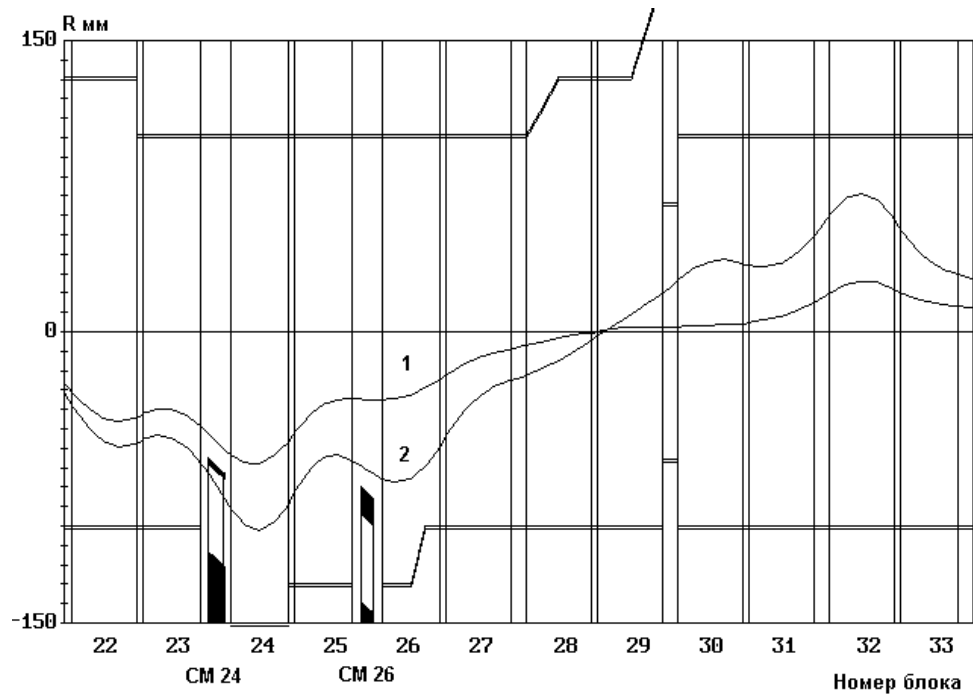


Рис. 4.5 Трасса вывода пучка на азимуте СМ24

1 - циркулирующий пучок 2 - выведенный пучок.

Особенность данной трассы вывода состоит в том, что:

во-первых, стандартное локальное искажение замкнутой орбиты быстрого вывода 20/32 не может быть использовано, т.к. это приводит к потере пучка в ПП30 (в этом месте диаметр вакуумной камеры 130 мм). Предполагается использовать дополнительные обмотки 20/26.

во-вторых, выведенный пучок проходит вне апертуры СМ26.

В магните СМ24 пучок получает дополнительный угол $\Delta r'_{BM24} \approx -0.7$ мрад. Далее выведенный пучок забрасывается в апертуру СМ62 и СМ64 (рис. 4.6). Пучок выходит в ПП66 при выводе практически на нужное направление. Корректировка трассы вывода может быть осуществлена магнитом-корректором МКГ66 (см. главу 2).

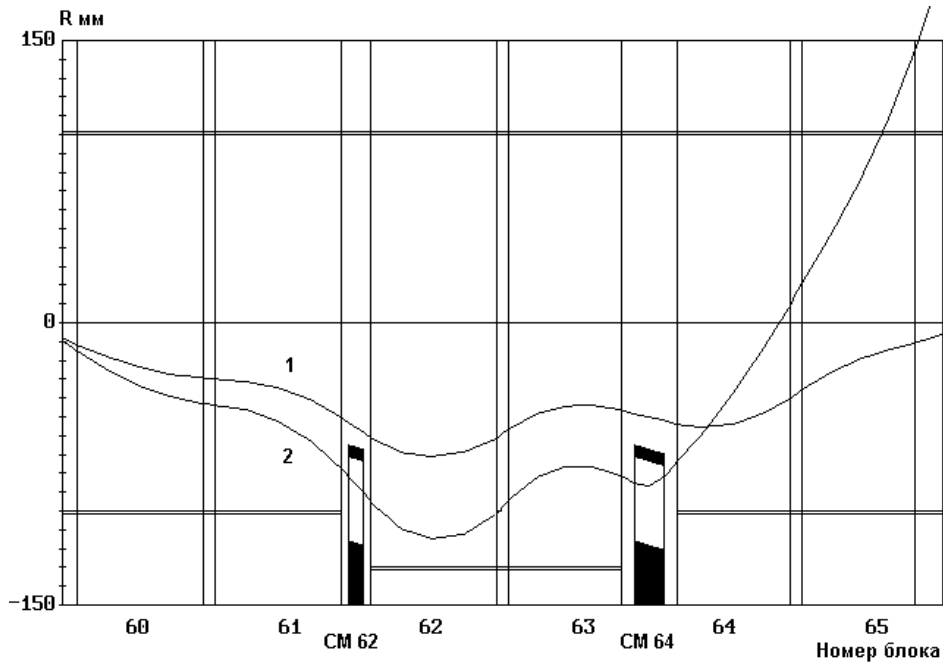


Рис. 4.6 Трасса вывода пучка на азимуте СМ62-ПП66

1 - циркулирующий пучок 2 - выведенный пучок.

Фазовые характеристики выведенного пучка приведены на рис. 4.7 и 4.8

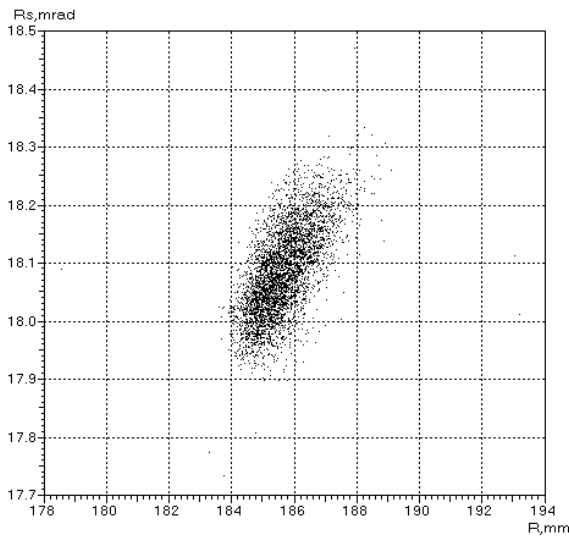


Рис. 4.7 Горизонтальный фазовый портрет выведенного пучка в ПП66.

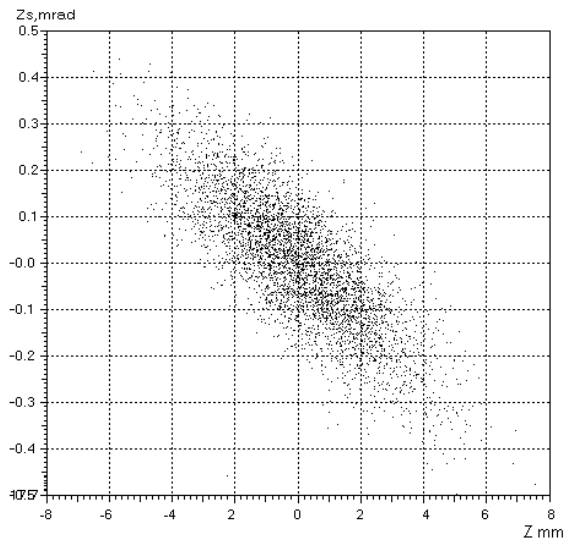


Рис 4.8 Вертикальный фазовый портрет выведенного пучка в ПП66.

Эффективность вывода оценивается на уровне $\sim 85\%$.

На рис. 4.9 и 4.10 представлены диаграммы интенсивности выведенного пучка по оборотам:



Рис. 4.9 Гистограмма интенсивности выведенного пучка по оборотам (длительность фронта БМ 100 мкс (20 оборотов)).



Рис. 4.10 Гистограмма интенсивности выведенного пучка по оборотам (длительность фронта БМ 50 мкс (10 оборотов)).

В первом случае, реально может быть использовано для протонографирования ~ 10 импульсов, во втором случае 3-4 импульса. В обоих случаях имеет место сильная неравномерность интенсивности в импульсах (до 3-4 раз). Импульсы с низкой интенсивностью не могут быть использованы, таким образом

эффективность использования исходного пучка (с учетом эффективности вывода ~ 85%) находится на уровне ~ 60 %.

Временная структура выведенной интенсивности может быть улучшена. Применение источника питания БМ с программируемой скоростью нарастания магнитного поля позволит получить до 10 импульсов примерно равной выведенной интенсивности. На рис. 4.11 приведен пример расчета гистограммы интенсивности выведенного пучка при наличии возможности программирования силы БМ во времени (в данном случае обеспечивается длительность вывода 10 оборотов).

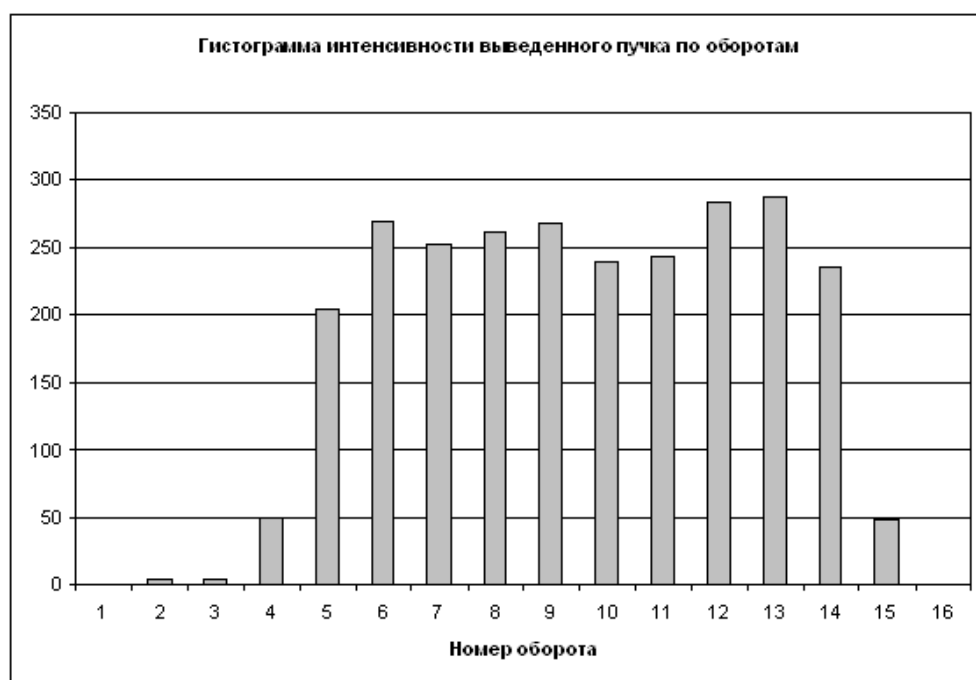


Рис. 4.11 Гистограмма интенсивности выведенного пучка по оборотам (длительность вывода 10 оборотов)

Как видно, неравномерность выведенной интенсивности составляет менее 20%. В боковых импульсах низкой интенсивности вывода находится 3-5 % интенсивности, таким образом, эффективность использования исходного пучка составляет ~ 80%.

На рис. 4.12 приведен расчет изменения силы БМ во времени для обеспечения равномерной структуры вывода длительностью 10 оборотов.

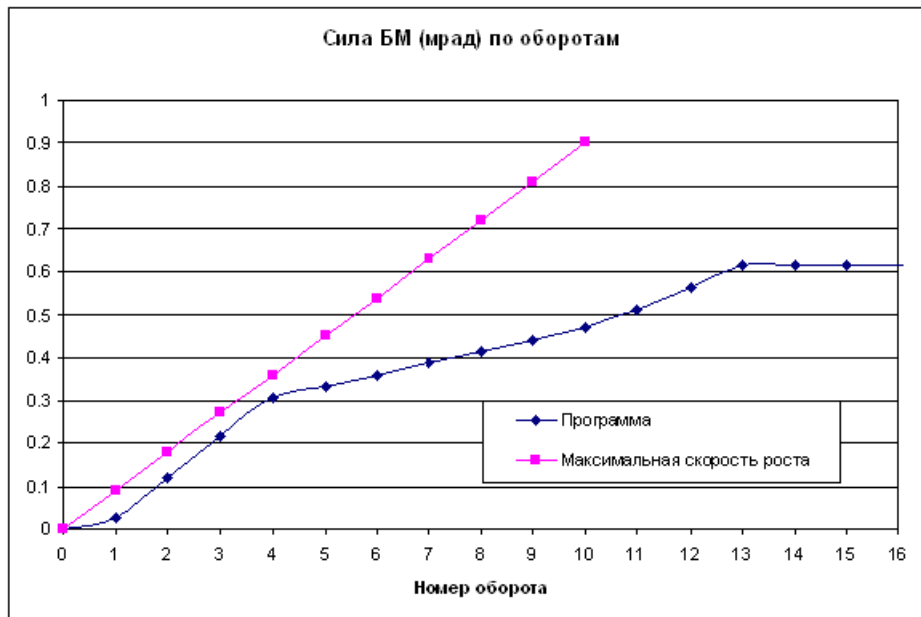


Рис. 4.12 Пример моделирования силы БМ для обеспечения равномерной интенсивности вывода длительностью 10 оборотов.

Для сравнения на графике приведена максимальная скорость роста силы для данного источника питания.

На рисунке 4.13 приведен пример вывода длительностью 5 оборотов.



Рис. 4.13 Гистограмма интенсивности выведенного пучка по оборотам (длительность вывода 5 оборотов)

На рис. 4.14 приведен расчет изменения силы БМ во времени для обеспечения равномерной структуры вывода длительностью 5 оборотов.

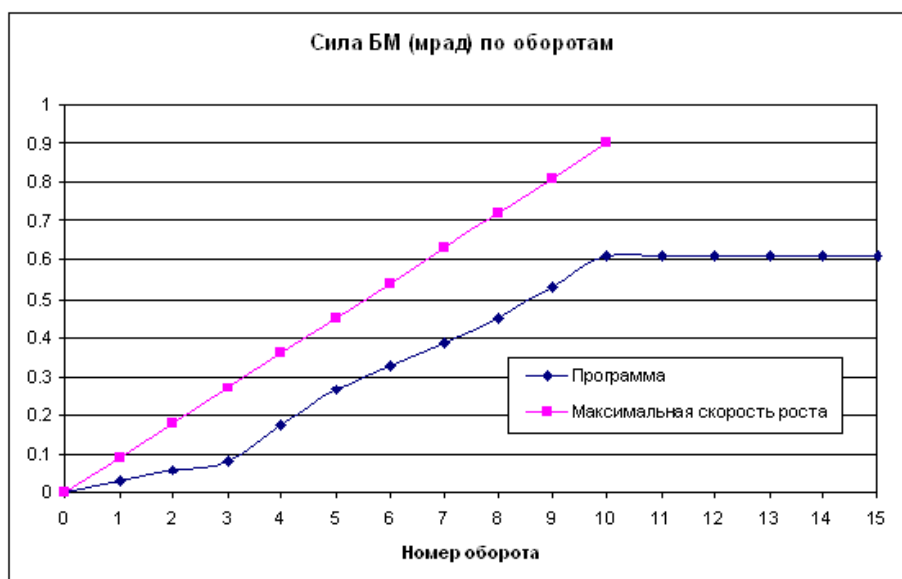


Рис. 4.14 Пример моделирования силы БМ для обеспечения равномерной интенсивности вывода длительностью 5 оборотов.

Данный режим вывода требует максимального форсирования скорости роста силы БМ. Этот режим невозможно обеспечить для энергии пучка 70 ГэВ.

Приведенные примеры гистограмм интенсивности выведенного пучка выполнены для энергии протонов 60 ГэВ.

Заключение

Приведены расчеты по многооборотному быстрому выводу пучка. Вывод пучка осуществляется быстрым перемещением пучка в радиальной поперечной плоскости в месте расположения первого выводного устройства ЭД-106.

Данный метод позволяет получить длительность вывода пучка 20-50 микросекунд. При наличии в ускорителе 10 сгустков, расположенных равномерно с временным интервалом между ними 0.33 мкс, может быть получено до 100 протонных радиографических изображений. Это может оказаться полезным при изучении динамических процессов разного характера.

ГЛАВА 5. ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЛУАТАЦИИ ПРГК-100 (2014 год)

На базе синхротрона У-70 в июне месяце 2014 года осуществлён физический пуск протонного радиографического комплекса (ПРГК-100) с энергией протонов 50 ГэВ и проведен первый сеанс по получению изображений статических тестовых объектов [39].

Вывод пучка системой однооборотного вывода

Система однооборотного вывода позволяет выводить от одного сгустка до 29 сгустков. Длительность вывода одного сгустка составляет 20-25 нс, а 29 сгустков ≈ 5 мкс - время одного полного оборота пучка в У-70.

В режиме однооборотного вывода решались следующие задачи:

- Настройка предварительной магнитной оптики для получения расчетных параметров облучающего пучка.
- Настройка магнитной оптики квартетов для получения минус единичной оптики.
- Настройка оптической системы регистрации протонных изображений. Измерение КЧХ оптической системы.
- Настройка многокадровой системы регистрации протонных изображений во всех трех ПРПИ.
- Измерение пространственного разрешения при протонном радиографировании различных объектов.
-

На рис. 5.1 приведены изображение и профиль пучка одного сгустка просвечивающего пучка на входе в квартет [39].

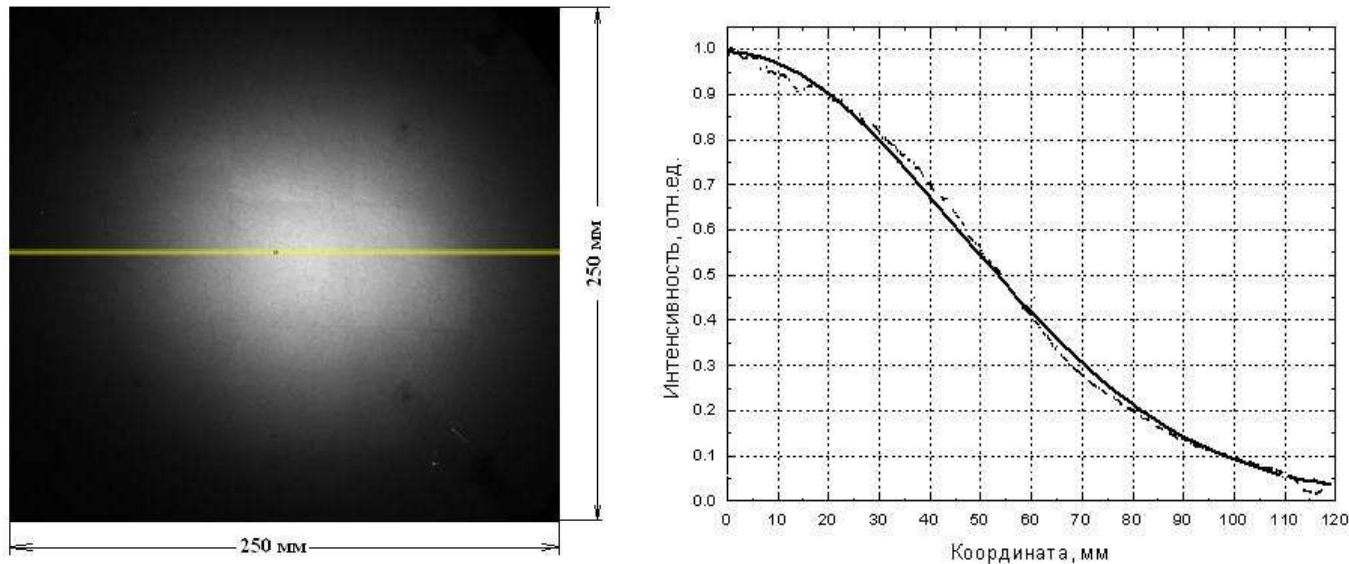


Рис. 5.1 Изображение и профиль протонного пучка

На уровне 5% от интенсивности ($\pm 3\sigma$) размер пучка равен ≈ 220 мм. Входной пучок согласован с первым квартетом.

Измерение и настройка передающей матрицы квартетов осуществлялась различными методиками. В результате установлено, что лучшее разрешение при регистрации объектов имеет место при токах линз квартетов 570 А, что соответствует градиенту 5.2 Тл/м.

Была произведена настройка собственно оптического тракта регистрации изображений. По результатам измерений сделан вывод о наличии отрицательной дисторсии изображений. Кривизна линий в центральной части кадра не превышает 0,2 мм, на периферии кадра – 0,5 мм.

Система многокадровой регистрации настроена на резкость с использованием оптической миры, расположенной в плоскости сцинтиллятора (рис. 5.2). Произведено измерение частотно-контрастной характеристики системы регистрации изображений (рис. 5.3). Значение контраста 5% достигается при частоте 2 пары линий на миллиметр.

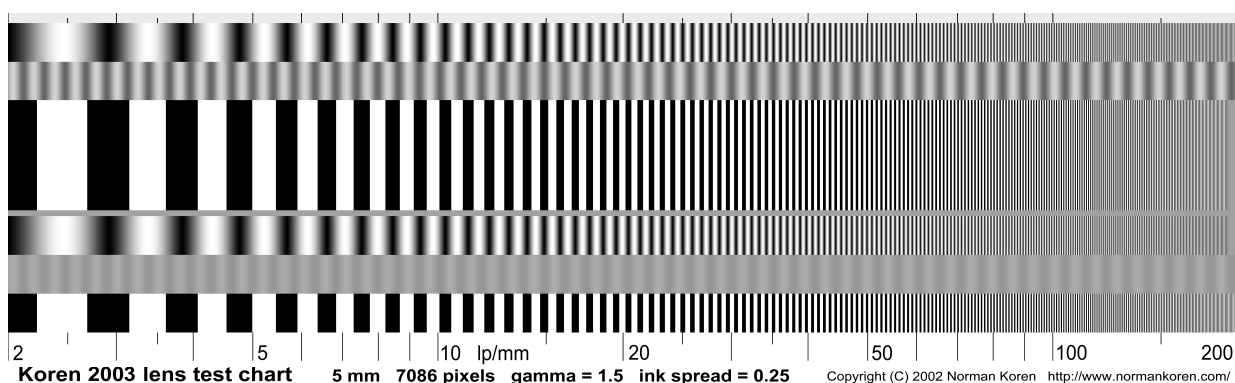


Рис. 5.2 – Изображение оптической миры для настройки на резкость системы многокадровой регистрации

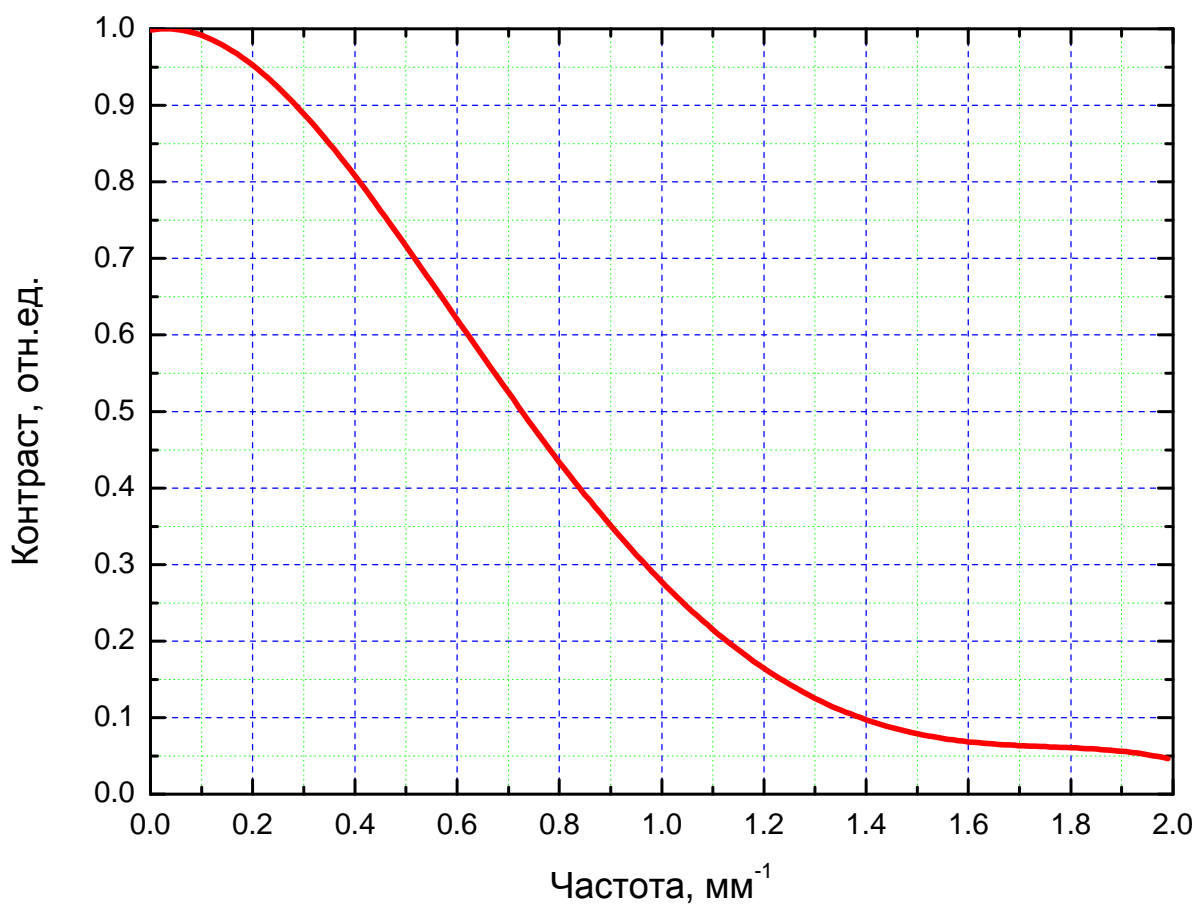


Рис. 5.3 – Контрастнoчастотная характеристика цифрового регистратора

Рис. 5.3 отлично подтверждает предварительные оценки (см. главу 3, рис. 3.15).

Для исследования разрешения системы регистрации использовались различные тестовые объекты. На рис. 5.4 приведена фотография миры, которая применялась для получения КЧХ радиографической системы. На рис. 5.5 приведено протонное радиографическое изображение миры.

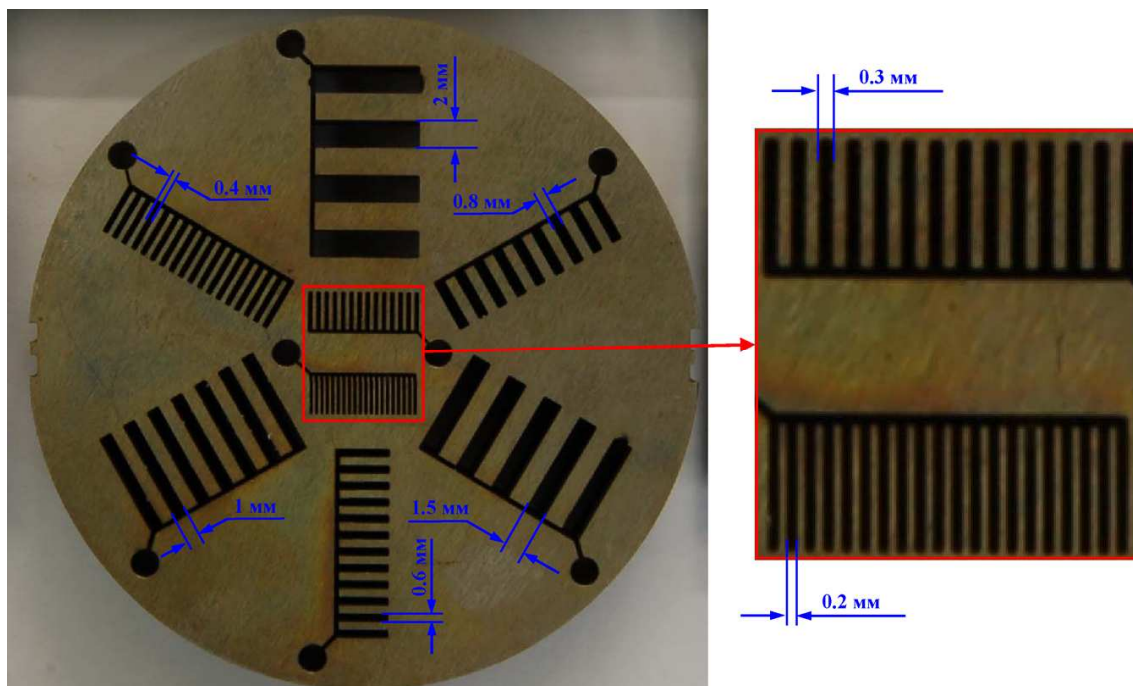


Рис. 5.4 Мира для измерения КЧХ радиографической системы (7.8 г/см^2 , восемь полей).

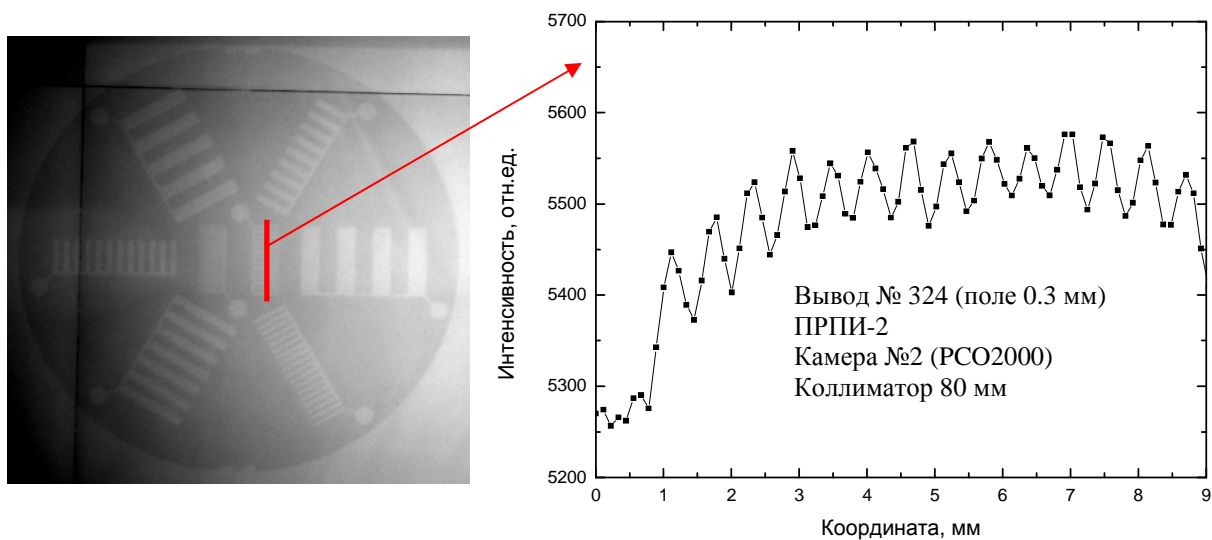


Рис. 5.5 – Протонное радиографическое изображение миры для измерения КЧХ (7.8 г/см^2) на фоне свинцовой преграды 170 г/см^2

Разрешение в данном случае составляет $\sim 290 \text{ мкм}$.

При использовании однооборотного вывода исследовано двенадцать различных тестовых объектов. Произведено тестирование многокадровой системы регистрации изображений объектов.

Выполнено измерение размытия границы на изображениях объекта при перепаде толщин 100 г/см^2 . Величина размытия для подготовленных (механическая обработка фрезерованием) граней составила: 480 мкм.

Выполнено измерение размытия границы на изображениях объекта при перепаде толщин 350 г/см^2 . Средняя величина размытия, измеренная по четырем граням тестового объекта, составила 1020 ± 130 мкм.

Данные величины представляют параметр FWHM (full width at half maximum) соответствующих функций размытия.

Оценка разрешающей способности системы

На рис. 5.6 приведено изображение нормированного пучка (результат деления выходного пучка в ПРПИ-2 на входной пучок в ПРПИ-1), на рис. 5.7 – уровень сигнала вдоль линии на рис. 5.6.

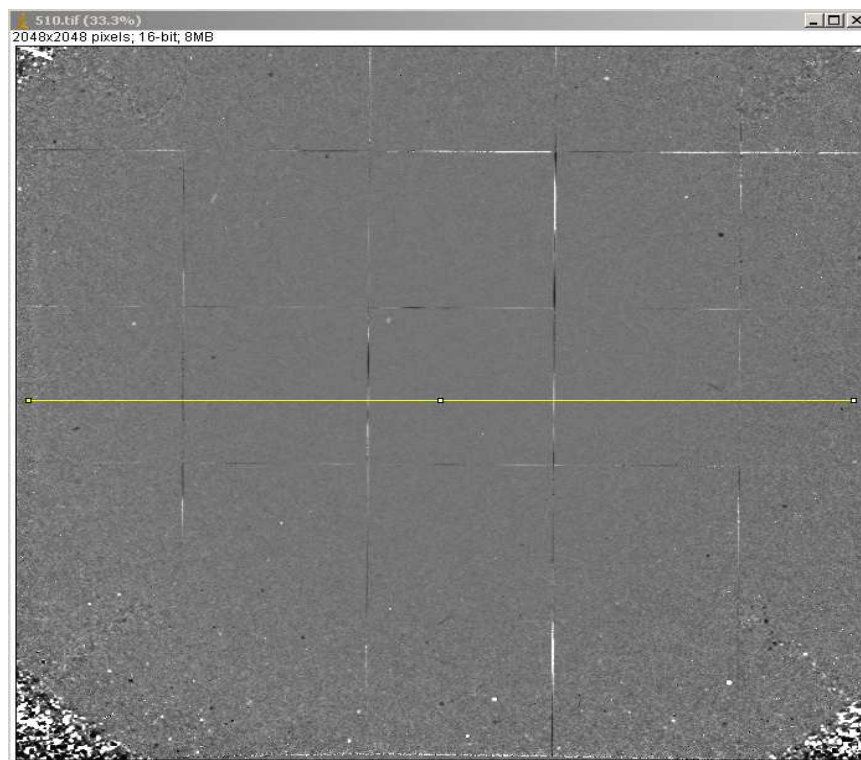


Рис.5.6 Результат нормировки на входной пучок.

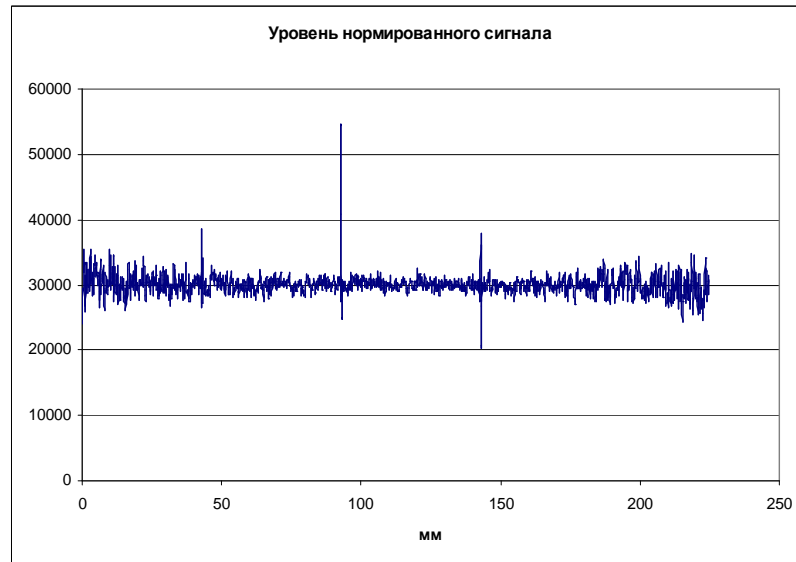


Рис 5.7 Уровень нормированного сигнала.

На рис. 5.8 приведена измеренная величина статистических флуктуаций сигнала вдоль линии на рис. 5.6.



Рис.5.8 Измеренная величина статистических флуктуаций (%) в нормированном пучке в зависимости от расстояния до центра пучка.

На основе этих измерений можно оценить разрешающую способность ПРГК.

1.Регистрация изображения объекта с минимальной длиной по пучку

Для решения этой задачи приведем еще раз формулу 3.12 (глава 3).

$$\frac{\sigma_{noise0}}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{1+Tr}}{1-Tr} < 1 \quad (5.1)$$

Минимальный диаметр коллиматора на ПРГК-100 составляет 10 мм. Выражение (5.1) можно представить более подробно :

$$(1 - \exp(-\frac{L_{obj}}{L_{nuc}}) + \exp(-\frac{L_{obj}}{L_{nuc}}) \cdot \exp(-\frac{1}{2}(\frac{d}{2\beta * 14.1})^2 \frac{L_{rad}}{L_{obj}}) \geq \sigma_{noise0}$$

Результат численного решения данного уравнения относительно минимальной длины объекта L_{obj} для разных материалов представлен в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Минимальная длина объекта.

Материал	Al	Cu	Fe	Pb
Длина объекта (мм) (нет коллиматора)	5.2	3.4	3.0	3.4
Длина объекта (мм) (коллиматор $\varnothing = 10$ мм)	4.3	1.1	0.9	0.4

2. Регистрация изображения тонких объектов на фоне массивных

Еще одна задача, характеризующая разрешающую способность протонографической системы – способность различать тонкий объект на фоне объекта массивного. В этом случае формула (1) приобретает вид:

$$\frac{\sigma_{noise0}}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{Tr(L_{obj}) + Tr(L_{obj} + h)}}{Tr(L_{obj}) - Tr(L_{obj} + h)} < 1, \text{ где } Tr(L_{obj}) - \text{ коэффициент прохождения пучка для массивного объекта, } Tr(L_{obj} + h) - \text{ коэффициент прохождения для той части массивного объекта, где имеется тонкий объект длиной } h.$$

Результат расчета минимальной длины объекта, который может быть выделен на фоне массивного объекта, представлен в табл. 5.2 (материал массивного объекта свинец, результат представлен в виде процентов от длины массивного объекта):

Таблица 5.2

Минимальная длина объекта на фоне массивного

Массовая толщина объекта (г/см ²)	50	100	150	200	250	300
Разрешение по длине тонкого объекта (%)	3.4	3.1	2.8	3.0	3.1	3.2

Вывод пучка системой многооборотного вывода

Длительность экспозиции при облучении динамических объектов с быстро протекающими процессами желательно иметь в диапазоне 20–50 мкс. Это достигается методом быстрого многооборотного вывода [38]. На рис. 5.9 приведена осциллограмма многооборотного вывода пяти сгустков.

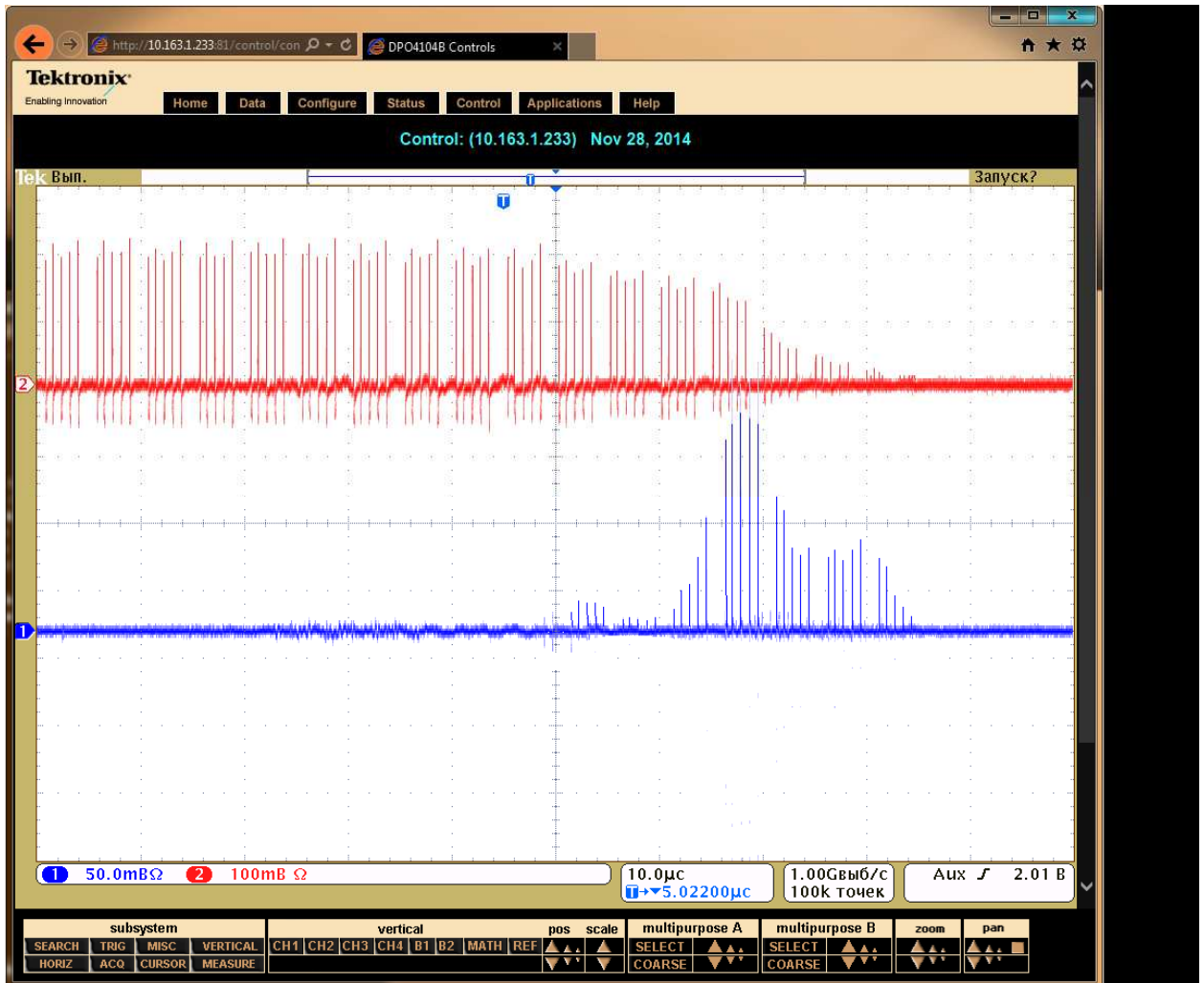


Рис. 5.9 Осциллограммы сигналов

- 1) сигнал трансформатора тока У-70
- 2) сигнал трансформатора тока системы регистрации протонных изображений при многооборотном выводе

Полная длительность вывода составляет 7 оборотов (35 мкс).

На рис. 5.10 приведено изображение протонного пучка, а на рис. 5.11 – изображение тестового объекта «решетка» от одного микросгустка.

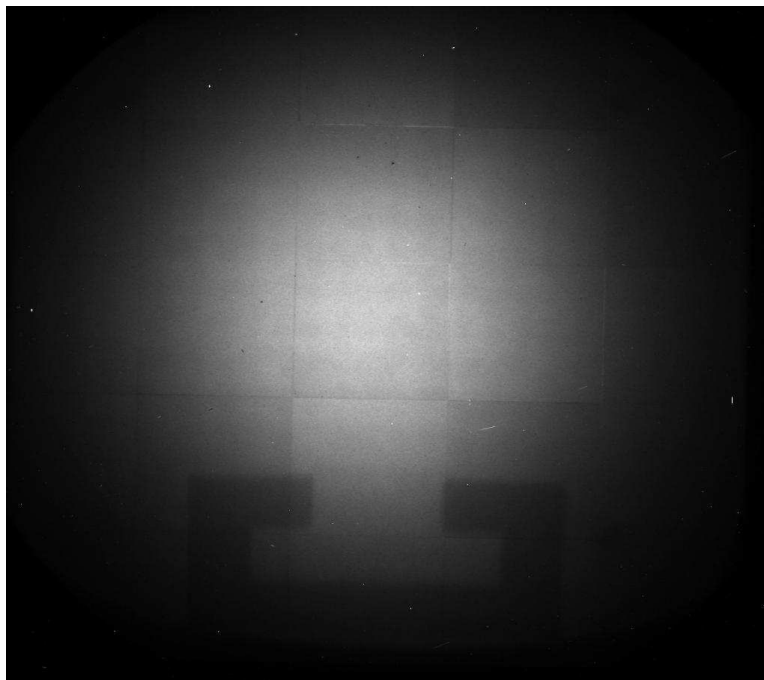


Рис. 5.10 Изображение протонного пучка одного микрополоска при многооборотном выводе

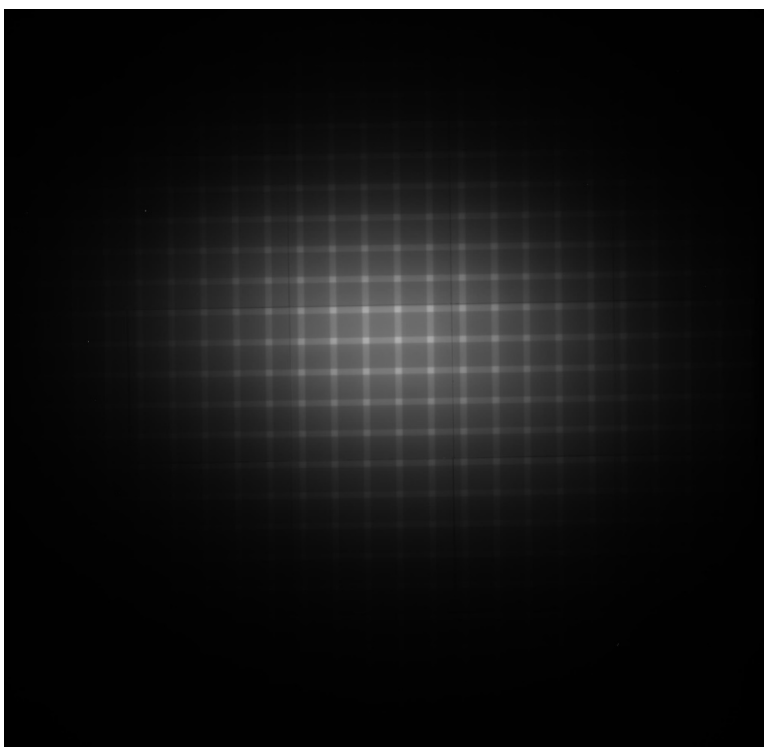


Рис. 5.11 Изображение тестового объекта «решетка» от одного микрополоска

Заключение

Протонный радиографический комплекс доказал свою эффективность при различных режимах вывода пучка. При этом, были достигнуты все проектные параметры комплекса ПРГК-100. Просвечивающий пучок согласован с первым квартетом, матрицы квартетов равны $-\hat{I}$ при облучении тонких и толстых тестовых объектов. Диаметр поля обзора составляет не менее 200 мм.

Выполнена успешная регистрация протонных изображений на системах многокадровой регистрации во всех трех ПРПИ. Выполнено измерение размытия границы на изображениях объектов при перепаде толщин до 350 г/см^2 . На основе полученных протонных радиографических изображений проведена оценка разрешающей способности ПРГК. Получены первые изображения статических объектов в режиме быстрого многооборотного вывода.

Выполненный в данной главе анализ первых итогов работы комплекса ПРГК-100 является практическим подтверждением результатов выполненных расчетов и принятых технических решений в процессе его разработки и создания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты, представленные к защите, можно сформулировать следующим образом:

1. Подробно рассмотрена схема построения магнитооптических систем для протонной радиографии на основе симметричного дублета.
2. Даны физическое обоснование и расчет основных параметров пилотной протонной радиографической установки ИФВЭ на 50 ГэВ. Представлен обзор полученных результатов и практическая ценность.
3. Обосновывается актуальность создания полномасштабного протонного радиографического комплекса (ПРГК-100) на базе ускорителя ГНЦ ИФВЭ У-70.
4. Выполнен расчет параметров протонного радиографического комплекса ПРГК-100.
5. Рассмотрены вопросы влияния параметров пучка и характеристик комплекса на качество протонных радиографических изображений объектов.
6. Изложен физический метод и выполнены расчеты по многооборотному быстрому выводу протонного пучка для увеличения времени экспозиции и обеспечения многокадровой регистрации динамических объектов.
7. Представлены первые результаты работы комплекса ПРГК-100 в качестве практического подтверждения результатов выполненных расчетов и принятых технических решений.

В заключение автор выражает глубокую благодарность научному руководителю Федотову Юрию Сергеевичу – за плодотворное тесное сотрудничество на протяжении многих лет, за постоянный интерес к работе. Многие работы инициированы лично Юрием Сергеевичем.

Особо нужно отметить научного руководителя ГНЦ ИФВЭ Тюрина Н.Е. Будучи директором ГНЦ ИФВЭ в период реализации проекта протонного радиографического комплекса, Николай Евгеньевич уделял особое внимание этому проекту и в значительной степени содействовал его практической реализации, а также оказывал содействие в написании данной работы.

Автор выражает благодарность сотрудникам ОУ У-70 и отдела вывода за профессионализм и практическое содействие в реализации режимов вывода протонного пучка.

Особые слова благодарности автор выражает сотруднику ВНИИЭФ (г. Саров) Олегу Васильевичу Орешкову. Во многом благодаря активной позиции Олега Васильевича тема протонного радиографического комплекса активно пропагандировалась и была практически реализована.

Автор приносит благодарность коллегам из РФЯЦ-ВНИИЭФ (г. Саров) за тесное плодотворное сотрудничество и предоставленные протонные радиографические изображения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ziock H.J., Adam K.J. et al. Proton Radiography concept. // LANL document LA-UR-98-1368, 1998.
- [2] “Review of particle Data Properties”. Particle Data Group. Particle Physics booklet. July 1994. American institute of physics.
- [3] Saunders A. Proton Radiography at the AGS // LANL document LA-UR-14-25872, 2014.
- [4] Koehler A.M., Proton Radiography // Science 160 (1968), p.303.
- [5] Ellard G.A., Gammon P.T. et al. Radiography with 160 MeV Protons. // Nature, v.239, (5368)157, 1972.
- [6] West D., Sherwood A. Proton-scattering radiography. // Nondestructive Testing, 6, No.5, p.249-257, 1973.
- [7] Cookson J.A., Radiography with Protons // Naturwissenschaften 61, 1974, p.184.
- [8] West D. The Potential of Proton Radiography. // Proceedings of 7th International Conference on Cyclotrons and Their Applications, Switzerland, p.503, 1975.
- [9] Gavron A., Morris C.L., Ziock H.J., Zumbro J.D. Proton Radiography // LANL document LA-UA-01-96-420, 1996.
- [10] Mottershead C.Th., Zumbro J.D. Magnetic Optics for Proton Radiography. // Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference. Canada, Vancouver, 1999, p.1397-1399.
- [11] G.E. Hogan, K.J. Adams, K.R. Alrick et al. Proton Radiography // Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference, New York, 1999. p. 579-583.
- [12] King N., Ables E., Adams K. et al. An 800-MeV proton radiography facility for dynamic experiments // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1999, V. A424, p.84.
- [13] Morris C.L. et al. Charge particle radiography. // Rep. Prog. Phys. 76, 2013, p.26.
- [14] Morris C., Hopson J.W., Goldstone P. Proton Radiography. // Los Alamos Science, N.30, 2006.

- [15] Morris C.L, Ables E., Alrick K.R et al. Flash radiography with 24 GeV/c protons. // *Journal of Applied Physics*, v. 109, 104905 (2011).
- [16] Neri F., Theissen H.A., Walstrom P.L. Synchrotrons and Beamlines for Proton Radiography. // *Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference*. Canada, Vancouver, 9B005(1997).
- [17] Jason A.J. et al. Beam-Distribution System for Multi-Axis Imaging at the Advanced Hydrotest Facility. *Сборник докладов конференции по ускорителям 2001 г., Чикаго, стр. 3374-3376.*
- [18] Toepfer A.J. Review of accelerator concepts for advanced hydrotest facility. // SAIC, Albuquerque, NM, USA, 1998.
- [19] Thiessen A. The advanced hydrotest facility overview. // LANL, LA-UR-01-3742, 2001.
- [20] Cunningham G., Morris C. The Development of Flash Radiography at Los Alamos National Laboratory. // *Los Alamos Science*, 28:76, 2003.
- [21] Peach K., Ekdahl K. Particle Beam Radiography. // *Reviews of Accelerator Science and Technology*. Vol. 6 (2013) 117-142.
- [22] Голубев А.А., Демидов В.С., Демидова Е.В. и др. Применение пучков ускорительно-накопительного комплекса ТВН ИТЭФ для диагностики быстропротекающих процессов. // *Атомная энергия*, 2008, т. 104, вып. 3, стр. 99–106.
- [23] Golubev A.A., Demidov V.S. et al. Application of TWAC beams for diagnostics of fast processes. // *Atomic Energy*, v.104, No.2, 2008.
- [24] Golubev A. Activities on Proton Radiography at ИТЭФ. // *Proceedings of XXIV RuPAC*, Russia, Obninsk, 2014.
- [25] Антипов Ю.М., Афонин А.Г., Василевский А.В. и др. Протонная радиографическая установка на 50 ГэВ ускорителя ГНЦ ИФВЭ. // *Препринт ИФВЭ 2009-14*, 2009. 16 стр.
- [26] Антипов Ю.М., Афонин А.Г., Василевский А.В. и др. Радиографическая установка ускорителя протонов с энергией 70 ГэВ ГНЦ ИФВЭ. // *ПТЭ*, 2010, № 3, стр. 1–8.

- [27] Антипов Ю.М., Афонин А.Г., Гусев И.А. и др. Протонная радиография – новый метод и его реализация. // Атомная энергия, т.114, вып.5, май 2013г. стр. 288-291.
- [28] Бурцев В.В., Лебедев А.И., Михайлов А.Л. и др. Многокадровая протонография на базе ускорителя У-70 как метод исследования быстропротекающих гидродинамических процессов. // В сб.: 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергии, вып. 2, Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011 г., стр. 205–225.
- [29] Максимов А.В., Тюрин Н.Е., Федотов Ю.С.. Оптическая система протонной облучательной установки на ускорителе У-70 ГНЦ ИФВЭ. // ЖТФ, 2014, т. 84., вып.9., стр. 132-138.
- [30] Карташев В.П., Котов В.И., Ходырев Ю.С. Симметричные системы из квадрупольных линз. // ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 6, стр. 1342–1347.
- [31] Карташев В.П., Котов В.И. Основы магнитной оптики пучков заряженных частиц. // Москва., Энергоатомиздат, 1984. стр. 153.
- [32] Адо Ю.М., Журавлев А.А., Логунов А.А. и др. // Атомная энергия, 1970, т.28, вып. 2, стр.132.
- [33] Мызников К.П., Татаренко В.М., Федотов Ю.С. и др. Общая схема вывода пучков протонов из ускорителя ИФВЭ. // Препринт ИФВЭ 68-57-К, Протвино, 1968, стр.14.
- [34] Афонин А.Г., Дианов В.И., Максимов А.В. Оптимизация схемы вывода протонного пучка из У-70. // Препринт ИФВЭ 92-121, 1992г., 10стр.
- [35] Баранов В. Т., Татаренко В. М., Федотов Ю. С. и др. // Препринт ИФВЭ 92-118, Протвино, 1992. стр. 24.
- [36] Zumbro J.D. Angle –cuts for Brookhaven proton radiography experiments E995 and E963 calculated with MCNP. // LANL, LA-UR-05-7370, 2005.
- [37] Батурицкий М.А. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. // Минск, 2005.

[38] Рудько В.Д., Авраменко С.В., Логинов А.А., Максимов А.В. и др. Многооборотный быстрый вывод протонного пучка из синхротрона У-70. // ПТЭ, 2016, N3, стр.5-10.

[39] Андриянов И.А., Афонин А.Г., Гусев И.А., Зятков О.В., Игнашин Н.А., Ларионов А.В., Людмирский Э.А., Максимов А.В. и др. Ввод в эксплуатацию протонного радиографического комплекса на ускорителе У-70. // ПТЭ, 2016, N3, стр.61-68.