

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

НОВОКШОНОВ АРТЁМ ИГОРЕВИЧ

**ДИАГНОСТИКА ПОПЕРЕЧНЫХ ПРОФИЛЕЙ ЭЛЕКТРОННЫХ  
И ГАММА ПУЧКОВ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ**

Специальность 01.04.20 —

«Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук, профессор  
Потылицын Александр Петрович

Томск – 2017

# Оглавление

|   | Стр.      |
|---|-----------|
| Введение . . . . .  | 4         |
| <b>Глава 1 Диагностика поперечного профиля электронного и гамма пучков на основе излучения Вавилова-Черенкова, генерируемого в оптических фиберах . . . . .</b> | <b>17</b> |
| 1.1 Принцип действия системы диагностики поперечного профиля электронного пучка на излучении Вавилова-Черенкова в оптическом фибере . . . . .                   | 18        |
| 1.2 Описание экспериментальной установки на базе микротрона МИ-6 . . . . .  | 20        |
| 1.3 Экспериментальные исследования . . . . .  | 23        |
| 1.3.1 Сравнение амплитуд сигналов от кремниевого и вакуумного ФЭУ . . . . .   | 23        |
| 1.3.2 Измерение ориентационной зависимости и зависимости амплитуды сигнала от длины фибера . . . . .  | 23        |
| 1.3.3 Измерение поперечного профиля пучка рентгенографическими пленками и фибром . . . . .  | 26        |
| 1.4 Принцип действия системы диагностики поперечного профиля гамма пучка на излучении Вавилова-Черенкова в оптическом фибере . . . . .                          | 31        |
| 1.5 Экспериментальное исследование на линейном ускорителе СЛ75-5-МТ . . . . .   | 31        |
| 1.5.1 Описание экспериментальной установки . . . . .  | 31        |
| 1.5.2 Результаты экспериментального исследования . . . . .  | 32        |
| 1.6 Обсуждение результатов главы . . . . .  | 36        |
| <b>Глава 2 Основные параметры интерферометров синхротронного излучения и моделирование их характеристик . . . . .</b>   | <b>37</b> |
| 2.1 Синхротронное излучение . . . . .   | 37        |
| 2.2 1-D Интерферометр синхротронного излучения . . . . .  | 39        |
| 2.3 2-D Интерферометр синхротронного излучения . . . . .  | 42        |
| 2.4 Библиотека по моделированию синхротронного излучения - Synchrotron Radiation Workshop (SRW) . . . . .   | 46        |
| 2.5 Результаты моделирования . . . . .  | 48        |
| 2.6 Оценка интенсивности интерферограммы . . . . .  | 50        |
| 2.7 Моделирование новых методов в интерферометрии синхротронного излучения . . . . .  | 53        |
| 2.7.1 Принцип метода «затемнения» . . . . .   | 53        |

|   |  |           |
|---|--|-----------|
| 2.7.2   | Моделирование метода «затемнения» для 2-D интерферометра . . .   | 55        |
| 2.7.3   | Метод реконструкции полного профиля пучка при помощи вращения апертур и его моделирование . . . . .      | 60        |
| 2.8   | Обсуждение результатов главы . . . . .   | 66        |
| <b>Глава 3 Диагностика поперечных размеров пучка ускорителя PETRA III</b> |  |           |
|   | <b>на основе интерферометра синхротронного излучения . . . . .</b>                                       | <b>67</b> |
| 3.1   | 1-D интерферометр накопительного кольца PETRA III. . . . .   | 67        |
| 3.2   | Оптическая система 2-D интерферометра . . . . .  | 67        |
| 3.3   | Интерфейс 2-D интерферометра . . . . .   | 70        |
| 3.4   | Запуск и отладка 2-D интерферометра . . . . .  | 71        |
| 3.5   | Экспериментальное исследование метода затемнения в одном направлении                                     | 77        |
| 3.6   | Экспериментальное исследование метода затемнения в двух направлениях                                     | 80        |
| 3.7   | Экспериментальное исследование метода вращения апертур для реконструкции полного профиля пучка . . . . . | 82        |
| 3.8   | Обсуждение результатов главы . . . . .   | 83        |
|   | <b>Заключение . . . . .</b>  | <b>85</b> |
|   | <b>Литература . . . . .</b>  | <b>87</b> |
|   | <b>Приложение А . . . . .</b>  | <b>95</b> |

## Введение

Ускорители заряженных частиц широко используются в различных областях деятельности человека, например, в таких как, промышленность, медицина, дефектоскопия, наука и т.д. Это могут быть как компактные ускорители, к примеру бетатрон, так и ускорители, представляющие собой огромные, дорогостоящие комплексы, такие как большой адронный коллайдер (БАК). Ускорители с энергией более 5 ГэВ успешно используются в области физики высоких энергий. Для прикладных целей создаются и используются кольцевые ускорители с энергией более 5 ГэВ в качестве источников синхротронного излучения. Так например, в обзоре Г.Н. Кулипанова [1] приводятся данные об эксплуатации накопительных колец с энергией электронов от  $E_{min} = 0.1$  ГэВ до  $E_{max} = 19$  ГэВ.

Яркость пучков синхротронного излучения дается формулой [1]:

$$B_\lambda = \frac{\dot{N}(\lambda)}{\Delta_x \Delta_y \sqrt{\psi_\lambda^2 + (\Delta\theta_y)^2}}, \quad (1)$$

где  $\dot{N}(\lambda)$  - количество фотонов, испущенных в секунду в мрад,  $\psi_\lambda$  - угловое распределение излучения,  $\Delta\theta_z$  - угловой разброс электронов в пучке, а  $\Delta_{x,z}$  - эффективный горизонтальный и вертикальный размер пучка [1]

$$\Delta_{x,z} \sim \sqrt{4\sigma_{x,z}^2 + R^2(\psi_\lambda^2 + (\Delta\theta_{x,z})^2)}. \quad (2)$$

Современные требования к яркости пучков синхротронного излучения предполагают непрерывный мониторинг и диагностику параметров пучков. Выполнение данных требований практически невыполнимо без использования большого количества точных и надежных систем диагностики пучка заряженных частиц, позволяющих производить on-line настройку ускорителя по результатам измерения параметров пучка.

Ускорители можно разделить на два основных типа - линейные и циклические. Независимо от типа ускорителя, параметры пучка в процессе ускорения и прохождения через ускорительные системы, при группировке и фокусировке изменяются в 6-мерном фазовом объеме. Параметром, дающим представление о поперечном размере пучка и угловой расходимости, является эмиттанс. Его можно вычислить по формуле [2]

$$\varepsilon_{x,y} = \frac{\sigma_{x,y}^2}{\beta_{x,y}}, \quad (3)$$

где  $\beta_{x,y}$  - бета функции Твисса, а  $\sigma_{x,y}$  - поперечные размеры пучка. Неидеальность ускорителя приводит к тому, что траектория пучка, его размеры, угловая расходимость и другие параметры отличаются от расчетных, что, в свою очередь, приводит к необходимости постоянной диагностики пучка. По результатам такой диагностики, в процессе ускорения пучка, происходит корректировка тех или иных параметров ускорителя, в так называемом, режиме on-line.

Некоторые примеры задач ускорительной техники, в процессе решения которых производятся измерения различных параметров пучка, приведены ниже [3]:

- контроль равновесной орбиты пучка;
- измерение средней энергии и энергетического разброса частиц пучка;
- измерение поперечных и продольного размеров пучка;
- анализ внешних возмущений пучка;
- контроль пучка в процессе настройки инжекции и захвата ускоряющим ВЧ-полем;
- измерение и согласование эмиттанса пучка и акцептанса ускорителя.

Важными задачами являются контроль и исследование средств диагностики, разработка новых методов и подходов в этой области ускорительной техники.

Все системы диагностики можно разделить на невозмущающие и возмущающие. Невозмущающими системами диагностики являются такие системы, в которых пучок практически не испытывает никаких изменений в процессе диагностики, то есть обратным воздействием на пучок можно пренебречь. К возмущающим же относятся системы диагностики, в которых пучок либо полностью разрушается, либо его параметры претерпевают кардинальные изменения.

Ниже приведен список различных систем диагностики, используемых в ускорительной технике и примеры параметров, которые могут быть измерены при помощи данных систем:

- цилиндр Фарадея - ток пучка;
- люминофорные или сцинтилляционные экраны - поперечный профиль и положение пучка, а так же визуализация;
- датчики, использующие переходное излучение, дифракционное излучение, излучение Смита-Парселла и излучение Вавилова-Черенкова - поперечный профиль, угловая расходимость, длина и потери пучка;
- датчики, использующие синхротронное излучение (СИ) - поперечный профиль, угловая расходимость, длина и энергия пучка;
- вторично-эмиссионные экраны - поперечный профиль и положение пучка;
- ионизационные датчики - поперечный профиль и ток пучка;
- лазерные датчики - поперечный профиль пучка;
- датчики, использующие электромагнитные поля, индуцированные пучком заряженных частиц - поперечное положение, ток, орбита и пооборотные колебания пучка.

Как сказано выше, все системы диагностики можно разделить на возмущающие и невозмущающие. Можно сказать, что цилиндр Фарадея дает очень точные показания тока пучка, но при это полностью поглащает (разрушает) пучок, в то время как датчики, использующие электромагнитные поля, индуцированные пучком (пояс Роговского), позволяют измерить ток пучка, практически не влияя на его параметры.

Естественно, все системы диагностики имеют свои плюсы и минусы, а каждый ускоритель, являя собой «уникальную» машину, имеет свои особенности, свой «характер», поэтому подбор систем диагностики, их настройка, дальнейшая эксплуатация, исследование и расширение границ применимости - есть отдельная и сложная задача ускорительной техники.

Далее детально рассмотрим примеры систем диагностики, используемых для измерения поперечного профиля пучка заряженных частиц.

## Люминофорные и сцинтилляционные экраны

Экраны такого типа являются простейшим средством измерения поперечного профиля пучка заряженных частиц, а также его визуализации. Принцип действия предельно прост - частицы пучка, проходя через экран вызывают его свечение в оптическом диапазоне, которое впоследствии регистрируется CCD-камерой. Экран обычно изготавливается посредством напыления люминофора на тонкую металлическую фольку или, в случае сцинтиллятора, это прозрачный монокристалл. Размер пучка можно определить, если на экран нанести координатную сетку. Основным плюсами такого метода являются его простота и возможность визуализации. Однако, есть несколько минусов:

- данный метод является возмущающим, поэтому система изготавливается таким образом, чтобы экран можно было дистанционно установить на пути пучка или убрать оттуда;
- минимальный размер пучка, который может быть измерен при помощи люминофорного экрана составляет несколько десятков микрон;
- частое использование такого экрана приводит к его быстрому разрушению.

Существует несколько основных типов таких экранов: порошковые, керамические, полимерные люминофоры и монокристаллические сцинтилляторы. Отдельно стоит сказать про монокристаллические сцинтилляторы. Использование таких экранов позволяет достигнуть пространственного разрешения порядка 10 мкм [4].

Однако, разработка новых люминофоров ведется и по сей день. Примеры использования люминофорного экрана и его описание можно найти в [5,6].

## Ионизационные датчики

Принцип действия ионизационных датчиков основан на том, что пучок частиц на своем пути ионизирует остаточный газ в вакуумной камере, далее электроны, получившиеся при ионизации, собираются электродами, расположенными на стенках вакуумной камеры. Электроды обычно выполнены в виде проволочной сетки. Сигнал с каждого электрода усиливается и регистрируется электроникой, таким образом измеряется поперечный профиль пучка. Пространственное разрешение такого датчика определяется шагом электродной сетки и может достигать 0.1 мм. Более подробно принцип действия ионизационных камер описан в [7].

Ионизационные датчики практически прозрачны для пучка, но в то же время, чем меньше концентрация остаточного газа в вакуумной камере, тем меньше чувствительность датчика. Эта проблема, по возможности, решается двумя путями:

- применением, так называемых, микроканальных пластин, которые позволяют увеличить количество электронов, полученных при первичной ионизации;
- использованием струи газобразного гелия или атомарного магния (для протонных и ионных ускорителей) [8], которая пересекает траекторию пучка. Таким образом повышается количество вторичных электронов.

Также существует разновидность ионизационных камер, где вторичные электроны, при помощи люминесцентного экрана конвертируются в световое излучение, которое регистрируется камерой, после чего, восстанавливается поперечный профиль пучка.

Недостатками данной системы являются ее разрешение, низкая чувствительность (при отсутствии струй газа) и сложность конструкции.

## Сеточный вторично-эмиссионный монитор

Конструкция датчика такого типа представляет собой сетку из проволочек (электродов), расположенных на пути пучка заряженных частиц, и высоковольтного электрода для отвода вторичных электронов [9, 10]. Пучок, проходя сквозь такую сетку, выбивает из нее вторичные электроны, посредством этого на каждой проволочке появляется электрический заряд, пропорциональный интенсивности пучка в области данной проволочки. Измеряя заряд на каждой проволочке, можно восстановить поперечный профиль пучка.

В данном случае пространственное разрешение снова зависит от диаметра проволочек и расстояния между ними, которые, в свою очередь, выбираются из требований к прозрачности датчика. Это значит, что такие датчики могут быть практически прозрачны для пучка частиц, но при этом может пострадать пространственное разрешение системы. Кроме то-

го, использовании слишком тонких проволочек может генерироваться сигнал недостаточной амплитуды.

Если же надо измерить одновременно два размера (горизонтальный и вертикальный), то применяются сразу две сетки, повернутые друг относительно друга на  $90^\circ$  и разнесенные на определенное расстояние.

К основным недостаткам данного метода измерения поперечного профиля можно отнести ограничение на измеряемый размер, связанное с диаметром проволочек и шагом между ними, а так же то, что при низких энергиях частицы практически полностью теряют свою энергию.

## Проволочный сканер

Принцип работы данной системы диагностики точно такой же, как и предыдущей, за одним исключением - здесь применяется не сетка из проволочек, а одна проволочка, движущаяся в поперечном к траектории пучка направлении и пересекая её [11, 12]. Для одновременного измерения горизонтального и вертикального размера используют две проволоки повернутые на  $90^\circ$  относительно друг друга.

Такая система является прозрачной, но в силу того, что пучок должен пройти через неё много раз, чтобы получить изображение профиля, она не может быть использована в линейных ускорителях. Да и сам факт, что поперечный профиль определяется за много пролетов пучка, является минусом. Плюсом является то, что используя данную систему, можно добиться улучшения пространственного разрешения относительно сеточного монитора.

Как правило, диаметр используемых проволочек нельзя уменьшить ниже определенного размера из-за требований теплоотвода от сканера. Так например, диаметр вольфрамовой проволочки в сканере ускорителя КЕК ATF [13] составляет  $\approx 10$  мкм, что ограничивает пространственное разрешение сканера.

## Микроканальный монитор

Суть данного метода, как и предыдущих двух, основана на процессе вторичной эмиссии электронов. Но, в данном случае, вторичная эмиссия происходит в тонкой фольге, находящейся на пути пучка под определенным углом к нему. Вторичные электроны фольги ускоряются и направляются в сторону микроканальной пластины (МКП) электродом, находящимся вблизи фольги. Микроканальная пластина - это вторично-эмиссионный усилитель, разработанный на основе технологий производства волоконно-оптических пластин, состоящих из миллионов коротких световодов. Проще говоря, это пластина с регулярно расположенными каналами диаметром около 10 мкм [3]. Попадая в эти каналы, электрон многократно



соударятся со стенками каналов, выбивая вторичные электроны, посредством чего сигнал многократно усиливается. Далее, профиль пучка может быть получен двумя путями:

- сразу после МКП располагается проволочная сетка, попадая на которую, электроны производят электрический сигнал в каждой проволочке. Этот сигнал регистрируется, после чего восстанавливается профиль пучка [14];
- электроны от МКП конвертируются в световое излучение посредством сцинтиллятора, после чего излучение регистрируется ССD-камерой. По изображению с ССD-камеры восстанавливается профиль пучка [15].

К минусам данной системы можно отнести: прозрачность только при энергии  $\geq 400$  МэВ; «размывание» изображения профиля из-за того, что МКП обычно находится на расстоянии порядка нескольких десятков мм от эммитирующей фольги; нагрев фольги при непрерывной диагностике пучков с большими импульсными токами; пространственное разрешение ограничено диаметром каналов МКП, периодом их расположения, а также параметрами проволочной сетки или сцинтиллятора, в зависимости от того какой метод используется.

## Монитор на переходном излучении

Принцип действия таких экранов основан на регистрации оптического переходного излучения (ОПИ), генерируемого при прохождении пучком заряженных частиц границы раздела двух сред с разными диэлектрическими проницаемостями. Генерация излучения происходит из-за того, что материал среды поляризуется кулоновским полем пролетающей частицы, после чего, в процессе релаксации, генерируется переходное излучение. Технически данный метод реализуется так: на пути пучка устанавливается тонкая фольга, повернутая к траектории под определенным углом, и когда пучок проходит через нее, то генерируется обратное переходное излучение в направлении зеркального отражения относительно угла падения пучка. Регистрируя и анализируя это излучение, можно восстановить поперечные размеры пучка, а также его угловую расходимость. Стоит отметить, что переходное излучение генерируется также вдоль направления движения частицы, но для диагностики используют именно обратное излучение. Угол раствора конуса ( $\theta$ ), в котором сосредоточено переходное излучение, определяется Лоренц-фактором ( $\gamma$ ) пучка частиц  $\theta \sim \gamma^{-1}$ . Мониторы ОПИ широко используются по всему миру и позволяют измерить поперечный размер до 5 мкм с разрешением 2-3 мкм [16], однако, в работе [17] показано, что таким методом можно измерить и суб-микронный пучок. Основным минусом такой диагностики является то, что ее нельзя отнести к невозмущающему типу. Кроме того, этот метод неприменим для пучков лазеров на свободных электронах, где длительность сгустков слишком короткая (фемтосекундной длительности и короче), что приводит к генерации когерентного ОПИ, по которому невозможно оценить поперечные размеры пучка [18].

## Монитор на излучении Вавилова-Черенкова

Излучение Вавилова-Черенкова, названное в честь его первооткрывателей, возникает при движении заряженной частицы в прозрачной среде со скоростью ( $v$ ), превышающей фазовую скорость света в этой среде [19]. Излучение в таком случае генерируется под углом  $\theta = \arccos(c \cdot n/v)$ , где  $n$ -показатель преломления среды, к направлению скорости частицы. Также, излучение Вавилова-Черенкова возможно и при движении частицы вблизи прозрачной среды [20]. В этом случае излучение возникает из-за поляризации атомов среды полем релятивистской частицы.

Обычно, излучение Вавилова-Черенкова применяется для измерения поперечного положения пучка, длины сгустка по спектру излучения [21–23]. В работах [24–26] продемонстрирована возможность измерения поперечного профиля пучка заряженных частиц. Минимальный размер пучка, который можно исследовать такими системами диагностики, достигает 100 мкм, а в будущем авторы хотят измерить пучок менее 10 мкм.

Система измерения профиля, описанная в [24,25], представляет собой набор из тонких оптических волокон, расположенный на пути пучка. Пучок, проходя сквозь этот набор, генерирует излучение Вавилова-Черенкова в каждом волокне. Регистрируя излучение CCD-камерой на концах волокон, можно восстановить поперечный профиль пучка. Пространственное разрешение в данном случае определяется «периодом» набора и диаметром каждого волокна. Минусами данной системы являются: ее неполная прозрачность; уменьшение диаметра волокон для достижения лучшего разрешения повлечет за собой снижение сигнала и, возможно, технические проблемы, связанные с изготовлением более тонких волокон; изменение оптических свойств волокон при длительной радиационной нагрузке [27, 28]. Также стоит сказать, что система, описанная в [24, 25] была применена только на электронном пучке.

## Лазерный сканер

Лазерный сканер функционально схож с проволочным сканером, только вместо проволоки применяется сфокусированный лазерный пучок [29, 30]. Принцип действия основан на эффекте Комптона: электронный пучок, пересекая лазерное излучение, порождает комптоновские гамма-кванты и электроны отдачи, которые в дальнейшем регистрируются; по количеству таких гамма-квантов и электронов, в зависимости от поперечного положения луча лазера, можно судить об интенсивности пучка частиц. Таким образом можно просканировать поперечный профиль пучка. Для одновременного измерения двух размеров поперек пучка пускаются два скрещенных лазера. Импульсная мощность лазера для таких измерений должна быть порядка нескольких МВт [31].

Основным плюсом данного метода является его пространственное разрешение, позволяющее измерять пучки размерами 100-200 нм. Также, к плюсам можно отнести его прозрач-

ность и возможность измерять поперечный профиль пучков такой плотности, что любой материал на пути пучка плавится или испаряется даже при однопролетной диагностике (так называемые возмущающие методы, в которых на пути пучка установлен какой-либо материал). Однако, стоит сказать, что данный метод является очень дорогостоящим и сложным в настройке и эксплуатации.

Наряду с лазерным сканером, существует лазерный интерферометр, используемый в тех же целях [3], который планируется к использованию на разрабатываемом  $e^+e^-$  коллайдере (ILC). Лазерный интерферометр позволяет измерять размеры пучков менее 100 нм, однако по дороговизне и сложности конструкции намного превышает лазерный сканер.

## Камера-обскура (Pinhole camera)

Для измерения поперечного профиля пучка широко применяются, так называемые мониторы синхротронного излучения - камера-обскура (pinhole camera) [32, 33]. В такой системе синхротронное излучение, испущенное электронным пучком, проходит через отверстие определенного диаметра после чего регистрируется. По зарегистрированному пятну можно судить о размере пучка. Разрешение в таком случае тем лучше, чем меньше отверстие, однако, это верно только пока соблюдается условие  $a \gg 2\sqrt{\lambda d}$ , где  $a$  - размер отверстия,  $\lambda$  - длина волны излучения,  $d$  - расстояние от источника излучения до отверстия. Используя такой монитор в оптическом диапазоне можно достичь пространственного разрешения в 100 мкм. Такое ограничение вызвано дифракционным пределом. Следовательно, чтобы улучшить пространственное разрешение, необходимо перейти к более коротковолновому излучению (рентгеновский диапазон).

Более подробный принцип действия такой камеры в рентгеновском диапазоне достаточно прост: синхротронное излучение выводится из вакуумной камеры через алюминиевое окно, дальше проходит через узкое отверстие, после чего формирует изображение пучка на люминофоре или сцинтилляторе, а это изображение уже регистрируется CCD-камерой. Используя такую камеру можно достичь пространственного разрешения менее 10 мкм [34]. В данной системе также есть некоторые ограничения на толщину экрана с отверстием и на расстояния между источником излучения, отверстием и сцинтиллятором, к примеру. Полное и подробное описание системы можно найти в [3, 35].

Безусловным плюсом такой диагностики является ее бесконтактность, однако, использование рентгеновского излучения всегда обусловлено сопутствующими ограничениями и трудностями. Также, использование синхротронного излучения говорит о неприменимости данного метода в линейных ускорителях.

## Интерферометр синхротронного излучения

Прецизионный метод диагностики поперечных размеров пучка основан на интерферометрии синхротронного излучения. В данном случае используется синхротронное излучение в оптическом диапазоне. Излучение, испущенное пучком заряженных частиц, проходит через две щели, после чего проходит через линзу, которая фокусирует излучение в плоскости матрицы CCD-камеры. По полученной интерференционной картине можно судить о размере пучка. Изначально данный метод использовался для измерения размеров звезд [36], а для поперечных размеров пучка его впервые предложил и использовал Т. Митсухаши [37].

Такой интерферометр позволяет достигнуть разрешения менее 10 мкм [38] и относится к невозмущающим системам диагностики. Использование оптического диапазона может быть как плюсом так и минусом. С одной стороны, с излучением в оптическом диапазоне работать гораздо проще, чем, к примеру, с рентгеновским, однако, иногда приходится использовать достаточно большое количество оптических элементов, что может внести определенную неточность в измерения. Как и в предыдущем случае, интерферометр неприменим в линейных ускорителях.



Из всех вышеперечисленных систем диагностики для диагностики пучков электронных ускорителей с энергией  $E \leq 10$  МэВ был выбран монитор на излучении Вавилова-Черенкова, а для измерения характеристик пучка электронов на ускорителе PETRA III - интерферометр синхротронного излучения. Обе системы диагностики используют излучение в видимом диапазоне. Основными плюсами данного диапазона являются его помехозащищенность и простота работы с ним. Системы диагностики, использующие видимый диапазон, широко применяются на различных пучках ускорителей по всему миру. Одна система диагностики может быть применима для диагностики различных параметров: система диагностики на оптическом переходном излучении позволяет измерять поперечный размер пучка, его энергию и угловую расходимость. Однако, существуют и недостатки. Два основных, которые можно назвать сразу: дифракционный предел (как в случае с камерой-обскурой), наличие множества оптических элементов может приводить к дополнительным неточностям в измерениях.

Рассмотрим две выбранные системы диагностики со стороны научного и практического интереса.

Возможность применения системы диагностики поперечного профиля электронного пучка при помощи излучения Вавилова-Черенкова, генерируемого в оптических волокнах, была показана совсем недавно [24, 25], поэтому его дальнейшее развитие и применение на различных ускорителях является перспективной задачей. Новые подходы в диагностике пучков при помощи оптических волокон начали развиваться относительно недавно и изложены в

работах [39, 40]. Диагностика поперечного профиля гамма-пучка, тем же методом, вообще не была исследована до сих пор. Исходя из этого, можно заключить, что вопрос диагностики поперечного профиля пучков заряженных частиц при помощи излучения Вавилова-Черенкова имеет большой научный интерес.

Интерферометр синхротронного излучения зарекомендовал себя и широко применяется на ускорителях по всему миру уже почти два десятка лет. Однако, такой интерферометр необходимо совершенствовать исходя из требований, которые предъявляются при эксплуатации современных ускорителей:

1. Пространственное разрешение интерферометра позволяет измерять пучки размером до 5 мкм, что показано в [38] Пучки современных ускорителей становятся все меньше и меньше, поэтому возможность улучшения разрешения интерферометра имеет большие перспективы, тем более если это удастся сделать в оптическом диапазоне;
2. На большинстве ускорителей интерферометр применяется для измерения только одного размера (в основном вертикального) - так называемый, 1-D интерферометр. Исключением является накопительное кольцо SPRING-8 в Японии, где применили 2-D интерферометр и успешно его используют [41]. Исходя из этого, можно сказать, что сам по себе 2-D интерферометр представляет научный интерес;
3. Существуют такие техники как «затемнение» одной щели [42] или поворот щелей для измерения полного профиля пучка, которые применялись только для 1-D интерферометра, поэтому анализ применимости указанных технологий для 2-D интерферометра является весьма актуальной задачей;
4. Моделирование 2-D интерферометра является задачей, практически не освещенной в литературе.

Исследование усовершенствований и новых методик в интерферометрии синхротронного излучения является актуальной научной проблемой.

## Цель работы

Данная работа имела следующие цели:

1. Исследовать возможность диагностики большеразмерного поперечного профиля гамма пучка по излучению Вавилова-Черенкова, генерируемого в оптических фиберах, в условиях высокой фоновой загрузки.
2. Промоделировать 2-D интерферометр синхротронного излучения для ускорителя PETRA III (DESY, Гамбург, Германия).
3. Создать, настроить и запустить в эксплуатацию 2-D интерферометр на накопителе PETRA III. Экспериментально проверить новые методики улучшения интерферометра.

## Задачи

Задачи, которые необходимо решить для достижения поставленных целей:

1. Создание экспериментальной установки на электронном пучке микротрона МИ-6 (ТПУ) для экспериментального исследования системы диагностики поперечного профиля пучка на излучении Вавилова-Черенкова. Анализ полученных результатов и оценка пространственного разрешения.
2. Создание экспериментальной установки на линейном ускорителе СЛ75-5-МТ (ТПУ) для исследования возможности применения системы диагностики поперечного профиля пучка на излучении Вавилова-Черенкова для гамма пучка. Анализ полученных результатов и оценка пространственного разрешения.
3. Моделирование и подбор геометрии 2-D интерферометра для диагностики поперечных размеров электронного пучка накопительного кольца PETRA III.
4. Создание, настройка и отладка предложенного 2-D интерферометра на накопительном кольце PETRA III и обеспечение персонала программным обеспечением для работы с интерферометром.
5. Экспериментальное исследование методик улучшения интерферометра на созданном интерферометре. Анализ полученных результатов и оценка достигнутого пространственного разрешения.

## Основные положения, выносимые на защиту:

1. Предложена и обоснована методика измерения поперечного профиля гамма пучка с энергией до 10 МэВ при помощи излучения Вавилова-Черенкова, генерируемого в оптическом фибере.
2. Впервые промоделирован 2-D интерферометр синхротронного излучения в пакете Synchrotron Radiation Workshop. Результаты моделирования подтверждены экспериментально.
3. На накопительном кольце PETRA III (DESY) собран, настроен и запущен в эксплуатацию 2-D интерферометр синхротронного излучения.
4. Экспериментальные исследования методов улучшения характеристик 2-D интерферометра согласуются с результатами моделирования.

## Научная новизна работы

1. На электронном и гамма пучке с энергией 5 – 6 МэВ испытана методика измерения профиля пучка оптическим фибером. Впервые показана возможность измерения поперечного профиля гамма пучка оптическим фибером.
2. На накопительном кольце PETRA III был разработан и создан 2-D интерферометр синхротронного излучения. На данном интерферометре было проведено сравнение результатов моделирования 2-D интерферометра с экспериментальными результатами и показано хорошее согласие.
3. Впервые экспериментально исследована техника «затемнения» для 2-D интерферометра и показана перспективность её применения при выборе соответствующей технологии получения фильтров.
4. Впервые экспериментально исследована техника поворота щелей 2-D интерферометра.

## Практическая значимость работы

Методику измерения поперечного профиля электронного и гамма пучка при помощи излучения Вавилова-Черенкова в оптических фиберах, предложенную и апробированную в работе, можно применять на МэВ-ных пучках компактных ускорителей для быстрой и неразрушающей диагностики. Её применение особенно актуально на пучках ускорителей с энергиями несколько МэВ, а размеры поля могут варьироваться от  $0.5 \times 0.5$  до  $40 \times 40$  см. Примером ускорителей, для которых может быть использована такая методика, являются медицинские ускорители, где такая диагностика может дополнить уже используемые системы, которые обладают такими недостатками как низкое пространственное разрешение, невозможность использования в режиме on-line и т.д.

Написанный код по моделированию интерферометра синхротронного излучения в дальнейшем может применяться для других ускорителей, а также для моделирования новых методик и подходов к этой системе диагностики. Улучшена система диагностики поперечного размера пучка электронов накопительного кольца PETRA III: до работ, описанных в диссертации, на данном ускорителе действовал 1-D интерферометр, обладавший рядом недостатков, а в настоящее время применяется 2-D интерферометр. Произведены систематические исследования работы 2-D интерферометра. Результаты исследований, могут быть использованы на циклических ускорителях, уже использующих интерферометры, а также для создания новых интерферометров.

## Личный вклад автора

Автором производилось создание, настройка и калибровка экспериментальной аппаратуры на низкоэнергетических ускорителях МИ-6 и СЛ75-5-МТ; написание кода по моделированию 2-D интерферометра и само моделирование; сборка, настройка и отладка 2-D интерферометра на накопителе РЕТРА III, написание программного обеспечения для него, проведение экспериментов и анализ полученных результатов; подготовка публикаций и их представление.

## Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях и семинарах:

1. Международный симпозиум «RREPS 2015» (г. Санкт-Петербург, Россия);
2. XI Международный семинар по проблемам ускорителей заряженных частиц, посвященный памяти В.П.Саранцева, 2015 (г. Алушта, Россия);
3. International workshop on beam diagnostics «DEELS 2016» (DESY, г. Гамбург, Германия);
4. International beam instrumentation conference «IBIC 2016» (ALBA, г. Барселона, Испания);
5. XXV Russian particle accelerator conference «RuPAC 2016» (г. Санкт-Петербург, Россия);

Диссертационная работа была выполнена при поддержке гранта № 3.709.2014/К программы «Наука» Министерства Образования и Науки РФ.

## Список публикаций

Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 публикациях [43–48], 3 из которых [44, 46, 47] рекомендованы ВАК.

## Структура диссертации

Диссертация состоит из Введения, трех глав, Заключения и одного приложения. Полный объем диссертации составляет 95 страницы, включая 81 рисунок, 13 таблиц и список литературы, содержащий 81 наименование.



## Глава 1

# Диагностика поперечного профиля электронного и гамма пучков на основе излучения Вавилова-Черенкова, генерируемого в оптических фибрах

Излучение Вавилова-Черенкова было открыто П.А. Черенковым и В.С. Вавиловым в середине 30х годов XX века [49, 50]. И.Е. Тамм и И.М. Франк теоретически описали механизм генерации излучения [51]. Генерация такого излучения происходит когда заряженная частица движется в прозрачной среде со скоростью, превышающей фазовую скорость распространения света в этой среде. Если  $n$  - показатель преломления среды, то фазовая скорость света в среде  $v_\phi = c/n$ . Излучение генерируется под определенным углом к траектории заряженной частицы  $\theta_{ch} = \arccos\left(\frac{c-n}{v}\right)$ , где  $v$  - скорость частицы. Обзоры и монографии, посвященные экспериментальным работам по исследованию характеристик излучения Вавилова-Черенкова, а также его использованию в физике опубликовывались как за рубежом, так и в СССР.

Поясним, почему именно излучение Вавилова-Черенкова в оптических фибрах было выбрано для исследования в качестве средства диагностики поперечного профиля пучка ускорителя. На данный момент ускорители с энергией  $\sim 10$  МэВ широко применяются в различных областях. Это приводит к требованию постоянной on-line диагностики пучка. Поперечный профиль электронного пучка, так же как и гамма пучка, полученного на таких ускорителях необходимо мониторировать (периодически или непрерывно) с точностью в несколько мм, например в медицинских ускорителях [52]. Подробнее основные требования к пучкам медицинских ускорителей представлены в таблице 1.1.

Таблица 1.1 – Основные требования к пучкам медицинских ускорителей.

| Параметр             | Значение                                 |
|----------------------|--|
| Размер дозовых полей | от $0.5 \times 0.5$ до $40 \times 40$ см |
| Энергия фотонов      | 6, 10, 15, 18 МэВ                        |
| Энергия электронов   | 4, 6, 9, 12, 15, 18 МэВ                  |

Перечислим наиболее распространенные методы диагностики профиля пучка в данной области:

- Регистрация тормозного излучения, генерируемого при прохождении электронного пучка сквозь металлическую проволоку [12, 53]. Такая методика имеет несколько недо-

статков, таких, например, как: слабая чувствительность и невозможность измерения профиля гамма пучков.

- Ионизационная камера. Ее основные недостатки: недостаточное пространственное разрешение - более 1 мм [54] и высокая стоимость.
- Для достижения субмиллиметрового разрешения используют рентгенографические пленки [55], но такая диагностика не может проводиться в режиме on-line и пленки являются достаточно дорогостоящими.

Если сопоставить требования, предъявляемые к медицинским ускорителям и существующие системы диагностики с их недостатками, то становится понятно, что разработка новых, более универсальных, точных, on-line подходов в диагностике поперечного профиля гамма и электронных пучков МэВ-ных энергий является достаточно актуальной темой. Учитывая, что возможность применения оптических волокон и излучения Вавилова-Черенкова в них уже продемонстрирована в экспериментальных исследованиях, проведенных на ускорителях высокой энергии [21, 24, 25], такая методика обретает дополнительный интерес для пучков МэВ-ных энергий.

## 1.1 Принцип действия системы диагностики поперечного профиля электронного пучка на излучении Вавилова-Черенкова в оптическом фибере

Принцип действия предложенной системы диагностики предельно прост, схематически он показан на рисунке 1.1. На этом рисунке показаны две проекции в момент, когда пучок заряженных частиц проходит сквозь фибер. Пучок частиц показан штрихованной линией, он движется в направлении оси  $Z$  (вектор скорости  $\vec{v}$ ). Фибер может передвигаться вдоль оси  $X$ . Частицы пучка, пролетающие сквозь него, генерируют в нем черенковское излучение, а интенсивность излучения пропорциональна количеству таких частиц. Таким образом, если равномерно передвигать фибер поперек пучка («сканировать» вдоль оси  $X$ ) и измерять интенсивность излучения на его конце фотодетектором, можно измерить горизонтальный профиль пучка. Разрешение будет определяться диаметром фибера и шагом (или скоростью) его движения. Такое же измерение можно произвести и для вертикального направления, просто повернув фибер на  $90^\circ$ . На рисунке 1.1 справа фибер находится под углом  $\theta$  к оси  $Z$ . Таким образом, предполагается, что будет увеличен сигнал на конце фибера. Увеличение сигнала должно произойти из-за того, что излучение, как говорилось выше, генерируется под углом  $\theta_{ch}$  к траектории частицы. Следовательно, если наклонить фибер ровно под этим углом, то излучение будет распространяться вдоль фибера, что позволяет детектировать его фотодетектором на конце фибера. Даже если выставлен не совсем угол  $\theta_{ch}$ , то и в таком случае практически все излучение будет распространяться по фибру, если оно будет попадать

в угол полного отражения внутри фибера и посредством многократного отражения будет направляться в фотодетектор. Если же рассмотреть случай когда фибер расположен перпендикулярно к оси  $Z$ , то в таком случае практически все излучение будет вылетать за пределы фибера через его стенки, и сигнал будет много слабее.

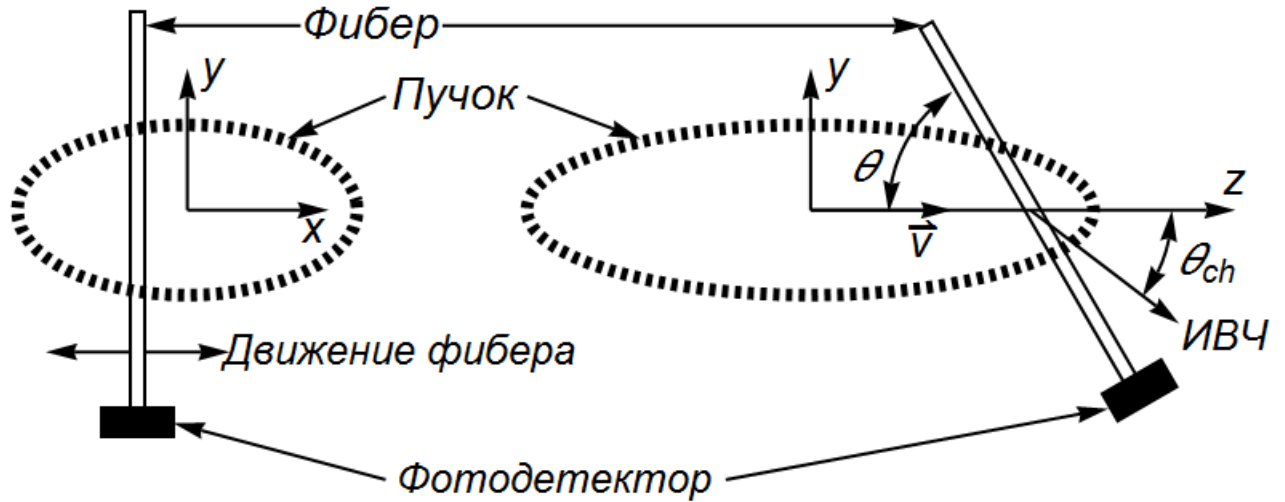


Рис. 1.1 – Принцип действия системы диагностики.

Перед проведением экспериментальных работ была произведена оценка выхода черенковских фотонов на один электрон на единицу длины в среде. Это значение можно вычислить по формуле [56]:

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha z^2 \sin^2 \theta_{ch} \frac{1}{\lambda^2}, \quad (1.1)$$

где  $x$  - длина пути частицы в среде,  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры,  $z$  - заряд частицы,  $\lambda$  - длина волны черенковского излучения. Оценка выхода фотонов на один электрон на 1 мм пути в видимом диапазоне (от 400 нм до 700 нм) в стекле (коэффициент преломления  $n = 1.474$ ) дает значение около 30 фотонов. Однако это значение полного количества генерируемых фотонов, в реальном же случае не все фотоны захватываются в угол полного отражения фибера и доходят до конца фибера (см. рис. 1.2), где  $d_1 \approx 0.6$  мм - диаметр оптической жили,  $d_2 \approx 3$  мм - диаметр оболочки. В случае, показанном на рисунке, излучение, генерируемое в верхнюю полусферу заведомо будет вылетать за пределы фибера. Учитывая, что показатель преломления оболочки  $n_2 \approx 1.479$ , тогда  $\sin \theta_{fr} = n/n_2 \approx 0.997$ , а угол полного отражения  $\theta_{fr} \approx 85.3^\circ$ . Далее получаем  $\Delta\theta \approx 9.4^\circ \approx 0.16$  и  $L_{отр} = d_1/\Delta\theta \approx 3.75$  мм. Следовательно, количество фотонов, которые дойдут до фотодетектора  $N_{\Phi} = 30 \times 0.6/3.75 = 4.8$ . Эта оценка помогает ответить на вопрос «Будем ли мы наблюдать именно черенковское излучение или это будет переходное излучение?». Из [57] количество «переходных» фотонов, излученных электроном, рассчитывается по формуле:

$$N \approx \frac{1}{2} \frac{4\alpha\gamma\hbar\omega}{3\gamma\hbar\omega} \approx 0.005 Z^2, \quad (1.2)$$

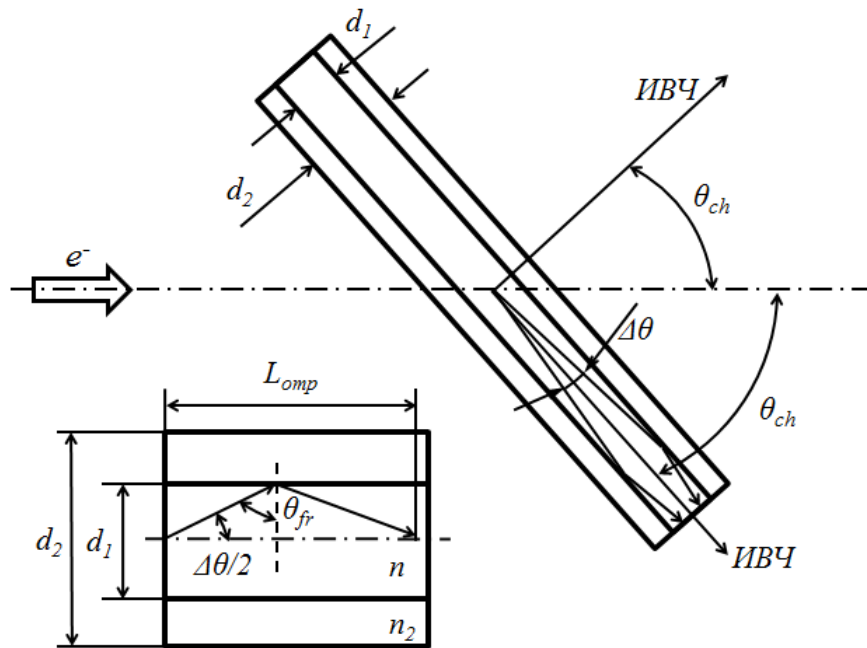


Рис. 1.2 – Схема полного отражения фотонов внутри фибера.

где  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры,  $\gamma$  - Лоренц-фактор,  $\hbar\omega$  - энергия, излучаемого фотона. Таким образом получается, что количество фотонов переходного излучения примерно в  $10^2$  раз меньше, поэтому наблюдаться будет именно черенковское излучение.

## 1.2 Описание экспериментальной установки на базе микротрона МИ-6

Апробирование системы сканирования поперечного профиля электронного пучка на основе оптоволоконна с субмиллиметровым разрешением, производилось на микротроне МИ-6 Томского политехнического университета с энергией выведенного пучка 5,7 МэВ. Основные параметры микротрона представлены в таблице 1.2. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1.3.

Таблица 1.2 – Основные параметры микротрона МИ-6.

| Параметр                            | Значение    |
|-------------------------------------|-------------|
| Энергия электронов                  | 5.7 МэВ     |
| Монохроматичность                   | менее 3 %   |
| Частота сбросов                     | 25 Гц       |
| Длительность макроимпульсов         | 0.5 мкс     |
| Количество сгустков в макроимпульсе | $\sim 10^4$ |
| Населенность сгустков               | $\sim 10^7$ |

Ток выведенного пучка, после коллимации до диаметра 1 мм, составил 2.4 мкА/имп, что соответствует количеству электронов  $N_e = 5.9 \cdot 10^6 e^-$ /имп. Черенковское излучение генерировалось таким пучком в оптических фиберах диаметром 0.175 мм (пластик), 0.6 мм (кварцевое стекло). Угол черенковского излучения  $\theta_{ch}$  для пластика ( $n = 1.49$ ) и кварцевого стекла ( $n = 1.47$ )  $\approx 48^\circ$  и  $\approx 46^\circ$  соответственно.

Электронный пучок, ускоренный в микротроне, проходит через фокусирующий магнит, первый коллиматор, индукционный датчик, второй коллиматор диаметром 1 мм, после этого, через алюминиевое выходное окно толщиной  $\approx 100$  мкм, выходит в атмосферу. Угловая расходимость пучка после выходного окна и слоя воздуха толщиной 50 мм была оценена как  $\approx 5^\circ$ . В атмосфере на пути пучка устанавливались либо рентгенографические пленки, либо оптический фибер на различных расстояниях от выходного окна. Фибер и пленки устанавливались на одинаковых расстояниях, это позволило сравнить результаты измерений. Фибер перемещался перпендикулярно траектории движения пучка в вертикальном или горизонтальном направлении. Излучение, генерируемое в фибере, регистрировалось на его конце кремниевым или вакуумным ФЭУ. Применялся фибер длиной от 2 до 10 м.

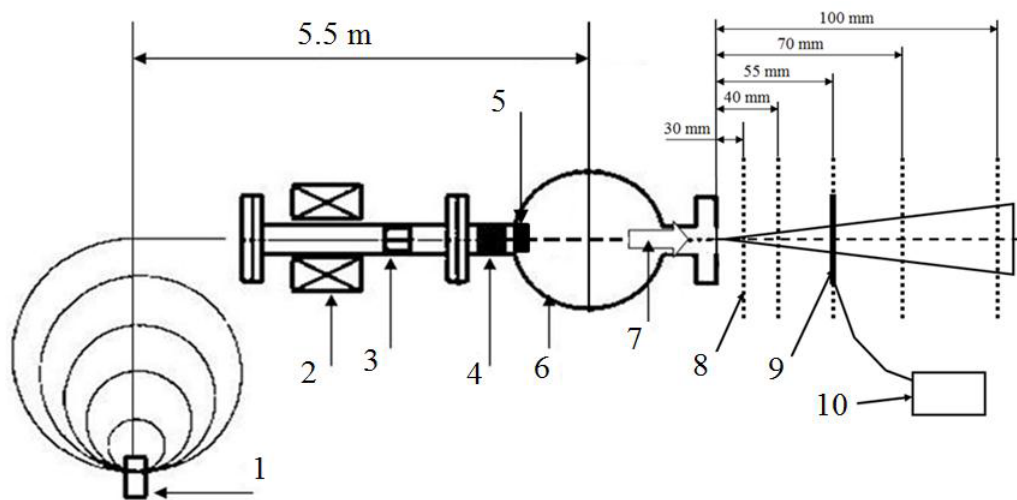


Рис. 1.3 – Схема экспериментальной установки. 1 - инжектор микротрона; 2 - фокусирующий магнит; 3 - коллиматор; 4 - индукционный датчик; 5 - коллиматор диаметром 1 мм; 6 - экспериментальная камера; 7 - электронный пучок; 8 - рентгенографические пленки (штрихованные линии); 9 - фибер; 10 - кремниевый или вакуумный ФЭУ.

В работе использовались два разных ФЭУ, один из них - кремниевый ФЭУ Sensl MicroSB [58]. Основные характеристики этого ФЭУ представлены в таблице 1.3, а зависимость эффективности регистрации фотонов от длины волны - на рисунке 1.4. Дополнительными плюсами данного ФЭУ являются: компактные размеры, нечувствительность к воздействию магнитных полей, механическая прочность, невосприимчивость к внешней засветке, слабая реакция на ионизирующее излучение и возможность работы в вакууме.

Второй ФЭУ - «ФЭУ-115» [59]. Его основные характеристики показаны в таблице 1.4.

Таблица 1.3 – Основные параметры кремниевого ФЭУ Sensl MicroSB.

| Параметр                                   | Значение                  |
|--|---------------------------|
| Площадь активной зоны ФЭУ                  | $6 \times 6 \text{ мм}^2$ |
| Количество пикселей                        | 18980                     |
| Диапазон спектральной чувствительности     | от 300 до 800 нм          |
| Коэффициент усиления                       | $3 \times 10^6$           |
| Эффективность регистрации фотонов (420 нм) | 47 %                      |
| Напряжение питания                         | 24.5 В                    |

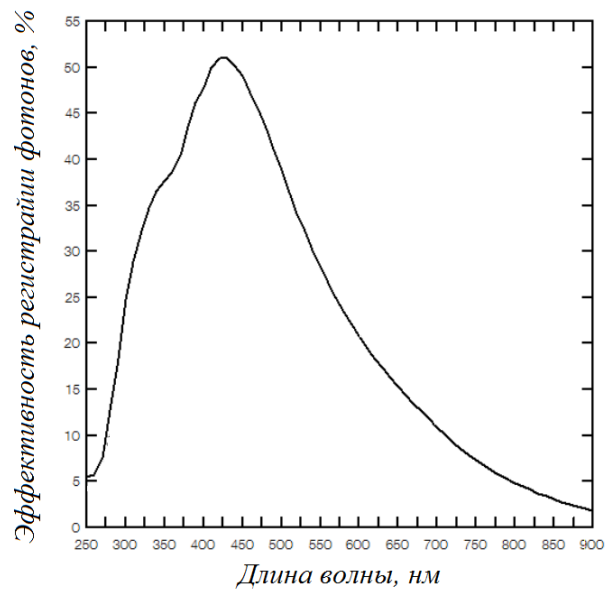


Рис. 1.4 – Зависимость эффективности регистрации фотонов от длины волны для ФЭУ Sensl MicroSB.

Таблица 1.4 – Основные параметры вакуумного «ФЭУ-115».

| Параметр                               | Значение                        |
|--|---------------------------------|
| Диаметр активной зоны                  | 25 мм                           |
| Диапазон спектральной чувствительности | от 300 до 850 нм                |
| Коэффициент усиления                   | $10^6$                          |
| Световая чувствительность фотокатода   | $8 \times 10^{-5} \text{ А/Лм}$ |
| Чувствительность фотокатода (410 нм)   | $4 \times 10^{-2} \text{ А/Вт}$ |
| Напряжение питания                     | 1.5 кВ                          |

Сигнал с ФЭУ регистрировался, после усиления АЦП (13 бит).

### 1.3 Экспериментальные исследования

#### 1.3.1 Сравнение амплитуд сигналов от кремниевого и вакуумного ФЭУ

Для начала были проведены измерения сигнала с обоих ФЭУ, результаты этих измерений представлены на рисунке 1.5. Эти сигналы были измерены с разными фиберами: сигнал вакуумного ФЭУ со стеклянным фибром толщиной 5 мм, а сигнал кремниевого - 0.6 мм. Легко видеть, что амплитуда сигнала кремниевого ФЭУ в два раза выше по сравнению с вакуумным, даже для фибера с меньшим диаметром. Такое соотношение сигналов с вакуумного ФЭУ и с кремниевого позволило планировать эксперименты только с кремниевым ФЭУ.

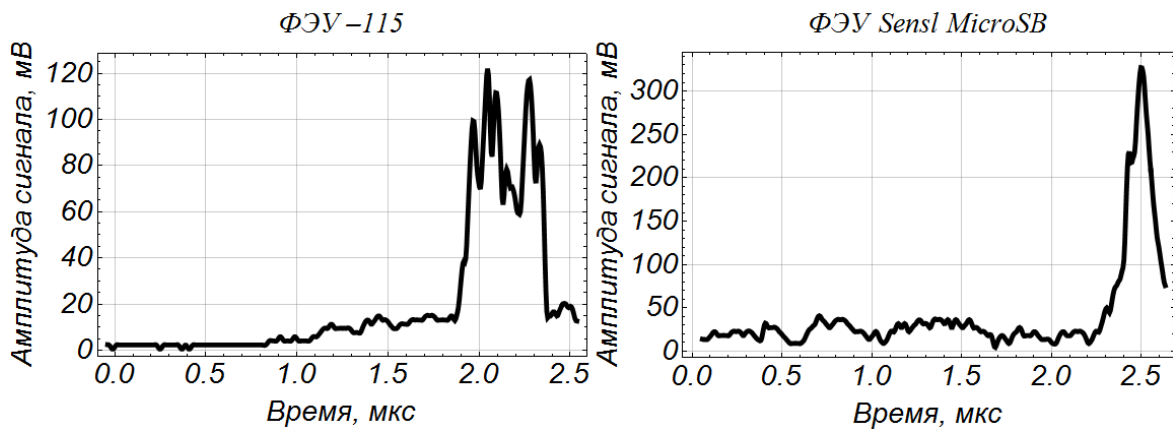


Рис. 1.5 – Слева - сигнал вакуумного ФЭУ, справа - кремниевого.

#### 1.3.2 Измерение ориентационной зависимости и зависимости амплитуды сигнала от длины фибера

Следующим этапом было измерение ориентационной зависимости - зависимость уровня сигнала на конце фибера (световыход) от угла его поворота относительно траектории пучка  $\theta$  (см. рисунок 1.1). Результат таких измерений для стеклянного фибера длиной 2 м и диаметром 0.6 мм представлен на рисунке 1.6. На этом рисунке черные точки - экспериментальные данные, серая кривая - их аппроксимация. Время экспозиции для каждой точки было 2 секунды, за это время сквозь фибер проходило 50 сгустков (частота сброса микротрона = 25 Гц). Конечный результат (значение амплитуды сигнала при данном угле) - это усреднение по этим 50 сигналам от каждого пучка. Из рисунка видно, что максимальный сигнал приходится на угол  $\theta_{max} \approx 44^\circ$ , что совпадает со значением черенковского угла  $\theta_{ch} = 44^\circ$  для стекла. В левой части зависимости наблюдается увеличение сигнала, что связано с взаимодействием электронного пучка с металлическим держателем оптоволоконна при малых углах (см. рисунок 1.7): электронный пучок, рассеиваясь на материале держателя и изменяя свое

направление, попадает в оптоволокно не под углом  $\theta$ , что вызывает увеличение сигнала. Чем меньше угол, тем интенсивнее держатель взаимодействует с пучком, а следовательно и сигнал становится больше.

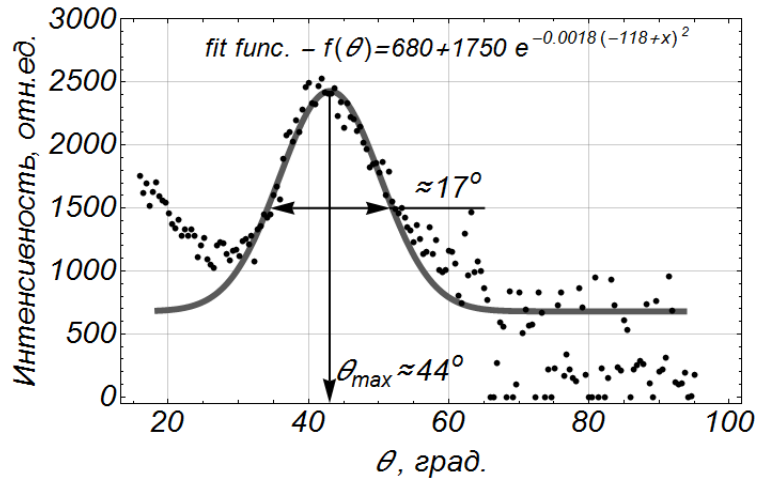


Рис. 1.6 – Ориентационная зависимость для стеклянного волокна ( $d = 0.6$  мм).

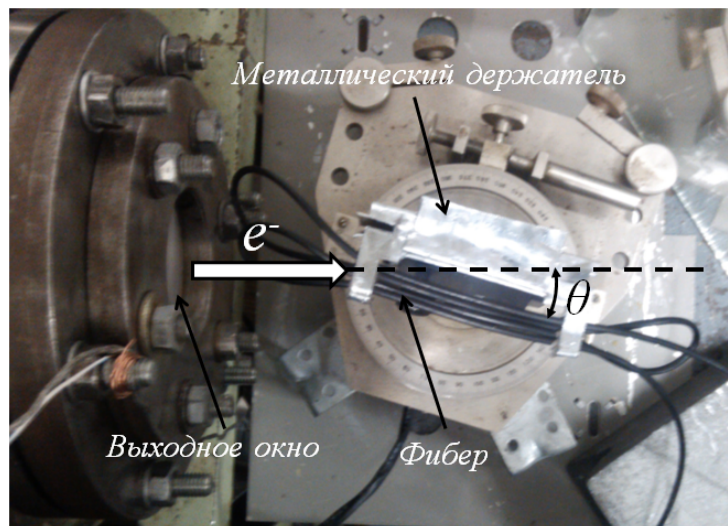


Рис. 1.7 – Снимок поворотного механизма для измерения ориентационной кривой.

На рисунке 1.7 можно видеть один фибер, сложенный в несколько раз, что было сделано, чтобы увеличить сигнал на выходе ФЭУ - так электроны пересекают больший объем волокна - «многократное прохождение» (случай, когда фибер не сложен в несколько раз будем называть «однократным прохождением»). Результат таких измерений представлен на рисунке 1.8. Видно, что результат повторился:  $\theta_{max} \approx 44^\circ$ , а из-за увеличения сигнала улучшилась статистика, после чего аппроксимация много лучше аппроксимирует экспериментальные данные.

Точно такие же измерения были проведены для пластикового волокна длиной 2 м и диаметром 0.175 мм. При однократном прохождении волокна была получена зависимость, показанная на рисунке 1.9. Из рисунка видно, что интенсивность детектируемого сигнала не превышает уровень шума. Для её увеличения фибер был сложен в три раза («многократное



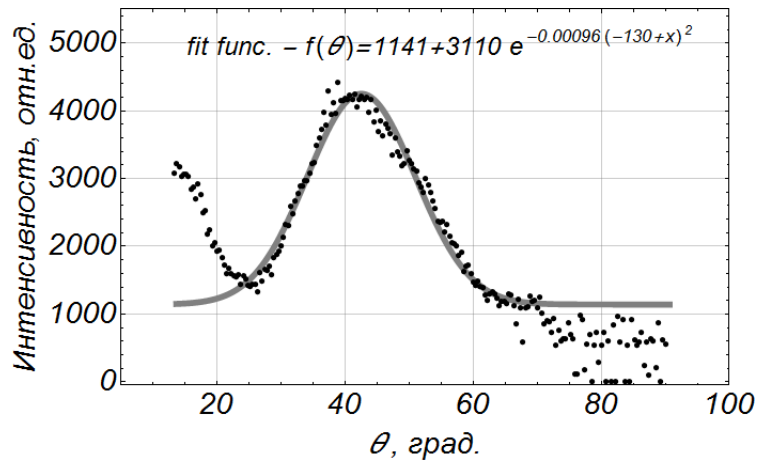


Рис. 1.8 – Ориентационная кривая, снятая стеклянным фибром ( $d = 0.6$  мм), сложенным в 4 раза.

прохождение») и измерения повторились. Результат представлен на рисунке 1.10 в сравнении с ориентационной кривой, измеренной при однократном прохождении стеклянного фибера ( $d = 0.6$  мм). Из этого рисунка видно, что черенковский угол для пластика также совпадает с расчетным  $\theta_{ch} \approx 48^\circ$ .

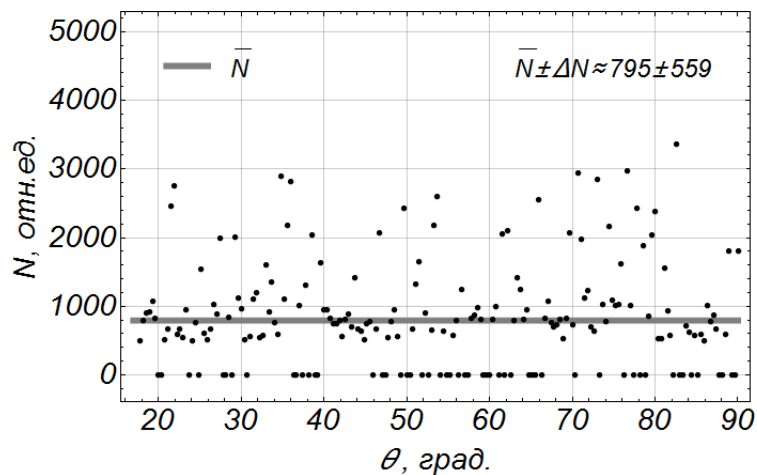


Рис. 1.9 – Ориентационная кривая, снятая пластиковым фибром ( $d = 0.175$  мм).

Исследования ориентационной зависимости подтверждают то, что мы наблюдаем именно черенковское излучение, а не переходное или сцинтилляции в оболочке фибера, в силу того, что максимумы зависимостей для пластика и для стекла совпали по углу с расчетными значениями черенковского угла.

Далее была измерена амплитуда сигнала в зависимости от длины фибера, представленная на рисунке 1.11. Стандартное отклонение определялось по распределению сигнала ФЭУ. Как и при измерении ориентационной зависимости, значение в каждой точке - это усреднение по 50 сбросам или экспозиция 2 сек. Из рисунка видно, что при длине фибера от 2 до 6 м затухание сигнала составляет  $\approx 0.7$  дБ/м. Для дальнейших исследований использовался только 2-х метровый фибер.

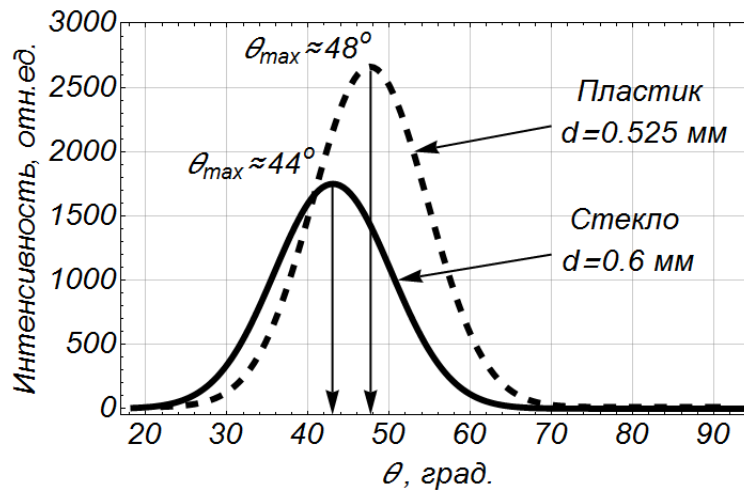


Рис. 1.10 – Зависимость световыхода из фибера от угла поворота  $\theta$  (ориентационные кривые). Сплошная - стеклянный фибер ( $d = 0.6$  мм), штрихованная - пластиковый фибер ( $d = 0.175$  мм), сложенный в три раза.

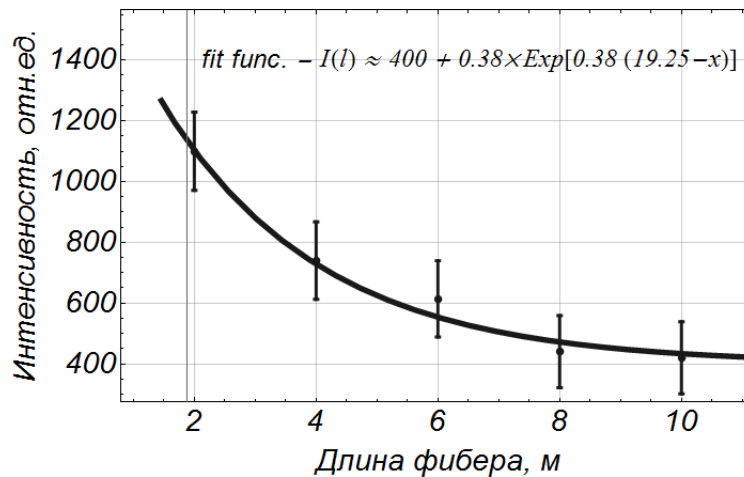


Рис. 1.11 – Зависимость амплитуды сигнала от длины фибера.

### 1.3.3 Измерение поперечного профиля пучка рентгенографическими пленками и фибром

Как показано выше (см. рисунок 1.10), максимальный сигнал на выходе фибера достигается, когда фибер наклонен под углом  $\theta_{ch}$  к направлению движения пучка частиц. Однако измерять профиль пучка при наклоненном фибере некорректно, потому что происходит искажение истинного размера. Схематически объяснение этого факта представлено на рисунке 1.12. На этом рисунке фибер параллелен плоскости  $xu$  и наклонен под углом  $\theta_{ch}$  к оси  $z$  (см. рисунок 1.1). Штрихованными линиями обозначено излучение (пучок электронов),  $\Delta\theta$  - угловое расхождение пучка. Фибер, на этом рисунке, перемещается вдоль оси  $x$  (измерение горизонтального профиля). Из рисунка видно, что взаимодействие излучение с фибром происходит не в определенной точке по оси  $z$ , а на протяжении некоторого расстояния. В итоге нельзя однозначно сказать какой именно профиль был измерен. Из этих рассуждений

понятно, что единственное правильное положение фибера это положение под углом  $90^\circ$  к оси  $z$  в полной аналогии с проволочным сканером. Такое положение фибера показано на рисунке 1.13 - при такой геометрии измерения происходят строго в одной плоскости  $z = z_{fiber}$ .

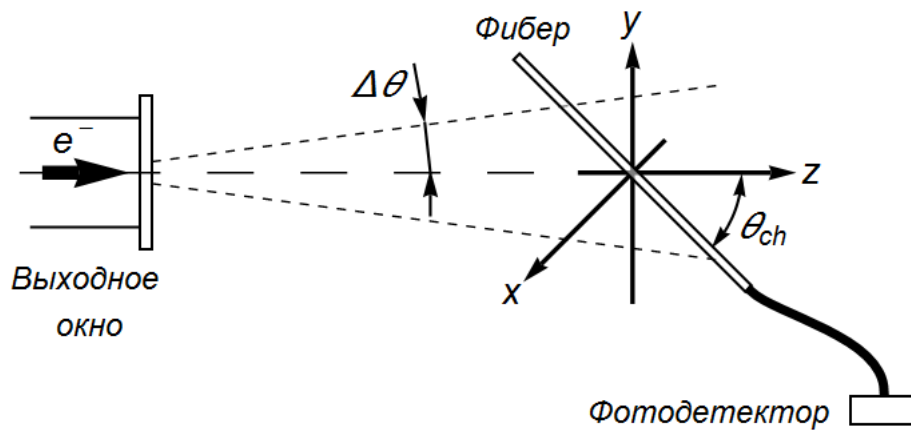


Рис. 1.12 – Схема взаимодействия пучка с наклоненным фибром.

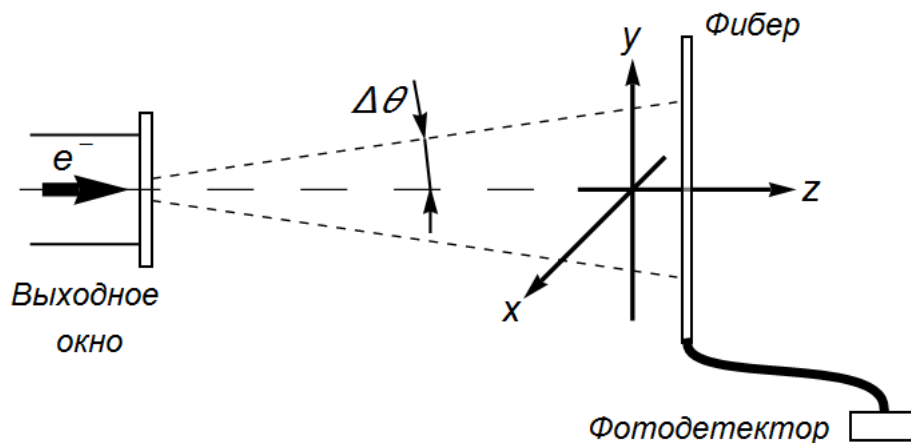


Рис. 1.13 – Схема взаимодействия пучка с фибром, находящимся перпендикулярно оси  $z$ .

Но при таком положении фибера возникает вопрос об амплитуде сигнала. Как показано на рисунке 1.10, при углах  $\theta$  близких к  $90^\circ$  сигнал практически исчезает. Для увеличения сигнала фибер экранировался тонким слоем свинца. Этот слой должен рассеивать электроны, которые в результате будут попадать в фибер под углом отличным от  $90^\circ$ , что, в свою очередь, приведет к увеличению сигнала. Можно сказать, что таким образом искусственно увеличивается доля электронов, пересекающих фибер под углом  $\theta$  близким к  $\theta_{ch}$ . Для иллюстрации, на рисунке 1.14 показан горизонтальный профиль, который был измерен стеклянным фибром диаметром 0.6 мм на расстоянии 70 мм от выходного окна. В обоих случаях фибер составляет угол  $\approx 90^\circ$  с вектором скорости пучка, но в случае «б» фибер был покрыт свинцовой фольгой толщиной 90 мкм.

В итоге, сканирование профиля пучка на разных расстояниях от выходного окна проводились стеклянным фибром длиной 2 м, диаметром 0.6 мм, расположенным под углом  $90^\circ$

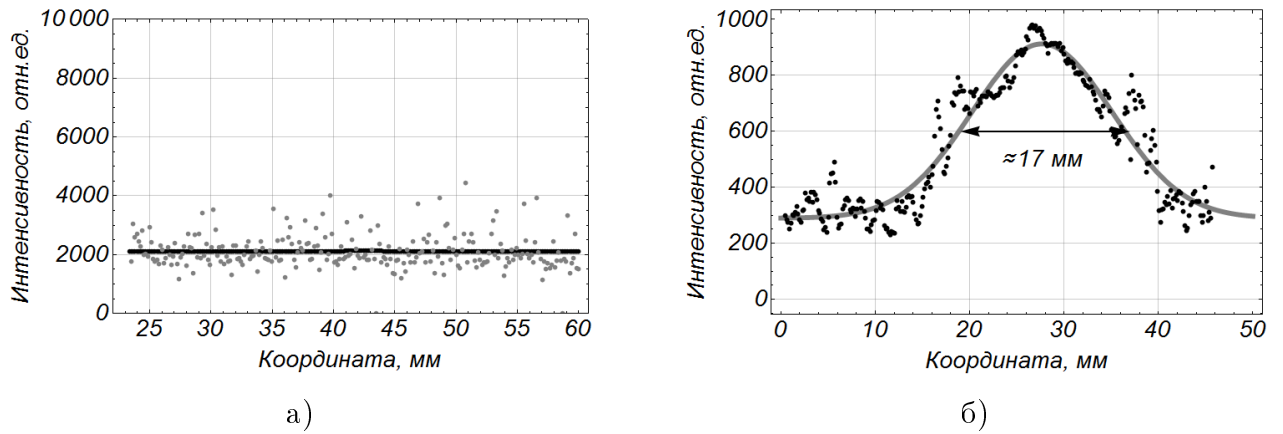


Рис. 1.14 – Поперечный профиль: а - без свинцовой фольги, б - со свинцовой фольгой толщиной 90 мкм.

к направлению пучка со свинцовой фольгой толщиной 90 мкм. Измерения были сделаны на расстояниях  $D = 40, 50, 70$  и  $100$  мм. Горизонтальный профиль пучка на разных расстояниях показан на рисунке 1.15. Вертикальный профиль точно такой же, поскольку профиль пучка - круглый.

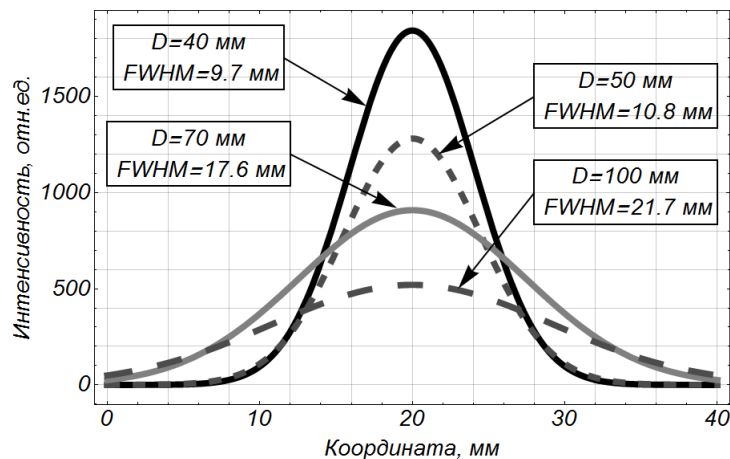


Рис. 1.15 – Горизонтальный профиль пучка, измеренный фибром на расстояниях 40, 50, 70 и 100 мм от выходного окна.

Для сравнения результатов, полученных при помощи фибера, были сделаны снимки электронного пучка рентгенографической пленкой Gafchromic EBT на расстояниях  $D = 30, 40, 55, 70$  и  $100$  мм. Более подробно характеристики данных пленок рассмотрены в работе [60]. Снимок пучка, сделанный на расстоянии 70 мм, а так же его горизонтальная и вертикальная проекции показаны на рисунке 1.16. Аппроксимация горизонтального профиля пучка, снятого пленками на разных расстояниях от выходного окна, и восстановленные по ней размеры показаны на рисунке 1.17.

Если сравнить размеры, полученные по сканированию фибром (рисунок 1.15), и размеры, восстановленные по рентгенографическим снимкам (рисунок 1.17), то видно, что результат от фибера больше на  $3 \div 4$  мм. Чтобы объяснить это, рассмотрим подробнее поперечное

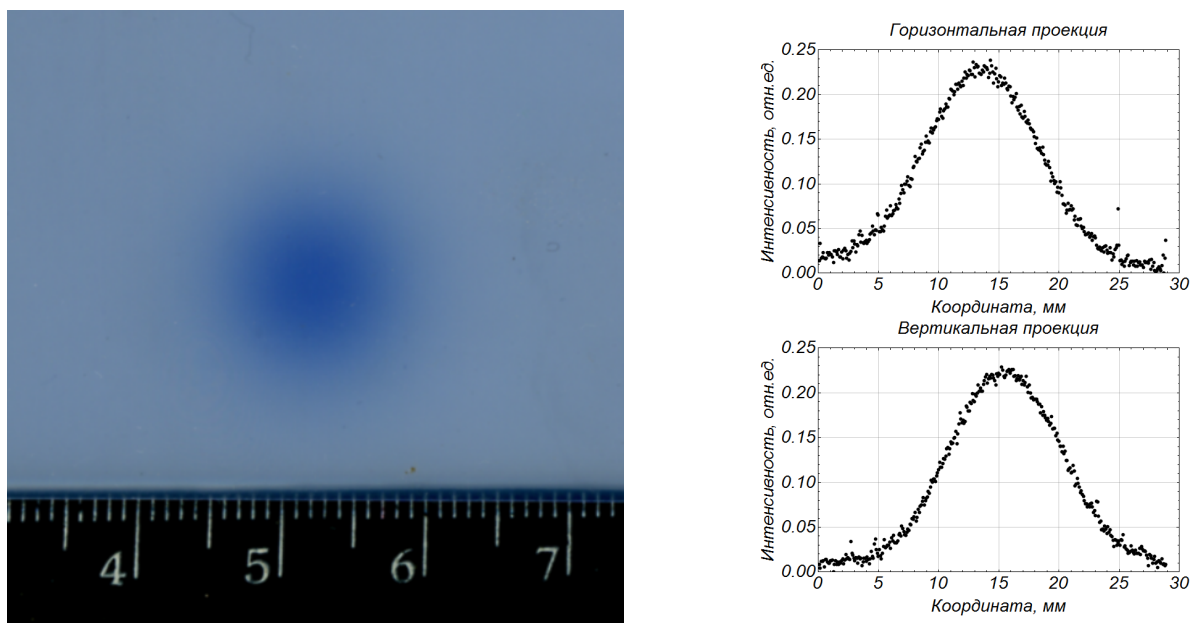


Рис. 1.16 – Снимок пучка, сделанный на расстоянии 70 мм от выходного окна, и его горизонтальная и вертикальная проекции.

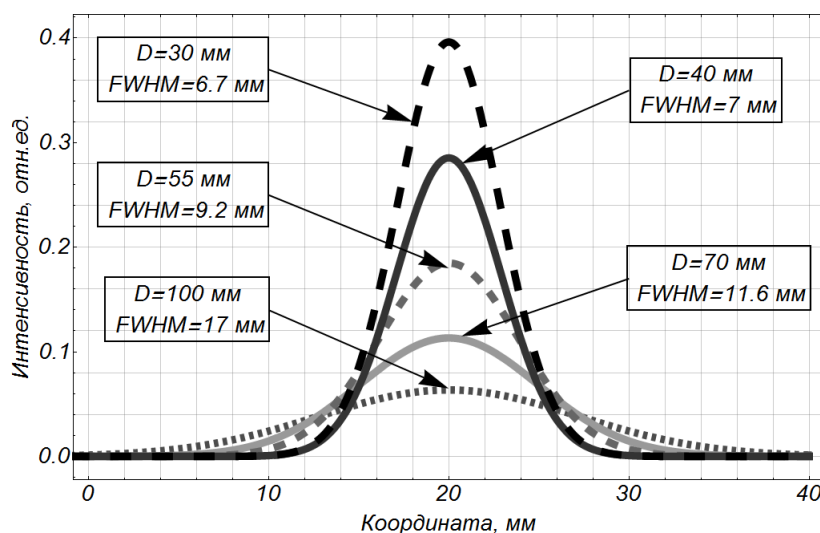


Рис. 1.17 – Горизонтальный профиль электронного пучка, снятый на рентгенографическую пленку на расстояниях 30, 40, 55, 70 и 100 мм от выходного окна.

сечение фибера, схематически показанного на рисунке 1.18а. Зона №1 на рисунке - это непосредственно оптоволокно, диаметр которого, равен 0.6 мм; зона №2 - заводская изоляция, диаметр которой (с учетом диаметра фибера) равен  $\approx 3$  мм; Последняя, 3 зона - свинцовая фольга, толщина её равна 90 мкм. Таким образом, полный диаметр фибера равен  $\approx 3.2$  мм. Рисунок 1.18б иллюстрирует перемещение фибера, сканирующего поперечный профиль пучка. Белая точка внутри фибера - непосредственно оптоволокно, черная - оболочка. Видно, что сама оптоволоконная жила еще не достигла пучка, однако свинцовая оболочка уже взаимодействует с ним, рассеивая электроны, которые начинают попадать в фибер и порождать там черенковское излучение. Именно поэтому профиль пучка, измеренный фибером, полу-

чается шире. Учитывая, что такой процесс происходит с обеих сторон пучка и некоторые неточности в положении фибера относительно траектории пучка (к примеру, угол  $\theta$  может быть не ровно  $90^\circ$ ), приходим к тому, что разница в  $3 \div 4$  мм между результатами фибера и рентгенографической пленки достаточно правдоподобна.



Рис. 1.18 – Пояснение уширения поперечного размера, измеренного фибром: а - поперечное сечение фибера, б - схема взаимодействия пучка с фибром.

Обе зависимости (фибер и рентгенографическая пленка) поперечного размера пучка от расстояния, пройденного им в воздухе, представлены на рисунке 1.19. Зависимости аппроксимированы экспонентой.

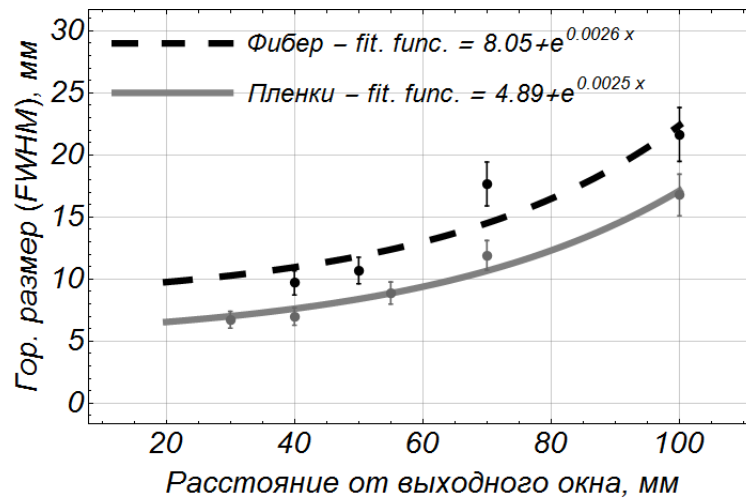


Рис. 1.19 – Сопоставление результатов моделирования и измерений фибром и рентгенографической пленкой.

## 1.4 Принцип действия системы диагностики поперечного профиля гамма пучка на излучении Вавилова-Черенкова в оптическом фибере

Для эффективной конверсии гамма-квантов в  $e^+$ ,  $e^-$  с тем, чтобы детектировать черенковское излучение мы использовали свинцовую оболочку фибера. Образованные в оболочке электроны и порождают черенковское излучение внутри фибера.

Дальнейшие экспериментальные исследования метода диагностики проводились на пучке тормозного гамма излучения медицинского линейного ускорителя СЛ75-5-МТ.

## 1.5 Экспериментальное исследование на линейном ускорителе СЛ75-5-МТ

### 1.5.1 Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки на базе медицинского линейного ускорителя СЛ75-5-МТ [61] Томского политехнического университета приведена на рисунке 1.20. Основные параметры ускорителя представлены в таблице 1.5. Ускоренные электроны конвертируются в гамма излучение, регистрируемое фибром, покрытым свинцовой фольгой. Использовался кремниевый ФЭУ Sencil MicroSB (см. таблицу 1.3) и стеклянный фибер диаметром 0.6 мм и длиной 2 м. Были произведены измерения ориентационной кривой и поперечного профиля на разных расстояниях от коллиматора. В частности, на рисунке 1.20 представлена схема измерения ориентационной кривой.

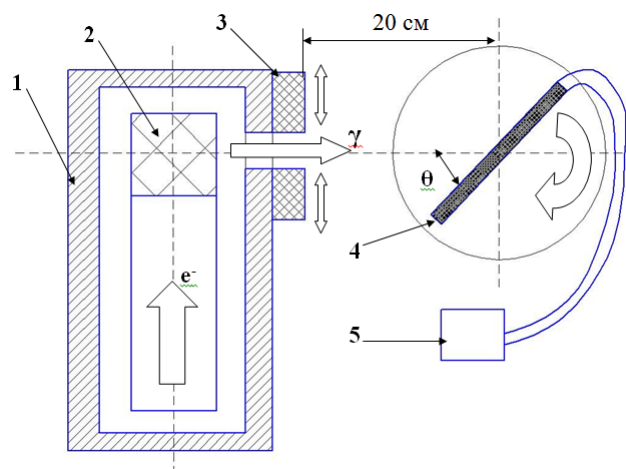


Рис. 1.20 – Схема экспериментальной установки: 1 - радиационная защита; 2 - линейный ускоритель; 3 - коллиматор; 4 - фибер; 5 - кремниевый ФЭУ.

Таблица 1.5 – Основные параметры линейного ускорителя СЛ75-5-МТ.

| Параметр                     | Значение |
|------------------------------|----------|
| Энергия тормозного излучения | 6 МэВ    |
| Частота импульсов            | 1 ГГц    |
| Длина сгустка                | 4 мкс    |

### 1.5.2 Результаты экспериментального исследования

Были замерены ориентационные кривые при разных коллиматорах (20, 35, 50, 100, 120 мм). Все пять зависимостей показаны на рисунке 1.21. Расстояние от коллиматора до середины фибера было равно 20 см, как показано на рисунке 1.20. Из рисунка видно, что при коллиматоре шириной 20 мм не появляются максимумы на углах близких к углу черенковского излучения  $\theta_{ch}$ . Эти максимумы начинают плавно появляться при увеличении ширины коллиматора, и только при ширине в 120 мм мы наблюдаем то, что ожидалось - максимумы находятся под углами  $\theta \approx \pm(46 \pm 3)^\circ$ , соответствующими углу генерации черенковского излучения в стекле  $\theta_{ch} \approx 46^\circ$ . Чтобы объяснить этот эффект, обратимся к рисунку 1.22. На этом рисунке показаны два случая взаимодействия излучения с фибром: при коллиматоре шириной 20 мм и шириной 100 мм. Излучение показано черными штрихованными линиями, 1, 2, 3 - три разных положения фибера. Положение 1 соответствует  $\theta = 0^\circ$  на рисунке 1.21, положение 3 -  $\theta = 90^\circ$ . В случае коллиматора шириной 20 мм поворот фибера влечет за собой уменьшение длины фибера, взаимодействующей с излучением, а следовательно и сигнал на его выходе ослабевает. При коллиматоре шириной 100 мм вся длина фибера взаимодействует с излучением в любом положении. Поэтому на рисунке 1.21 ориентационная кривая, имевшая максимум в  $\theta \approx 0^\circ$  при коллиматоре 20 мм, плавно переходит в кривую с максимумами в углах  $\pm 46^\circ$  при коллиматоре 120 мм. Таким образом было подтверждено, что наблюдается именно черенковское излучение.



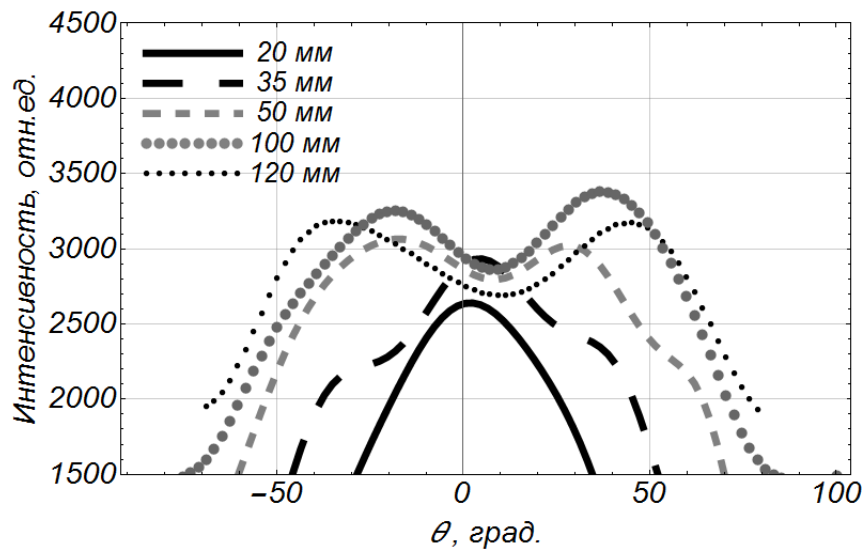


Рис. 1.21 – Ориентационные зависимости при разных коллиматорах.

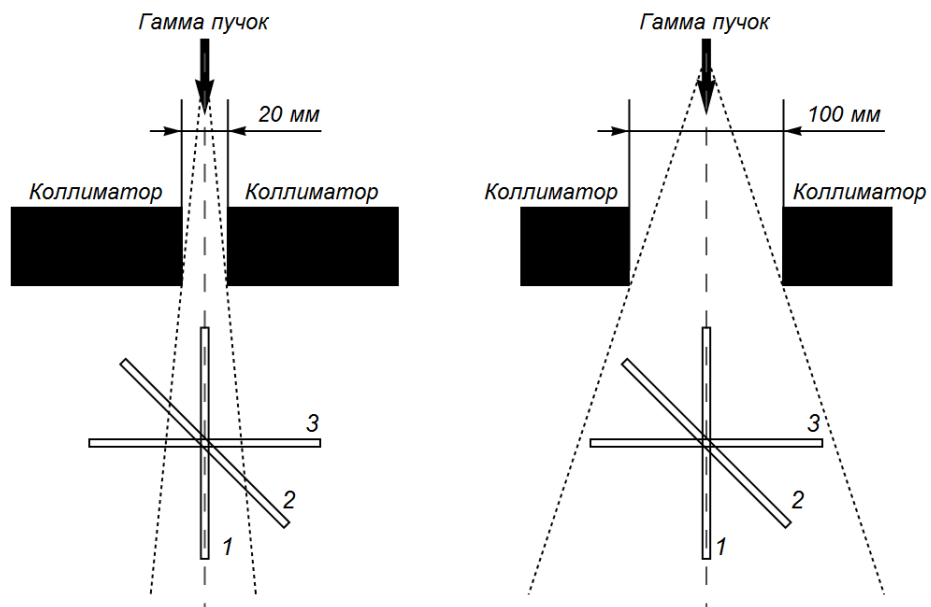


Рис. 1.22 – Схема взаимодействия фибера с излучением при разных коллиматорах.

Далее был измерен вертикальный профиль пучка на расстояниях 6, 9, 14, 19, 24 и 29 см от коллиматора размером  $42 \times 42$  мм. На рисунке 1.23 представлены два измеренных профиля: на расстояниях 6 и 24 см от коллиматора. Для сравнения полученных результатов этот же профиль был измерен дозиметром UNIDOS E [62] с ионизационной камерой PTW 30013 [63]. Диаметр рабочего объема ионизационной камеры равен 1.1 мм. Результаты измерения профиля на расстояниях 6 и 24 см от коллиматора показаны на рисунке 1.24. Видно, что результаты хорошо согласуются, однако измерения фибром дают пространственное разрешение 0.6 мм, тогда как UNIDOS E - примерно 1.1 мм.

Также был произведен один снимок пучка при помощи рентгенографической пленки Gafchromic EBТ на расстоянии 6.5 см от коллиматора. Результат представлен на рисунке 1.25.

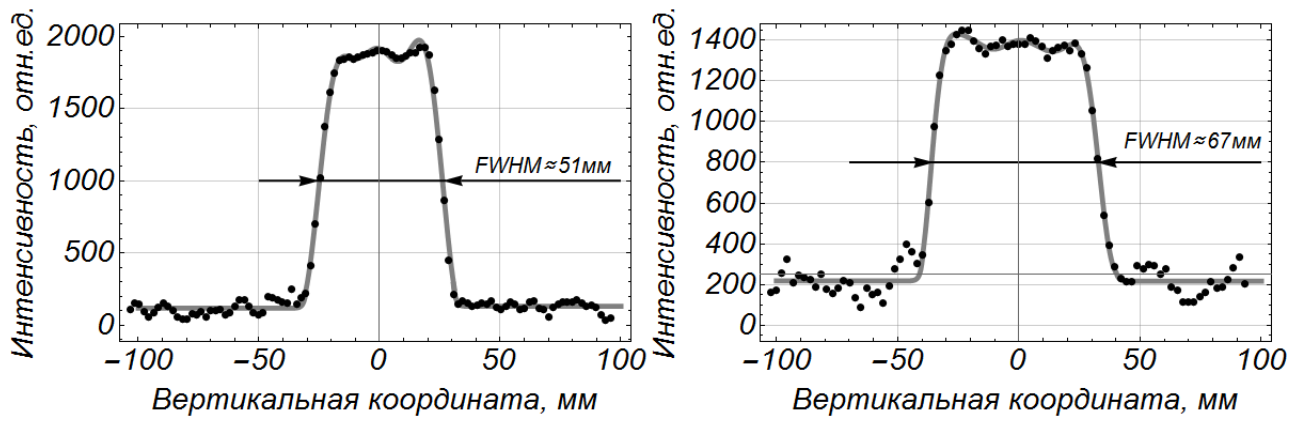


Рис. 1.23 – Вертикальный профиль пучка, измеренный фибром на расстояниях 6 см (слева) и 24 см (справа) от коллиматора размером  $42 \times 422$  мм.

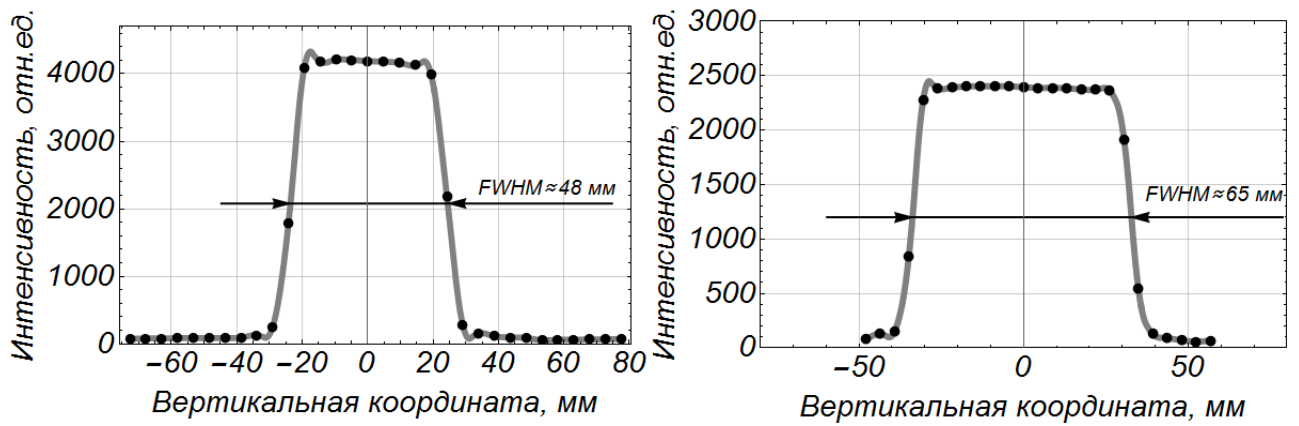


Рис. 1.24 – Вертикальный профиль пучка, измеренный дозиметром UNIDOS E с ионизационной камерой РТW 30013 на расстояниях 6 см (слева) и 24 см (справа) от коллиматора размером  $42 \times 42$  мм.

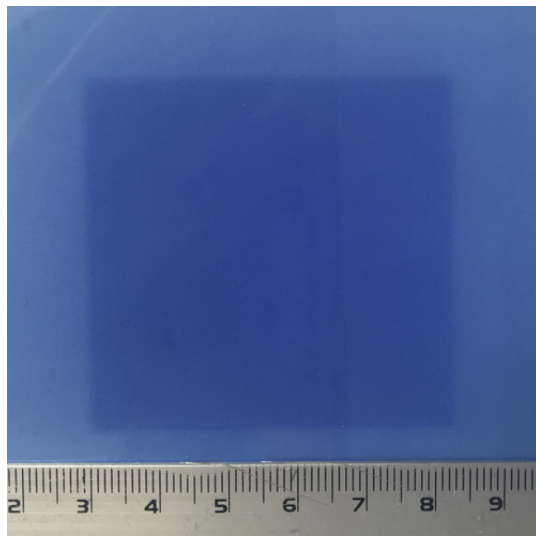


Рис. 1.25 – Профиль пучка на расстоянии 6.5 см от коллиматора размером  $42 \times 42$  мм.

На рисунке 1.26 для сравнения приведены зависимости полученного размера от расстояния от коллиматора для фибера и для дозиметра UNIDOS E. Видно, что результат, полу-

ченный при помощи фибера, превышает результат дозиметра на 2–3 мм, что, как и в случае экспериментов на микротроне, объясняется наличием свинцовой оболочка.

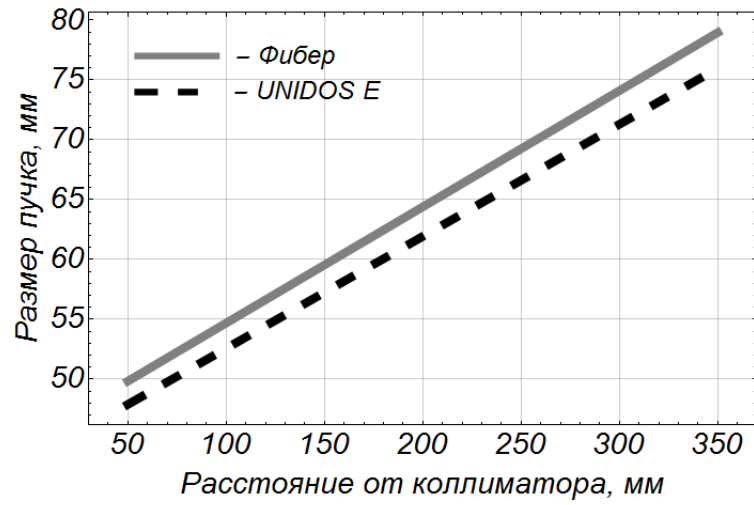


Рис. 1.26 – Сравнение результатов полученных при помощи фибера и дозиметра UNIDOS E.

## 1.6 Обсуждение результатов главы

В главе были продемонстрированы результаты экспериментальных исследований системы диагностики поперечного профиля электронного и гамма пучков при помощи излучения Вавилова-Черенкова, генерируемого в оптических фиберах. Результаты демонстрируют возможность применения данной системы. Основными плюсами предложенной методики являются:

- Простота реализации - все элементы коммерчески легко доступны и просты в использовании;
- Небольшие размеры;
- Хорошее соотношение уровня сигнала к уровню шума;
- Возможность применения в режиме on-line;
- Нечувствительность к низкоэнергетическому гало, окружающему пучок;
- Достижимое пространственное разрешение 0.6 мм, которое в дальнейшем может быть улучшено;
- Коммерческая доступность.

Основным направлением применения такой системы являются медицинские ускорители. Поэтому если рассматривать ее применительно к полям медицинских ускорителей (размер поля облучения пациента от  $0.5 \times 0.5$  до  $40 \times 40$  см и энергией в несколько МэВ), то основной вывод можно сформулировать так: такое разрешение (0.6 мм), применимость к электронным и гамма пучкам, возможность быстрого измерения в on-line режиме, простота и дешевизна конструкции придают этой системе диагностики большой интерес.

## Глава 2

## Основные параметры интерферометров синхротронного излучения и моделирование их характеристик

### 2.1 Синхротронное излучение

Перед рассмотрением принципа работы интерферометра синхротронного излучения кратко опишем основные свойства синхротронного излучения (СИ). Здесь рассмотрим только излучение от поворотного магнита, не затрагивая вопросов ондуляторов и вигглеров.

Синхротронное излучение возникает при движении заряженной частицы по криволинейной траектории (в магнитном поле). Радиус кривизны частицы с энергией  $E$  в магнитном поле  $B$  определяется по формуле:

$$R = \frac{\beta E}{eBc}, \quad (2.1)$$

где  $\beta = v/c$ , а  $\gamma = E/m_0c^2$ . СИ сосредоточено в узком конусе, соосным с касательной к траектории движения частицы, с углом раствора  $\psi = \gamma^{-1}$ . Спектр СИ достаточно широк и простирается от гамма излучения практически до радио диапазона. Характерная частота СИ дается формулой:

$$\omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2R}, \quad (2.2)$$

а максимум спектра связан с характерной частотой соотношением:

$$\omega_m = 2.38 \omega_c. \quad (2.3)$$

Спектр является квазинепрерывным, потому что состоит из большого количества тесно лежащих гармоник. Спектр ускорителей ESRF (Франция,  $E_e = 6$  ГэВ), Elettra (Италия,  $E_e = 2$  ГэВ), Сибирь-1 (Россия,  $E_e = 450$  МэВ) приведены на рисунке 2.1, взятом из [3]. Спектрально угловое распределение фотонов в секунду в плоскости, перпендикулярной орбите, определяется из известного выражения [64]:

$$\frac{dP}{d\omega d\psi} = \frac{3\alpha\hbar c}{4\pi^2 R_{orb}} \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2 \gamma_L^2 (1 + \gamma_L^2 \psi^2) \left[ K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma_L^2 \psi^2}{1 + \gamma_L^2 \psi^2} K_{1/3}^2(\xi) \right], \quad (2.4)$$

где  $\psi$  - вертикальный угол,  $\omega_c$  - характерная частота спектра,  $\xi = \frac{\omega}{2\omega_c} [1 + \gamma_L^2 \psi^2]^{3/2}$ , а  $K_{1/3}(\xi)$  и  $K_{2/3}(\xi)$  - модифицированные функции Бесселя.

Отдельное внимание стоит уделить поляризации СИ. Выделяют  $\sigma$  и  $\pi$  компоненты линейной поляризации:  $\sigma$  - поляризация в плоскости орбиты,  $\pi$  - в перпендикулярной плоскости. В плоскости орбиты СИ полностью  $\sigma$  поляризовано, отходя от плоскости орбиты, начинает наблюдаться  $\pi$  поляризация. В формуле 2.4 в квадратных скобках первое слагаемое -  $\sigma$

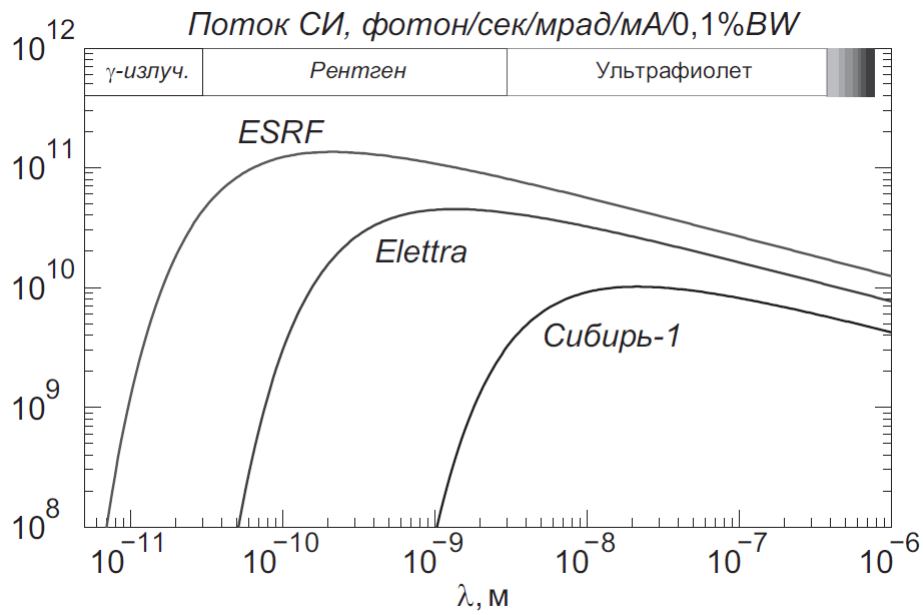


Рис. 2.1 – Спектр синхротронного излучения ускорителей ESRF, Elettra и Сибирь-1.

поляризация, второе слагаемое -  $\pi$  поляризация. Очевидно, что при  $\psi = 0$  (плоскость орбиты) второе слагаемое обращается в ноль - зануляется  $\pi$  компонента. На рисунке 2.2, взятом из [65], показано сравнение экспериментальных результатов измерения  $\sigma$  и  $\pi$  поляризации (точки и снимки справа) с теорией (линии).

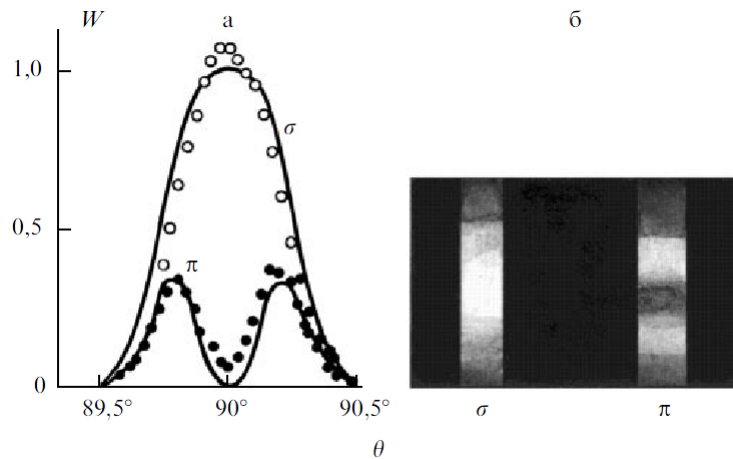


Рис. 2.2 – Поляризация синхротронного излучения.

Мощность СИ от пучка ускорителя дается формулой:

$$P = \frac{4\pi}{3} \frac{m_e c^2}{e} \frac{r_e}{R} I_b \gamma^4, \quad (2.5)$$

где  $r_e = 2.818 \cdot 10^{-15}$  м - классический радиус электрона,  $I_b$  - ток пучка.

Интенсивность фотонов СИ, испущенных в секунду в единицу телесного угла в диапазоне энергий  $\Delta\omega_0/\omega_0 = 0.1$  %, определяется формулой [66]:

$$I[\text{фот/сек мрад}^2 \text{ 0.1\%bw}] = 2.46 \cdot 10^{10} I_b[\text{мА}] E_e[\text{ГэВ}] G_1(\omega/\omega_c), \quad (2.6)$$

где функция  $G_1(\omega/\omega_c)$  определена следующим выражением:

$$G_1(\omega/\omega_c) = \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(y) dy, \quad (2.7)$$

здесь  $\omega$  - наблюдаемая частота СИ.

## 2.2 1-D Интерферометр синхротронного излучения

Принцип действия интерферометра синхротронного излучения (СИ) в физике ускорителей был заимствован из астрономии. В астрономии он применялся для измерения размеров звезд [36]. Впервые его применил для измерения поперечных размеров пучков кольцевых ускорителей Т. Митсухаши [37]. После этого данный метод хорошо зарекомендовал себя для измерения пучков размерами до 5 мкм и применяется на таких ускорителях как SPRING-8 (Япония), PETRA III (Германия), ALBA (Испания) и т.д.

На рисунке 2.3 показана принципиальная схема интерферометра: электронный пучок, пролетая в поворотном магните, генерирует СИ, которое проходит через щели, линзу, светофильтр и поляризатор образует интерференционную картину на экране, распределение по  $y$ , которое измеряется CCD-камерой. Линза необходима для фокусировки излучения, прошедшего через щели, на экране. Интерферометр использует квазимонохроматичное поляризованное излучение, именно для этого перед экраном ставятся светофильтр и поляризатор. Щели располагаются симметрично относительно оси начального электронного пучка.

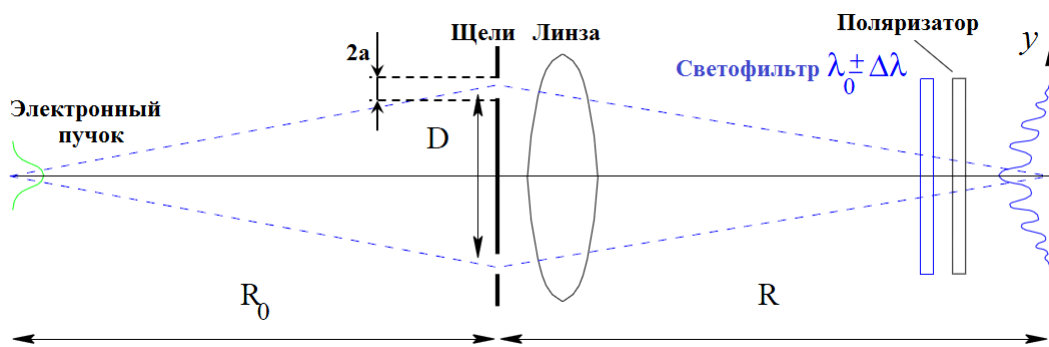


Рис. 2.3 – Принципиальная схема интерферометра.

Размер пучка определяется по полученной интерферограмме: чем меньше размер пучка тем «глубже» минимумы интерферограммы и наоборот. Данный эффект продемонстрирован на рисунке 2.4. На данном рисунке показан случай точечного источника СИ (см. рисунок 2.4 а) и случай источника конечных размеров (см. рисунок 2.4 б).

На данный момент в мире используется два типа интерферометра - с круглыми и прямоугольными щелями (апертурами). Отличия между ними незначительны, но пока остановимся на круглых апертурах.

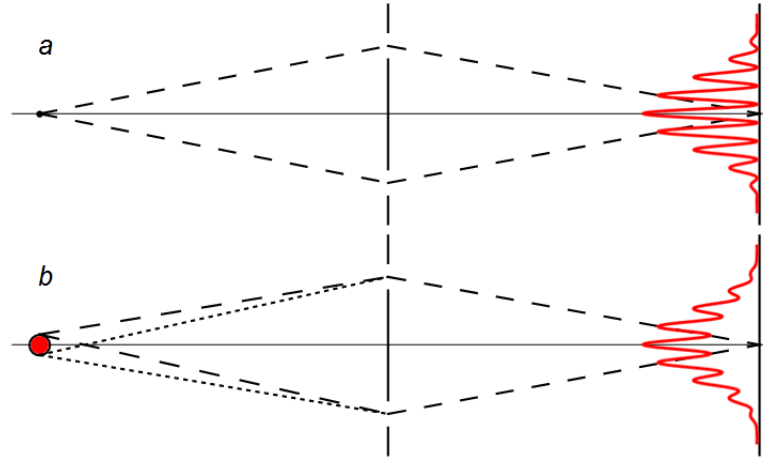


Рис. 2.4 – а - Интерферограмма от точечного источника. б - Интерферограмма от источника конечных размеров.

Интенсивность интерференционной картины зависит от степени взаимной пространственной когерентности щелей  $\gamma$  [67] и даётся формулой [68]:

$$I(y) = I_0 \left[ J_1 \left( \frac{2\pi ay}{\lambda_0 R} \right) / \left( \frac{2\pi ay}{\lambda_0 R} \right) \right]^2 \left[ 1 + |\gamma| \cos \left( \frac{2\pi D y}{\lambda_0 R} + \phi \right) \right], \quad (2.8)$$

где  $J_1()$  - функция Бесселя первого порядка,  $a$  - радиус апертуры,  $D$  - расстояние между апертурами (см. рис. 2.3),  $R$  - расстояние от апертур до экрана (см. рис. 2.3),  $\lambda_0$  - длина волны СИ, используемого для измерений,  $\phi$  - фаза интерферограммы,  $I_0$  - сумма интенсивности СИ от обеих апертур. Данная формула применима только в случае выполнения условия дифракции Фраунгофера, гласящее о том, что интерференция наблюдается на значительном расстоянии от преграды (апертур), в так называемой дальней зоне. В таком случае применима теорема Ван Циттерта-Цернике [69, 70]. Эта теорема гласит о том, что при выполнении определенных условий, преобразование Фурье интенсивности источника излучения  $f(y)$ , находящегося на значительном расстоянии от точки наблюдения, дает степень пространственной когерентности  $\gamma$ , которая, в свою очередь равна модулю функции «видности» (англ. «visibility»). Таким образом, степень когерентности  $\gamma$  для источника излучения, распределенного по гауссовскому распределению (электронный пучок), можно представить в виде:

$$\gamma(\nu) = \int f(y) e^{-i2\pi\nu y} dy. \quad (2.9)$$

«Пространственная частота»  $\nu$  определяется как:

$$\nu = \frac{D}{\lambda_0 R}. \quad (2.10)$$

Следовательно, параметр  $\gamma$  зависит от расстояния между апертурами. Исходя из формулы 2.9, если источник излучения имеет гауссовское распределение  $f(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{y^2}{2\sigma_{beam}^2} \right\}$ , то и степень когерентности  $\gamma$  описывается гауссианом:

$$\gamma = \exp \left( -\frac{D^2}{2\sigma_\gamma^2} \right). \quad (2.11)$$



Размер пучка ( $\sigma_{beam}$ ) можно выразить через среднеквадратичный размер  $\gamma(D)$  ( $\sigma_\gamma$ ):

$$\sigma_{beam} = \frac{\lambda_0 R}{2\pi\sigma_\gamma}. \quad (2.12)$$

Выражая из формулы 2.11  $\sigma_\gamma$  и подставляя в формулу 2.12, получим:

$$\sigma_{beam} = \frac{\lambda_0 R}{\pi D} \sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{1}{\gamma}}. \quad (2.13)$$

Пример интерференционной картины, полученной на синхротроне ALBA (Испания) [68], показан на рисунке 2.5. Получив такую интерференционную картину, можно вычислить значение степени когерентности  $\gamma$  путем аппроксимации проекции интерференционной картины в вертикальном или горизонтальном направлении формулой 2.8. После чего, по формуле 2.13 легко вычислить поперечный размер пучка. Проекция берется не по всей интерференционной картине, а оси интерферограммы, проходящей через интерференционные максимумы. Пример такой обработки показан на рисунке 2.12, где границы данных для получения проекции обозначены светлыми линиями.

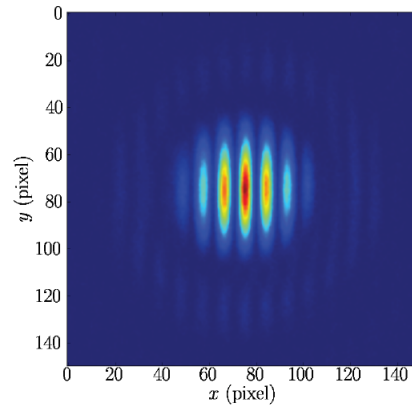


Рис. 2.5 – Интерференционная картина, снятая на синхротроне ALBA.

Выше описан случай круглых щелей. В случае прямоугольных щелей немного изменяется интерференционная картина. На рисунке 2.6, для сравнения с предыдущим рисунком, показана горизонтальная интерференционная картина от прямоугольных щелей, снятая на том же синхротроне ALBA.

При изменении формы щелей, соответственно меняется и формула 2.8. Для прямоугольных щелей эта формула принимает вид:

$$I(y) = I_0 \left[ \text{sinc} \left( \frac{2\pi a y}{\lambda_0 R} \right) \right]^2 \left[ 1 + |\gamma| \cos \left( \frac{2\pi D y}{\lambda_0 R} + \phi \right) \right]. \quad (2.14)$$

Видно, что изменения произошли только в первой половине формулы, где функция Бесселя, поделенная на свой аргумент, изменилась на  $\text{sinc}()$ . В случае прямоугольных щелей  $a$  - уже не радиус щели, а ее полувысота. Всё остальное остается таким же, как и в случае круглых щелей.

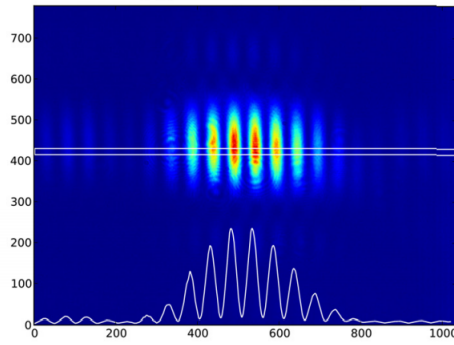


Рис. 2.6 – Интерференционная картина от прямоугольных щелей, снятая на синхротроне ALBA.

### 2.3 2-D Интерферометр синхротронного излучения

Отдельного внимания требует случай 2-D интерферометра. На данный момент такой интерферометр используется только на ускорителе SPRING-8 в Японии [41]. Принципиальная схема интерферометра точно такая же, как в случае 1-D интерферометра, за одним исключением - используются четыре щели вместо двух. Геометрия круглых апертур для 1-D и 2-D интерферометров показана на рисунке 2.7.

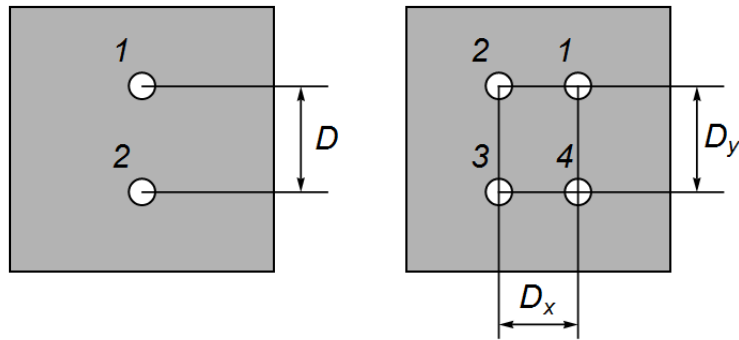


Рис. 2.7 – Геометрия щелей: слева - для 1-D интерферометра, справа - для 2-D интерферометра.

Выражения для интенсивности интерферограммы от 2-D интерферометра с круглыми апертурами выведено в [71]. Приведем здесь этот вывод для геометрии апертур, показанной на рисунке 2.7, поскольку в дальнейшем будем возвращаться к этому выводу.

На рисунке 2.8 показана принципиальная схема 2-D интерферометра с круглыми апертурами. Четыре апертуры находятся в углах прямоугольника со сторонами  $D_x$  и  $D_y$ , причем центр данного прямоугольника лежит на оси исходного пучка.

В таком случае поле от одного электрона на поверхности плоскости с апертурами выражается формулой:

$$E_s(x_s, y_s; x_e, y_e) = A_0 \frac{\exp(-2\pi i r_0 / \lambda_0)}{r_0}, \quad (2.15)$$

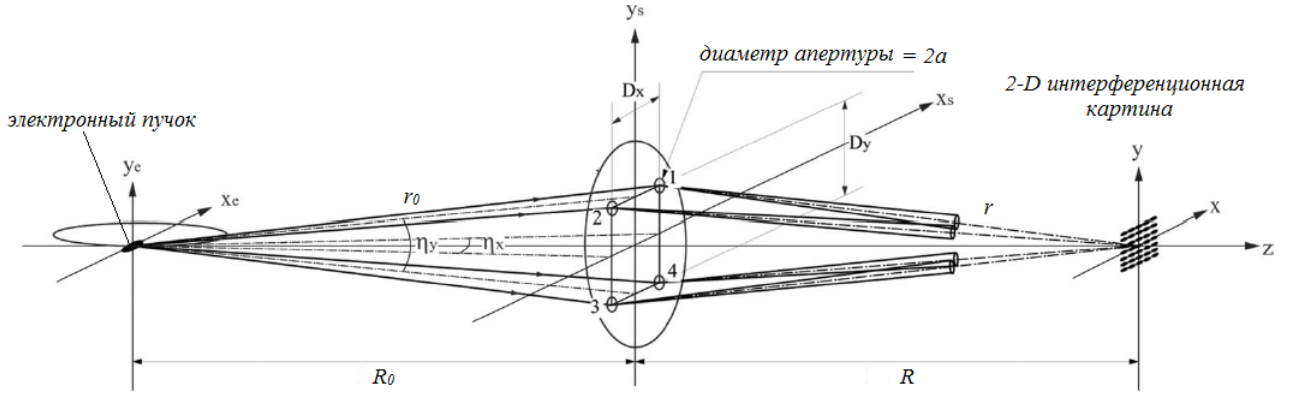


Рис. 2.8 – Принципиальная схема 2-D интерферометра с круглыми апертурами.

где  $r_0$  - расстояние между электроном  $(x_e, y_e)$  и точкой на плоскости апертур  $(x_s, y_s)$ ,  $A_0$  - амплитуда. После апертур излучение фокусируется линзой в плоскости  $(x, y)$ . Поле в этой плоскости рассчитывается по формуле дифракции Рэлея-Зомерфельда:

$$E_s(x, y; x_e, y_e) = \frac{i}{\lambda} \int \{ Rr^{-2} E_s(x_s, y_s; x_e, y_e) \times \exp[2\pi i(x_s^2 + y_s^2)/2F\lambda] \exp\left(\frac{-2\pi i r}{\lambda}\right) dx_s dy_s \}, \quad (2.16)$$

где  $r$  - расстояние между точками в апертурах и точкой наблюдения в плоскости  $(x, y)$ . Интеграл считается от всех четырех апертур. Используя параксиальное приближение, формула может быть сведена к следующей:

$$E_s(x, y; x_e, y_e) = \frac{\pi A_0 a^2}{2\lambda R_0 R} \exp(-iP) \frac{J_1(L)}{L} \times \sum_{n=1}^4 \exp\left(\frac{2\pi i}{\lambda} \left[ \left(\frac{x_e}{R_0} + \frac{x}{R}\right) X_n + \left(\frac{y_e}{R_0} + \frac{y}{R}\right) Y_n \right]\right), \quad (2.17)$$

где  $L = (\pi a/\lambda) [(x_e/R_0 + x/R)^2 + (y_e/R_0 + y/R)^2]^{1/2}$ . В силу того, что щели располагаются на большом расстоянии от источника, то множитель  $\exp(-iP)$ , содержащий функцию фазы, сводится к единице - следствие теоремы Циттерта-Цернике. Переменные  $X_n$  и  $Y_n$  принимают значения:  $(D_x/2, D_y/2)$ ,  $(D_x/2, -D_y/2)$ ,  $(-D_x/2, D_y/2)$ ,  $(-D_x/2, -D_y/2)$ . В таком случае, интенсивность интерференционной картины от одного электрона выражается формулой:

$$I(x, y; x_e, y_e) = |E(x, y; x_e, y_e)|^2 = \left[ \frac{\pi A_0 a^2}{2\lambda R_0 R} \frac{J_1(L)}{L} \right]^2 \times \left( 1 + \cos \left[ \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \left(\frac{x_e}{R_0} + \frac{x}{R}\right) D_x \right] \right) \left( 1 + \cos \left[ \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \left(\frac{y_e}{R_0} + \frac{y}{R}\right) D_y \right] \right) \quad (2.18)$$

Чтобы перейти к интерференционной картине от пучка, надо вычислить свертку интенсивности от одного электрона с функцией распределения пучка. Предположим, что пучок имеет эллиптическую форму и распределение Гаусса:

$$\rho(x_e, y_e) = (2\pi\sigma_x\sigma_y)^{-1} \exp\left(-[a(x_e - x_0)^2 + b(y_e - y_0)^2 + c(x_e - x_0)(y_e - y_0)]/2\right), \quad (2.19)$$

где  $x_0, y_0$  - координаты центра пучка относительно оси интерферометра,  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  - поперечные размеры пучка по горизонтали и вертикали, а  $\theta$  - угол поворота эллиптического сгустка в плоскости  $(x_e, y_e)$ , который в дальнейшем, для упрощения, будем считать равным нулю. Параметры  $a, b$  и  $c$  даются выражениями:

$$\begin{aligned} a &= \left( \frac{\cos \theta}{\sigma_x} \right)^2 + \left( \frac{\sin \theta}{\sigma_y} \right)^2, \\ b &= \left( \frac{\sin \theta}{\sigma_x} \right)^2 + \left( \frac{\cos \theta}{\sigma_y} \right)^2, \\ c &= (\sigma_x^{-2} - \sigma_y^{-2}) \sin(2\theta). \end{aligned} \quad (2.20)$$

Для  $\theta = 0$  имеем:  $a = 1/\sigma_x^2$ ,  $b = 1/\sigma_y^2$ ,  $c = 0$ .

Переходя к интегралу свертки и взяв его, получаем интенсивность интерференционной картины от пучка:

$$\begin{aligned} \tilde{I}(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, ; x_e, y_e) \rho(x_e, y_e) dx_e dy_e = \\ &= I_0 \left( \frac{J_1 \{ (\pi d / \lambda_0) [(x/R + x_0/R_0)^2 + (y/R + y_0/R_0)^2]^{1/2} \}}{(\pi d / \lambda_0) [(x/R + x_0/R_0)^2 + (y/R + y_0/R_0)^2]^{1/2}} \right)^2 \\ &\left( V_{12} \cos \left[ \frac{2\pi D_x}{\lambda_0} \left( \frac{x}{R} + \frac{x_0}{R_0} \right) \right] + V_{14} \cos \left[ \frac{2\pi D_y}{\lambda_0} \left( \frac{y}{R} + \frac{y_0}{R_0} \right) \right] + \right. \\ &\quad \frac{1}{2} V_{13} \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda_0} (D_x(x/R + x_0/R_0) + D_y(y/R + y_0/R_0)) \right] + \\ &\quad \left. \frac{1}{2} V_{24} \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda_0} (D_x(x/R + x_0/R_0) - D_y(y/R + y_0/R_0)) \right] \right), \end{aligned} \quad (2.21)$$

где  $V_{nm}$  - функции «видности» или степень когерентности для разных пар апертур,  $n, m$  - номера апертур (см. рисунок 2.7 или 2.8).

Обычно, полагается, что  $x_0$  и  $y_0$  равны 0, ибо интерферометр проектируется так, чтобы его ось и касательная к траектории пучка, вдоль которой генерируется излучение, попадающее в интерферометр, совпадали. Таким образом, если имеется интерференционная картина, для которой известны все параметры системы, то для определения, к примеру, вертикального размера, надо знать  $V_{14}$  - степень когерентности в вертикальном направлении. Тогда, чтобы получить выражение для аппроксимации интерференции в вертикальном направлении, положим что координата  $x$  равна нулю и получим знакомую нам формулу (см. формулу 2.8):

$$I(y) = I_0 \left[ J_1 \left( \frac{2\pi a y}{\lambda_0 R} \right) / \left( \frac{2\pi a y}{\lambda_0 R} \right) \right]^2 \left[ 1 + |V_{14}| \cos \left( \frac{2\pi D_y y}{\lambda_0 R} + \phi \right) \right]. \quad (2.22)$$

Получив значение  $V_{14}$ , проделываем аналогичную 1-D интерферометру процедуру и получаем вертикальный размер пучка. Далее то же самое для горизонтального направления ( $V_{12}$ ).

Возвращаясь к прямоугольным апертурам, стоит отметить только то, что отличие заключается в замене функции Бесселя, деленной на свой аргумент, функцией  $\text{sinc}()$ , а процедура получения размеров точно такая же.

Для 2-D интерферометрии существует и другой подход: СИ разделяется на два отдельных пучка. Один пучок направляется в вертикальный 1-D интерферометр, второй - в горизонтальный. Такой интерферометр описан в [72]. Этот подход вносит большое количество дополнительной оптики, что может существенно повлиять на определение размера. Кроме того обслуживать одну установку всегда проще чем две.

## 2.4 Библиотека по моделированию синхротронного излучения - Synchrotron Radiation Workshop (SRW)

Перед сборкой и настройкой интерферометра было произведено его моделирование с помощью библиотеки Synchrotron Radiation Workshop (SRW). Разработчиками являются О. Чубар и П. Элаум, первый релиз состоялся в 1997 году, а первый доклад - в 1998 году [73]. Все дальнейшие релизы и обновления можно найти по ссылке [74].

Сам по себе SRW, являясь просто библиотекой, набором «инструментов» по моделированию синхротронного излучения, не имеет никакого интерфейса, никаких средств визуализации или представления данных, поэтому изначально он был написан под интерфейс ПО Igor Pro. Имеется в виду, что работа с библиотекой SRW происходит через интерфейс Igor Pro. Данное ПО является средством обработки и визуализации экспериментальных данных. Более подробную информацию об Igor Pro можно найти по ссылке [75]. Внешний вид SRW, используемого через интерфейс Igor Pro, показан на рисунке 2.9. В связке они работают таким образом: встроенные функции и методы SRW предоставляют численные результаты расчетов, в зависимости от параметров системы, которую моделирует пользователь, и того, что он же запрашивает рассчитать, а эти численные данные визуализируются, могут быть сохранены в удобной форме или как-то обработаны средствами Igor Pro.

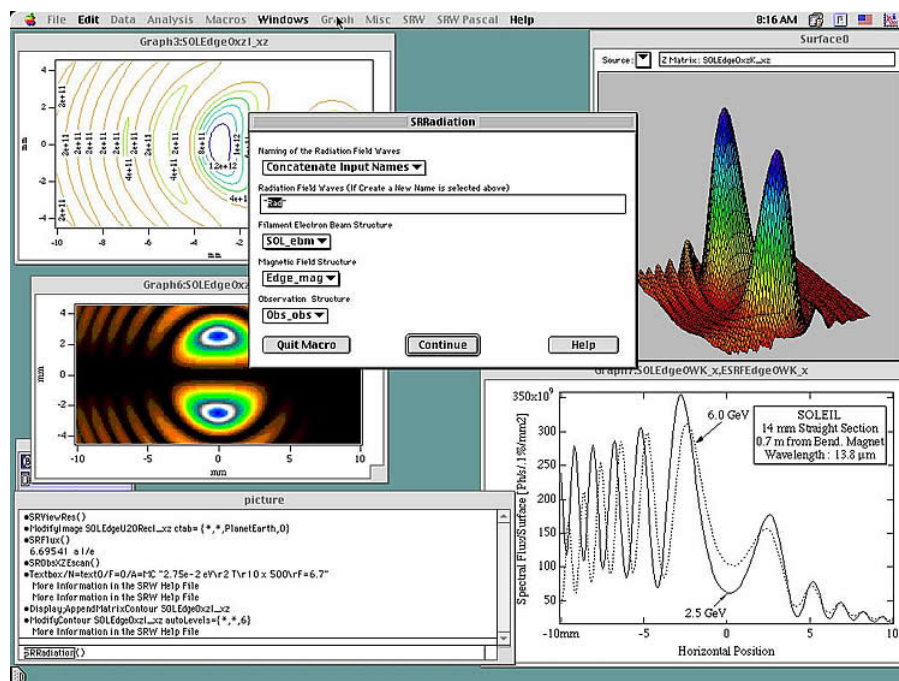


Рис. 2.9 – SRW в Igor Pro.

Однако, двумя большими минусами Igor Pro являются:

- Продукт является коммерческим;

- Если требуется промоделировать что-либо в SRW, надо изучить Igor Pro. Однако, в дальнейшем он может совершенно не пригодиться пользователю, ибо обладает достаточно узкой направленностью относительно, к примеру, таких пакетов как Wolfram Mathematica или Matlab, которые, в свою очередь, тоже предоставляют широкий спектр инструментов по обработке и визуализации данных.

Но, несмотря на эти минусы, SRW хорошо зарекомендовал себя в сфере ускорительной физики, об этом свидетельствует множество работ выполненных при помощи SRW, например [76, 77]. В 2012 году вышел релиз SRW на языке программирования Python, который широко используется в различных сферах науки, в том числе и в физике ускорителей. Python и большинство его библиотек находятся в открытом доступе, что является большим плюсом. Библиотеки предоставляют широкий выбор математических функций, численных методов, средств визуализации и обработки данных и т.д. Python достаточно быстро развивается и на данный момент можно сказать, что по функционалу он не уступает ни Wolfram Mathematica, ни Matlab, ни прочим широко распространенным в научной среде пакетам. А в плане SRW Python предоставляет большую «свободу» в моделировании. Всю нужную информацию о нем можно найти по ссылке [78], отметим только, что моделирование интерферометра производилось именно при помощи Python.

Вернемся к более подробному рассмотрению SRW. Основными его функциями являются:

- Расчет спектральных, пространственных и поляризационных характеристик СИ в ближневолновой или дальневолновой зоне, генерируемого электроном или электронным пучком в произвольном магнитном поле. Магнитное поле может быть задано специальной функцией SRW или считано из файла. СИ может быть «проведено» через оптическую систему, заданную пользователем. Элементами такой системы могут быть: линзы, зеркала плоские и фокусирующие, зонные пластины, апертуры различной геометрии и т.д.;
- Применение быстрых численных методов как для поворотных магнитов, так и для более сложных магнитных структур - ондуляторы и вигглеры различных типов. Такие расчеты производятся с учетом эмиттанса пучка и его разброса по энергии;
- Специальные функции визуализации и обработки данных, реализованные на базе функций Igor Pro или Python.

Начиная с первого релиза в 1997 году, SRW применяется в таких областях ускорительной техники как:

- Обработка измеренных магнитных полей вигглеров и ондуляторов, моделирования влияния неидеальностей таких полей на спектральные характеристики СИ;
- Диагностика электронных пучков накопительных колец и лазеров на свободных электронах;

- Расчет «яркости» СИ от ондуляторов, вигглеров и поворотных магнитов;
- Моделирование влияния краевых эффектов на СИ.

По вышеупомянутой ссылке [78] можно найти ряд примеров использования SRW как для Igor Pro, так и для Python. Примеры хорошо прокомментированы и помогут легко разобраться с пакетом.

## 2.5 Результаты моделирования

Моделирование интерферометра СИ в пакете SRW имело три основных задачи:

- Получить примерную геометрию оптической линии интерферометра, исходя из требований к точности измерений ( $D$ ,  $a$ ,  $\lambda_0$  и т.д.);
- Выяснить будет ли интенсивность СИ достаточной в оптическом диапазоне для использования интерферометра на ускорителе PETRA III ( $E = 6$  ГэВ,  $R_{orb} \approx 191$  м);
- Промоделировать процедуру измерения двух гауссовских параметров, характеризующих эллиптический сгусток на орбите.

Перейдем к моделированию геометрии интерферометра. В интерферометрах СИ важно, хотя бы примерно подобрать параметры  $D$  и  $a$  (см. формулу 2.8) на стадии моделирования и расчетов, так как эти параметры влияют на количество и ширину пиков. На рисунке 2.10 продемонстрирован данный эффект: для  $\gamma = const = 0.85$  построены интерференционные картины при разных размерах  $D$  и  $a$ . Учитывая то, что пучок ускорителя PETRA III имеет эллиптическую форму и его горизонтальный и вертикальный размеры отличаются более чем на порядок ( $\sigma_x \approx 170$  мкм,  $\sigma_y \approx 11$  мкм), а матрица CCD-камеры имеет конечный размер и разрешение, то при неудачно выбранных размерах может получиться такая ситуация, когда интерферограмма по горизонтали, к примеру, не входит полностью в матрицу камеры. Конечно, в таком случае можно поставить камеру ближе к апертурам и интерферограмма должна войти полностью, но тогда может быть недостаточно разрешения камеры для точного восстановления размера по вертикали.

Для моделирования надо выбрать длину волны СИ ( $\lambda_0$ ), которую будем использовать, а также знать параметры поворотного магнита кольца PETRA III, в котором генерируется излучение, примерные размеры электронного пучка, примерное расстояние от точки генерации излучения до апертур, примерное фокусное расстояние линзы, размеры и разрешение матрицы камеры. Все параметры представлены в таблице 2.1. В нашем случае было заведомо известно какую камеру и линзу будем использовать, поэтому для них даны точные размеры.

На реальной установке изображение, полученное после фокусирующей линзы, для увеличения пропускается через еще одну линзу. Поскольку выбрать увеличивающую линзу заранее



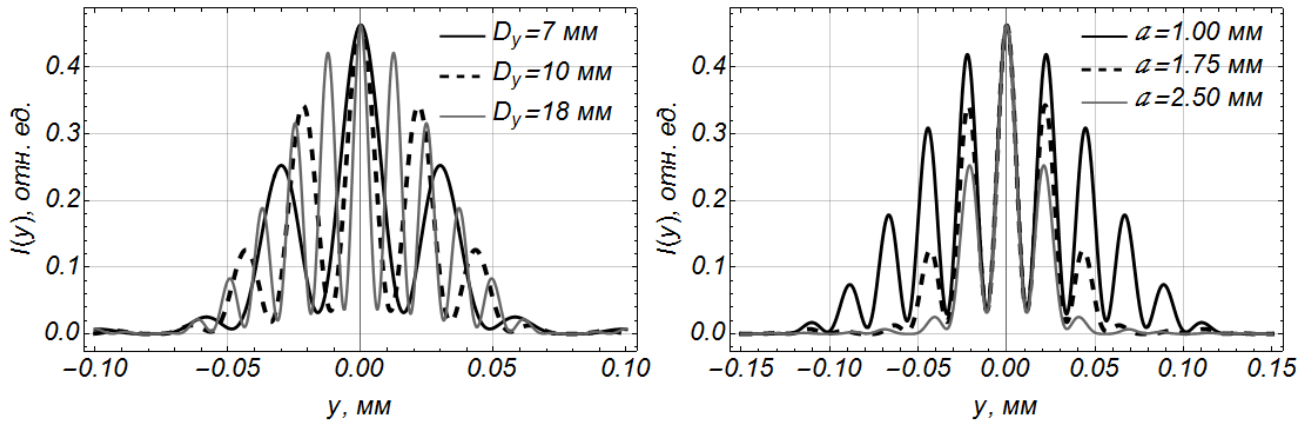


Рис. 2.10 – Левый рисунок - интерференционные картины при  $a = const$ , но при разных  $D$ , правый - наоборот.

Таблица 2.1 – Параметры для моделирования.

| Параметр  | Значение               |
|---|------------------------|
| Энергия электронов ( $E$ )                            | 6.01 ГэВ               |
| Ток пучка ( $I$ )                                     | 100 мА                 |
| Длина волны СИ ( $\lambda_0$ )                        | 450 нм                 |
| Ширина полосы светофильтра ( $\Delta\lambda_0$ )      | 10 нм                  |
| Напряженность магнитного поля ( $H$ )                 | 0.10439 Т              |
| Длина поворотного магнита ( $L$ )                     | 5.378 м                |
| Расстояние от источника СИ до апертур ( $R_0$ )       | $\approx 14.2$ м       |
| Горизонтальный размер пучка ( $\sigma_x$ )            | 170 мкм                |
| Вертикальный размер пучка ( $\sigma_y$ )              | 11 мкм                 |
| Размер матрицы CCD-камеры (JAI VM-141GE)              | $8.98 \times 6.7$ мм   |
| Разрешение CCD-камеры                                 | $6.45 \times 6.45$ мкм |
| Фокусное расстояние линзы (Vorg 50 ED, $f' = 500$ mm) | 510 мм                 |

трудно, то для моделирования важен не столько реальный размер матрицы камеры, сколько отношение ширины к высоте. Исходя из данных таблицы, это соотношение равно  $\approx 1.34$ . Еще одна важная деталь заключается в том, что для вывода излучения из тоннеля будет использоваться три зеркала, расположенные таким образом, что изображение на матрице камеры будет повернуто на  $90^\circ$ . Следовательно, ширина матрицы камеры становится высотой и наоборот.

На рисунке 2.11 показана наиболее подходящая промоделированная интерференционная картина, её проекции, аппроксимация и, восстановленные, размеры. Такой результат был получен при геометрии круглых апертур:  $D_x = 7$  мм,  $D_y = 20$  мм,  $a = 3.5$  мм. Отношение максимальной координаты по вертикали к максимальной координате по горизонтали равно  $y_{max}/x_{max} = 1.34$  - точно такое же как и отношение сторон матрицы CCD-камеры (с учетом

поворота изображения), следовательно, при такой геометрии щелей матрица захватит всю интерференционную картину. Коэффициент увеличения, в таком случае, равен примерно 13. На рисунке разрешение по вертикали равно 0.77 мкм, а по горизонтали - 2.7 мкм. При учете увеличения, эти показатели будут равны  $\approx 10$  мкм и  $\approx 35$  мкм соответственно, поэтому разрешение камеры ( $6.45 \times 6.45$  мкм) много лучше, чем разрешение достаточное для определения размеров пучка.

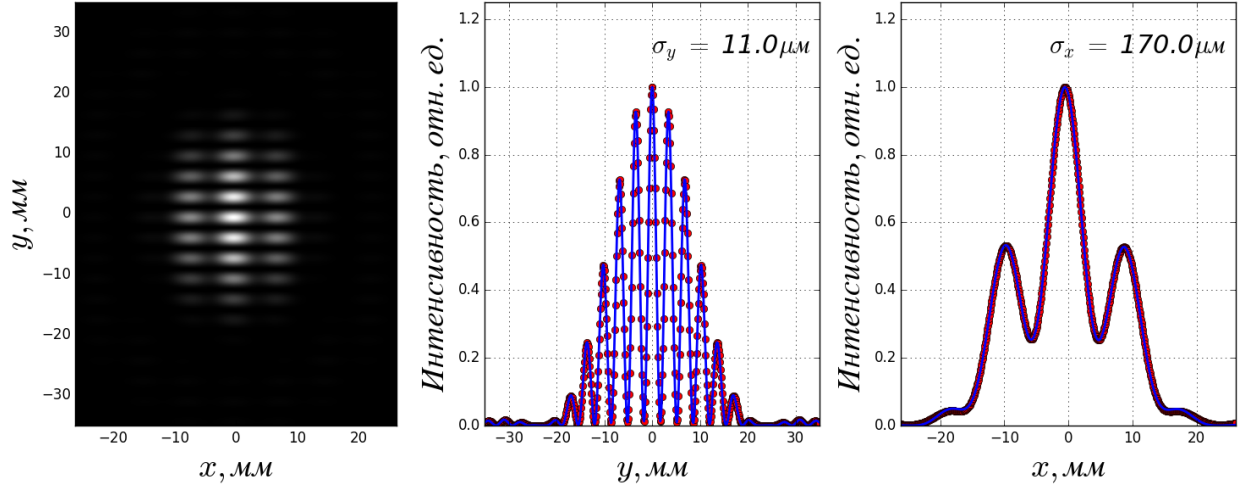


Рис. 2.11 – Промоделированная интерференционная картина. Красные точки - данные моделирования, синяя линия - аппроксимация формулой 2.8.

Точно такое же моделирование было произведено для прямоугольных апертур, и по результатам была выбрана геометрия, немногим отличающаяся от круглых апертур:  $D_x = 7$  мм,  $D_y = 20$  мм,  $a_x = 2$  мм,  $a_y = 2$  мм.

## 2.6 Оценка интенсивности интерферограммы

SRW имеет один небольшой минус - пакет не обеспечивает расчет интенсивности СИ в абсолютных единицах. Об этом говорит то, что по итогам расчетов интенсивность картины от одного электрона может быть точно такой же как от пучка. Поэтому, рассчитав геометрию щелей, перейдем к оценке интенсивности СИ при данной геометрии. Для этого нужно знать еще несколько параметров накопительного кольца PETRA III, они представлены в таблице 2.2.

Выход фотонов в секунду в плоскости, перпендикулярной орбите, определяется из известного спектрально-углового распределения мощности СИ для одного электрона на орбите [64]:

$$\frac{dP}{d\omega d\psi} = \frac{3\alpha\hbar c}{4\pi^2 R_{orb}} \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2 \gamma_L^2 (1 + \gamma_L^2 \psi^2) \left[ K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma_L^2 \psi^2}{1 + \gamma_L^2 \psi^2} K_{1/3}^2(\xi) \right], \quad (2.23)$$

где  $\psi$  - вертикальный угол,  $\omega_c$  - характерная частота спектра,  $\xi = \frac{\omega}{2\omega_c} [1 + \gamma_L^2 \psi^2]^{3/2}$ , а  $K_{1/3}(\xi)$  и  $K_{2/3}(\xi)$  - модифицированные функции Бесселя.

Таблица 2.2 – Параметры накопительного кольца РЕТРА III.

| Параметр   | Значение          |
|--|-------------------|
| Энергия электронов ( $E_e$ )                       | 6.01 ГэВ          |
| Радиус орбиты в поворотном магните ( $R_{orb}$ )   | 191.73 м          |
| Средний ток пучка ( $I_b$ )                        | 100 мА            |
| Характерная энергия фотонов СИ ( $\hbar\omega_c$ ) | $\approx 2.5$ кэВ |
| Лоренц-фактор ( $\gamma_L$ )                       | $1.18 \cdot 10^4$ |

Интенсивность излучения в оптическом диапазоне на пучке СИ накопителя РЕТРА III заметно подавлена, поэтому для разработки интерферометра необходимо оценить выход фотонов для длины волны  $\lambda_0 = 450$  нм и полосы фильтра  $\Delta\lambda_0 = 10$  нм. Зависимость интенсивности СИ от вертикального угла (в плоскости, перпендикулярной орбите) приведена на рисунке 2.12 для  $\lambda_0 = 450$  нм. Для апертуры диаметром  $2a$  угловой захват можно оценить как  $\Delta\psi = 2a/R_0$  (показан штриховыми линиями для  $a = 1.75$  мм и  $R_0 = 14.2$  м). Таким образом, эффективность вертикальной апертуры ( $f_\psi$ ) можно оценить как:

$$f_\psi = \frac{\int_{(0.5D_y-2a)/2R_0}^{(0.5D_y+2a)/2R_0} \frac{dP}{d\omega d\psi} d\psi}{\int_0^\pi \frac{dP}{d\omega d\psi} d\psi} \approx 0.23 . \quad (2.24)$$

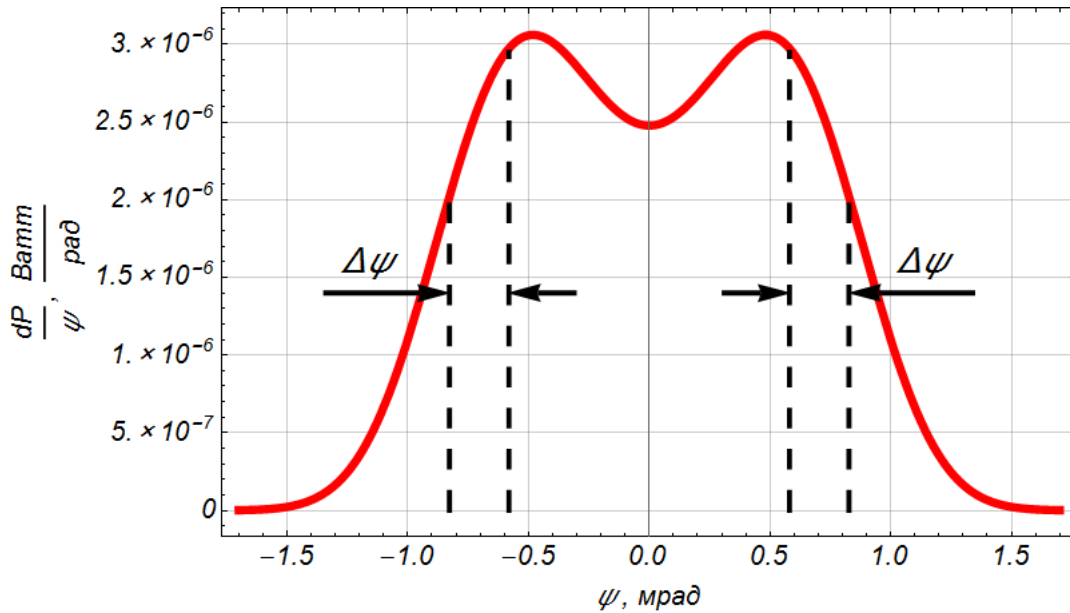


Рис. 2.12 – Зависимость интенсивности СИ от вертикального угла.

Интенсивность фотонов СИ, испущенных в секунду в единицу телесного угла в диапазоне энергий  $\Delta\omega_0/\omega_0 = 0.1$  %, определяется формулой [66]:

$$I[\text{фот/сек мrad}^2 0.1\%bw] = 2.46 \cdot 10^{10} I_b[\text{мА}] E_e[\text{ГэВ}] G_1(\omega_0/\omega_c) , \quad (2.25)$$

где функция  $G_1(\omega_0/\omega_c)$  определена следующим выражением:

$$G_1(\omega_0/\omega_c) = \frac{\omega_0}{\omega_c} \int_{\omega_0/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(y) dy . \quad (2.26)$$

В случае накопительного кольца PETRA III и моделируемого интерферометра  $\omega_c \approx 3.797 \cdot 10^{18}$  рад/с, а  $\omega_0 \approx 4.188 \cdot 10^{15}$  рад/с. Тогда  $\omega_0/\omega_c = 1.1 \cdot 10^{-3}$  и  $G_1(\omega_0/\omega_c) \sim 0.2$ .

Выход фотонов в секунду в заданную апертуру оценивается из формул 2.23 и 2.25:

$$\Delta N_{\Phi} \approx I \Delta \Omega \approx I \left( \frac{\pi a^2}{R_0^2} \right) , \quad (2.27)$$

имея четыре апертуры с параметрами  $a = 1.75$  мм и  $R_0 = 14.2$  м, получим  $\Delta N_{\Phi} \approx 5 \cdot 10^5$  ф/сек.

Полученная оценка позволяет выбирать время экспозиции для одновременного измерения параметров  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$ .

## 2.7 Моделирование новых методов в интерферометрии синхротронного излучения

### 2.7.1 Принцип метода «затемнения»

Как уже было сказано во вступлении, интерферометр синхротронного излучения позволяет использовать оптический диапазон излучения для диагностики поперечного профиля, и достичь при этом разрешения в несколько мкм, тогда как другие средства диагностики, использующие оптический диапазон, позволяют измерять пучки более 10 мкм. Однако, по мере развития ускорительных технологий пучки становятся все меньше и меньше, поэтому, если есть возможность улучшить разрешение, то её надо использовать.

Одним из вариантов развития событий является уменьшение количества оптических элементов или их замена, к примеру, простых линз на фокусирующие зеркала. Таким образом можно в той или иной мере уменьшить размытие интерференционной картины, что приведет к меньшей погрешности и возможности измерить меньший размер. Основной вопрос в таком случае - «В какой степени поможет такой вариант?». Чем лучше качество оптики, тем больше её стоимость. Однако для обоснования затрат необходимо заранее иметь доказательные материалы.

Другой вариант - применение так называемого метода «затемнения» (англ. intensity imbalance technique), описанного в работе [42]. Допустим, мы имеем пучок размером менее 3-4 мкм, тогда минимумы интерферограммы находятся на уровне фона ССD-камеры, который и задает предел измерений. Таким образом, получается, что надо каким-либо способом искусственно «вытащить» минимумы из фона. Именно это и осуществляет метод «затемнения».

Вернемся к формуле 2.8. Ранее, аппроксимируя этой формулой интерферограмму, мы получали степень когерентности  $\gamma$ , которая, в силу действия теоремы Ван Циттерта-Цернике, равна функции «видности». Однако, это верно только в случае, если интенсивность СИ в обеих апертурах (пока рассмотрим случай 1-D интерферометра) одинакова, ибо степень когерентности и функция «видности»  $V$  связаны выражением:

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma|, \quad (2.28)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  - интенсивности СИ в апертуре 1 и 2 соответственно. По итогам аппроксимации мы изначально получаем функцию «видности» и только потом, при условии равенства  $I_1 = I_2$ , мы имеем  $V = |\gamma|$ . Именно поэтому мы говорили, что находим степень когерентности из аппроксимации. В итоге, получается, что немаловажен коэффициент  $K = I_1/I_2$ , более того, он является основой методики затемнения.

Но что произойдет если интенсивность СИ в одной апертуре будет отличаться от интенсивности во второй? Приведем результаты интерферограмм из работы [42], они показаны на

рисунке 2.13. На этом рисунке слева продемонстрирована интерференционная картина при одинаковой интенсивности СИ апертур, а справа - для интенсивности СИ в одной апертуре в 5 раз больше чем в другой. Видно, что минимумы интерферограммы стали выше и значения степени когерентности отличаются. Такого эффекта авторы добились установкой нейтрального светофильтра на одну из апертур. Хотя, здесь тоже есть небольшая проблема: если просто установить фильтр позади одной из щелей, то после прохождения этого фильтра фаза СИ от этой апертуры будет отличаться от фазы другой апертуры, что приведет к потере интерференции. Поэтому фильтр должен быть изготовлен так, чтобы он был расположен позади обеих апертур, но с одной стороны пропускал меньше света, при идентичной фазовой задержке для обоих лучей.

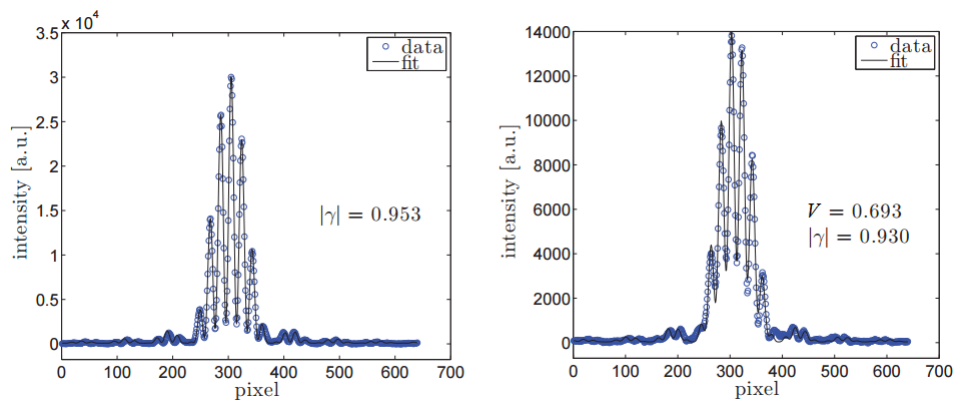


Рис. 2.13 – Влияние метода затемнения. Слева интенсивности апертур равны, справа - отличаются в 5 раз.

Таким образом, точно зная коэффициент пропускания светофильтра и аппроксимируя интерференционную картину формулой 2.8, можно вычислить степень когерентности по формуле 2.28, после чего, по стандартной процедуре получить размер сгустка.

Данный метод повышает стабильность интерферометра и снижает порог минимального размера. Используя такой метод, был измерен пучок размером 2.6 мкм [42].

Другой интересный вопрос, касательно данной методики, возникает, если принять к сведению, что невозможно поставить апертуры идеально симметрично относительно оси интерферометра. Из-за этого получается, что затемнение, хоть и в небольшой степени, присутствует практически всегда. Более наглядно это демонстрирует график, представленный на рисунке 2.12: если на этом графике сдвинуть обе апертуры (штрихованные линии) влево или вправо, то очевидно, что интенсивность СИ в них будет отличаться. Для оценки влияния такого рода неидеальности интерферометра было проведено моделирование зависимости измеренного размера от коэффициента затемнения  $K$ . Здесь стоит уточнить, что в данном моделировании мы меняем интенсивность СИ в одной из двух апертур, но размер высчитываем как будто никакой разницы интенсивностей нет, то есть функция «видности» равна степени когерентности. График зависимости представлен на рисунке 2.14.

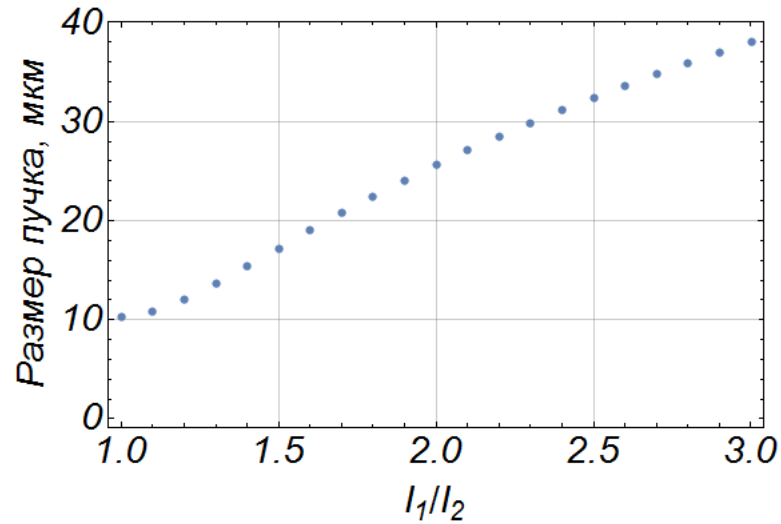


Рис. 2.14 – Зависимость размера от отношения интенсивностей апертур.

Из этого графика видно, что уже при отношении интенсивностей апертур  $K = 1.1 \div 1.2$  имеется увеличение размера до 10%. Поэтому необходимо рассчитать на сколько можно сдвинуть апертуры относительно оси интерферометра, не выйдя при этом за пределы отношения  $K = 1.1$ . Оказалось, что в нашем случае необходимо сдвинуть апертуры более чем на 5 мм, чтобы добиться такого отношения интенсивностей. Из этого следует, что смещением апертур порядка 1-2 мм (видимое глазом) можно спокойно пренебречь.

### 2.7.2 Моделирование метода «затемнения» для 2-D интерферометра

Описанная выше методика затемнения была реализована только для 1-D интерферометра, поэтому прежде чем тестировать её на разработанном, 2-D интерферометре, она была промоделирована в пакете SRW. Исходя из размеров пучка PETRA III ясно, что затемнение надо делать изначально в вертикальном направлении. На рисунке 2.15 более темные апертуры - затемненные.

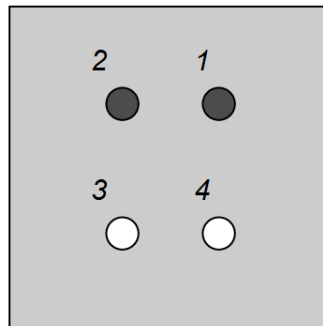


Рис. 2.15 – Схема затемнения апертур.

Если раньше интенсивность СИ всех щелей равнялась  $I_1 = I_2 = I_3 = I_4 = I$ , то теперь  $I_1 = I_2 = I/K$ , а  $I_3 = I_4 = I$ , где  $K$  - коэффициент затемнения или коэффициент пропускания

фильтра. Тогда по формуле 2.28  $|\gamma_y| = V_y \frac{(1+\rho_y)}{2\sqrt{\rho_y}}$  - в случае вертикальной интерференции и  $|\gamma_x| = V_x$  - в случае горизонтальной интерференции ( $K_x = 1$ ), где  $\rho_y = \frac{I_3+I_4}{I_1+I_2} = 1/K_y$ . На рисунке 2.16 показаны: интерференционная картина, её проекции, функции аппроксимации и восстановленные размеры (для пучка  $\sigma_x = 174$  мкм,  $\sigma_y = 10$  мкм). Точно такой же результат получается при других  $K_y$ .

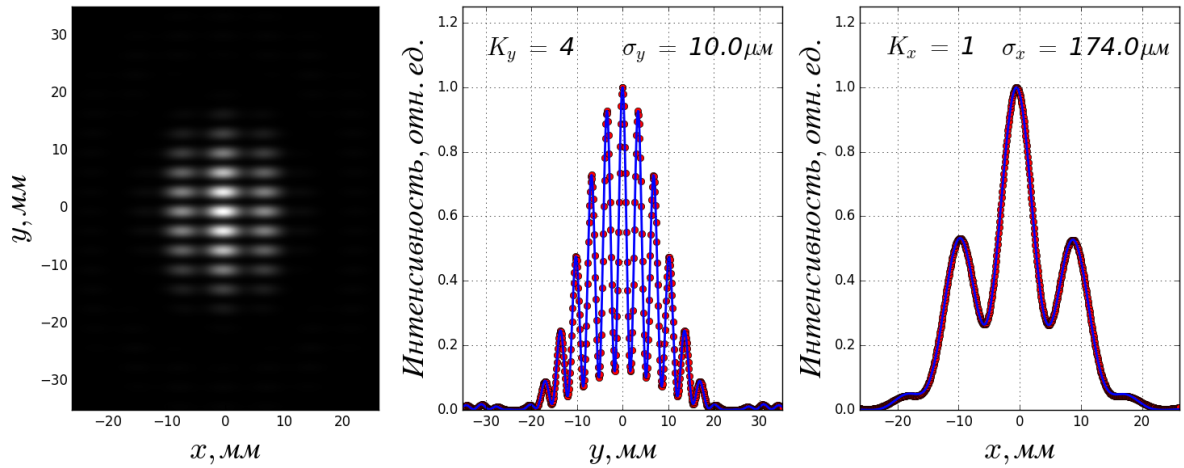


Рис. 2.16 – Интерференционная картина, ее проекции и аппроксимация при  $K_y = 4$  и  $K_x = 1$ .

После моделирования затемнения в вертикальном направлении была проделана аналогичная процедура для горизонтального размера. Моделировалось затемнение апертур 1 и 4 (см. рисунок 2.15). Результат моделирования показан на рисунке 2.17.

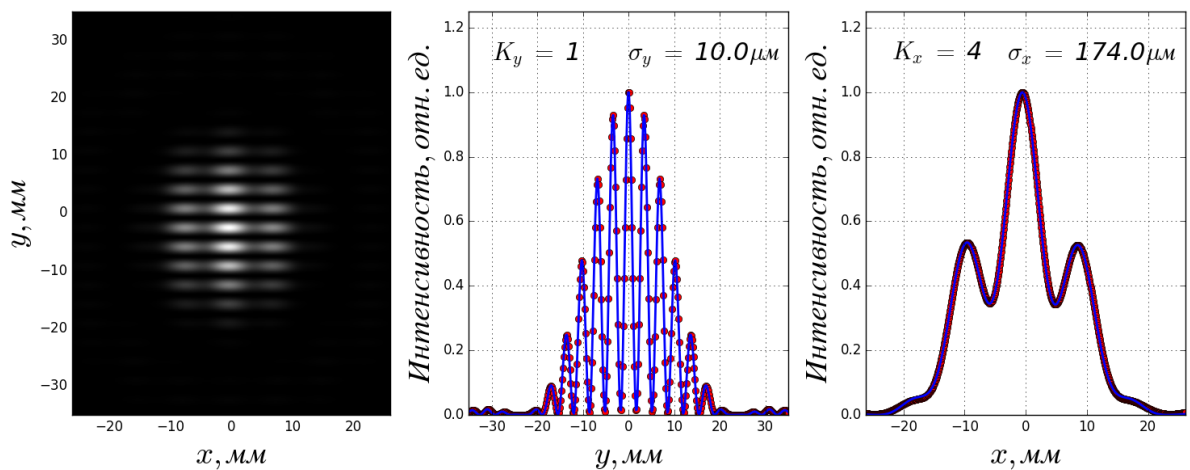


Рис. 2.17 – Интерференционная картина, ее проекции и аппроксимация при  $K_x = 4$  и  $K_y = 1$ .

Далее возник вопрос о возможности затемнения в обоих направлениях. Очевидно, что нельзя просто наложить два фильтра один на другой, повернув их на  $90^\circ$  относительно друг друга. В таком случае будет три разных интенсивности. Чтобы избежать эффектов, связанных с этим фактом, было предложено закрыть одну из апертур как показано на рисунке 2.18.



При этом  $\rho_y = (I_3 + I_4)/(I_1 + I_2) = (2I)/(I) = 2$  и  $\rho_x = (I_1 + I_4)/(I_2 + I_3) = 2$ . Получается затемнение с коэффициентом 2 в обоих направлениях.

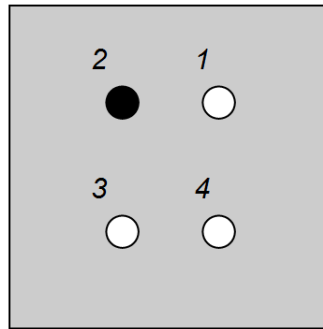


Рис. 2.18 – Схема затемнения апертур.

Интерференционная картина, ее проекции и аппроксимация при закрытии одной из апертур показаны на рисунке 2.19. Интересно, что максимумы интерференции стали «наклоненными». Размеры, определенные при таких значениях  $K_x$  и  $K_y$ , не соответствуют заданным. Закрывая одну из апертур мы «убираем» одну из диагональных интерференций (в нашем случае - интерференция между апертурами 2-4). Вторая диагональная интерференция остается и именно она вносит «наклон» в картину.

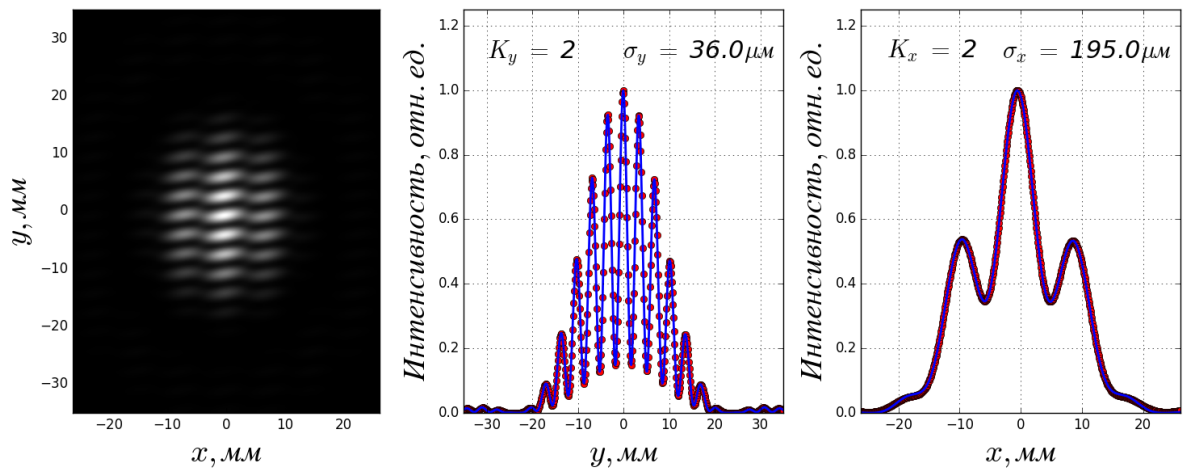


Рис. 2.19 – Интерференционная картина, промоделированная в SRW, ее проекции и аппроксимация при одной закрытой апертуре ( $K_x = 2$  и  $K_y = 2$ ).

Для проверки используемого алгоритма была выведена точная формула для трех апертур, которая сводится к вычислению суммы из формулы 2.17, но не для четырех апертур с координатами  $(D_x/2, D_y/2)$ ,  $(D_x/2, -D_y/2)$ ,  $(-D_x/2, D_y/2)$ ,  $(-D_x/2, -D_y/2)$ , а только трех

из них. В результате была получена формула:

$$\begin{aligned} \tilde{I}(x, y) = I_0 & \left( \frac{J_1\{(\pi d/\lambda_0)[(x/R + x_0/R_0)^2 + (y/R + y_0/R_0)^2]^{1/2}\}}{(\pi d/\lambda_0)[(x/R + x_0/R_0)^2 + (y/R + y_0/R_0)^2]^{1/2}} \right)^2 \\ & \left( \frac{3}{2} + V_{14} \cos \left[ \frac{2\pi D_y}{\lambda_0} \left( \frac{y}{R} + \frac{y_0}{R_0} \right) \right] + V_{34} \cos \left[ \frac{2\pi D_x}{\lambda_0} \left( \frac{x}{R} + \frac{x_0}{R_0} \right) \right] + \right. \\ & \left. V_{13} \cos \left[ \frac{2\pi D_x}{\lambda_0} \left( \frac{x}{R} + \frac{x_0}{R_0} \right) + \frac{2\pi D_y}{\lambda_0} \left( \frac{y}{R} + \frac{y_0}{R_0} \right) \right] \right). \end{aligned} \quad (2.29)$$

Из этой формулы выделим горизонтальную и вертикальную функции интерференции при  $(x_0 = 0, y_0 = 0)$ :

$$\begin{aligned} \tilde{I}(x) &= I_0 \left( \frac{J_1 \left( \frac{\pi dx}{\lambda_0 R} \right)}{\frac{\pi dx}{\lambda_0 R}} \right)^2 \left( \frac{3}{2} + \cos \left[ \frac{2\pi x D_x}{\lambda_0 R} \right] (V_{34} + V_{13}) \right), \\ \tilde{I}(y) &= I_0 \left( \frac{J_1 \left( \frac{\pi dy}{\lambda_0 R} \right)}{\frac{\pi dy}{\lambda_0 R}} \right)^2 \left( \frac{3}{2} + \cos \left[ \frac{2\pi y D_y}{\lambda_0 R} \right] (V_{14} + V_{13}) \right). \end{aligned} \quad (2.30)$$

Получается, что обе проекции зависят не только от степени когерентности в собственном направлении, но так же и от степени когерентности друг друга. Это делает невозможным такое восстановление размера. На рисунке 2.20 показана интерференционная картина и её проекции, аппроксимированные, как и в случае моделирования в SRW, «обычной» формулой. Результаты практически не отличаются.

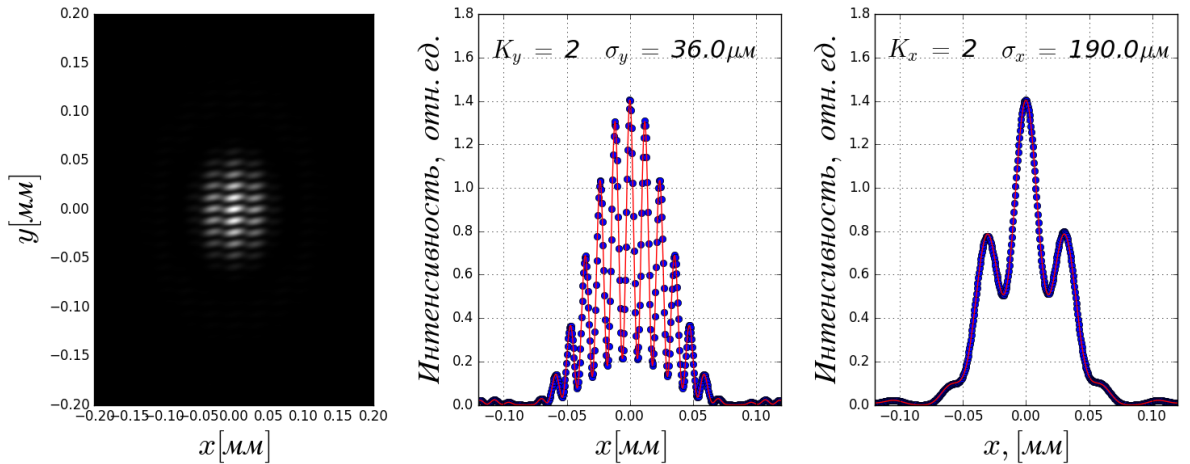


Рис. 2.20 – Интерференционная картина, рассчитанная по формуле 2.29, ее проекции и аппроксимация при одной закрытой апертуре ( $K_x = 2$  и  $K_y = 2$ ).

Далее было произведено моделирование зависимостей полученных из интерференции размеров от заданного размера и расстояния между апертурами.

На рисунке 2.21 показаны зависимости полученного из моделирования вертикального и горизонтального размера от заданного. Данный рисунок демонстрирует ситуацию, когда изменялся только вертикальный размер, однако его изменение влияет и на полученный

горизонтальный размер, при том, что заданный горизонтальный размер был постоянным = 174 мкм. Результаты точно такого же моделирования, но с переменным горизонтальным заданным размером показано на рисунке 2.22. Из этого рисунка видно обратное действие - изменение заданного горизонтального размера ведет к изменению полученного вертикального.

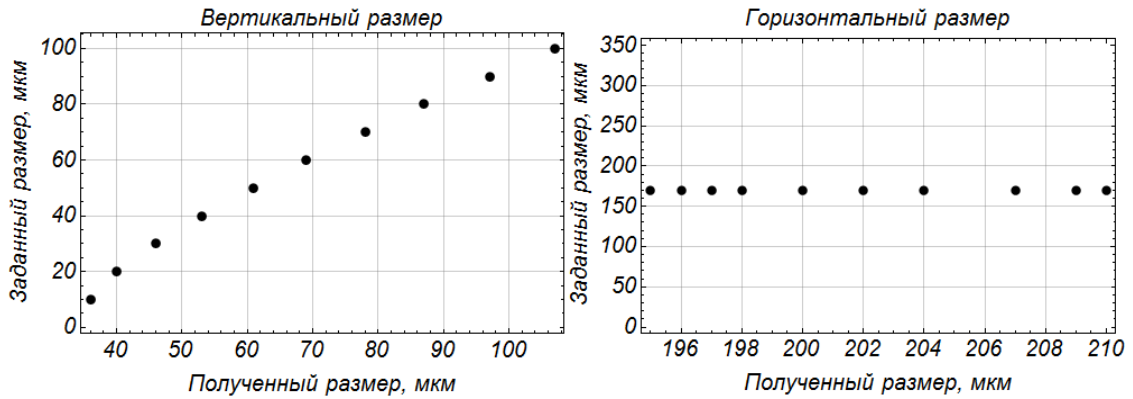


Рис. 2.21 – Зависимость полученного размера от заданного.

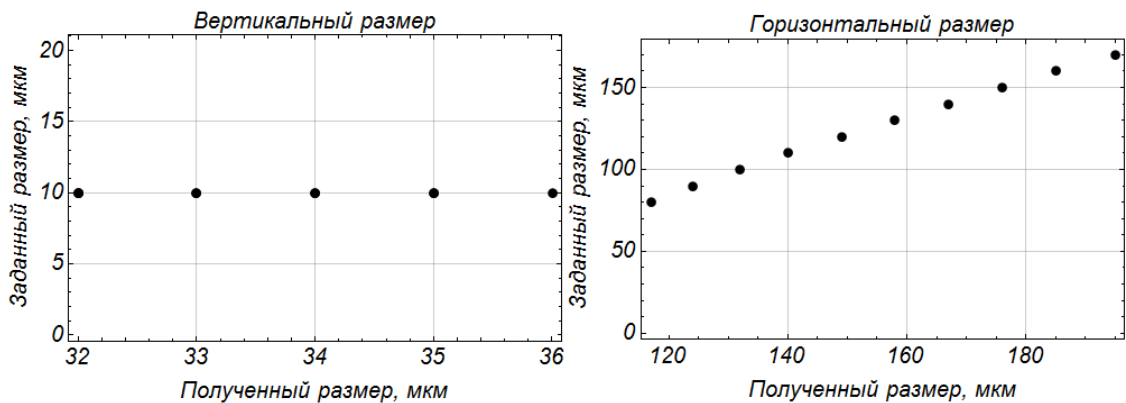


Рис. 2.22 – Зависимость полученного размера от заданного.

Изменяя расстояния между апертурами по горизонтали ( $D_x$ ) и вертикали ( $D_y$ ) были получены зависимости, показанные на рисунках 2.23 и 2.24. Видно, что изменение  $D_x$  влияет на оба размера, однако изменение  $D_y$  влияет только на вертикальный размер. Это происходит из-за того, что вертикальный размер много меньше горизонтального, поэтому влияние не ощутимо. Из рисунков 2.21, 2.22, 2.23 и 2.24 можно сделать вывод, что формула 2.29 верна, так как из нее следует, что полученный размер в одном направлении зависит от второго направления.

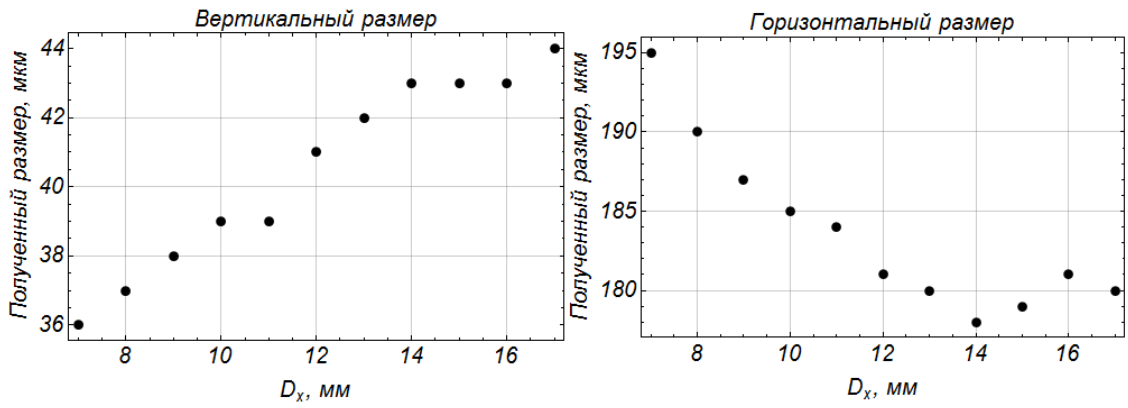


Рис. 2.23 – Зависимость полученного размера от расстояния между апертурами по горизонтали.

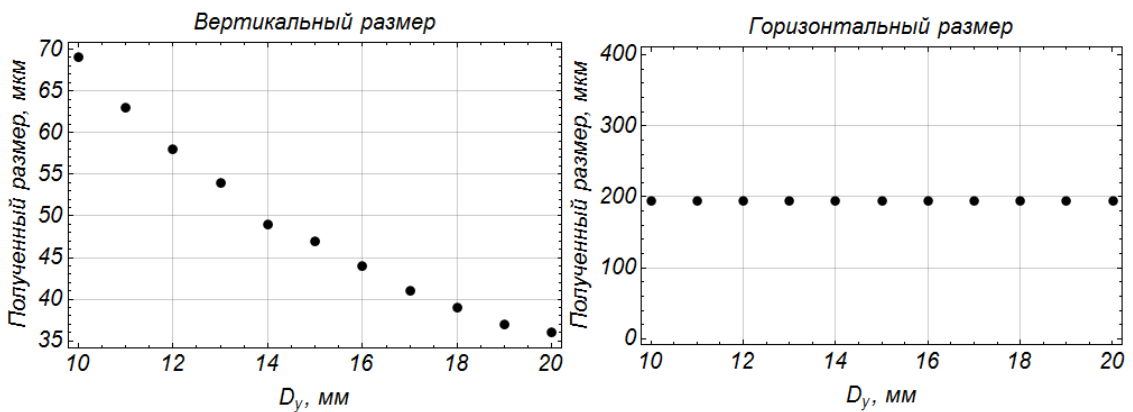


Рис. 2.24 – Зависимость полученного размера от расстояния между апертурами по вертикали.

По итогам моделирования техники затемнения можно сказать, что метод должен работать в одном направлении, а обработка интерферограммы при затемнении сразу в двух направлениях показывает, что необходимо развивать и использовать более совершенную математическую модель.

### 2.7.3 Метод реконструкции полного профиля пучка при помощи вращения апертур и его моделирование

В работах [79, 80] описана методика поворота апертур относительно оси интерферометра для точной реконструкции поперечного профиля пучка. На рисунке 2.25 показана схема поворота апертур. Штрихованной кривой схематически изображен пучок. Левый рисунок изображает, исходную геометрию апертур относительно оси интерферометра и пучка, тогда как правый - повернутую. Черные стрелки демонстрируют размеры, которые будут измерены в данном положении апертур. То есть, поворачивая апертуры, можно реконструировать полный профиль пучка. Однако, эта методика проверена только для 1-D интерферометра.

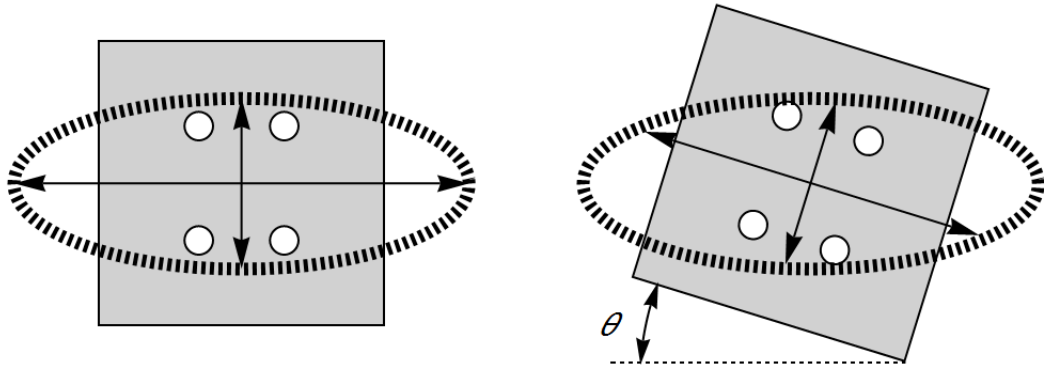


Рис. 2.25 – Схема поворота апертур.

В работе [79] авторы показали, что зависимость полученного размера от угла поворота апертур дается формулой:

$$\sigma(\theta) = \sqrt{\sigma_x^2 \cos^2(\theta + \Phi) + \sigma_y^2 \sin^2(\theta + \Phi)}, \quad (2.31)$$

где  $\theta$  - угол поворота апертур, а  $\Phi$  - угол поворота пучка, в нашем случае равен 0. Эта зависимость подтверждена авторами экспериментально и показана на рисунке 2.26. Черными точками показаны экспериментальные данные, красная кривая - аппроксимация формулой 2.31. Эта зависимость была снята 1-D интерферометром с круглыми апертурами при их повороте на  $200^\circ$  с шагом  $5^\circ$ .

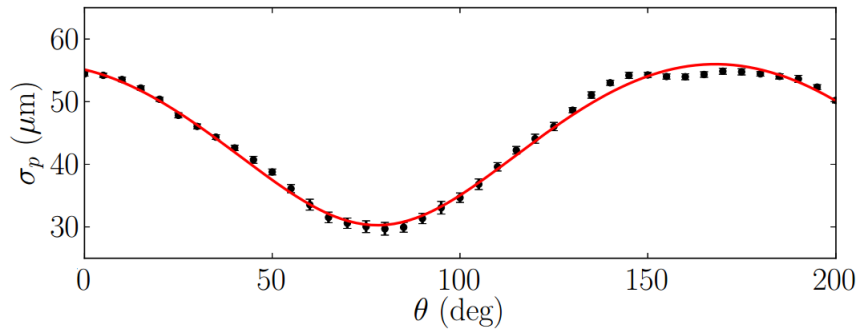


Рис. 2.26 – Зависимость размера от угла поворота апертур, полученная на интерферометре синхротрона ALBA.

Предполагалось, что при помощи 2-D интерферометра возможно восстановить не только горизонтальный и вертикальный размер пучка, но и два диагональных (интерференция в направлении апертур 1-3 и 2-4 см. рисунок 2.18). При такой возможности, можно было бы один раз промерить весь профиль пучка, чтобы аппроксимировать его формулой 2.31, а потом, зная четыре размера при каждом измерении, сразу судить о профиле пучка. Но промоделировав восстановление диагональных размеров, стало ясно, что 2-D интерферометр позволяет извлечь только два размера - горизонтальный и вертикальный, точнее говоря, размеры в на-

правлениях апертур 1-2, 3-4 и 1-4, 2-3. Рисунок 2.27 показывает результаты этого моделирования. Белые линии на интерферограмме - диагональные «проекции», аппроксимированные справа. Видно, что размер по этим интерферограммам восстановлен неверно, ибо диагональ наклонена под углом  $\approx 20^\circ$  к вертикальному направлению, а разницы между вертикальным и диагональным размером практически нет. К тому же, по отклонению аппроксимации от данных моделирования, видно, что формула 2.8 не подходит для интерференции по диагонали, что вполне согласуется с формулой 2.21.

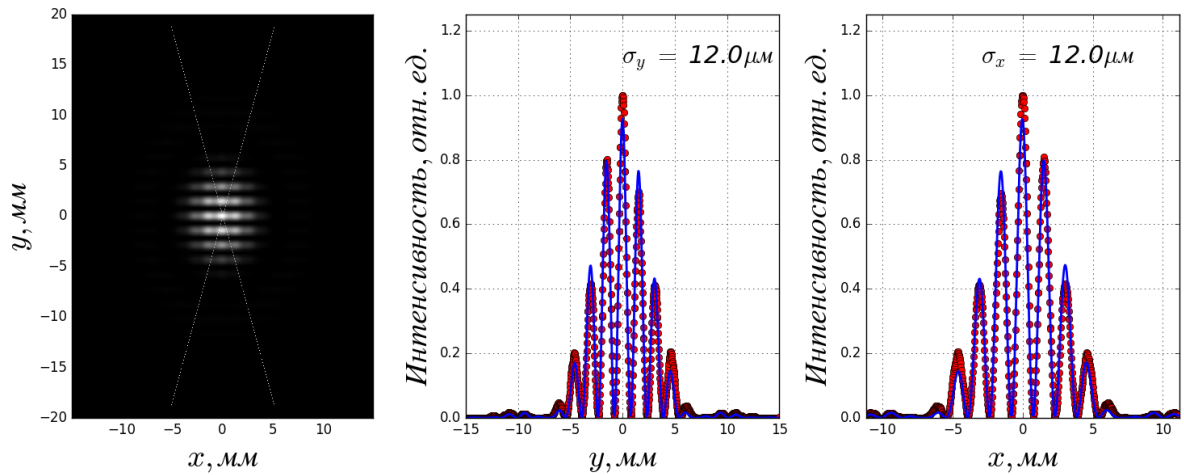


Рис. 2.27 – Моделирование восстановления диагональных размеров.

Несмотря на результаты моделирования измерения диагонального размера, далее был промоделирован поворот апертур 2-D интерферометра для реконструкции поперечного профиля пучка. На рисунке 2.28 представлен внешний вид интерферограммы при повернутых на  $30^\circ$  щелях. Белыми линиями, как и в предыдущем случае, на интерферограмме показаны «проекции», аппроксимированные справа.

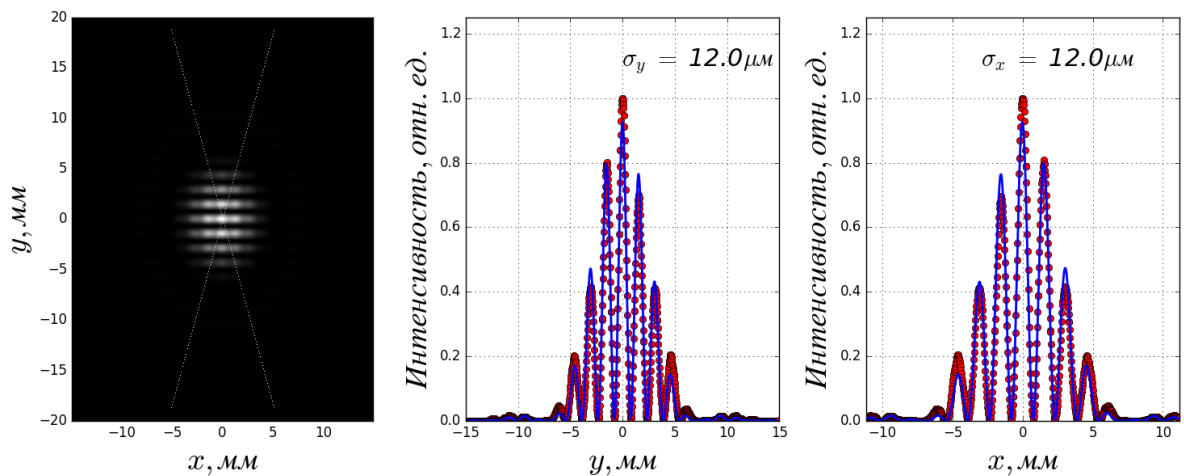


Рис. 2.28 – Пример интерференционной картины и ее аппроксимации при повороте апертур на угол  $30^\circ$ .

Далее была промоделирована зависимость полученного размера от угла поворота апертур 2-D интерферометра. Угол изменялся от  $-20^\circ$  до  $110^\circ$  с шагом  $5^\circ$ . График зависимости представлен на рисунке 2.29. Здесь точки - результат моделирования, линия - аппроксимация формулой 2.31. На рисунке зависимость построена от  $-20^\circ$  до  $200^\circ$ , хотя говорилось, что моделирование было сделано от  $-20^\circ$  до  $110^\circ$ . Это следует из того, что в случае 2-D интерферометра мы по сути получаем сразу два размера, повернутых под углом  $90^\circ$  относительно друг друга. Из этого графика очевидно, что формула 2.31 не подходит для такой аппроксимации, однако, судя по рисунку 2.26, который был проверен экспериментально в работе [79], формула 2.31 работает только в случае 1-D интерферометра. Поэтому было решено промоделировать поворот апертур 1-D интерферометра.

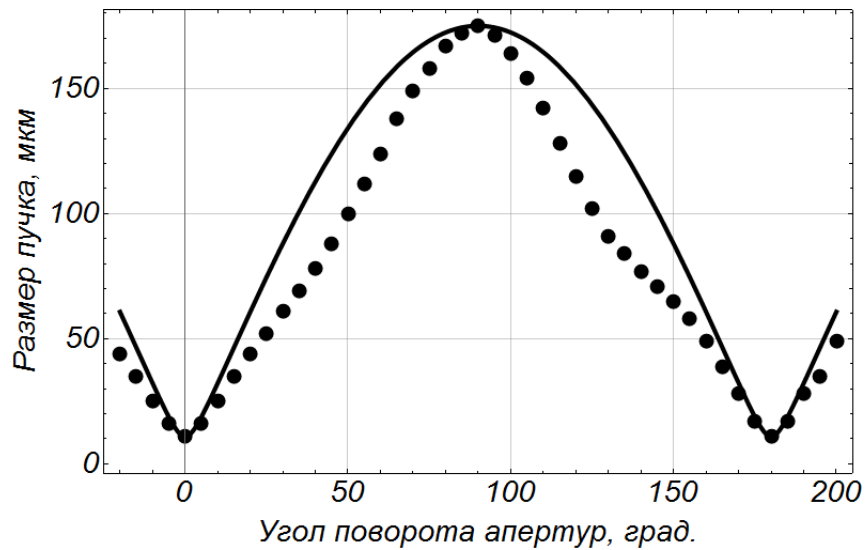


Рис. 2.29 – Зависимость полученного размера от угла поворота апертур 2-D интерферометра, полученная при помощи моделирования в SRW.

Для проверки результата моделирования поворота апертур 2-D интерферометра была выведена точная формула интенсивности интерферограммы для случая, когда пучок повернут под углом  $\theta$  относительно апертур. Формула выводится по аналогии с формулой 2.21, поэтому полного вывода приводить здесь не будем. Скажем только, что так как угол  $\theta$  в данном случае не равен нулю, тогда коэффициенты  $a$ ,  $b$  и  $c$  из 2.20 принимают свою полную форму:

$$\begin{aligned}
 a &= \left( \frac{\cos \theta}{\sigma_x} \right)^2 + \left( \frac{\sin \theta}{\sigma_y} \right)^2, \\
 b &= \left( \frac{\sin \theta}{\sigma_x} \right)^2 + \left( \frac{\cos \theta}{\sigma_y} \right)^2, \\
 c &= (\sigma_x^{-2} - \sigma_y^{-2}) \sin(2\theta).
 \end{aligned}$$

Тогда формула для случая круглых апертур 2-D интерферометра принимает вид:

$$\begin{aligned} \tilde{I}(x, y) = I_0 \left( \frac{J_1 \left( \frac{\pi d}{\lambda_0 R} \sqrt{x^2 + y^2} \right)}{\frac{\pi d}{\lambda_0 R} \sqrt{x^2 + y^2}} \right)^2 & \left\{ 1 + V_{12} \cos \left[ \frac{2\pi D_x}{\lambda_0 R} x \right] + V_{14} \cos \left[ \frac{2\pi D_y}{\lambda_0 R} y \right] + \right. \\ & \frac{V_{12} V_{14}}{2} \left( \exp \left[ \frac{2c K_x K_y}{4ab - c^2} \right] \cos \left[ \frac{2\pi D_x}{\lambda_0 R} x + \frac{2\pi D_y}{\lambda_0 R} y \right] + \right. \\ & \left. \left. \exp \left[ \frac{-2c K_x K_y}{4ab - c^2} \right] \cos \left[ -\frac{2\pi D_x}{\lambda_0 R} x + \frac{2\pi D_y}{\lambda_0 R} y \right] \right) \right\}, \end{aligned} \quad (2.32)$$

где  $K_x = \frac{2\pi D_x}{\lambda_0 R_0}$ , а  $K_y = \frac{2\pi D_y}{\lambda_0 R_0}$ . В результате была произведена аналогичная моделированию процедура: по формуле 2.32 вычислялась интерференционная картина при различных углах поворота электронного пучка, после чего из этой картины вычислялся размер пучка при помощи аппроксимации горизонтальной и вертикальной проекции формулой 2.8. Результат зависимости полученного размера от угла поворота пучка (апертур) представлен на рисунке 2.30. Видно, что результаты моделирования и формулы согласуются.

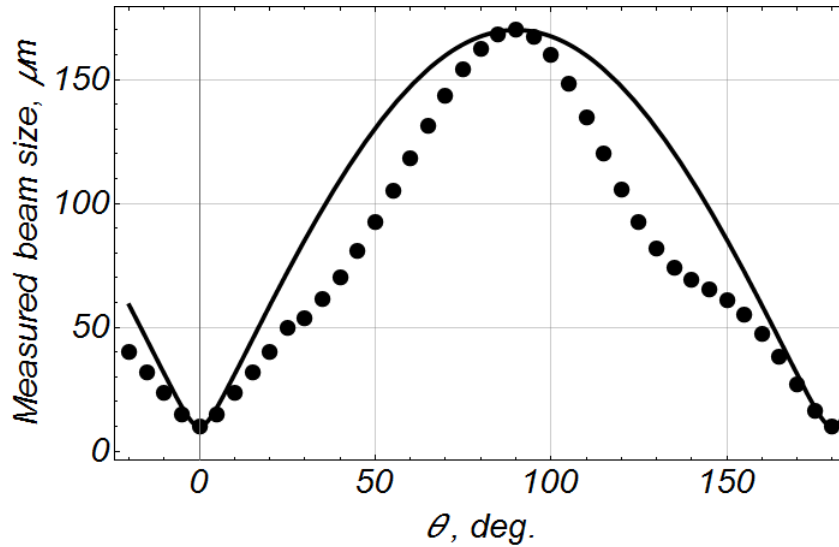


Рис. 2.30 – Зависимость полученного размера от угла поворота апертур 2-D интерферометра, полученная при помощи формулы 2.32.

Далее в SRW был промоделирован случай поворота апертур 1-D интерферометра. Результат моделирования показан на рисунке 2.31. Это моделирование показывает, что пакет SRW работает верно, в согласии с результатами, полученными в работе [79].

Так как мы убедились в правильности работы библиотеки SRW и формулы 2.32, то стало понятно, что формула 2.8 не подходит для аппроксимации интерферограммы при повороте апертур. Поэтому из формулы 2.32 была получена новая формула для аппроксимации



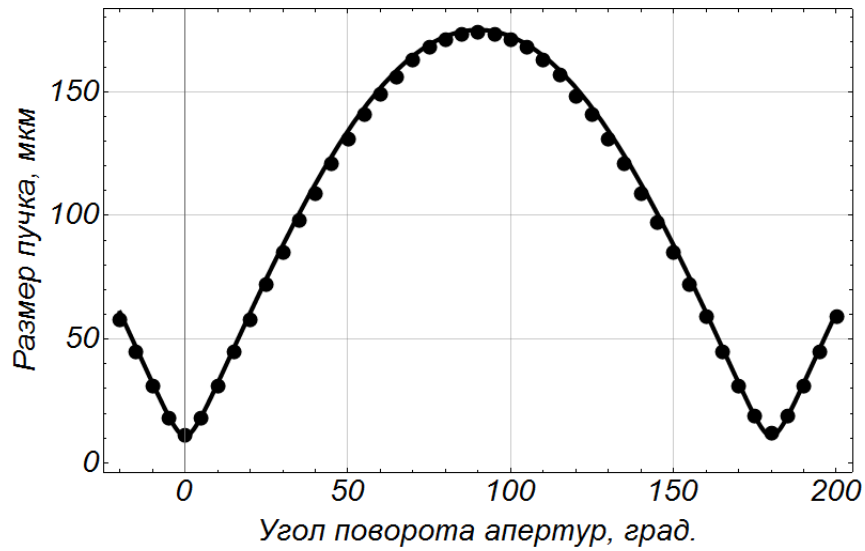


Рис. 2.31 – Зависимость полученного размера от угла поворота апертур 1-D интерферометра, полученная при помощи моделирования в SRW.

горизонтальной или вертикальной проекции интерферограммы:

$$\begin{aligned} \tilde{I}(x) = I_0 \left( \frac{J_1 \left( \frac{\pi d}{\lambda_0 R} x \right)}{\frac{\pi d}{\lambda_0 R}} x \right)^2 & \left\{ 1 + V_y + V_x \cos \left[ \frac{2\pi D_x}{\lambda_0 R} x \right] + \dots \right. \\ \dots + \frac{V_x V_y}{2} \cos \left[ \frac{2\pi D_x}{\lambda_0 R} x \right] & \left( \exp \left[ \frac{2cK_x K_y}{4ab - c^2} \right] + \exp \left[ \frac{-2cK_x K_y}{4ab - c^2} \right] \right) \left. \right\} \end{aligned} \quad (2.33)$$

Для получения формулы аппроксимации вертикальной проекции необходимо лишь заменить  $x$  на  $y$ ,  $V_x$  на  $V_y$  и  $D_x$  на  $D_y$ . Из данной формулы видно, что проекция в том или ином направлении зависит не только от степени когерентности ( $V$ ) в данном направлении, но также от степени когерентности в перпендикулярном направлении и множителя с суммой экспонент. Получается, что метод поворота щелей требует доработки математической модели реконструкции параметров пучка.

В итоге, исходя из результатов моделирования, было решено экспериментально проверить оба случая (1-D и 2-D интерферометр) на ускорителе PETRA III.

## 2.8 Обсуждение результатов главы

В главе продемонстрированы результаты моделирования, которое было произведено перед проведением сборки и отладки интерферометра синхротронного излучения на ускорителе PETRA III, а так же экспериментальных работ на нем. Исходя из проведенного моделирования можно сделать четыре основных вывода:

1. Интенсивности СИ в случае использования 4 апертур более чем достаточно.
2. Выбрана примерная геометрия апертур 2-D интерферометра.
3. Метод «затемнения» применим для 2-D интерферометра только в одном направлении.
4. Метод поворота апертур 2-D интерферометра для реконструкции полного профиля пучка дает расхождение, с результатами 1-D интерферометра, что не позволяет судить о полном профиле пучка, опираясь на существующие модели реконструкции параметров пучка из полученных интерферограмм.

## Глава 3

# Диагностика поперечных размеров пучка ускорителя PETRA III на основе интерферометра синхротронного излучения

### 3.1 1-D интерферометр накопительного кольца PETRA III.

Во введении упоминалось, что новый, 2-D интерферометр, заменит предыдущий - 1-D интерферометр. Здесь более подробно ознакомимся с недостатками этого интерферометра, которые послужили причиной для его замены.

1-D интерферометр был установлен и принят в работу с 2011 года для измерения вертикального размера пучка. Однако, данная установка обладает несколькими минусами:

1. В данном интерферометре расстояние между источником излучения и апертурами равно примерно 30 м и большая часть этого расстояния находится в тоннеле. Из-за такого большого расстояния наблюдается влияние температуры в тоннеле на полученный размер пучка;
2. Оптическая система интерферометра содержит очень много оптических элементов (3 линзы и 6 зеркал). Это приводит к дополнительной погрешности в измерениях;
3. Интерферометр установлен на место, где изначально располагалась стрик-камера, поэтому нельзя одновременно измерить вертикальный размер пучка и его длину;
4. Основной минус - установка позволяет измерить только вертикальный размер (1-D).

Вышеописанные проблемы послужили для предложения идеи установки нового 2-D интерферометра.

### 3.2 Оптическая система 2-D интерферометра

На рисунке 3.1 показана схема новой установки. Излучение, генерируемое электронным пучком, выводится из вакуумной камеры зеркалом 1, а из тоннеля - зеркалом 2, после этого зеркалом 3 направляется в апертуры. Пройдя апертуры, излучение фокусируется линзой 1 (Borg 50 ED,  $f'=500$  мм фокусное расстояние линзы - 510 мм) в точке, где находится линза 2, необходимая для увеличения изображения. Получившаяся интерферограмма регистрируется CCD-камерой (JAI VM-141GE). В установке используются светофильтры с шириной полосы пропускания FWHM=10 нм, а так же  $\sigma$ -поляризатор (Karl Lambrecht Corporation,

MGT25S20). Расстояние между источником излучения и апертурами  $R_0 = 14.2$  м, что более чем в два раза меньше, чем в предыдущем интерферометре. Также стоит отметить, что сократилось количество элементов оптической системы.

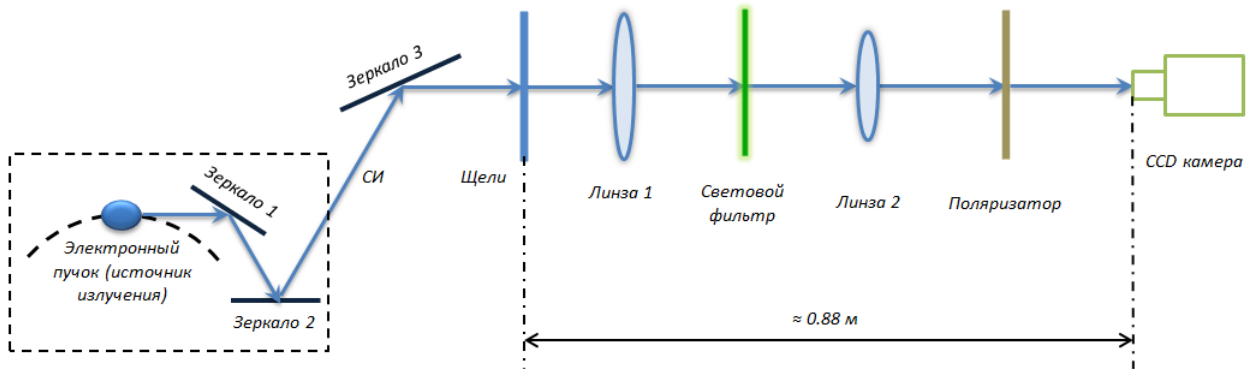


Рис. 3.1 – Схема интерферометра. Штрихованной линией показана та часть интерферометра, которая находится в тоннеле ускорителя.

Внешний вид оптической системы и всех элементов по отдельности, кроме зеркал, показан на рисунке 3.2.

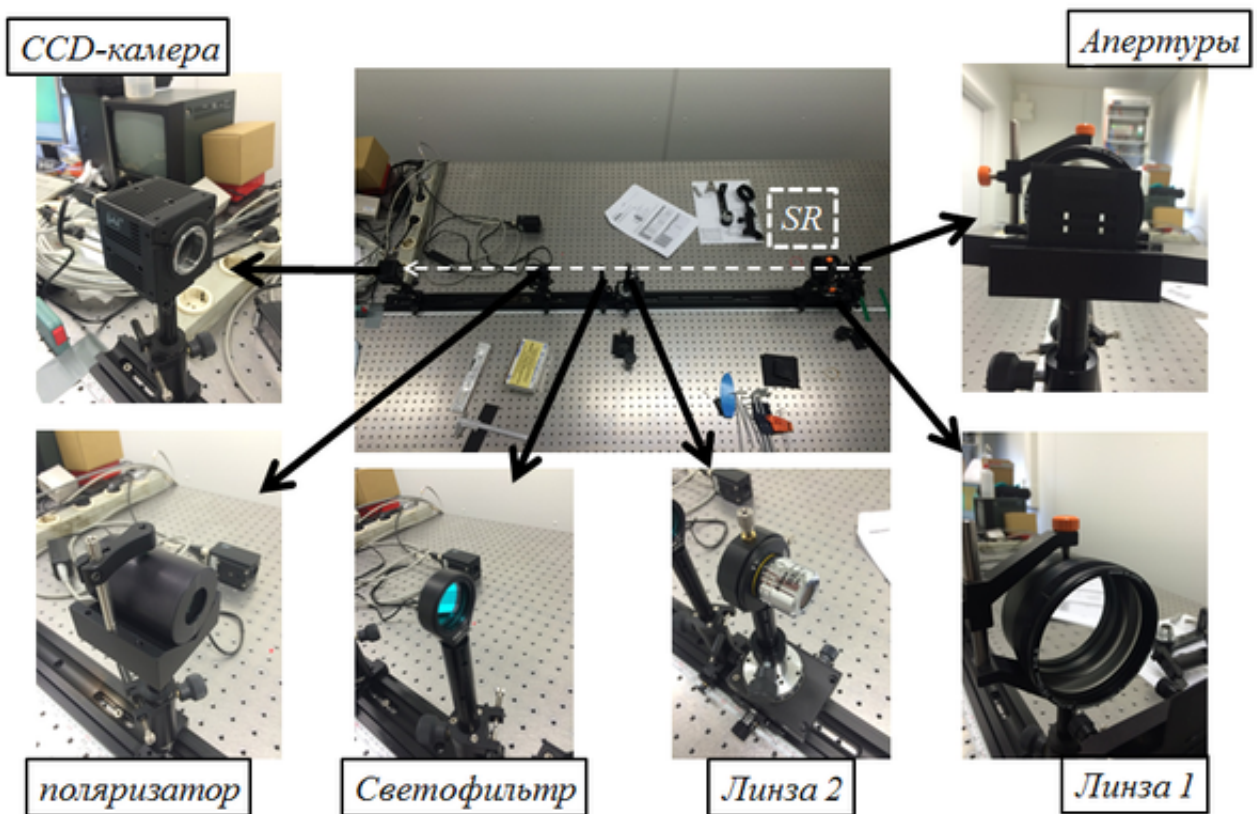


Рис. 3.2 – Внешний вид оптической системы и всех её элементов.

Основные параметры CCD-камеры даны в таблице 3.1, а зависимость чувствительности камеры от длины волны показана на рисунке 3.3. Её подробное описание можно найти по ссылке [81].

Таблица 3.1 – Основные параметры CCD-камеры.

| Параметр              | Значение  |
|-----------------------|---|
| Размер матрицы        | $8.98 \times 6.7$ мм или $1392 \times 1040$ пикс. |
| Размер пикселя        | $6.45 \times 6.45$ $\mu\text{м}$                  |
| Отношение Сигнал/Шум  | $> 58$ dB   |
| Коэффициент усиления  | $-6 \div +24$ dB                                  |
| Напряжение питания    | 12 В DC   |
| Потребляемая мощность | 5.1 Вт  |
| Размер                | $55 \times 55 \times 55$ мм                       |

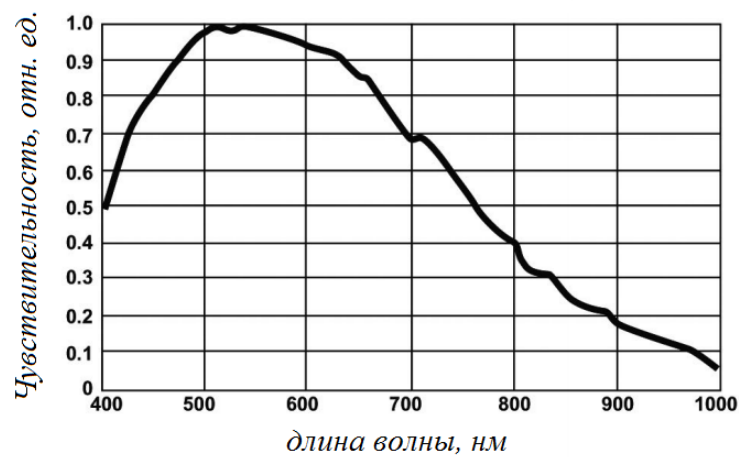


Рис. 3.3 – Зависимость чувствительности CCD-камеры от длины волны.

Для начала было решено собрать и настроить интерферометр с прямоугольными апертурами, по двум причинам. Во-первых, предыдущий интерферометр работает на прямоугольных апертурах, а во-вторых, можно изготовить ряд 1-D прямоугольных апертур разных геометрий и, накладывая их друг на друга, составлять различные 2-D апертуры (см. рисунок 3.4).

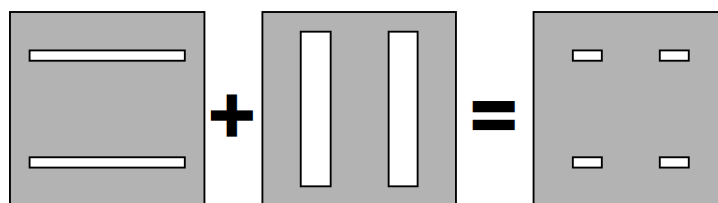


Рис. 3.4 – Составление 2-D геометрии из двух 1-D.

### 3.3 Интерфейс 2-D интерферометра

Для обработки полученной интерференционной картины было написано приложение в лицензионном пакете Matlab© client, приобретенным DESY. Первоначальный интерфейс данного приложения, написанного под прямоугольные апертуры, показан на рисунке 3.5. Приложение получает изображение с CCD-камеры, строит вертикальную и горизонтальную по линиям толщиной в несколько пикселей (пользователь может задать толщину), проходящим через максимум интерферограммы, аппроксимирует их и вычисляет размер пучка. Через интерфейс приложения пользователь может задать исходные параметры функции аппроксимации, коэффициент усиления и время экспозиции камеры, и режим работы приложения: получить одно изображение, обработать его и остановится (разовое измерение) или прodelывать эту процедуру, пока пользователь принудительно не остановит (продолжительные измерения). Вычисляя  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$ , приложение рассчитывает значения эмиттанса, учитывая значения Бета-функции Твисса, заранее рассчитанной и описанной в приложении. Зависимости поперечных размеров и эмиттанса от времени сохраняются в файл (если включен режим продолжительных измерений), а так же строятся под проекциями интерферограмм.

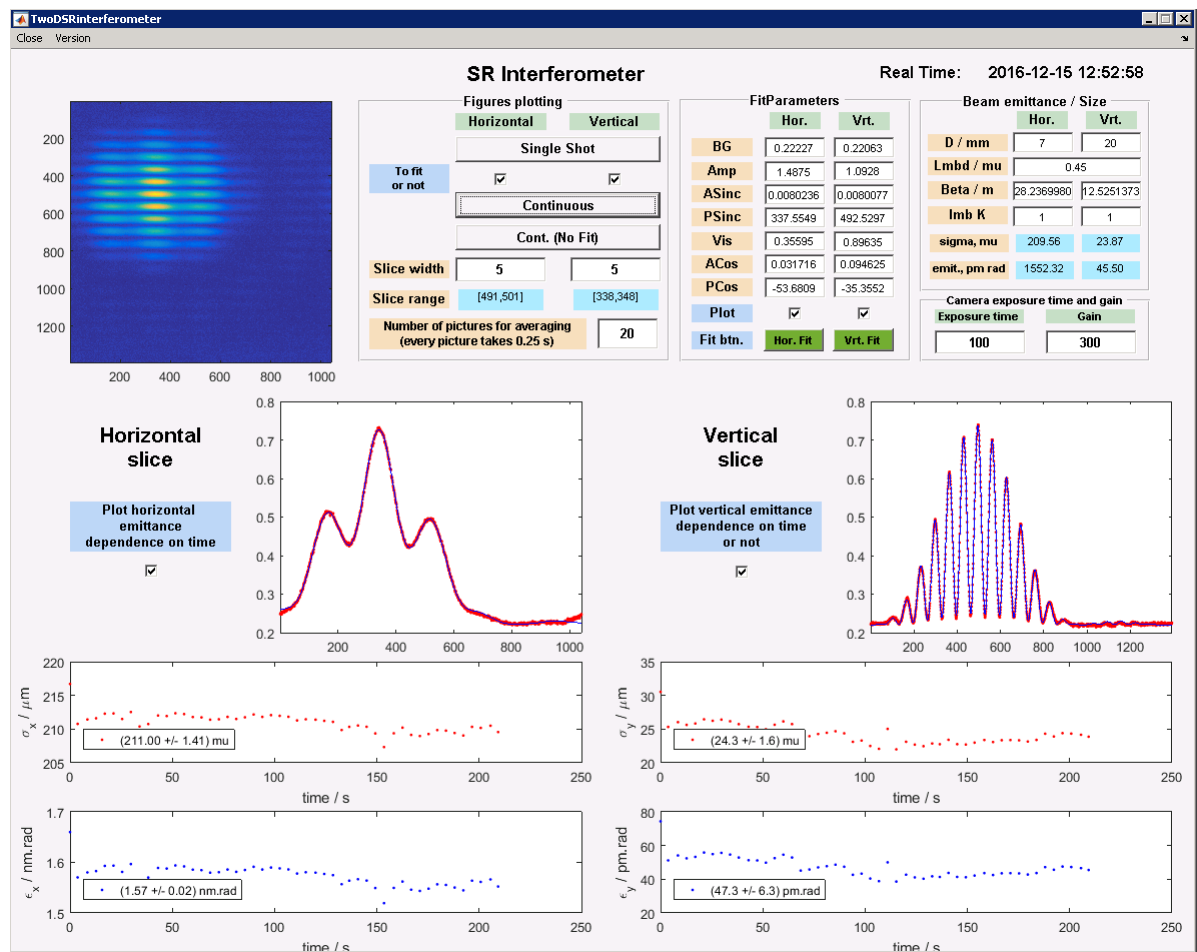


Рис. 3.5 – Matlab интерфейс интерферометра.

### 3.4 Запуск и отладка 2-D интерферометра

В результате первых измерений минимальные полученные значения поперечных размеров и эмиттанса продемонстрированы в таблице 3.2. В это же время производились измерения тех же параметров системами диагностики, уже введенными в эксплуатацию на накопителе PETRA III: 1-D интерферометр для вертикального размера и камера-обскура для горизонтального. Результаты этих измерений представлены в таблице 3.3. В обеих таблицах показаны значения, усредненные по 100 последовательным измерениям, как и те, которые будут представлены далее.

Таблица 3.2 – Первые полученные с 2-D интерферометра результаты.

|              | Вертикальный | Горизонтальный |
|--------------|--------------|----------------|
| Размер пучка | 20 мкм       | 180 мкм        |
| Эмиттанс     | 32 пм рад    | 1.2 нм рад     |

Таблица 3.3 – Результаты систем диагностики, уже использующихся на накопителе PETRA III.

|              | Вертикальный | Горизонтальный |
|--------------|--------------|----------------|
| Размер пучка | 10 мкм       | 180 мкм        |
| Эмиттанс     | 16 пм рад    | 1.2 нм рад     |

Судя по данным, представленным в таблицах 3.2 и 3.3, результат измерения вертикального размера 2-D интерферометром в два раза больше ожидаемого. В результате наблюдений за работой интерферометра было установлено, что увеличенный вертикальный размер является следствием колебаний интерференционной картины. На рисунке 3.6 показаны три последовательно измеренные интерферограммы, каждая из которых детектировалась за время экспозиции  $t_e = 150$  мкс. Видно, что они сдвинуты друг относительно друга. Из-за таких колебаний интерференционная картина размывается, минимумы становятся выше, и, как следствие, измеряется увеличенный размер.

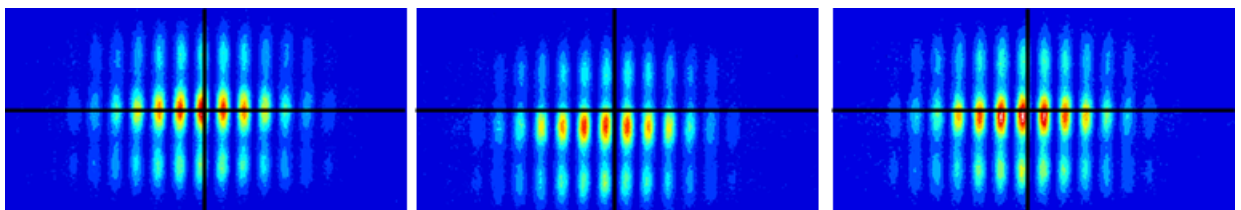


Рис. 3.6 – Колебания интерференционной картины.

В таком случае, если причина - колебания, тогда, уменьшая время экспозиции, мы должны получать меньший размер. Таким образом были произведены измерения и построена зависимость вертикального размера от времени экспозиции, которая показана на рисунке 3.7. На этом рисунке синие «ворота» это среднеквадратическое отклонение, вычисленное по 100 измерениям. Поэтому, хоть график и подтверждает гипотезу о влиянии колебаний на измеренное значение, тем не менее такое отклонение от среднего значения неприемлемо. Объяснить его можно тем, что при маленьком времени экспозиции интенсивность интерферограммы падает и аппроксимация отнюдь не всегда точна (бывает даже, что размер получается равным нулю), а при при большем времени экспозиции причиной являются сами колебания, которые могут внести как большой «вклад», так и совсем не внести его, и размер будет выглядеть правдоподобно. Для наглядности показан рисунок 3.8, на нем показаны по 100 измерений вертикального размера при разном времени экспозиции. Видно, что разброс в обоих случаях достаточно высокий

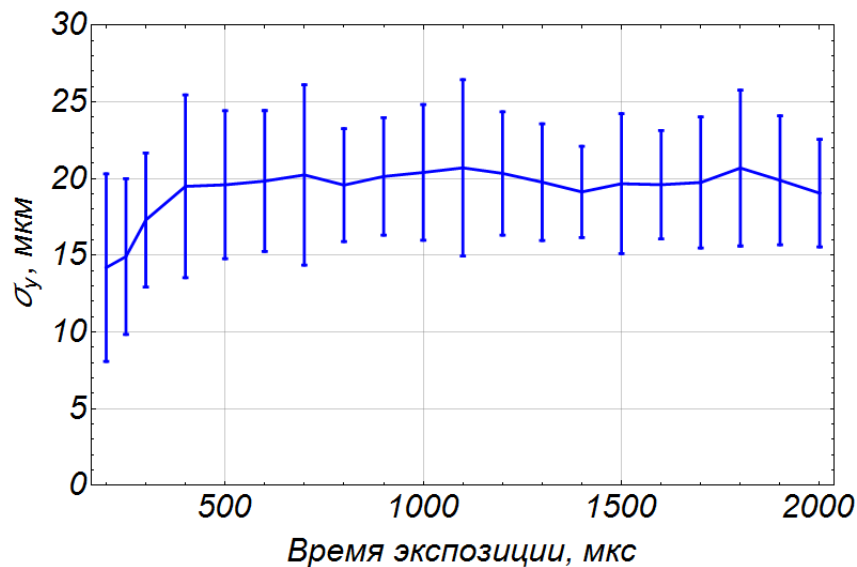


Рис. 3.7 – Зависимость вертикального размера от времени экспозиции.

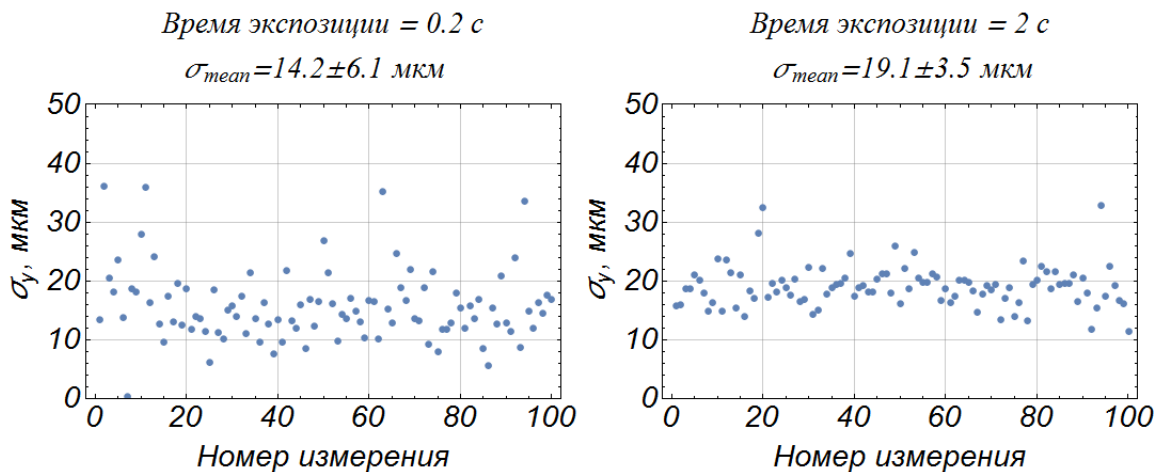


Рис. 3.8 – Результат измерения вертикального размера при разном времени экспозиции.



Есть две возможные причины этих колебаний:

- Колебания какого-либо оптического элемента или нескольких сразу (к примеру, если вибрирует весь стол, на котором закреплены линзы, апертуры, камера, поляризатор и светофильтр);
- Повышенная нестабильность пучка в данной области ускорителя.

Опытным путем было определено, что это не колебания оптики, находящейся вне тоннеля. После чего, датчиками позиции пучка была измерена амплитуда колебаний орбиты в данной области ускорителя, она составила примерно 1 - 2 мкм, что в пределах нормы. Последнее предположение - вибрация зеркал внутри тоннеля. Стоит отметить, что данное предположение достаточно правдоподобно, ибо вибрации короба, в котором находится зеркало для вывода излучения из тоннеля, тактильно ощутимы. Это может быть связано с тем, что именно в этом месте находится вентиляция тоннеля, а так же ответвление тоннеля, уходящее к его центру. И то и другое является источником сильного звукового шума, который может передаваться зеркалам в тоннеле. К сожалению, измерить колебания всех элементов, находящихся в тоннеле, не представилось возможности. Были произведены измерения частоты колебаний (см. рис 3.9.): часть СИ была сфокусирована и направлена в фото-электронный умножитель (ФЭУ), который был подключен к анализатору спектра; из-за колебаний СИ сигнал ФЭУ является нестабильным; частоту этой «нестабильности» и измерял анализатор спектра. Диафрагма была необходима для того, чтобы взять именно часть излучения. Если сфокусировать все СИ на ФЭУ, то колебания практически незаметны. В итоге были получены две спектральные линии - 20 Гц и 1.69 кГц (см. рис. 3.10, пики линий показаны белыми точками). После этих измерений, возможно, будет проще установить источник вибраций, если после измерения всех элементов в тоннеле, на каком-нибудь из них будет обнаружена такая же частота.

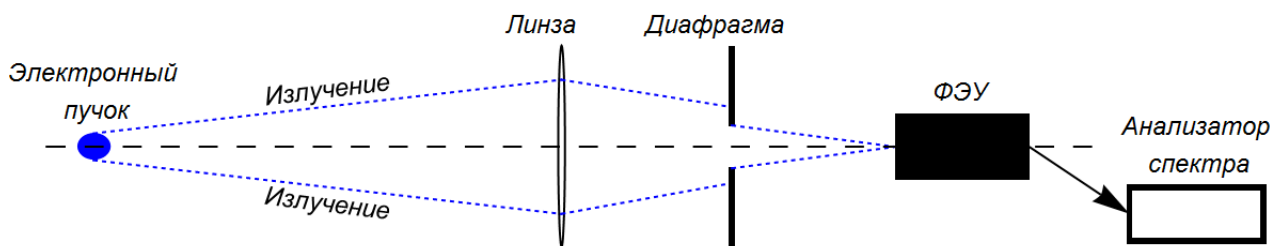


Рис. 3.9 – Схема измерения частоты колебаний.

До тех пор пока не будет найден и устранен источник колебаний, был применен метод, позволивший, если не полностью устранить проблему, то хотя бы уменьшить её. Суть метода заключается в том, что вместо одного снимка с определенным временем экспозиции мы берем 5 снимков с экспозицией в 5 раз меньше. Сдвигаем их относительно друг друга так, чтобы центральные максимумы снимков совпадали, и суммируем. При меньшей экспозиции влияние колебаний меньше (видно из рисунка 3.7), а смещая и складывая их, мы



Рис. 3.10 – Снимки экрана анализатора спектра. а - линия 25 Гц, б - линия 1.6 кГц.

искусственно до какой-то степени удаляем колебания между ними и возвращаемся к снимку с большим временем экспозиции. На рисунке 3.11 показаны по пять, наложенных друг на друга, вертикальных и горизонтальных проекций с разных снимков, сверху - не сдвинутые друг относительно друга, снизу - сдвинутые. А на рисунке 3.12 продемонстрированы две интерферограммы: слева одна интерферограмма со временем экспозиции 750 мкс, справа 5 смещенных и сложенных интерферограмм со временем экспозиции 150 мкс каждая, что в сумме дает 750 мкс.

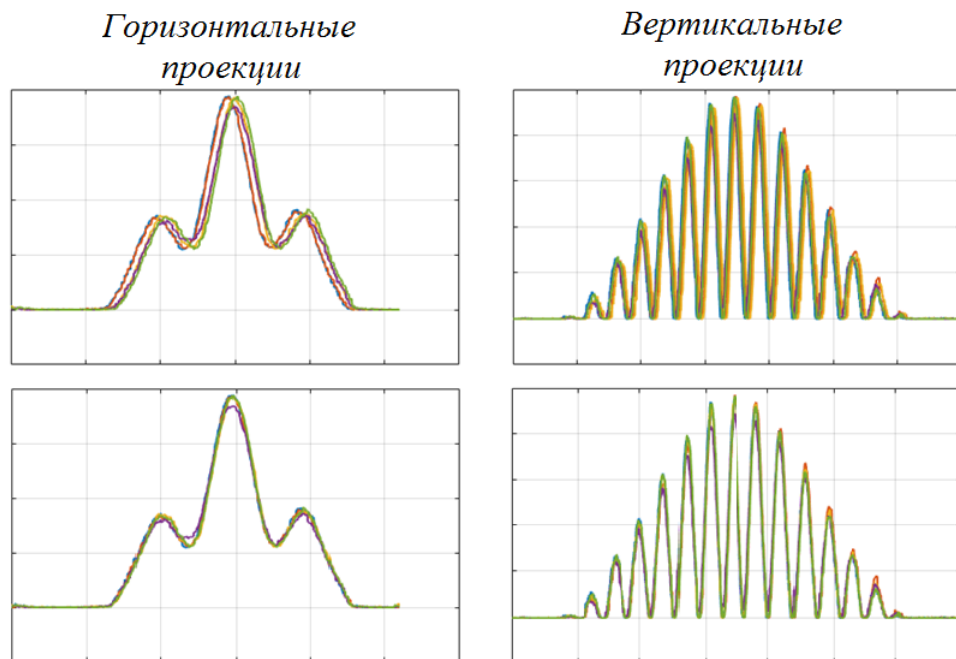


Рис. 3.11 – Наложенные друг на друга пять проекций, снятых подряд, интерферограмм. Сверху - не сдвинутые, снизу - сдвинутые.

Применяя данную технику удалось достичь двух улучшений: снизился получаемый размер и уменьшилось среднеквадратическое отклонение. Это наглядно видно, если сравнить рисунок 3.8 и рисунок 3.13, где показаны результаты 100 измерений по 20 сложенным интерферограммам, со временем экспозиции 200 мкс каждая.

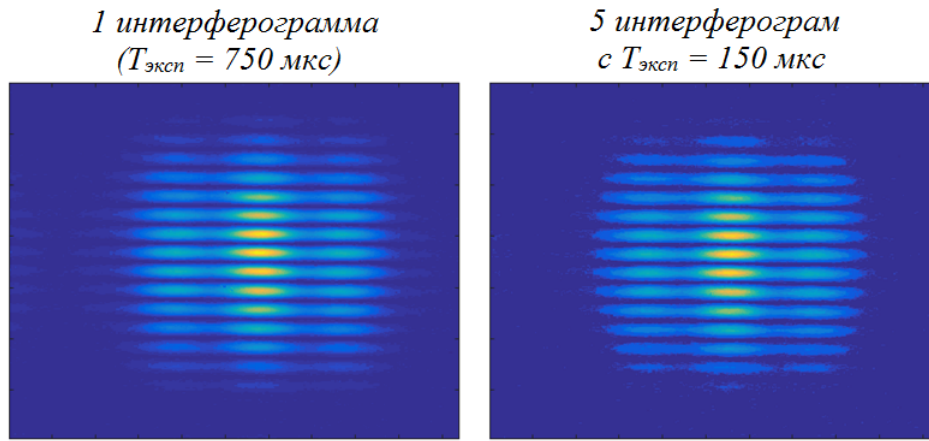


Рис. 3.12 – Слева 1 интерферограмма (время экспозиции 750 мкс), справа - 5 сдвинутых и сложенных интерферограм (время экспозиции каждой 150 мкс).

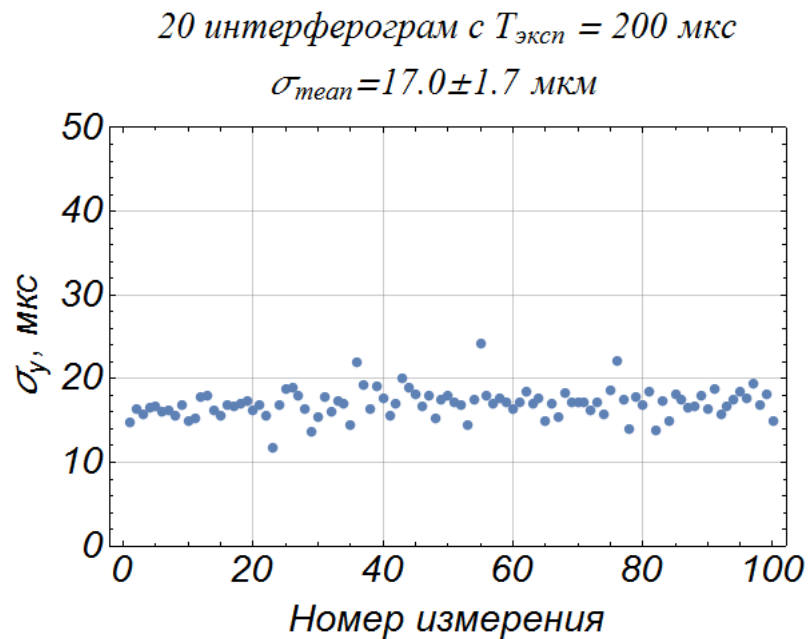


Рис. 3.13 – Зависимость полученного вертикального размера от времени.

Лучший результат, которого удалось достичь, показан в таблице 3.4. Этого результата удалось добиться при параметрах: время экспозиции  $T = 100$  мкс, коэффициент усиления  $K_y = 300$ , количество интерферограм  $N = 20$ . Сравнивая новые полученные значения, со значениями из таблицы 3.3, можно сказать, что техника сложения интерферограм с меньшим временем экспозиции дала достаточно неплохие результаты.

Таблица 3.4 – Результаты измерений 2-D интерферометра.

|              | Вертикальный | Горизонтальный |
|--------------|--------------|----------------|
| Размер пучка | 15.5 мкм     | 180 мкм        |
| Эмиттанс     | 20 пм рад    | 1.2 нм рад     |

Весь процесс отладки и запуска интерферометра изложен в статье [43]. После настройки интерферометра с прямоугольными апертурами был реализован 2-D интерферометр с круглыми апертурами. Для обработки использовались соответствующие формулы формулы аппроксимации в Matlab© client приложении (на данный момент в приложении есть возможность выбора формулы в зависимости от установленных апертур). Результаты измерений с 2-D интерферометром с круглыми апертурами аналогичны уже приведенным, поэтому для иллюстрации приведем типичную интерферограмму (см. рис. 3.14). Основным итогом работы является, то, что интерферометр был запущен в работу и на данный момент используется операторами ускорителя для постоянной диагностики пучка.

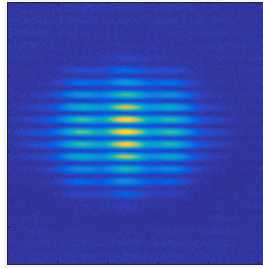


Рис. 3.14 – Интерферограмма при круглых апертурах.

В течение 2017 года должны быть произведены измерения колебаний всех оптических элементов в тоннеле и по возможности устранение этих колебаний. Так же планируется установить более чувствительную CCD-камеру, это поможет уменьшить время экспозиции.

### 3.5 Экспериментальное исследование метода затемнения в одном направлении

Самым первым этапом было решено исследовать методику затемнения для 2-D интерферометра в одном направлении. Для этого в DESY были изготовлены специальные нейтральные светофильтры. Они были изготовлены посредством нанесения на одну половину стеклянного квадрата ( $50 \times 50$  мм) толщиной 2 мм сетки маленьких точек. Схематически такой светофильтр показан на рисунке 3.15. Применение именно такого светофильтра необходимо потому, что СИ всех четырех апертур должно пройти сквозь одинаковую толщину стекла светофильтра (проделать одинаковый оптический путь). Если же использовать обычный светофильтр, который равномерно поглощает свет по всей своей поверхности, то его можно установить только за двумя апертурами из четырех. В таком случае фаза СИ от этих двух щелей изменится после прохождения через светофильтр и будет отличаться от фазы СИ других двух щелей, что приведет к потере интерференции. С предложенным светофильтром все СИ, проходя через него, одинаково меняет фазу, в итоге не происходит потери интерференции.

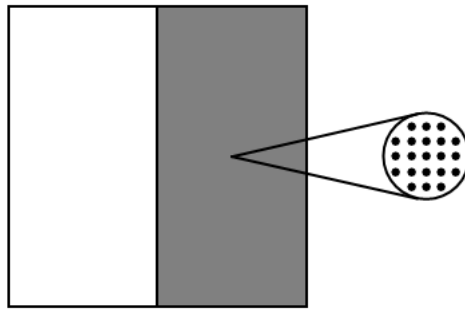


Рис. 3.15 – Схематическое изображение светофильтра.

Всего было изготовлено 5 светофильтров с разной оптической плотностью (OD). Оптическая плотность есть десятичный логарифм отношения потока входящего к потоку выходящему из светофильтра:

$$OD = \lg \frac{\Phi_{in}}{\Phi_{out}}, \quad (3.1)$$

где  $\Phi_{in}$  - поток, входящий в светофильтр, а  $\Phi_{out}$  - выходящий. Значение оптической плотности каждого светофильтра было получено при помощи фотодетектора THORLABS PDA36A-EC-Si. Его основные характеристики представлены в таблице 3.5, а кривая отклика в зависимости от длины волны продемонстрирована на рисунке 3.16

Для получения оптической плотности измеряли интенсивность света без светофильтра, после чего фотодетектор закрывался светофильтром и измерение повторялось. Зная эти две интенсивности, можно по формуле 3.1 вычислить оптическую плотность. Измерения оптической плотности были сделаны для красного, синего и белого света. Результаты измерений представлены в таблице 3.6

Таблица 3.5 – Основные параметры фотодетектора THORLABS PDA36A-EC-Si.

| Параметр              | Значение                 |
|-----------------------|--------------------------|
| Тип детектора         | Si PIN                   |
| Активная область      | 3.6 × 3.6 мм             |
| Спектральный диапазон | от 350 до 1100 нм        |
| Пиковая длина волны   | 970 нм                   |
| Коэффициент усиления  | от 0 до 70 dB, шаг 10 dB |
| Потребляемая мощность | 31 Вт                    |

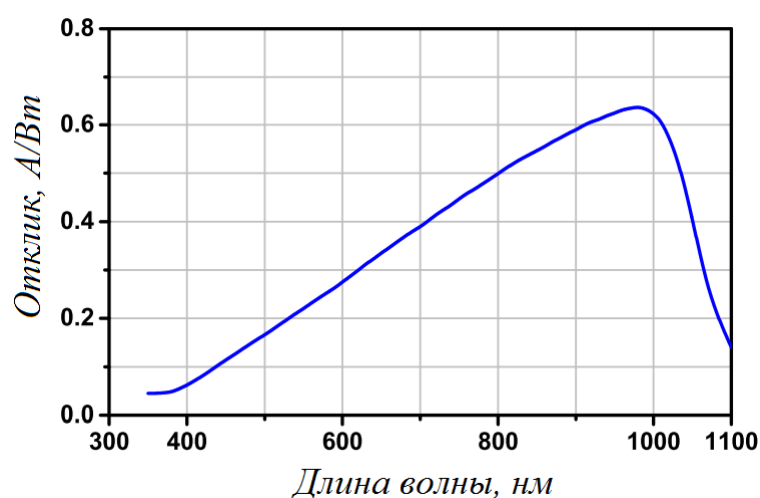


Рис. 3.16 – Зависимость отклика от длины волны фотодетектора THORLABS PDA36A-EC-Si.

Таблица 3.6 – Основные параметры фотодетектора THORLABS PDA36A-EC-Si.

| № светофильтра | OD (бел. св.) | OD (кр. св.) | OD (син. св.) |
|----------------|---------------|--------------|---------------|
| 1              | 0,06          | 0,07         | 0,06          |
| 2              | 0,14          | 0,16         | 0,14          |
| 3              | 0,18          | 0,18         | 0,17          |
| 4              | 0,36          | 0,38         | 0,38          |
| 5              | 0,94          | 0,96         | 0,95          |

Так как в интерферометре используется СИ с длиной волны  $\lambda_0 = 450$  нм, то для экспериментального исследования техники затемнения было решено использовать оптическую плотность, измеренную для синего света.

На рисунке 3.17 показано влияние светофильтра на интерференцию в вертикальном направлении: слева - вертикальная интерференция без использования светофильтра, справа - со светофильтром №4. Эффект светофильтра очевиден, однако использование данных свето-

фильтров привело только к увеличению полученного размера и его отклонения от среднего значения. На рисунке 3.18 показаны 400 измерений вертикального размера при использовании светофильтра №4. Сверху показано среднее значение этих 400 измерений со стандартным отклонением. Очевидно, что разброс очень большой да и сам размер более чем в 2 раза больше, чем должен быть.

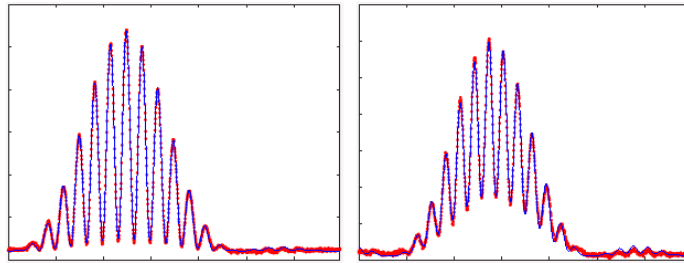


Рис. 3.17 – Слева - вертикальная интерференция без светофильтра, справа - со светофильтром №4.

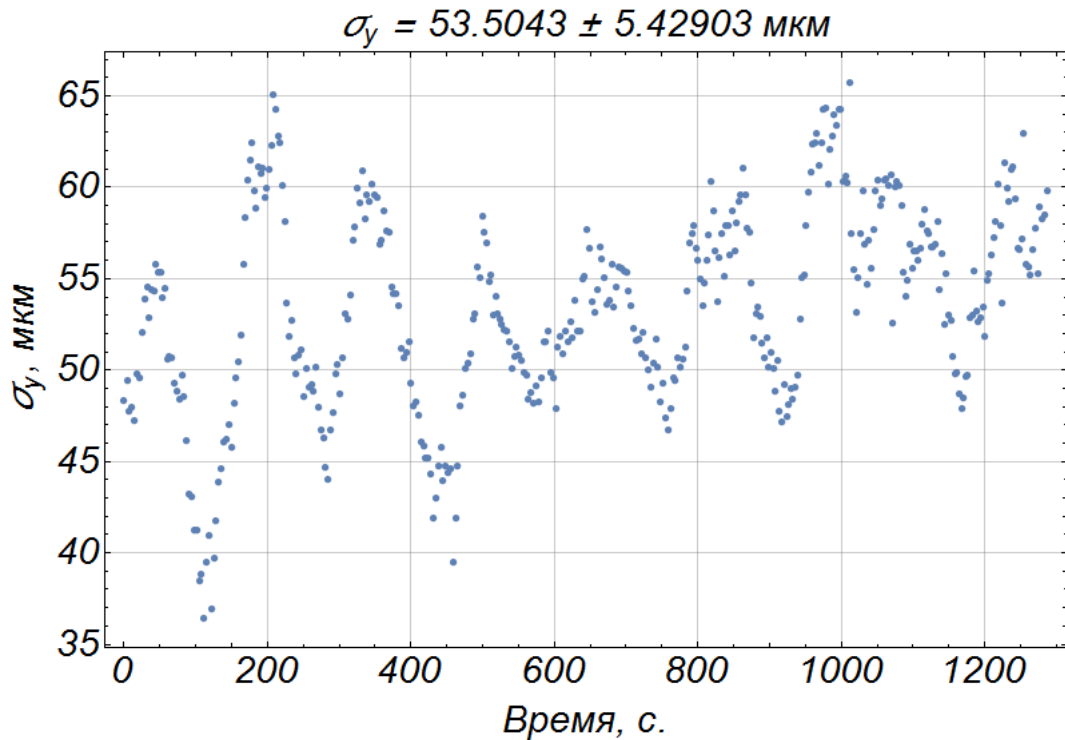


Рис. 3.18 – 400 измерений вертикального размера со светофильтром №4.

Более интересно то, что используя светофильтр №5 (затемнение еще больше), был получен меньший размер с меньшим отклонением. На рисунке 3.19 показаны 400 вертикальных размеров, полученных со светофильтром №5.

Измерения со светофильтрами 1, 2, 3 не дали таких результатов, потому что коэффициент затемнения этих светофильтров слишком маленький. Размер, полученных при их использовании, получался также завышенным, но не в такой степени как со светофильтрами 4 и 5. Поэтому измерения проводились в основном с этими двумя фильтрами. Систематические

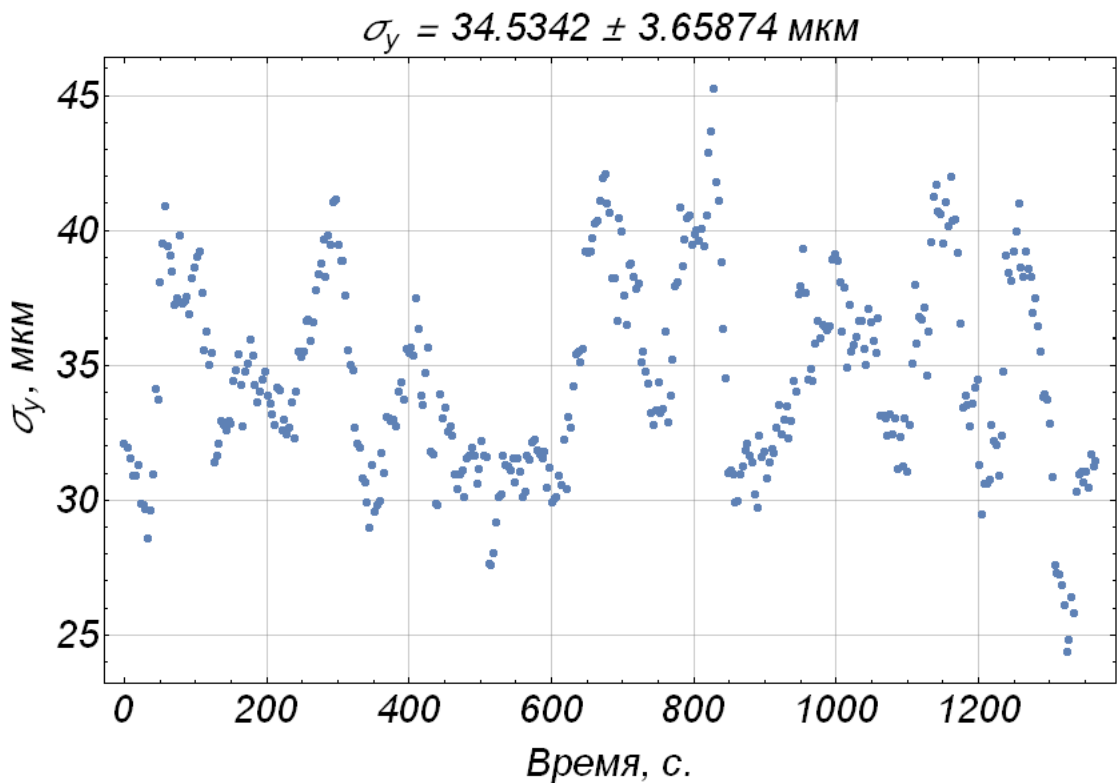


Рис. 3.19 – 400 измерений вертикального размера со светофильтром №5.

исследования не дали новых результатов, полученный размер для фильтров 4 и 5 оставался примерно таким же как показано на рисунках 3.18 и 3.19. Интересно, что ни на размер, ни на его отклонение в горизонтальном направлении светофильтры никак не повлияли.

По итогу измерений можно сделать вывод, что такие светофильтры непригодны для использования в интерферометрии СИ. Предположительно, именно способ изготовления таких светофильтров - нанесение сетки поглощающих точек на одну половину стекла - непригоден. Эта сетка может вносить свои изменения в волновой фронт. Можно было бы использовать точно такие же светофильтры как в работе [42], но, к сожалению, в ней не сказано какие именно светофильтры они использовали в своем интерферометре.

В итоге можно сказать, что результаты эксперимента ни подтвердили результатов моделирования, ни опровергли их. Поэтому требуется дальнейшее исследование с использованием других светофильтров.

### 3.6 Экспериментальное исследование метода затемнения в двух направлениях

Следующим шагом стало исследование предложенного метода затемнения в двух направлениях, посредством полного закрытия одной из апертур (см. рисунок 2.18). После экранирования одной из апертур светонепроницаемой лентой получаем затемнение в обоих направлениях, поэтому перейдем сразу к интерферограмме и восстановленным по ней размерам.



Рисунок 3.20 демонстрирует интерференционную картину, полученную при одной закрытой апертуре. Как и в моделировании наблюдается «наклон» интерференционных максимумов, а так же присутствует эффект затемнения - это хорошо видно по вертикальной проекции этой интерферограммы, которая показана на рисунке 3.21.

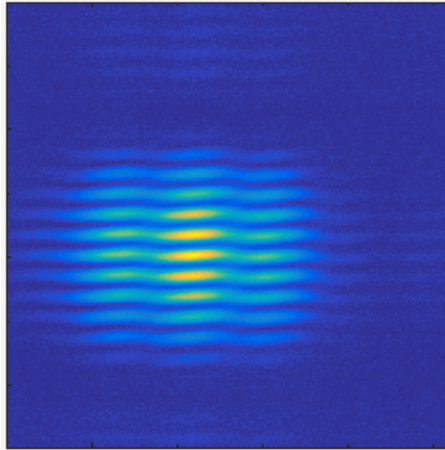


Рис. 3.20 – Интерферограмма при одной закрытой апертуре.

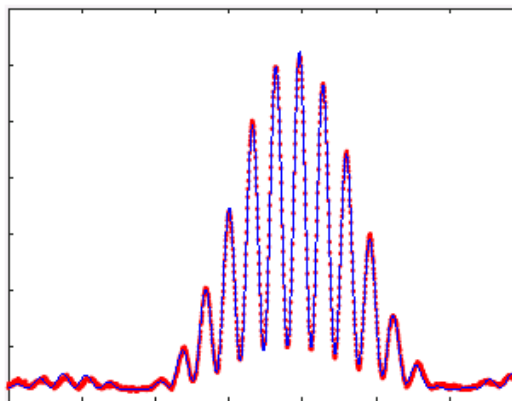


Рис. 3.21 – Вертикальная интерференция при одной закрытой апертуре.

Полученные по итогам таких измерений размеры были больше чем реальные: вертикальный размер  $\sigma_y \approx 32$  мкм и горизонтальный -  $\sigma_x \approx 220$  мкм. Такой результат вполне согласуется с моделированием, поэтому проведя измерения в течении суток и убедившись, что он не изменился, исследования данного метода были прекращены. Данный метод не применим для реконструкции поперечных размеров пучка с использованием существующих моделей. По-видимому, необходимо развивать более точную модель для 2-D интерферометрии синхротронного излучения.

### 3.7 Экспериментальное исследование метода вращения апертур для реконструкции полного профиля пучка

Для вращения апертур вокруг оси интерферометра использовался гониометр OWIS TP 65, а для вращения CCD-камеры - вращающееся основание OWIS DT 40. Апертуры и камера в повернутом состоянии, показаны на рисунке 3.22. Камера поворачивалась для удобства восстановления размера: если ее не поворачивать, то из интерферограммы нужно брать проекцию под углом, что нетривиально и может вносить дополнительную неточность в измерения. Единственный минус системы - возможность поворота только на  $\pm 25^\circ$ .

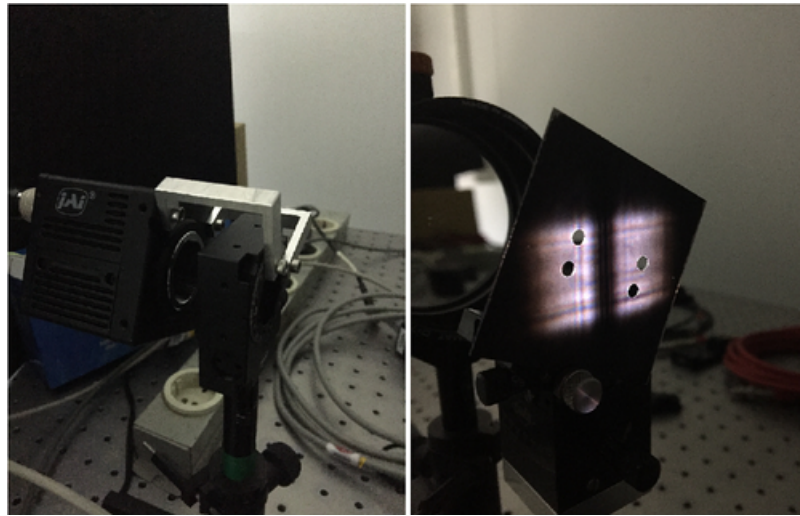


Рис. 3.22 – Внешний вид CCD-камеры и апертур в повернутом состоянии.

Таким образом, одновременно поворачивая апертуры и камеру, была измерена зависимость размера от угла поворота апертур. Эта зависимость представлена на рисунке 3.23. Точки - экспериментально полученный результат, линия - аппроксимация формулой 2.31. Сравнивая, данную зависимость с зависимостью, полученной при моделировании (см. рисунок 2.29), можно сказать, что результаты эксперимента совпадают с моделированием, но для полной уверенности надо было проверить результат при повороте двух апертур (1-D интерферометр).

На рисунке 3.24 показана зависимость размера от угла поворота апертур 1-D интерферометра, аппроксимированная формулой 2.31. Из этого рисунка следует, что в случае 1-D интерферометра аппроксимация хорошо описывает данные. Результаты экспериментов по вращению апертур полностью сходятся с результатами моделирования. В то же время можно сделать вывод, что данный подход с определением параметра  $\gamma$  из одномерного «среза» интерферограммы неприменим для 2-D интерферометрии. Для дальнейшего использования метода вращения апертур для 2-D интерферометра необходимо рассчитывать двумерное распределение интерферограммы, исходя из первых принципов, то есть строго вычисляя дифракционный интеграл 2.16.

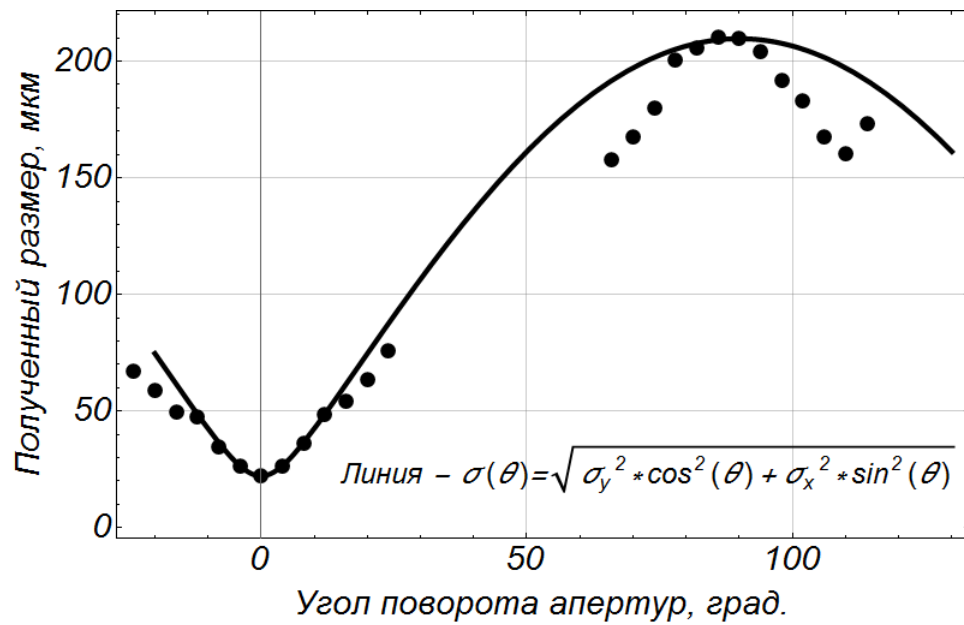


Рис. 3.23 – Зависимость полученного размера от угла поворота.

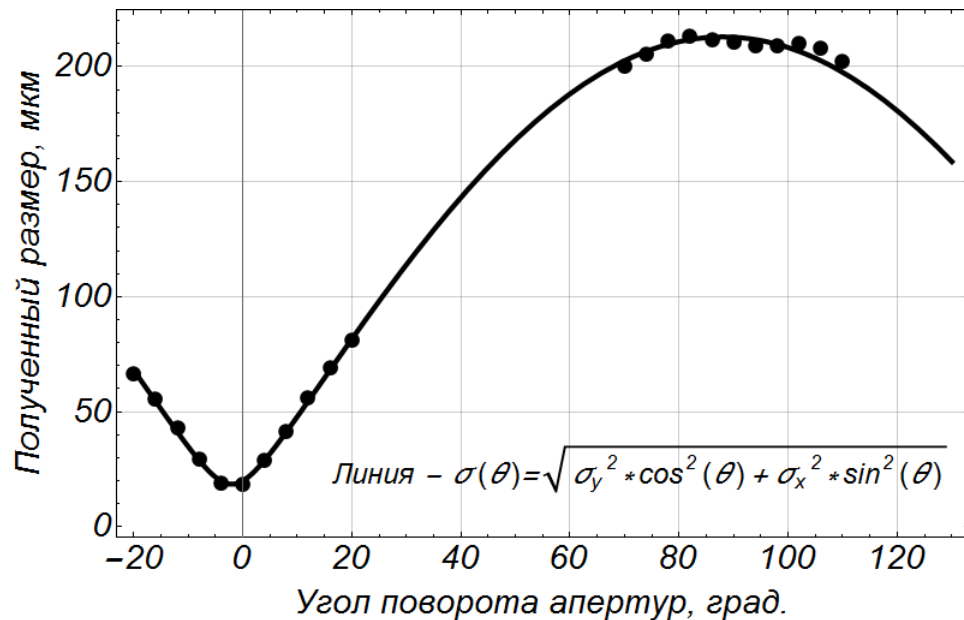


Рис. 3.24 – Зависимость полученного размера от угла поворота 1-D интерферометра.

### 3.8 Обсуждение результатов главы

В главе показаны все выполненные работы по моделированию, сборке, настройке и запуску 2-D интерферометра на ускорителе PETRA III, а так же экспериментальные работы по исследованию новых методик интерферометрии. Подводя итог, обозначим все наиболее важные пункты:

1. Было произведено моделирование и подбор параметров интерферометра для ускорителя PETRA III,

2. 2-D интерферометр успешно собран, настроен и запущен в работу на ускорителе PETRA III.
3. Было произведено моделирование новых методик улучшения чувствительности интерферометров, таких как методика «затемнения» и поворот апертур для восстановления профиля пучка.
4. Результаты моделирования метода затемнения в одном направлении 2-D интерферометра с использованием точечных светофильтров не были подтверждены экспериментально. Требуется дальнейшее исследование и разработка новых светофильтров.
5. Моделирование метода «затемнения» в двух направлениях 2-D интерферометра согласуется с экспериментом, однако неприменимы существующие модели реконструкции параметров пучка для 2-D интерферометра.
6. Результаты экспериментального исследования метода вращения апертур 2-D интерферометра для реконструкции профиля пучка сходятся с моделированием на основе формул 2.16 и 2.15 однако существующие модели реконструкции профиля пучка неприменимы для 2-D интерферометра.

## Заключение

### **Заключение по экспериментальным исследованиям диагностики поперечного профиля на основе излучения Вавилова-Черенкова.**

В первой главе был предложен метод диагностики поперечного профиля электронного и гамма пучка МэВ-ных энергий при помощи излучения Вавилова-Черенкова, генерируемого в оптических фибрах. Были проведены экспериментальные исследования на двух ускорителях Томского политехнического университета, которые показали возможность применения такой диагностики. Преимуществами метода являются: его простота реализации, возможность применения on-line, его можно отнести к неразрушающим, используется излучение в видимой области спектра. Основным направлением, в котором может применяться данный метод, являются медицинские ускорители. В этом направлении, как уже было сказано, требуется измерять поля размерами от  $0.5 \times 0.5$  до  $40 \times 40$  см и энергиями несколько МэВ, следовательно, такая методика, обладая возможностью использования в режиме on-line, может успешно использоваться в будущем.

### **Заключение по экспериментальным исследованиям диагностики на основе интерферометрии синхротронного излучения.**

Во второй и третьей главе был полностью освещен вопрос создания интерферометра синхротронного излучения на накопительном кольце PETRA III (от моделирования и до момента введения в эксплуатацию), а так же исследование новых методик интерферометрии.

Основным недостатком интерферометра являются колебания интерференционной картины, которые были искусственно подавлены в какой-то степени, но в дальнейшем должны быть устранены полностью. Ожидается, что причины колебаний будут изучены и устранены в течение 2017 года. Их устранение приведет к более точным и стабильным результатам измерений.

На языке Python, используя библиотеку Synchrotron Radiation Workshop, был написан код, позволяющий промоделировать различные геометрии 2-D интерферометра и новые методики интерферометрии. Результаты моделирования данного кода были подтверждены экспериментально.

В дальнейшем планируется продолжить исследования методики затемнения в одном направлении для 2-D интерферометра одновременно с развитием модели интерферометрии на основе первых принципов. Результаты планируются к дальнейшему применению.

**Благодарность.** В заключение автор выражает в первую очередь благодарность и глубокую признательность своему научному руководителю, профессору Потылицину Александру Петровичу, за его постоянную помощь, наставления, внимание к работе и за предоставление возможности выполнить эту работу. Также поблагодарю за предоставленную возможность проведения экспериментов и всяческую помощь группу MDI-2 НИЦ DESY (г. Гамбург), в особенности основного руководителя в Германии - доктора Геро Кубе, который был инициатором идеи создания 2-D интерферометра, чутко и внимательно следившим за ходом выполнения работ. Большое спасибо коллективу кафедры прикладной физики ФТИ ТПУ, а в отдельности Вуколову Артёму Владимировичу за совместно проведенные экспериментальные работы.

## Литература

1. *Кулипанов Г.Н., Скринский А.Н.* Использование синхротронного излучения: состояние и перспективы // *Успехи Физических Наук.* — 1977. — Vol. 122. — Pp. 369 – 418. — URL: [http://ufn.ru/ufn77/ufn77\\_7/Russian/r777a.pdf](http://ufn.ru/ufn77/ufn77_7/Russian/r777a.pdf).
2. *Robert A. Lattices and Emittances* // Proc. of CERN Accelerator School: Synchrotron Radiation and Free Electron Lasers. — Grenoble, France: 1996. — Pp. 91 – 129. — URL: <http://cds.cern.ch/record/362891/files/CERN-98-04.pdf>.
3. *Смалюк В.* Диагностика пучков заряженных частиц в ускорителях. — Brookhaven National Laboratory, 2009. — URL: <https://www.researchgate.net/publication/236875689>.
4. Scintillating Screen Monitors for Transverse Electron Beam Profile Diagnostics at the European XFEL / Ch. Wiebers, M. Holz, G. Kube et al. // Proc. of IBIC 2013. — Oxford, UK: 2013. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IBIC2013/papers/wepf03.pdf>.
5. *Brown K.A., Gassner D.M.* Crystalline Chromium Doped Aluminium Oxide (Ruby) Use as a Luminescent Screen for Proton Beams // Proc. of IPAC 1999. — New York, USA: 1999. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p99/PAPERS/WEA105.PDF>.
6. *Bal C., Bravin E., et al. T. Lefevre.* Scintillating Screens Study for LEIR-LHC Heavy Ion Beams // Proc. of DIPAC 2005. — Lyon, France: 2005. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/d05/PAPERS/POM013.PDF>.
7. Profile Monitors Based on Residual Gas Interaction / P. Forck, A. Bank, T. Giacomini, A.Peters // Proc. of DIPAC 2005. — Lyon, France: 2005. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/d05/PAPERS/ITTA01.PDF>.
8. *Bublei A.V., Kudelainen V.I., et al. V.V. Parkhomchuk.* Magnesium Jet Profile Monitor // Proc. of HEACC 1998. — Dubna, Russia: 1998.
9. *Berkaev D., Ostanin I., et al. V. Kozak.* Beam Measurement System of VEPP-2000 Injection Channels // Proc. of RuPAC 2008. — Zvenigorod, Russia: 2008. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/r08/papers/WEBPH15.pdf>.
10. *Weng W.T., Chiang I-H., et al. G.A. Smith.* The Multiwire Secondary Emission Monitor and The Emittance Measurement of The AGS BEAM // *IEEE Transactions on Nuclear Science.* — 1983. — Vol. 10. — Pp. 2331–2333. — URL: [http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p83/PDF/PAC1983\\_2331.PDF](http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p83/PDF/PAC1983_2331.PDF).

11. *Rawnsley W.R., Ries T.C., Mackenzie G.H.* A Scanning Secondary Emission Profile Monitor // Proc. of PAC 1987. — Washington, USA: 1987. — Pp. 553 – 555. — URL: [http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p87/PDF/PAC1987\\_0553.PDF](http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p87/PDF/PAC1987_0553.PDF).
12. *Steinbach C., van Rooij M.* A Scanning Wire Beam Profile Monitor // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 1985. — Vol. 5. — Pp. 1920–1922. — URL: [https://www.researchgate.net/publication/3148986\\_A\\_Scanning\\_Wire\\_Beam\\_Profile\\_Monitor](https://www.researchgate.net/publication/3148986_A_Scanning_Wire_Beam_Profile_Monitor).
13. *Hayano H.* Wire Scanners for Small Emittance Beam Measurement in ATF // Proc. of XX International Linac Conf. — Monterey, USA: 2000. — Pp. 146 – 148. — URL: <http://www.slac.stanford.edu/econf/C000821/MOC01.pdf>.
14. A 10 pm Resolution Secondary Emission Monitor for Fermilab’s Targeting Station / P. Hurh, S. ODay, R. Dombrowski, T. Pag // Proc. of PAC 1993. — Washington, USA: 1993. — URL: [http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p93/PDF/PAC1993\\_2459.PDF](http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p93/PDF/PAC1993_2459.PDF).
15. Secondary Emission Monitor for keV Ion and Antiproton Beams / A. Sosa, A. Jeff, E. Bravin et al. // Proc. of IBIC 2013. — Oxford, UK: 2013. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IBIC2013/papers/tupf02.pdf>.
16. A Very High Resolution Optical Transition Radiation Beam Profile Monitor / M. Ross, S. Anderson, J. Frisch et al. // *SLAC-PUB-9280*. — 2002. — URL: <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-pub-9280.pdf>.
17. Extremely Low Emittance Beam Size Diagnostics With Sub-Micrometer Resolution using Optical Transition Radiation / K. Kruchinin, S. T. Boogert, P. Karataev et al. // Proc. of IBIC 2013. — Oxford, UK: 2013. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IBIC2013/papers/weal2.pdf>.
18. *Rosenzweig J., Travish G., Tremaine A.* Coherent Transition Radiation Diagnosis of Electron Beam Microbunching // *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A.* — 1995. — Vol. 365. — Pp. 255 – 259. — URL: [http://pbpl.physics.ucla.edu/docserver/paper/file/364/Coherent\\_transition\\_radiation\\_diagnosis\\_of\\_electro.pdf](http://pbpl.physics.ucla.edu/docserver/paper/file/364/Coherent_transition_radiation_diagnosis_of_electro.pdf).
19. *Jelley J.V.* Cherenkov Radiation and Its Application. — London, UK: Pergamon Press, 1958. — URL: <https://ia802508.us.archive.org/18/items/cerenkovradiatio030980mbp/cerenkovradiatio030980mbp.pdf>.
20. *Болотовский Б.М.* Теория Эффекта Вавилова-Черенкова // *УФН.* — 1957. — Vol. 62. — Pp. 201 – 246.
21. *Wulf F., Körfer M.* Beam Loss and Beam Profile Monitoring with Optical Fibers // Proc. of DIPAC 2009. — Basel, Switzerland: 2009. — Pp. 411 – 417. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/d09/papers/weoa01.pdf>.



22. Femtosecond Electron Bunch Measurement Using THz Cherenkov Radiation in Dielectric Materials / K. Kan, J. Yang, A. Ogata et al. // Proc. of FEL 2012. — Nara, Japan: 2012. — Pp. 622 – 624. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/FEL2012/papers/thpd40.pdf>.
23. Определение Энергетического Спектра Пучка Заряженных Частиц с Помощью Излучения Вавилова-Черенкова в Замедляющей Системе / В.В. Полиектов, А.А. Ветров, К.А. Труханов, В.И. Шведунув // *Приборы и техника эксперимента*. — 2008. — Vol. 2. — Pp. 38 – 46.
24. Progress Report on Development of High Resolution Transverse Diagnostics Based on Fiber Optics / R. Tikhoplav, R. Agustsson, G. Andonian et al. // Proc. of IPAC 2012. — New Orleans, USA: 2012. — Pp. 996 – 998. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2012/papers/moppr090.pdf>.
25. Transverse Beam Profile Diagnostics Using Fiber Optic Array / S. Wu, G. Andonian, T. Campese et al. // Proc. of IPAC 2013. — Pasadena, USA: 2013. — Pp. 1205 – 1207. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/PAC2013/papers/thpac32.pdf>.
26. *Trukhanov K.A., Larkin A.I., Shvedunov V.I.* Measuring the Distribution of Particles According to Their Velocity in Accelerator Beams on the Basis of Cherenkov Radiation in the Optical and Microwave Range // *Bull. of the Russian Acad/ of Science: Phys.* — 2010. — Vol. 74. — Pp. 1600 – 1603. — URL: <http://link.springer.com/article/10.3103/2FS1062873810110225>.
27. Effect of neutron- and gamma-radiation on glass optical waveguides / R.D. Maure, E.J. Schiel, S. Kronenberg, R.A. Lux // *Appl. Opt.* — 1973. — Vol. 12. — Pp. 2024 – 2026.
28. *Evans B.D., Sigel G.H.* Permanent and transient radiation induced losses in optical fibers // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 1974. — April. — Vol. 21. — Pp. 113 – 118.
29. *Shintake T.* Proposal of Nanometer Beam Size Monitor for  $e^+/e^-$  Linear Colliders // *Nucl. Inst. and Meth. A.* — 1992. — Vol. 311. — Pp. 453 – 464.
30. *Blair G.A., Frisch J., et al. K. Honkavaara.* Proposal a Laser Based Beam Size Monitor for The Future Linear Collider // Proc. of PAC 2001. — Chicago, USA: 2001. — Pp. 1339 – 1341. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p01/PAPERS/TPAH051.PDF>.
31. *Tenenbaum P., Shintake T.* Measurement of Small Electron Beam Spots // SLAC-PUB-8057. — Stanford, USA: 1999. — URL: <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-pub-8057.pdf>.

32. PETRA III Diagnostics Beamline for Emittance Measurements / G. Kube, J. Gonschior, U. Hahn et al. // Proc. of IPAC 2010. — Kyoto, Japan: 2010. — Pp. 909 – 911. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC10/papers/mopd089.pdf>.
33. Improvement of Fresnel Zone Plate Beam-profile Monitor and Application to Ultralow Emittance Beam Profile Measurements / H. Sakai, M. Fujisawa, K. Iida et al. // *Phys. Rev. Spec. Topics - Accel. Beams*. — 2007. — Vol. 100.
34. Ultimate Resolution of SOLEIL X-ray Pinhole Camera / M.-A. Tordeux, L. Cassinari, O. Chubar et al. // Proc. of DIPAC 2007. — Venice, Italy: 2007. — Pp. 180 – 182. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/d07/papers/tupc16.pdf>.
35. Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers / E.J. Jaeschke, S. Khan, J.R. Schneider, J.B. Hastings. — Helmholtz-Zentrum Berlin, BESSY II: SpringerNature, 2016. — URL: <https://indico.desy.de/conferenceDisplay.py?confId=16537>.
36. *Michelson A.A.* Measurement of The Diameter of Alpha Orionis with The Interferometer // *Astrophys. J.* — 1921. — Vol. 7. — Pp. 143 – 146. — URL: <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC1084808/pdf/pnas01902-0013.pdf>.
37. Beam Profile and Size Measurement by SR Interferometers / T. Mitsuhashi, S. Hiramatsu, H. Iwasaki et al. // Proc. of PAC 1999. — New York City, USA: 1999. — Pp. 492 – 494. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/p99/PAPERS/THBR5.PDF>.
38. *T. Naito T. Mitsuhashi.* Very Small Beam Size Measurement by Reflective SR Interferometer at KEK-ATF // Proc. of EPAC 2006. — Edinburgh, Scotland: 2006. — Pp. 1142 – 1144. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/e06/PAPERS/TUPCH058.PDF>.
39. *Artru X., Ray C.* Photon Production by Charged Particles in Narrow Optical Fibers // Proc. of SPIE 2007. — 2007. — URL: <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0610129.pdf>.
40. *Artru X., Ray C.* Interference and Shadow Effects in the Production of Light by Charged Particles in Optical Fibers // *NIMB*. — 2008. — Vol. 266. — Pp. 571 – 586.
41. *Masaki M., Takano S.* Beam Size Measurement of The SPRING-8 Storage Ring by Two-Dimensional Interferometer // Proc. of DIPAC 2001. — Grenoble, France: 2001. — Pp. 142 – 144. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/d01/papers/PS17.pdf>.
42. Intensity Imbalance Optical Interferometer Beam Size Monitor / M.J. Boland, T. Mitsuhashi, T. Naito, K.P. Wootton // Proc. of IBIC 2012. — Tsukuba, Japan: 2012. — Pp. 566 – 568. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IBIC2012/papers/wecc03.pdf>.
43. Status of the Two-Dimensional Synchrotron Radiation Interferometer at PETRA III / A.I. Novokshonov, A.P. Potylitsyn, G. Kube et al. // Proc. of IBIC 2016. — Barcelona, Spain: 2016.

- Pp. 829 – 832. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ibic2016/papers/wepg76.pdf>.
44. Electron beam diagnostics tool based on Cherenkov radiation in optical fibers / A.V. Vukolov, A.I. Novokshonov, A.P. Potylitsyn, S.R. Uglov // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2016. — Vol. 732. — URL: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/732/1/012011/pdf>.
45. Optical Fibers as a Tool for Gamma Beam Diagnostics at Medical Electron Accelerators / A.V. Vukolov, A.I. Novokshonov, A.P. Potylitsyn et al. // Proc. of IPAC 2016. — Busan, Korea: 2016. — Pp. 258 – 260. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ipac2016/papers/mopmr015.pdf>.
46. Диагностика Электронных Пучков по Черенковскому Излучению в Оптоволокне / А.В. Вуколов, А.И. Новокшонов, А.П. Потылицын, С.Р. Углов // *Известия Высших учебных заведений. Физика*. — 2016. — Vol. 59. — Pp. 140 – 144.
47. Новокшонов А.И., Потылицын А.П., Кубе Г. 2-D Интерферометрия Синхротронного Излучения для Измерения Поперечных Размеров Пучка Электронов Колцевого Ускорителя // *Известия Высших учебных заведений. Физика*. — 2017. — Vol. 60. — Pp. 112 – 118.
48. Measurement of Gamma Beams Profile by Cherenkov Radiation in Fibers / A.V. Vukolov, A.I. Novokshonov, A.P. Potylitsyn et al. // Proc. of RuPAC 2016. — Saint-Petersburg, Russia: 2016. — Pp. 638 – 640. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/rupac2016/papers/thpsc048.pdf>.
49. Вавилов С.И. О Возможных Причинах Синего  $\gamma$  - Свечения Жидкости // *ДАН СССР*. — 1934. — Vol. 2. — P. 457.
50. Черенков А.П. Видимые Свечения Чистых Жидкостей под Действием  $\gamma$  - радиации // *ДАН СССР*. — 1934. — Vol. 2. — P. 451. — URL: [http://ufn.ru/ufn67/ufn67\\_10/Russian/r6710n.pdf](http://ufn.ru/ufn67/ufn67_10/Russian/r6710n.pdf).
51. Тамм И.Е., Франк И.М. Когерентное Излучение Быстрого Электрона в Среде // *ДАН СССР*. — 1937. — Vol. 14. — P. 107. — URL: [http://ufn.ru/ufn67/ufn67\\_10/Russian/r6710o.pdf](http://ufn.ru/ufn67/ufn67_10/Russian/r6710o.pdf).
52. Определение Поглощенной Дозы при Дистанционной Лучевой Терапии / И.А. Бочарова, Ю.И. Брегадзе, А.А. Коконцев et al. — Вена, Австрия: Международное агенство по атомной энергии, 2004. — URL: [http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/TRS398r\\_web.pdf](http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/TRS398r_web.pdf).

53. *Rawnsley W.R., Ries T.C., Mackenzie G.H.* A Scanning Secondary Emission Profile Monitor // Proc. of PAC 1987. — Vancouver, Canada: 1987. — Pp. 553 – 555. — URL: [http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p87/PDF/PAC1987\\_0553.PDF](http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p87/PDF/PAC1987_0553.PDF).
54. Dosimetry Tools and Techniques for IMRT / D.A. Low, J.M. Moran, J.F. Dempsey et al. // *Medical Physics*. — 2011. — March. — Vol. 38. — Pp. 1313 – 1338.
55. Total skin electron therapy: A reimplementaion using radiochromic films and IAEA TRS-398 code of practice / P. Shiapparelli, D. Zefiro, F. Massone, G. Taccini // *Medical Physics*. — 2010. — July. — Vol. 37. — Pp. 3510 – 3517.
56. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. — Москва, Россия: НАУКА, 1982. — URL: [http://www.radfiz.org.ua/files/k2/s3/TeopMex/Landau,Lifshic/Landay\\_VIII.pdf](http://www.radfiz.org.ua/files/k2/s3/TeopMex/Landau,Lifshic/Landay_VIII.pdf).
57. *Беспалов В.И.* Взаимодействие Ионизирующего Излучения с Веществом. — Томск, Россия: Издательство Томского Политехнического Университета, 2008. — URL: [http://portal.tpu.ru:7777/departments/otdel/publish/izdaniya\\_razrabotanye\\_v\\_ramkah\\_IOP/Tab1/vzaimodeystvie\\_ionizir\\_izluch\\_zac.pdf](http://portal.tpu.ru:7777/departments/otdel/publish/izdaniya_razrabotanye_v_ramkah_IOP/Tab1/vzaimodeystvie_ionizir_izluch_zac.pdf).
58. Руководство по кремниевому ФЭУ Sensl MicroSB. — <http://sensl.com/downloads/ds/DS-MicroJseries.pdf>.
59. Руководство по вакуумному ФЭУ «ФЭУ-115». — <http://www.melz-feu.ru/upload/products/115m.pdf>.
60. *Sukhikh E., Sukhikh L., Malikov E.* Polimer Gafchromic EBT3 Films in Clinical Dosimetry // *Advanced Materials Research*. — 2015. — Vol. 1084. — Pp. 572 – 576. — URL: [http://ufn.ru/ufn67/ufn67\\_10/Russian/r6710o.pdf](http://ufn.ru/ufn67/ufn67_10/Russian/r6710o.pdf).
61. Страница производителя линейного ускорителя СЛ75-5-МТ. — <http://www.niiefa.spb.su/site/right/medicine/radio/sl75-5-mt/?lang=ru>.
62. Страница производителя дозиметра UNIDOS E. — [http://www.ptw.de/unidos\\_e\\_dosemeter\\_ad0.html?&cId=4017](http://www.ptw.de/unidos_e_dosemeter_ad0.html?&cId=4017).
63. PTW 30013 ionization chamber page. — [http://www.ptw-usa.com/waterproof\\_farmer\\_chamber0.html](http://www.ptw-usa.com/waterproof_farmer_chamber0.html).
64. *Багров В.Г., Бордовицын В.А.* Теория излучения релятивистских частиц. — Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2002. — P. 576.
65. *Тернов И.М.* Синхротронное Излучение // *Успехи Физических Наук*. — 1995. — Vol. 164. — Pp. 429 – 456. — URL: [https://ufn.ru/ufn95/ufn95\\_4/Russian/r954c.pdf](https://ufn.ru/ufn95/ufn95_4/Russian/r954c.pdf).

66. *Rivkin L.* CERN Accelerator School: Synchrotron Radiation Lectures, Varna, Bulgaria. — <https://cas.web.cern.ch/cas/Bulgaria-2010/Talks-web/Rivkin-1-web.pdf>. — 2010.
67. *Born M., Wolf E.* Principles of Optics. — New York: Pergamon Press Ltd., 1980.
68. *Torino L., Iriso U.* Limitations and Solutions of Beam Size Measurements via Interferometry at ALBA // Proc. of IBIC 2015. — Melbourne, Australia: 2015. — Pp. 428 – 430. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IBIC2015/papers/tupb049.pdf>.
69. *van Cittert P.H.* Die Wahrscheinliche Schwingungsverteilung in Einer von Einer Lichtquelle Direkt Oder Mittels Einer Linse Beleuchteten Ebene // *Physica 1*. — 1934. — Vol. 1. — P. 201.
70. *Zernice F.* The concept of degree of coherence and its application to optical problems // *Physica*. — 1938. — Vol. 5. — Pp. 785 – 795.
71. *Masaki M., Takano S.* Two-Dimensional Visible Synchrotron Light Interferometry for Transverse Beam-Profile Measurement at The SPRING-8 Storage Ring // *J. Synchrotron Rad.* — 2003. — Vol. 10. — Pp. 295 – 302.
72. Measurement of Beam Size with SR Interferometer in TPS / M.L. Chen, C.W. Tsai, S.Y. Perng et al. // Proc. of IPAC 2016. — Busan, Korea: 2016. — Pp. 313 – 315. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ipac2016/papers/mopmr032.pdf>.
73. *Chubar O., Elleaume P.* Accurate and Efficient Computation of Synchrotron Radiation in The Near Field Region // Proc. of EPAC 1998. — Stockholm, Sweden: 1998. — Pp. 1177 – 1179. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e98/PAPERS/THP01G.PDF>.
74. SRW Realeses. — <https://github.com/ochubar/SRW>.
75. Igor Pro Manual. — <http://www.wavemetrics.net/doc/igorman/I-01%20Intro.pdf>. — Accessed: 1989.
76. Time-Dependent Wave Front Propagation Simulation of a Hard X-ray Split-and-Delay Unit: Towards a Measurement of the Temporal Coherence Properties of X-ray Free Electron Lasers / S. Roling, H. Zacharias, L. Samoylova et al. // *Phys. Rev. Spec. Topics - Accel. and Beams*. — 2014. — Vol. 17. — URL: [https://pubdb.xfel.eu/record/205475/files/10.1103\\_PhysRevSTAB.17.110705.pdf?subformat=pdfa](https://pubdb.xfel.eu/record/205475/files/10.1103_PhysRevSTAB.17.110705.pdf?subformat=pdfa).
77. Time-Dependent FEL Wavefront Propagation Calculations: Fourier Optics Approach / O. Chubar, M.-E. Couprie, M. Labat et al. // *NIMA*. — 2008. — August. — Vol. 593. — Pp. 30 – 34.
78. Python Web Page. — <https://www.python.org/>.

79. *Torino L., Iriso U.* Beam Shape Reconstruction Using Synchrotron Radiation Interferometry // Proc. of IBIC 2016. — Barcelona, Spain: 2016. — Pp. 589 – 592. — URL: <http://jacow.web.psi.ch/conf/y16/ibic16n5alba/prepress/WEBL03.PDF>.
80. Double-Slit Interferometer Measurement at SPEAR 3 / C.L. Li, Y.H. Xu, M.J. Boland et al. // Proc. of IPAC 2016. — Busan, Korea: 2016. — Pp. 368 – 370. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ipac2016/papers/mopmr054.pdf>.
81. JAI Web Page. — <http://www.jai.com/en/products/bm-141ge>.

# Приложение А

## Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY in der Helmholtz-Gemeinschaft

MDI



Hamburg

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, D-22603 Hamburg

Tomsk Polytechnic University  
Lenin Avenue 30  
634050 Tomsk  
Russia

Extension: +49 40 8998-3077

Fax: +49 40 8998-4303

Email: Gero.Kube@desy.de

Sign:

Hamburg, March 29, 2017

### Commissioning Certificate for Mr. Artëm I. Novokshonov

The Deutsche Elektronen-Synchrotron DESY (Hamburg, Germany) is one of the world's leading accelerator centres which generates scientific insights and ideas for innovations. Just as important is its role as a nursery of young talents. DESY trains young people to be highly qualified, top-level scientists.

In the course of the year 2016, the PhD student Artëm I. Novokshonov from Tomsk Polytechnic University TPU (Tomsk, Russia) visited several times the Machine Diagnostics and Instrumentation (MDI) group of DESY. During his stays he was involved in design, construction, installation and commissioning of a new two-dimensional synchrotron radiation interferometer at the 3<sup>rd</sup> generation light source PETRA-III. This interferometer is used for transverse emittance diagnostics and allows to measure horizontal beam sizes between  $\sigma_x = 150 - 250 \mu\text{m}$  and vertical ones between  $\sigma_y = 5 - 50 \mu\text{m}$  with an accuracy of better than 10 %.

The new interferometer has been tested and brought into operation by Mr. Novokshonov until December 2016. Since this time, it is in regular operation at PETRA-III, acting as a well functioning diagnostics system which allows the machine operators to continuously monitor the accelerator beam parameters.

With kind regards,

  
Dr. Gero Kube

- deputy group leader of machine diagnostics and instrumentation division (MDI)  
- head of optical diagnostics laboratory

Deutsches Elektronen-Synchrotron  
Ein Forschungszentrum der Helmholtz-Gemeinschaft  
Notkestraße 85 | 22607 Hamburg | Tel. 040 8998-0



Mailing address: D-22603 Hamburg  
Tel.: +49 40 8998-0  
Fax: +49 40 8998-3282  
Address: Notkestraße 85, D-22607 Hamburg

DESY is located in  
Hamburg and  
Zeuthen/Brandenburg

Directorate: Dr. R. Brinkmann, Prof. Dr. R.-D. Heuer,  
Ch. Scherf, Prof. Dr. J. R. Schneider,  
Prof. Dr. A. Wagner (Vorsitzender)  
Representative of Directorate in Zeuthen: Dr. U. Gensch