

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

*На правах рукописи*

БОРИН ВЛАДИСЛАВ МИХАЙЛОВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКА  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ  
ПОЛЯМИ В УСКОРИТЕЛЯХ МЕТОДАМИ ОПТИЧЕСКОЙ  
ДИАГНОСТИКИ

1.3.18. Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Мешков Олег Игоревич

Новосибирск – 2023

## Оглавление

<b>Введение .....</b>	<b>4</b>
<b>Глава 1. Изучение токовых зависимостей продольного размера и энергетического разброса пучка коллайдера ВЭПП-4М .....</b>	<b>12</b>
<b>1.1 Импеданс вакуумной камеры .....</b>	<b>12</b>
<b>1.2 Энергетический разброс пучка в циклическом ускорителе .....</b>	<b>15</b>
<b>1.3 Эффекты удлинения электронного сгустка .....</b>	<b>18</b>
<b>1.4 Метод измерения энергетического разброса пучка по форме огибающей когерентных бетатронных колебаний .....</b>	<b>20</b>
<b>1.5 Влияние коллективных эффектов на измерение энергетического разброса .....</b>	<b>23</b>
<b>1.6 Измерение продольного распределения плотности заряда в пучке на коллайдере ВЭПП-4М .....</b>	<b>24</b>
<b>1.7 Результаты изучения влияния продольного импеданса на длительность сгустка в ВЭПП-4М .....</b>	<b>32</b>
<b>1.8 Измерение энергетического разброса .....</b>	<b>37</b>
<b>1.9 Результаты измерения энергетического разброса .....</b>	<b>44</b>
<b>1.10 Итоги первой главы .....</b>	<b>48</b>
<b>Глава 2. Диагностика пучков на Новосибирском лазере на свободных электронах .....</b>	<b>49</b>
<b>2.1 Принцип работы лазера на свободных электронах. ....</b>	<b>49</b>
<b>2.2 Новосибирский лазер на свободных электронах.....</b>	<b>50</b>

<b>2.3. Спектр ондуляторного излучения и его применение к измерению энергетического разброса пучка .....</b>	<b>52</b>
<b>2.4 Измерение параметров Твисса .....</b>	<b>55</b>
<b>2.5 Станции диагностики и проводимые эксперименты .....</b>	<b>57</b>
<b>2.5.1 Станции диагностики поперечных размеров .....</b>	<b>57</b>
<b>2.5.2 Измерение поперечных размеров пучка .....</b>	<b>64</b>
<b>2.5.3 Станция диагностики в ИК диапазоне .....</b>	<b>71</b>
<b>2.5.4 Измерение спектра лазерного излучения .....</b>	<b>76</b>
<b>2.6 Планируемые эксперименты на станции ИК диагностики .....</b>	<b>78</b>
<b>2.6.1 Измерение спектра ондуляторного излучения .....</b>	<b>78</b>
<b>2.6.2 Автокоррелятор для изучения временных характеристик излучения .....</b>	<b>82</b>
<b>2.6.3 Тестирование автокоррелятора .....</b>	<b>87</b>
<b>2.6.4 Регистрация лазерного излучения быстрым детектором .....</b>	<b>90</b>
<b>2.7 Заключение ко второй главе .....</b>	<b>94</b>
<b>Заключение .....</b>	<b>96</b>
<b>Список литературы .....</b>	<b>99</b>

## Введение

### Актуальность темы исследования

Динамика пучков заряженных частиц в ускорителях определяется конфигурацией магнитных и электрических полей, используемых для управления траекторией пучка. Такие магнитные и электрические поля создаются различными системами ускорителя, например, квадрупольными линзами, дипольными магнитами и ВЧ-резонаторами и др. Описание магнитной структуры ускорителя позволяет описать движение частиц в нем. При наличии неучтенных электрических и магнитных полей динамика и параметры пучка частиц будут отличаться от ожидаемых. К таким неучтенным полям относятся электромагнитные поля, создаваемые движущимися в ускорителе пучками частиц. Кроме того, на динамику движения пучков в ускорителе может влиять излучение, создаваемое этими пучками, например, потери энергии на синхротронное излучение приводят к раскачке продольных колебаний и влияют на затухание поперечных колебаний. Кроме того, частицы внутри пучка, могут рассеиваться друг на друге, что также приводит к влиянию на динамику пучка, например, на его время жизни и энергетический разброс.

Другой пример влияния электромагнитных полей на движение частиц в ускорителе – взаимодействие пучка частиц с полями внешней электромагнитной волны, распространяющейся вместе с пучком частиц. Такое взаимодействие лежит в основе принципа работы лазера на свободных электронах. В результате такого взаимодействия может происходить модуляция продольного распределения частиц в пучке, при соблюдении определенных условий взаимодействие пучка частиц с электромагнитной волной в ондуляторе приводит к когерентному излучению пучка.

Взаимодействие с наведенными пучком электромагнитными полями можно описать с помощью импеданса связи [1]. Импеданс связи является важным

параметром ускорителя, так как от его значения зависит динамика пучка и устойчивость его движения, в частности от импеданса связи зависят геометрические размеры пучка. Импеданс можно считать параметром, характеризующим гладкость вакуумной камеры, так как основная часть наведенных в вакуумной камере полей образуется вблизи мест резкого изменения геометрии поверхности, например, в сифонах. Взаимодействие с наведенными полями может приводить к различным неустойчивостям движения, примером такой неустойчивости является продольная микроволновая неустойчивость [1], которая возникает в результате взаимодействия пучка с наведенными им же в вакуумной камере полями. В данной работе исследуется влияние эффектов продольной динамики на размеры и энергетический разброс пучка электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-4М. Удлинение пучка, вызванное влиянием эффектов, связанных с взаимодействием с наведенными полями, приводит к снижению светимости коллайдера при совместной работе с детектором КЕДР. Целью изучения влияния взаимодействия пучка с наведенными полями на продольную динамику пучка является измерение энергетического разброса коллайдера ВЭПП-4М по измерениям продольного размера пучка с учетом влияния указанного взаимодействия. Актуальность данного исследования продиктована необходимостью регулярного измерения энергетического разброса пучка ВЭПП-4М.

Процесс лазерной генерации Лазера на Свободных Электронах (ЛСЭ) непосредственно связан с взаимодействием пучка электронов с накопленным в оптическом резонаторе излучением других пучков электронов. Дополнительная информация, получаемая из измерений поперечного профиля пучка, облегчает настройку режимов работы третьей очереди ЛСЭ и дает возможность изучения динамики профиля пучка при генерации лазерного излучения. Таким образом, задача внедрения новых систем диагностики и их последующее применение для

изучения динамики пучка на третьей очереди Новосибирского ЛСЭ является актуальной.

### **Степень разработанности темы исследования**

Результаты проводимых ранее исследований продольного импеданса связи ВЭПП-4М не проверялись в широком диапазоне режимов работы коллайдера [2], также не проводилось изучение эффекта искажения потенциальной ямы. Кроме того, измерения проводились ранее с помощью диссектора, временное разрешение которого ниже, чем у используемой в данной работе стрик-камеры. Измерение энергетического разброса пучка ВЭПП-4М также проводилось ранее [3], однако в узком диапазоне энергий и без учета влияния эффекта многократного внутрисгусткового рассеяния. Ранее использованные методы измерения энергетического разброса требовали больших временных затрат на получение результата, применяемый же в данной работе метод измерения энергетического разброса путем измерения длины пучка существенно оперативнее.

На Новосибирском Лазере на Свободных Электронах (ЛСЭ) до недавнего времени оптическая диагностика параметров пучка отсутствовала. На первых двух очередях этой установки ее применение было невозможно из-за практически полного отсутствия в спектре синхротронного излучения (СИ) из поворотных магнитов оптической составляющей. Однако на третьей очереди ЛСЭ энергия пучка достаточна для его наблюдения в видимом диапазоне длин волн, регистрации поперечного профиля пучка и измерения его параметров. Таким образом можно заключить, что в области диагностики параметров пучков и излучения оптическими методами тема исследования имеет слабую степень разработанности.

Кроме того, когерентное ондуляторное излучение электронного пучка, сгруппированного в оптическом резонаторе ЛСЭ, позволяющее увеличить пиковую мощность ЛСЭ [4] ранее не было зарегистрировано.

## Цели и задачи

Целью диссертационного исследования являлось изучение влияния различных проявлений взаимодействия пучка электронов с наведенными полями в ускорителях методами оптической диагностики.

В первой главе изучается влияние коллективных эффектов на продольную динамику пучка на коллайдере ВЭПП-4М, а также их влияние на процедуру измерения энергетического разброса пучка. В первой главе решались следующие задачи:

1. Изучение токовых зависимостей продольного размера пучка ВЭПП-4М.
2. Определение параметров импедансов связи и составление модельных зависимостей продольного размера пучка от тока.
3. Сравнение двух методик измерения энергетического разброса пучка на ВЭПП-4М.
4. Измерение энергетического разброса пучка ВЭПП-4М во всем диапазоне энергий.
5. Изучение влияния внутрисгусткового рассеяния на энергетический разброс пучка ВЭПП-4М.

Во второй главе изучается взаимодействие пучка электронов с полями электромагнитного излучения в оптическом резонаторе, для этого потребовалось создание станций оптической диагностики для третьего лазера Новосибирского ЛСЭ необходимых для изучения параметров пучка и излучения третьего лазера Новосибирского ЛСЭ. Во второй главе решались следующие задачи:

1. Создание станций оптической диагностики для третьего лазера Новосибирского ЛСЭ.
2. Изучение влияния процесса лазерной генерации на поперечный профиль пучка ЛСЭ.
3. Измерение параметров пучка электронов и излучения из оптического резонатора ЛСЭ.

4. Создание алгоритма определения энергетического разброса пучка третьего лазера Новосибирского ЛСЭ по измеренному спектру спонтанного ондуляторного излучения.
5. Экспериментальная регистрация когерентного ондуляторного излучения электронного пучка, сгруппированного в оптическом резонаторе ЛСЭ.

### **Научная новизна**

- Энергетический разброс пучка ВЭПП-4М впервые измерен во всем диапазоне энергий (от 1 ГэВ до 4,75 ГэВ).
- Экспериментально продемонстрировано наличие влияния эффекта искажения потенциальной ямы на продольный размер пучка ВЭПП-4М.
- Разработана и протестирована оригинальная схема автокоррелятора для среднего ИК диапазона с временным разрешением 1 пс.
- Впервые экспериментально зарегистрировано когерентное ондуляторное излучение электронного пучка, сгруппированного в оптическом резонаторе лазера на свободных электронах.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

Основная теоретическая и практическая значимость диссертационной работы для ВЭПП-4М состоит в том, что получены новые знания о влиянии эффектов искажения потенциальной ямы, продольной микроволновой неустойчивости и многократного внутрисгусткового рассеяния на параметры пучка ВЭПП-4М. Эти знания позволяют применять наиболее быстрый и простой способ измерения энергетического разброса, а именно определять его значения из измеренного продольного размера сгустка, что востребовано как для экспериментов по физике высоких энергий с детектором КЕДР, так и для различных экспериментов по физике пучков заряженных частиц, проводимых на ВЭПП-4М.

Для новосибирского ЛСЭ основная практическая и теоретическая значимость заключается в том, что возможности системы диагностики, разработанной для третьей очереди Новосибирского ЛСЭ, позволяют проводить



измерения спектральных, пространственных и временных характеристик излучения. Установленная на Новосибирском ЛСЭ новая станция предоставляет широкие возможности по изучению характеристик как электронного пучка лазера, так и процесса генерации лазерного излучения, что дает возможности повышения эффективности работы третьей очереди Новосибирского ЛСЭ.

### **Методология и методы исследования**

Методологической основой диссертационного исследования являются экспериментальные методы, включая методы статистической обработки данных и численного моделирования, экспериментального исследования параметров электронных сгустков и параметров излучения, а также применение метода сравнения для подтверждения полученных результатов.

### **Положения, выносимые на защиту**

- Эффекты искажения потенциальной ямы и продольной микроволновой неустойчивости влияют на продольный размер пучка ВЭПП-4М.
- Энергетический разброс пучка ВЭПП-4М сильно зависит от параметров магнитной структуры, особенно при энергиях свыше 3,5 ГэВ.
- Оперативное измерение энергетического разброса пучка ВЭПП-4М возможно с помощью отработанной методики.
- Лазерная генерация на третьем лазере Новосибирского ЛСЭ влияет на форму поперечного профиля пучка.
- Разработанный автокоррелятор для среднего ИК диапазона позволяет производить измерение длительности импульсов излучения третьего лазера Новосибирского ЛСЭ с разрешением не хуже 1 пс.
- Разработанный алгоритм измерения энергетического разброса электронного пучка по спектру спонтанного ондуляторного излучения с учетом влияния эммитанса пучка и угловой расходимости излучения позволяет определить энергетический разброс пучка третьего лазера Новосибирского ЛСЭ.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Достоверность полученных результатов подтверждается повторяемостью полученных данных при различных режимах работы ВЭПП-4М и Новосибирского ЛСЭ, а также наличием согласия между полученными экспериментальными данными, результатами моделирования и расчетами, проводимыми на основе полученных данных.

Основные результаты исследований, лежащие в основе диссертации представлялись и обсуждались на научных семинарах ИЯФ СО РАН, а также на научных конференциях:

- 1) Synchrotron and Free electron laser Radiation: generation and application 2022 (г. Новосибирск, Россия, 2022);
- 2) 10th International Particle Accelerator Conference (г. Мельбурн, Австралия, 2019);
- 3) 8th International Particle Accelerator Conference (г. Копенгаген, Дания, 2017);
- 4) 25th Russian Particle Accelerator Conference (г. Санкт-Петербург, Россия, 2016);
- 5) 26th Russian Particle Accelerator Conference (г. Протвино, Россия, 2018).

Результаты работы, составляющие материал диссертации легли в основу научно-квалификационной работы аспиранта [14], которая успешно защищена в 2022 году. Часть разделов глав 1 и 2 вошло в магистерскую диссертацию автора [15], защищённую в 2018 году.

Исследования поддержаны Российским научным фондом (соглашение №18-72-00123 2018 - 2020), а также персональным грантом Российского фонда фундаментальных исследований (договор №20-32-90138, 2020 - 2022).

По теме диссертации опубликовано 9 работ, из них 4 [5, 6, 7, 8] в научных журналах из перечня ВАК и 5 в трудах конференций [9, 10, 11, 12, 13]. 7 из 9 публикаций проиндексированы в базе данных Scopus.

### **Личный вклад соискателя**

Личный вклад автора в получение научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим, содержание диссертации и основные

положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в проделанную работу.

В публикациях [10, 11] автором лично проведен цикл работ по изучению влияния эффектов искажения потенциальной ямы и продольной микроволновой неустойчивости на длительность пучка ВЭПП-4М от получения экспериментальных данных, заканчивая получением значений импедансов связи и расчета модельных зависимостей продольного размера пучка от тока. В работе [8] автором лично успешно разделил влияние двух указанных ранее эффектов в различных режимах ВЭПП-4М.

В работах [5, 12], автором лично произведено измерение энергетического разброса пучка ВЭПП-4М во всем диапазоне энергий ускорителя. Автором проведена проверка достоверности полученных результатов с использованием методов измерения энергетического разброса, ранее применявшихся на ВЭПП-4.

При определяющем вкладе автора были разработаны станции оптической диагностики третьего лазера Новосибирского ЛСЭ [9, 6, 13], исследование влияние лазерной генерации на поперечный профиль пучка Новосибирского ЛСЭ приведенное в данных работах были выполнены лично автором.

В работе [7] автором лично предложена модификация алгоритма измерения энергетического разброса пучка по спектру спонтанного ондуляторного излучения, адаптированная под условия работы третьего лазера Новосибирского ЛСЭ

Все представленные экспериментальные данные в работах [6, 7, 9, 13] получены лично автором.

### **Объем и структура работы**

Текст диссертации состоит из введения, двух глав, заключения и списка литературы. Полный объём диссертации составляет 105 страниц, включая 67 рисунков и 7 таблиц. Список использованной литературы содержит 41 наименование.

## Глава 1. Изучение токовых зависимостей продольного размера и энергетического разброса пучка коллайдера ВЭПП-4М

### 1.1 Импеданс вакуумной камеры

Опишем взаимодействие пучка с окружением, опираясь на работу [1]. Двигаясь внутри вакуумной камеры ускорителя пучок наводит электромагнитные поля, называемые wake-полями. Эти поля могут быть рассчитаны путем решения уравнений Максвелла с использованием подходящих граничных условий. Для описания взаимодействия пучка с наведенными им wake-полями вводится понятие wake-функции, которая определена как нормированный интеграл силы Лоренца, действующей на пробный заряд  $e$ , который движется на расстоянии  $s$  за точечным зарядом  $q$ , возбуждающим wake-поля. Wake-функция - это функция отклика окружающих структур на возбуждение точечным зарядом, она определяется формой и электромагнитными свойствами структуры ускорителя и не зависит от распределения зарядов в пучке. В общем случае задача определения wake-полей и соответствующих им wake-функций является достаточно трудной и решается численными методами. Однако для элементов вакуумной камеры с простой геометрией существуют аналитические решения, ознакомиться с которыми можно в работе [1].

В случае пучка с произвольным распределением плотности  $\lambda(s)$  его взаимодействие с wake-полями определяется wake-потенциалом  $V$ , который является сверткой wake-функции  $W$  с нормированной линейной плотностью пучка  $\lambda$ :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \lambda(s) ds = 1, \quad V(s) = q \int_{-\infty}^{\infty} W(z) \lambda(s - z) dz. \quad (1.1)$$

В большинстве ситуаций для анализа устойчивости движения пучка хватает рассмотрения только продольной  $W_{\parallel}$  (описывает влияние на продольное движение.) и поперечной  $W_{\perp}$  wake-функции. Далее мы будем рассматривать только продольную wake-функцию, так как нас интересует влияние wake-полей на продольное движение. Поскольку магнитная компонента силы Лоренца всегда ортогональна к направлению движения, то магнитное поле не влияет на продольную динамику частиц. На продольное движение оказывает влияние только продольная компонента электрического поля, а продольная wake-функция — является интегралом продольной компоненты  $E_{\parallel}$  электрического поля:

$$W_{\parallel}(s) = -\frac{1}{q} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\parallel}(s) ds. \quad (1.2)$$

В пространстве частот каждый элемент ускорителя может быть описан своим импедансом связи. Импеданс связи является Фурье-образом соответствующей wake-функции:

$$Z_{\parallel}(\omega) = \frac{1}{c} \int_{-\infty}^{\infty} W(s) e^{\frac{i\omega s}{c}} ds. \quad (1.3)$$

Для описания продольного импеданса часто используется модель параллельного RLC-колебательного контура:

$$Z_{\parallel}(\omega) = \frac{R_{\parallel}}{1 + iQ \left( \frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega} \right)}, \quad (1.4)$$

где  $R_{\parallel}$  – шунтовое сопротивление продольной моды,  $Q = R_{\parallel} \sqrt{C/L}$  – добротность и  $\omega_r = 1 / \sqrt{CL}$  – резонансная частота. Обычно рассматривают отдельно два типа импеданса, широкополосный (короткоживущие поля)  $Q \sim 1$  и узкополосный  $Q \gg 1$  (долгоживущие поля). Широкополосный импеданс приводит к взаимодействию частиц внутри пучка, в то время как узкополосный импеданс приводит к

взаимодействию сгустков между собой. Так как wake-поля широкополосного импеданса быстро затухают и их интерференцией можно пренебречь, широкополосный импеданс ускорителя в таком случае представляется в виде суммы широкополосных импедансов всех компонент вакуумной системы ускорителя. Характерный вид wake-потенциала для широкополосного импеданса показан на рисунке 1.1.

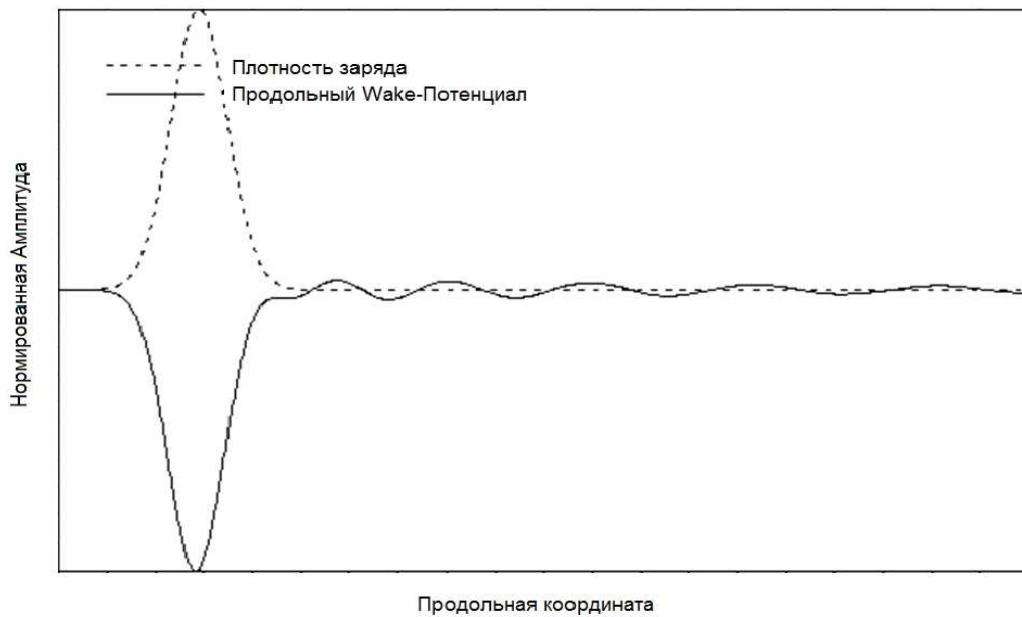


Рисунок 1.1 – Продольный wake-потенциал

Для большинства компонентов вакуумной камеры, вносящих вклад в широкополосный импеданс, таких как пикапы, кикеры, различные изменения поперечного сечения и т. д., продольный импеданс на низких частотах  $\omega \ll \omega_R$  можно полагать индуктивным  $Z_{\parallel}(\omega) \approx -i\omega L$ . Тогда удобно использовать нормализованный продольный импеданс  $Z_{\parallel}/n$ , где  $n$  – номер гармоники частоты обращения. Кроме того, для анализа влияния некоторых неустойчивостей используется эффективный импеданс  $(Z_{\parallel}/n)_{eff}$ , который является взвешенным импедансом, усредненным по спектру частот пучка. Информацию по теории импедансов связи и эффектов динамики пучка, связанных с ними, можно найти в работе [1].

## 1.2 Энергетический разброс пучка в циклическом ускорителе

В пренебрежении коллективными эффектами, энергетический разброс электронного пучка в циклическом ускорителе определяется установившимся равновесием между квантовой раскачкой синхротронных колебаний и их радиационным затуханием. Установившийся равновесный энергетический разброс электронного пучка зависит только от его энергии и параметров магнитной структуры ускорителя, определяющих потери энергии на синхротронное излучение, и может быть рассчитан по следующим формулам [16, 17]:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \frac{55\lambda_E}{32\sqrt{3}J_E} \frac{\langle \frac{1}{r_0^3} \rangle}{\langle \frac{1}{r_0^2} \rangle} \gamma^2, \quad (1.5)$$

$$J_E = \frac{\tau_Z}{\tau_E} = 2 + \mathcal{D} = \frac{\oint \left( \frac{1}{r_0^2} + \frac{2G}{H_0 r_0} \right) \frac{D}{r_0} ds_0}{\oint \frac{ds_0}{r_0^2}}, \quad (1.6)$$

где  $\lambda_E = \frac{\hbar}{mc} \approx 3,66 * 10^{-11}$  см - комптоновская длина волны электрона,  $r_0$  – средний радиус поворота частицы в магнитном поле,  $\gamma$  – релятивистский Лоренц фактор,  $\tau_{Z,E}$  – времена затухания вертикальный бетатронных и синхротронных колебаний соответственно,  $\mathcal{D}$  – безразмерный параметр, отражающий геометрические и фокусирующие свойства магнитной системы [16, 17]  $H_0$  – ведущее поле,  $G$  - градиент ведущего поля,  $D$  – дисперсионная функция,  $E$  – энергия пучка в электрон-вольтах,  $\sigma_E$  – энергетический разброс пучка в электрон-вольтах.

Из формулы (1.5) следует, что при поддержании постоянного значения  $\mathcal{D}$  относительный энергетический разброс линейно растет с увеличением энергии пучка. Значение  $\mathcal{D}$  не изменяется при изменении энергии ускорителя, если при этом

магнитные поля всех элементов магнитной структуры изменяются пропорционально. В большинстве современных электронных ускорителей  $\mathcal{D} \ll 1$ . Особенностью магнитной системы ВЭПП-4М является использование дипольных магнитов с неоднородными полями для фокусировки, следствием этого является выход параметра  $\mathcal{D}$  за пределы устойчивости движения пучка  $-2 \ll \mathcal{D} \ll 1$ . Для компенсации данного эффекта в магнитной системе ВЭПП-4М есть два 5-полюсных градиентных вигглера, используя которые можно установить значение  $\mathcal{D}$  удовлетворяющее условиям устойчивости. Однако на энергии около 4 ГэВ и выше, поле в градиентных вигглерах достигает своего максимального значения, что приводит к увеличению параметра  $\mathcal{D}$  и проявляется в более медленном по сравнению с линейным росте энергетического разброса при увеличении энергии пучка. Кроме того, в магнитную структуру ВЭПП-4М входят два 3-полюсных вигглера, заметно уменьшающих значение параметра  $\mathcal{D}$  и использующихся на энергии инжекции в ВЭПП-4М для повышения КПД инжекции.

Продольный размер электронного пучка  $\sigma_l$  в отсутствии коллективных эффектов прямо связан с установившимся энергетическим разбросом [16, 17]:

$$\sigma_l = \frac{c \alpha_p \sigma_E}{\Omega_s E}, \quad (1.7)$$

где  $c$  – скорость света,  $\alpha_p$  – коэффициент уплотнения орбит,  $\Omega_s$  – частота синхротронных колебаний. Формула (1.7) может быть использована для определения энергетического разброса пучка путем измерения его продольного размера, однако эта связь не учитывает взаимодействие отдельных частиц друг с другом или с вакуумной камерой, поэтому использовать эту формулу можно только в случае, когда влияние коллективных эффектов несущественно, т.е. при малом токе пучка. Таким образом для использования формулы (1.7) для измерения энергетического разброса пучка необходимо предварительное изучение влияния коллективных эффектов.



Важным проявлением взаимодействия частиц в пучке является их рассеяние друг на друге. Этот эффект можно разделить на два вида. Первый имеет название эффекта Тушека и представляет собой рассеяние частиц на большие углы, приводящее к выходу частиц за пределы динамической апертуры ускорителя [18]. Эффект Тушека приводит к ограничению времени жизни пучка. Второй вид — это многократное внутривпучковое рассеяние на малые углы, которое не сопровождается потерей частиц, однако ведет к увеличению амплитуды синхротронных колебаний, проявляющемуся в увеличении энергетического разброса пучка.

Для точных расчетов равновесных параметров пучка, можно использовать результаты работ [19, 20]. Однако для качественного рассмотрения процесса достаточно результатов, полученных в работе [21] которые дают достаточное понимание того, какие параметры влияют на силу эффекта. Основные формулы представлены ниже:

$$\left(\frac{\sigma_{EIBS}}{E}\right)^6 = \frac{Nr_e^2 \beta_x \tau_E \Omega_s f(\chi_m)}{2^5 \pi \gamma^3 [\beta_x U_x + \eta_x^2] \sqrt{K \beta_z U_x \alpha}}, \quad (1.8)$$

$$U_x = \frac{\tau_x}{\tau_E} \left\langle \frac{1}{\beta_x} \left[ \eta_x^2 + \left( \beta_x \eta'_x - \frac{1}{2} \beta'_x \eta_x \right)^2 \right] \right\rangle, \quad (1.9)$$

$$U_z = KU_x, \quad (1.10)$$

$$f(\chi_m) = \int_{\chi_m}^{\infty} \frac{1}{\chi} \ln \left( \frac{\chi}{\chi_m} \right) e^{-\chi} d\chi, \quad (1.11)$$

где  $\sigma_{EIBS}$  – энергетический разброс, возникающий как следствие внутривпучкового рассеяния,  $N$  – число частиц в пучке,  $r_e$  – классический радиус электрона,  $\beta_{x,z}$  – горизонтальная и вертикальная бета функции,  $\eta_x$  – горизонтальная дисперсионная функция,  $K$  - коэффициент связи по эммитансам,  $\langle \rangle$  - означает усреднение по периметру ускорителя. Из представленных формул заметна характерная для внутривпучкового рассеяния зависимость энергетического разброса от числа частиц в пучке:  $\sigma_{ET}/E \sim N^{1/6}$ . При постоянном значении  $J_E$ , время затухания

синхротронных колебаний пропорционально  $\gamma^{-3}$ . Если кроме  $J_E$ , поддерживать постоянной частоту синхротронных колебаний, то величина энергетического разброса, вносимая внутрипучковым рассеянием, будет обратно пропорциональна энергии пучка. Если синхротронная частота меняется с энергией, то следует учитывать ее изменение при определении влияния эффекта внутрипучкового рассеяния на суммарный энергетический разброс.

Подведем итоги: при пренебрежимо малом влиянии эффекта внутрипучкового рассеяния энергетический разброс определяется только параметрами синхротронного излучения (формула 1.5). При постоянном значении  $J_E$ , энергетический разброс пропорционален энергии пучка. Однако, если влиянием эффекта рассеяния нельзя пренебречь, то энергетический разброс, вносимый этим эффектом, рассчитывается отдельно, а суммарный разброс, в силу независимости процессов рассеяния и излучения определяется следующей формулой:

$$\sigma_{Etotal}^2 = \sigma_{Erads}^2 + \sigma_{EIBS}^2, \quad (1.12)$$

где  $\sigma_{Etotal}$  – полный энергетический разброс,  $\sigma_{Erads}$  – энергетический разброс, определяющийся синхротронным излучением (1.5). Как следствие, при наличии заметного влияния эффекта внутрипучкового рассеяния наблюдается отклонение линейной зависимости энергетического разброса от энергии пучка.

### 1.3 Эффекты удлинения электронного сгустка

Продольное распределение частиц в пучке подвержено влиянию различных эффектов. Рассмотрим два основных эффекта взаимодействия сгустка заряженных частиц с наведенными в ускорителе полями, определяющих длину сгустка: эффект искажения потенциальной ямы и продольная микроволновая неустойчивость. Опишем влияние этих эффектов на длину сгустка.

Сначала рассмотрим эффект искажения потенциальной ямы. Эффект возникает из-за искажения видимого пучком ускоряющего напряжения, вносимого остаточными полями сгустка. Обычно этот эффект заметен при небольших токах сгустка. При этом эффекте не происходит увеличения энергетического разброса сгустка, который при малых токах связан с размером сгустка уравнением (1.5), так как одновременно с этим происходит сдвиг частоты синхротронных колебаний. Удлинение электронного сгустка под действием искажения потенциальной ямы определяется кубическим уравнением:

$$\left(\frac{\sigma_s}{\sigma_{s0}}\right)^3 - \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_{s0}}\right) - \frac{I_b \alpha \operatorname{Im} \left[ \left(\frac{Z_{\parallel}}{n}\right)_{eff} \right]}{\sqrt{2\pi} E Q_{s0}^2} \left(\frac{R}{\sigma_{s0}}\right)^3 = 0, \quad (1.13)$$

где  $\sigma_{s0}$  – продольный размер сгустка в отсутствии коллективных эффектов,  $Q_{s0}$  – частота синхротронных колебаний в единицах частоты обращения в отсутствии коллективных эффектов,  $\operatorname{Im}[(Z_{\parallel}/n)_{eff}]$  – мнимая часть эффективного продольного импеданса связи. Подробности получения уравнения (1.13) можно найти в работе [1].

С дальнейшим увеличением тока сгустка можно достичь порога продольной микроволновой неустойчивости сгустка. Эффект является результатом взаимодействия сгустка с наведенными им же wake-полями. С подробным описанием эффекта можно ознакомиться в работах [22] и [23]. Пороговый ток продольной микроволновой неустойчивости определяется следующим выражением:

$$I_{th} = \frac{\sqrt{2\pi} \alpha E \sigma_s}{R \left[ \frac{Z_{\parallel}}{n} \right]_{BB}} \left( \frac{\sigma_E}{E} \right)^2, \quad (1.14)$$

где  $[Z_{\parallel}/n]_{BB}$  – модуль широкополосного импеданса связи вакуумной камеры. Если учесть связь энергетического разброса сгустка  $\sigma_E$  с его продольным размером (1.7),

то из (1.14) получим увеличение продольного размера связанного с продольной микроволновой неустойчивостью в явном виде:

$$\sigma_s^3 = \frac{R^3 \alpha \left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right|_{BB}}{\sqrt{2\pi E} Q_{s0}^2} I_b. \quad (1.15)$$

Однако, стоит не забывать, что выше порога микроволновой неустойчивости эффект искажения потенциальной ямы продолжает оказывать влияние на продольные размеры сгустка. Поэтому следует учитывать изменение частоты синхротронных колебаний  $Q_s$  от искажения потенциальной ямы, а также изменение энергетического разброса  $\sigma_E/E$  от продольной микроволновой неустойчивости. Если учесть оба эти эффекта, то получается следующая зависимость продольного размера сгустка от его тока [23]:

$$\sigma_s^3 = \frac{R^3 \alpha}{\sqrt{2\pi E} Q_{s0}^2} I_b \left( \left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right|_{BB} - \text{Im} \left[ \left( \frac{Z_{\parallel}}{n} \right)_{eff} \right] \right). \quad (1.16)$$

Таким образом, если измерить зависимость продольного размера сгустка от его тока, то пользуясь зависимостями (1.16) и (1.13) можно определить значения  $\left| \frac{Z_{\parallel}}{n} \right|_{BB}$  и  $\text{Im} \left[ \left( \frac{Z_{\parallel}}{n} \right)_{eff} \right]$ . Зная значения этих величин, можно рассчитать зависимость продольного размера сгустка в зависимости от его тока в любом режиме ускорителя, при условии слабого влияния эффекта многократного внутрисгусткового рассеяния.

#### **1.4 Метод измерения энергетического разброса пучка по форме огибающей когерентных бетатронных колебаний**

Энергетический разброс частиц в пучке циклического ускорителя влияет на динамику не только продольного движения, но и также оказывает влияние на динамику бетатронных колебаний. Например, возникает сдвиг частот бетатронных

колебаний у частиц с неравновесной энергией, называющийся хроматизмом  $\xi = \frac{\partial v}{\partial E/E}$ . Для подробного описания влияния сдвига бетатронных частот на динамику когерентных колебаний обратимся к работам [24] и [25]. Кратко рассмотрим основные результаты этих работ и их применение к измерению энергетического разброса.

Сдвиг частоты вертикальных колебаний  $\Delta\nu_y$ , определяется следующим выражением:

$$\Delta\nu_y(N) = \frac{\partial\nu_y}{\partial E} \delta_E \cos(2\pi\nu_s N + \phi_s), \quad (1.17)$$

где  $N$  – Номер оборота,  $\delta_E$  – амплитуда синхротронных колебаний,  $\nu_s$  – частота синхротронных колебаний в единицах частоты обращения,  $\phi_s$  – фаза синхротронных колебаний при  $N = 0$ . Сдвиг фазы бетатронных колебаний относительно равновесной частицы на обороте с номером  $N$  получается путем интегрирования выражения (1.17).

$$\Delta\phi(\delta_E, \phi_s, N) = 2\pi \int_0^N \Delta\nu_y(N') dN' = K \delta_E. \quad (1.18)$$

$$K = 2 \frac{\partial\nu}{\partial E} \nu_s^{-1} \sin(\pi\nu_s N) \cos(\pi\nu_s N + \phi_s). \quad (1.19)$$

Из формул (1.18) и (1.19) видно, что сдвиг фазы бетатронных колебаний частицы меняется по гармоническому закону с частотой равной синхротронной. Это оказывает следующее влияние на движение пучка частиц: после возбуждения когерентных колебаний происходит их раскогеренивание, но по прошествии времени, равному периоду синхротронных колебаний, сдвиги фаз колебаний различных частиц становятся равными нулю, и амплитуда когерентных колебаний пучка восстанавливается до исходного значения. В случае гауссова распределения частиц по энергиям с энергетическим разбросом  $\sigma_E$  форма огибающей

вертикальных бетатронных колебаний, возбужденных однократным ударом, описывается следующим выражением [24]:

$$A(t) \propto \exp\left(-\left(\frac{\partial\omega_y}{\partial E}\frac{\sigma_E}{\Omega_s}\right)^2 (1 - \cos\Omega_s t)\right), \quad (1.20)$$

где  $\omega_y$  – частота вертикальных бетатронных колебаний.

В реальной ситуации амплитуда колебаний не восстанавливается полностью из-за наличия дополнительного раскогеренирования, вызванного кубической нелинейностью  $\frac{\partial v_y}{\partial a^2}$  магнитной структуры. При учете вносимого кубической нелинейностью сдвига бетатронной частоты  $\Delta\nu_y = -\frac{\partial v_y}{\partial a^2}a^2$ , возникает линейное по времени нарастание сдвига фазы, что приводит к невозможности восстановления амплитуды колебаний. Для случая, когда амплитуда возбуждаемых колебаний  $a$  много больше вертикального размера пучка  $\sigma_y$ , огибающая вертикальных бетатронных колебаний определяется формулой (1.21) [24], однако в общем случае зависимость имеет более сложный вид [25].

$$A(t) \propto \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right) \exp\left(-\left(\frac{\partial\omega_y}{\partial E}\frac{\sigma_E}{\Omega_s}\right)^2 (1 - \cos\Omega_s t)\right), \quad (1.21)$$

$$\tau = \left(2\frac{\partial\omega_y}{\partial a^2}a\sigma_y\right)^{-1}.$$

Таким образом, форма огибающей вертикальных бетатронных колебаний содержит в себе информацию о величине энергетического разброса пучка, величину которого можно определить, аппроксимируя экспериментальную зависимость уравнением (1.21). Однако, следует учитывать, что при большой амплитуде раскачки колебаний и большом вертикальном размере может возникнуть ситуация, при которой раскогеренирование колебаний, вызванное кубической нелинейностью, может происходить настолько быстро, что регистрация огибающей с точностью

достаточной для определения энергетического разброса становится невозможной. Это ограничивает возможности применения данного метода измерения энергетического разброса.

### **1.5 Влияние коллективных эффектов на измерение энергетического разброса**

Влияние эффектов, вызванных наведенными магнитными и электрическими полями, может оказывать существенное влияние на динамику и параметры пучков заряженных частиц. Это влияние ограничивает область применения обеих вышеупомянутых (разделы 1.3, 1.4) способов измерения энергетического разброса.

Эффекты упомянутые в разделе 1.3 влияют на продольное распределение частиц в пучке, кроме того, помимо удлинения пучка эффект искажения потенциальной ямы проявляется в сдвиге частоты синхротронных колебаний, а также в отклонении продольного распределения частиц в пучке от Гауссового, что накладывает дополнительные сложности на определение продольного размера пучка.

Для корректного определения энергетического разброса частиц в пучке, необходимо провести предварительно изучение влияния эффекта искажения потенциальной ямы и микроволновой неустойчивости. Имея полную картину влияния данных эффектов на продольное распределение частиц в пучке, можно провести измерения, минимизировав влияние данных эффектов и учитывая их при обработке данных.

Влияние продольного импеданса также проявляется в возникновении связанных продольных колебаний разных сгустков, и появлении когерентных потерь энергии, приводящих к сдвигу равновесной фазы.

Наведенные пучком поля влияют и на его поперечную динамику. В частности, при наблюдении когерентных колебаний пучка наблюдается заметное

влияние head-tail эффекта [1, 2]. Проявляется оно в быстром затухании когерентной моды колебаний и раскачке некогерентной моды. С использованием двухчастичной модели получена простая формула, которая используется для приближенных оценок характерного времени нарастания/затухания  $\tau_{\pm}$  моды колебаний [1, 2]

$$\tau_{\pm}^{-1} = \mp I_b \frac{\partial \nu_{\beta}}{\partial E} \frac{c Z_{\perp}}{2\pi (E/e) \alpha \nu_{\beta}}, \quad (1.22)$$

где  $\nu_{\beta}$  – частота бетатронных колебаний,  $Z_{\perp}$  – низкочастотный поперечный импеданс,  $\tau_{+}$  – характерное время для когерентной моды,  $\tau_{-}$  – характерное время для некогерентной моды. Формула (1.22) является оценкой сверху для декремента/инкремента, однако для качественного понимания влияния эффекта достаточно знания их зависимости от параметров ускорителя и грубой оценки этого времени. Кроме того, для точных расчетов требуется явное задание частотной зависимости поперечного импеданса, что является достаточно нетривиальной задачей. Итого, при положительном хроматизме, после возбуждения когерентных колебаний, наблюдается быстрое затухание когерентных колебаний, с одновременным увеличением поперечного размера пучка, связанного с раскачкой когерентной моды. Влияние этого эффекта может существенно ограничивать область применимости метода измерения энергетического разброса методом огибающей, описанным в разделе 1.4.

### **1.6 Измерение продольного распределения плотности заряда в пучке на коллайдере ВЭПП-4М**

Эксперименты по изучению продольного распределения частиц в пучке электронов проводились на коллайдере ВЭПП-4М и являлись частью



экспериментов по измерению энергетического разброса ускорителя в широком диапазоне энергий.

Для измерений продольного распределения частиц в пучке, стрик-камера PN-01/S20, разработанная в ИОФ РАН была установлена в систему оптической диагностики ВЭПП-4М [26] (местоположение системы указано красной стрелкой на рисунке 1.2). Оптическая схема диагностики представлена на рисунке 1.4.

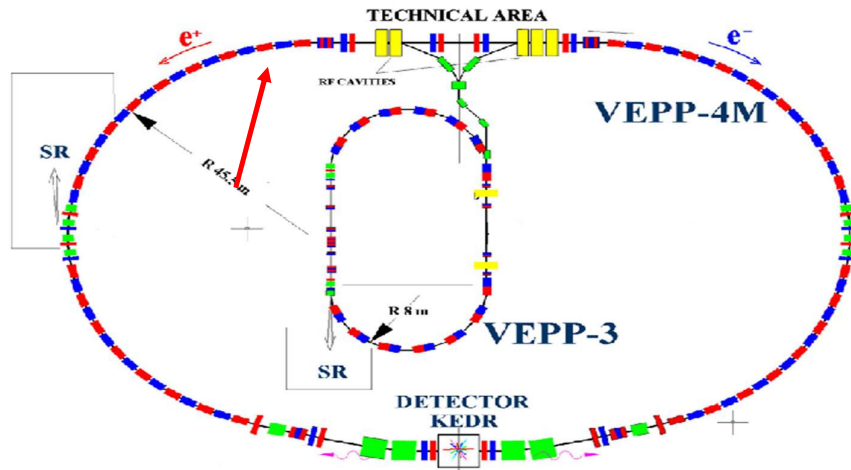


Рисунок 1.2 – Схема ВЭПП-4М

Внешний вид стрик-камеры и ее основные параметры представлены на рисунке 1.3 и в таблице 1.1.



Рисунок 1.3 – стрик-камера PN-01/S20

Таблица 1.1 – основные параметры стрик-камеры

Спектральный диапазон фотокатода	350-1300 нм
Длительность развертки	200/100/30/10/1,5/0,75/0,25 нс
Временное разрешение	< 1 пс
Временная нелинейность разверток	Не более 10%
Нестабильность срабатывания	Не более 3%
Максимальная частота запуска	1 КГц

Обычно, для измерения поперечных размеров пучка синхротронное излучение, исходящее из центра поворотного магнита, выводится с помощью зеркал и направляется на ПЗС камеру. Для измерения продольного размера пучка мы поставили зеркало, направляющее излучение на стрик камеру, которая позволяет получить распределение интенсивности излучения в зависимости от времени, и, соответственно, продольное распределение частиц в пучке.

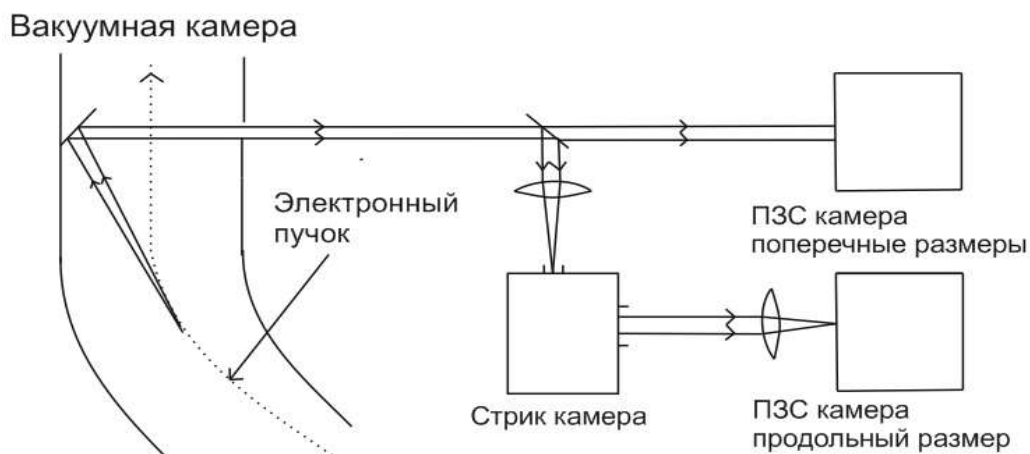


Рисунок 1.4 – Оптическая диагностика размеров пучка на ВЭПП-4М

Стрик-камера – это прибор, позволяющий перевести временное распределение интенсивности света в пространственное. Длительность временной развертки, используемой стрик-камеры, может изменяться от 0,25 до 200 наносекунд, что позволяет подробно изучать продольную структуру электронного пучка,

полученную за один оборот. Временная нелинейность разверток не более 10%, что ограничивает точность измерений длительности импульса при большом относительно длительности развертки продольном размере пучка. Принципиальная схема работы стрик-камеры представлена на рисунке 1.5.

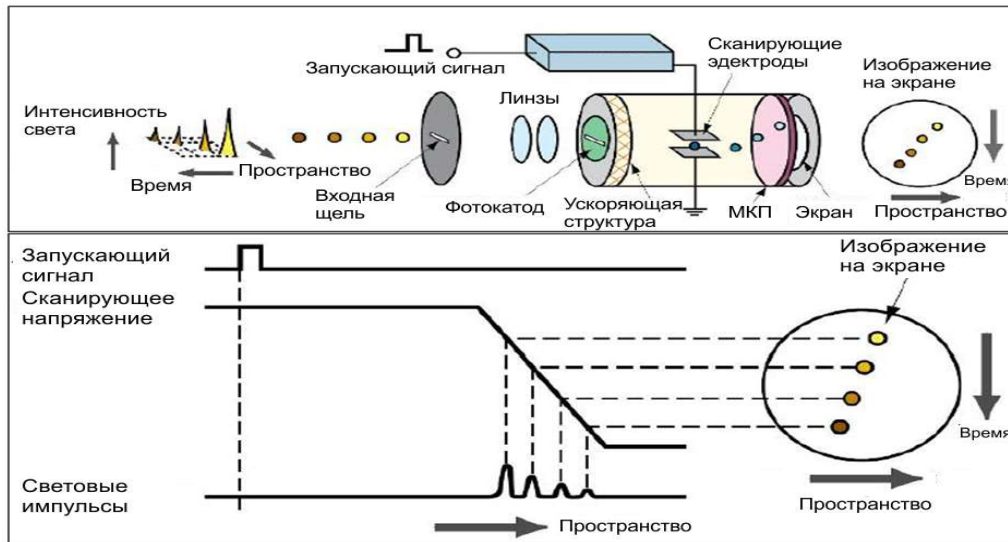


Рисунок 1.5 – Принцип работы стрик-камеры

Синхротронное излучение из поворотного магнита, с помощью системы зеркал и объектива фокусируется на фотокатоде стрик-камеры, размер входного светового пятка определяет величину аппаратной функции, кроме того, размер влияет на то, при каком минимальном токе пучка будет возможна регистрация профиля пучка. Таким образом, очень важным фактором, влияющим на точность измерений, является юстировка оптической схемы в месте установке стрик-камеры. Полученные путем конверсии на фотокатоде фотоэлектроны ускоряются и проходят через зазор между сканирующими электродами, к которым приложено пилообразное напряжение, формирующее отклоняющее электрическое поле. В результате фотоэлектроны, пролетевшие зазор в разное время, отклоняются на разный угол по вертикали. После этого электронный сигнал усиливается в микроканальной пластине (МКП) и попадает на люминофор, интенсивность свечения которого пропорциональна числу попавших на него фотоэлектронов. Результатом однократного срабатывания стрик-камеры является двумерное

изображение на люминофоре, на котором вертикальная ось содержит информацию о поперечном распределении, а горизонтальная - информацию о временной зависимости интенсивности сигнала относительно момента начала развертки.

Для сохранения и последующей обработки изображения используется цифровая ПЗС-камера. Для оптимальной регистрации профиля пучка, использовалась развертка стрик-камеры длительностью 1,5 наносекунды, позволяющая получить достаточное временное разрешение и достаточную интенсивность изображения пучка. Для запуска стрик-камеры используются импульсы, синхронизированные с моментом пролета пучка, после этого, используя выходной сигнал синхронизации стрик-камеры, запускается ПЗС-камера для записи изображения с люминофорного экрана. Длительность свечения люминофора существенно больше всех переходных процессов при запуске ПЗС-камеры.

Калибровка стрик-камеры проводится на этапе ее производства, после этого не требуется никаких дополнительных действий. Однако для получения данных о длительности зарегистрированной вспышки требуется дополнительная пространственная калибровка ПЗС-камеры. Для этого записывается изображение люминофора (рисунок 1.6), далее край люминофора аппроксимируется окружностью, диаметр которой ставится в соответствие выбранной развертке пучка. По этим данным можно определить, какому временному интервалу соответствует расстояние между соседними пикселями регистрируемого изображения. Если требуется знать поперечное распределение заряда в пучке, то проводится и калибровка вертикальной координаты ПЗС-камеры. Для этого пучок смещают по вертикали, измеряют сдвиг пучка в месте установки стрик-камеры, например, ПЗС-камерой, предназначенной для диагностики поперечного профиля пучка. Сравнением измеренного сдвига пучка со сдвигом пучка на ПЗС-камере, регистрирующей изображение с люминофора, производится калибровка вертикальной координаты.

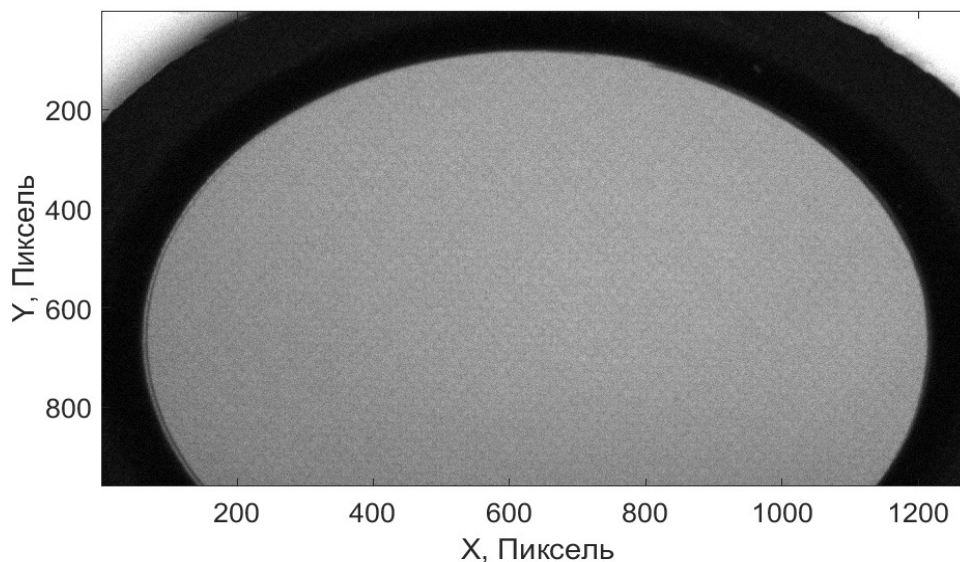


Рисунок 1.6 – Изображение для калибровки ПЗС-камеры

Для исключения возможного влияния насыщения МКП на форму регистрируемого профиля пучка, во время использования стрик-камеры на накопителе-охладителе комплекса ВЭПП-5, была проверена линейность передачи интенсивности стрик-камерой при варьировании коэффициента усиления МКП. Для этого была проверена линейность полной интенсивности изображения на люминофоре от тока пучка. Кроме того, проверялось отсутствие существенных отклонений яркости и формы изображения в зависимости от его положения на люминофоре. Результаты этой проверки представлены на рисунке 1.7. Камера тестировалась при различных коэффициентах усиления МКП, которые менялись в условных единицах от 5 до 11.

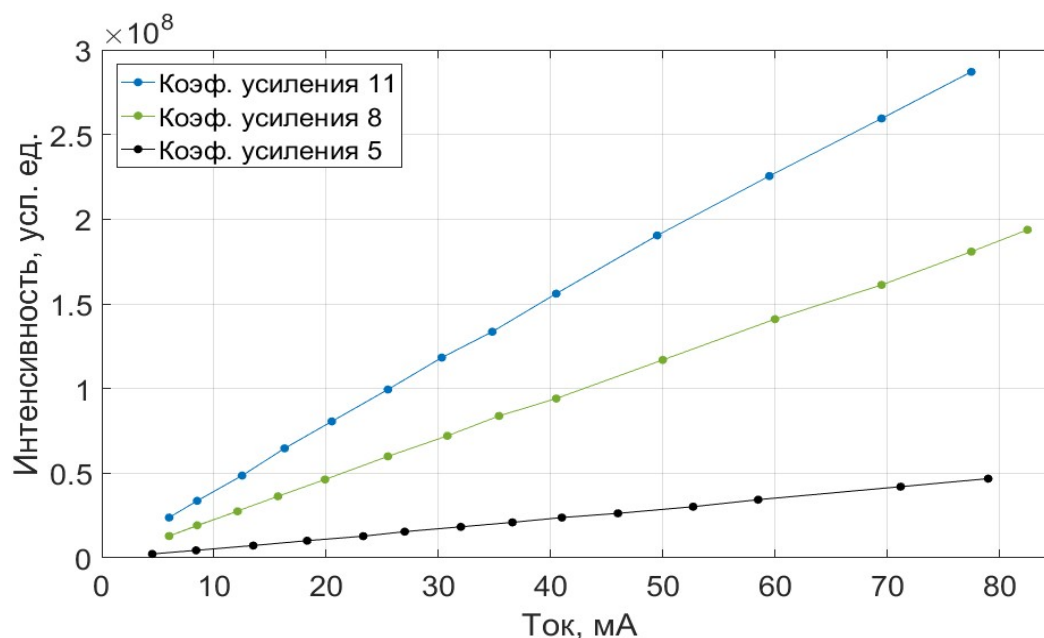


Рисунок 1.7 – Проверка линейности стрик-камеры

Результаты измерений позволяют сделать вывод, что независимо от коэффициента усиления МКП, интенсивность свечения люминофора линейно зависит от интенсивности синхротронного излучения. Кроме того, проверено отсутствие зависимости интенсивности изображения на люминофоре от его положения. Таким образом, можно с уверенностью утверждать, что стрик-камера работает в линейном режиме.

Измерения в одинаковых режимах работы установки проводились в нескольких заходах, однако ширина аппаратной функции стрик-камеры на полувысоте всегда не превышала 0,35 см в единицах длины пучка, что является пренебрежимо малым значением, в сравнении с шириной регистрируемых профилей. На рисунке 1.8 показано исходное изображение пучка, зарегистрированное стрик-камерой при токе пучка  $I_b = 0,3$  мА. Это близко к минимально возможной величине тока при которой проводились измерения.

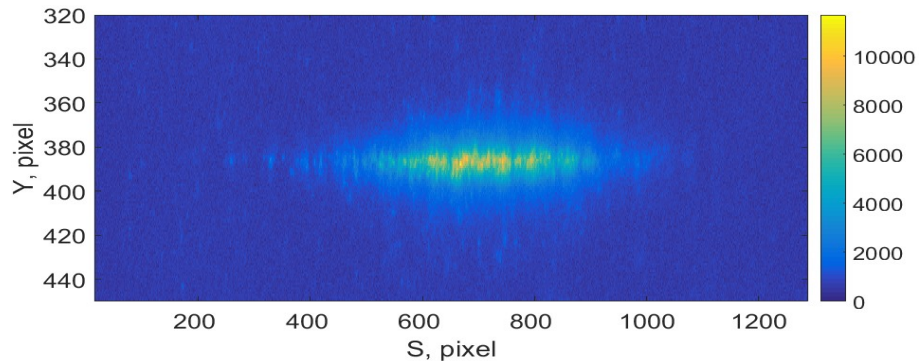


Рисунок 1.8 – Пример зарегистрированного стрик-камерой профиля пучка.  $I_b = 0.3$  мА

Изображение на рисунок 1.8 имеет ряд типичных особенностей. Заметны небольшие «шумовые» точки, а также перепады интенсивности в профиле пучка. Эти перепады объясняются неоднородностью люминофора, а также структурой МКП. Для получения продольного распределения интенсивности проводилось интегрирование сигнала по вертикальной координате. Полученное таким образом распределение (рисунок 1.9) хорошо аппроксимируется Гауссовым распределением с параметром  $\sigma = 3,71 \pm 0,11$  см

Ниже на рисунках представлены примеры данных, полученных с помощью стрик камеры на энергии ВЭПП-4М  $E=1865$  МэВ, при максимальном (рисунок 1.10) и минимальном (рисунок 1.9) токе пучка в данной серии измерений.

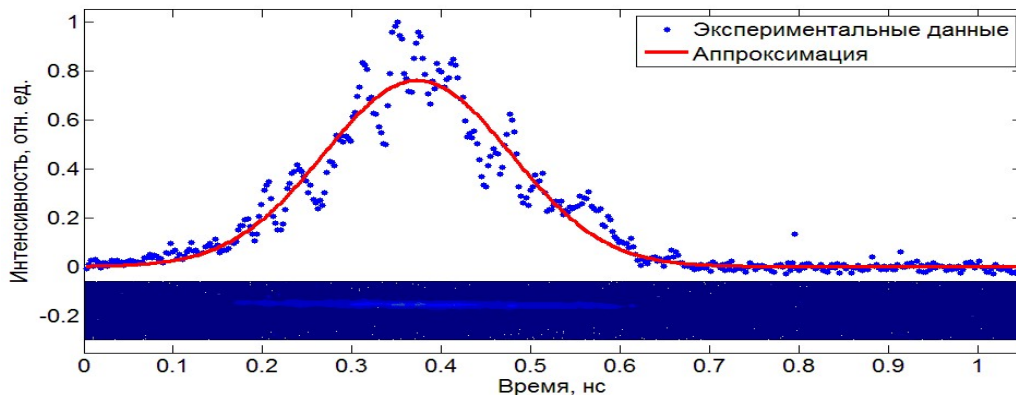


Рисунок 1.9 – Профиль пучка при токе 0.27 мА

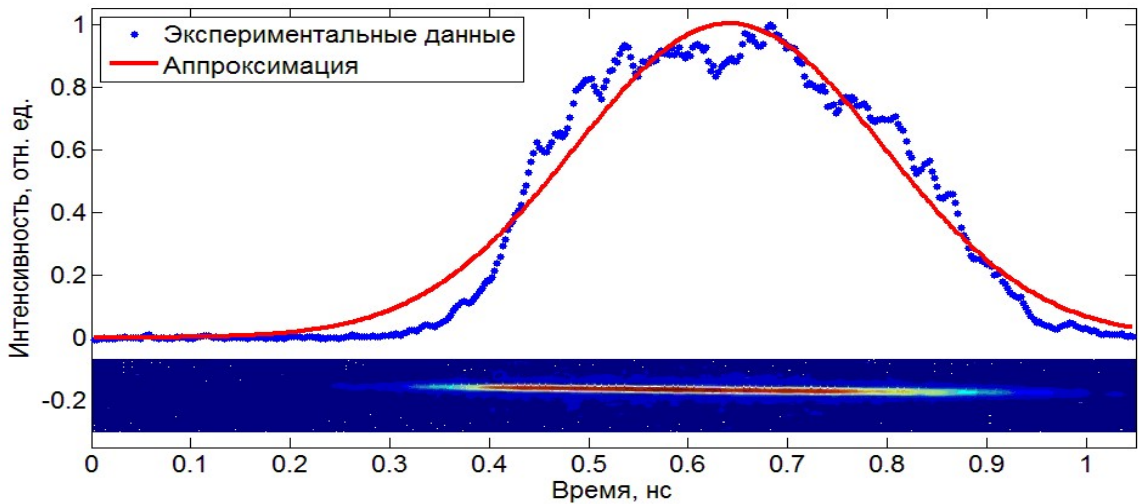


Рисунок 1.10 – Профиль пучка при токе 4.92 мА

По данным, представленным на рисунке 1.10 хорошо заметно искажение формы пучка, вызванное коллективными эффектами, которое вносит дополнительную сложность в определение продольного размера пучка. В то же время на рисунке 1.9 видно, что при малом токе наблюдаются большие шумы на профиле, связанные со статистикой фотоэлектронов, которые так же затрудняют определение продольного размера.

### 1.7 Результаты изучения влияния продольного импеданса на длительность сгустка в ВЭПП-4М

Для определения продольного импеданса коллайдера ВЭПП-4М были измерены зависимости продольного размера пучка от тока. Примеры полученных зависимостей представлены на рисунке 1.11 и рисунке 1.12.

Так же, на этих графиках представлен результат аппроксимации полученных данных зависимостью вида  $\sigma_s \propto I_b^{1/3}$ , характерной для продольной микроволновой неустойчивости.



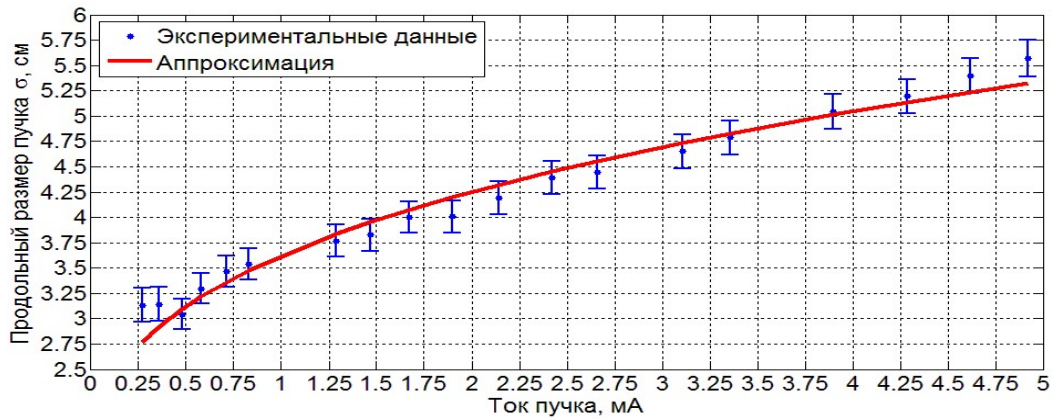


Рисунок 1.11 – Зависимость на энергии 1865 МэВ

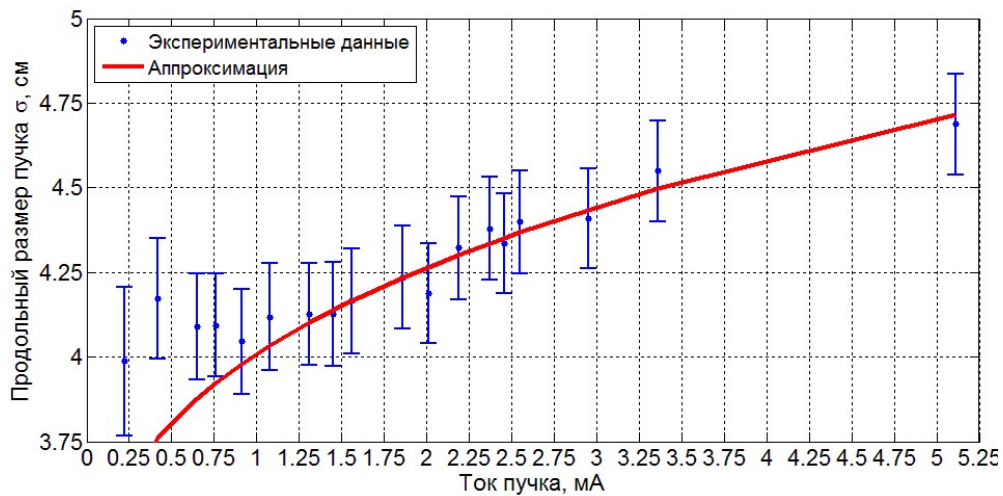


Рисунок 1.12 – Зависимость на энергии 3000 МэВ

Для определения импеданса необходимо сначала проанализировать полученные зависимости продольного размера пучка от его тока. Так как существует несколько эффектов, влияющих на продольный размер пучка, (см. раздел 1.3) то и удлинение пучка может быть вовсе не связано с продольной микроволновой неустойчивостью. По измеренным на энергиях 3,5 ГэВ и выше зависимостям продольного размера пучка от тока видно, что при малых токах пучка зависимость длины от тока слабая и не аппроксимируется зависимостью  $\sigma_s \propto I_b^{1/3}$  характерной для продольной микроволновой неустойчивости и точно также не аппроксимируется зависимостью вида  $\sigma_s \propto I_b^{1/6}$  характерной для

многократного внутрисгусткового рассеяния (на . Иначе говоря, можно сделать вывод, что изменение размера в данном случае сопоставимо с точностью измерений. Из этого можно сделать оценку сверху для величины  $Im[(Z_{\parallel}/n)_{eff}] \approx 2$  Ом. Так же сделана проверка по зависимости, полученным на энергии 3 ГэВ, где влияние продольной микроволновой неустойчивости проявляется при токе большем, чем 1 мА. Ниже на рисунках 1.13 и 1.14 представлены результаты аппроксимации этих зависимостей с помощью, формул (1.13) и (1.16).

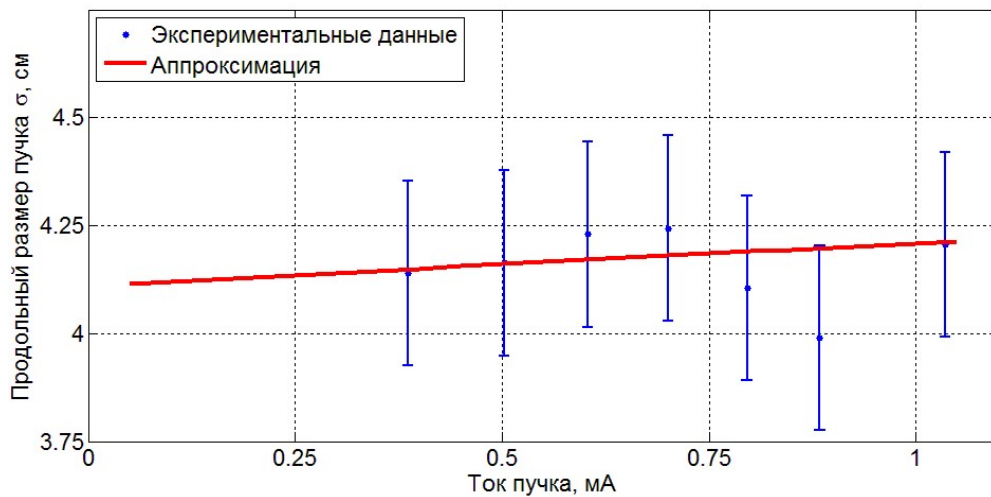


Рисунок 1.13 – Пример оценки влияния эффекта искажения потенциальной ямы

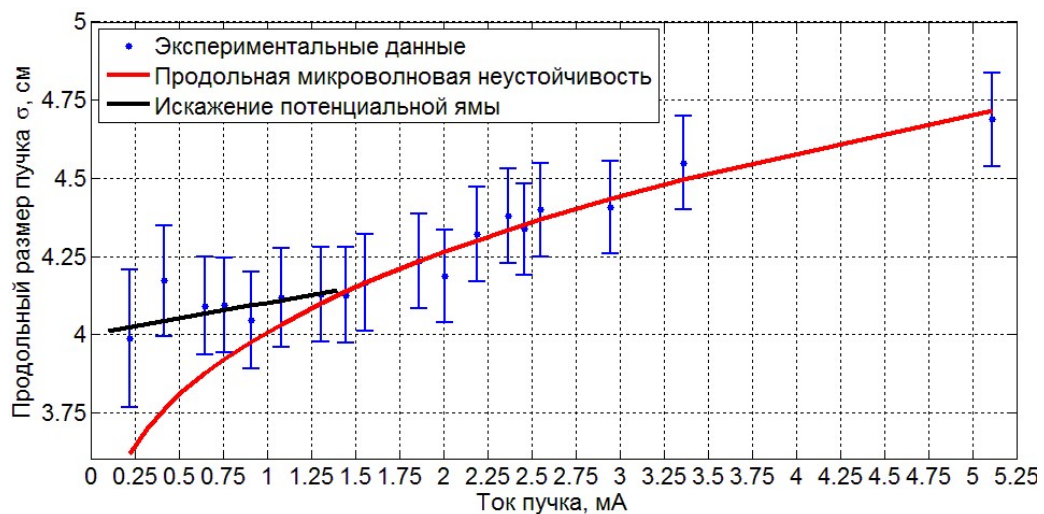


Рисунок 1.14 – Проверка корректности учета влияния эффекта искажения потенциальной ямы на энергии 3 ГэВ

Из графиков на рисунках 1.13 и 1.14 видно, что такая оценка влияния эффекта искажения потенциальной ямы согласуется с экспериментальными данными на энергии 3 и 3,5 ГэВ. С учетом оценки влияния эффекта искажения потенциальной ямы, по измеренным зависимостям было определено значение  $|Z_{\parallel}/n|_{BB} = 7,9 \pm 1,4$ . Ом

Кроме того, был проведен эксперимент, целями которого являлись точное определение вклада эффекта искажения потенциальной ямы и проверка достоверности полученных значений импеданса. Для этого на энергии инжекции (1900 МэВ), была проведена серия измерений с различными значениями энергетического разброса пучка (энергетический разброс контролировался изменением тока в 3-х полюсном вигглере), что позволило управлять положением порогового тока продольной микроволновой неустойчивости. Для точного определения вклада эффекта искажения потенциальной ямы был использован режим с полностью включенным вигглером (пороговый ток неустойчивости максимален). Используя полученное по предыдущим измерениям значение широкополосного импеданса, был оценен пороговый ток микроволновой неустойчивости, равный примерно 10 мА, все измерения проводились при меньшем токе. Аппроксимация формулой (1.13), проводилась следующим образом. Выбиралось значение  $\sigma_{s0}$ , после чего строилась зависимость величины  $\left(\frac{\sigma_s}{\sigma_{s0}}\right)^3 - \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_{s0}}\right)$  от тока пучка, после чего данная зависимость аппроксимировалась линейной зависимостью вида:

$$y = kI_b, \quad y = \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_{s0}}\right)^3 - \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_{s0}}\right), \quad k = \frac{\alpha \operatorname{Im} \left[ \left(\frac{Z_{\parallel}}{n}\right)_{eff} \right]}{\sqrt{2\pi} E Q_{s0}^2} \left(\frac{R}{\sigma_{s0}}\right)^3. \quad (1.23)$$

Методом наименьших квадратов выбиралось лучшее приближение из всех значений  $\sigma_{s0}$ , после чего из коэффициента  $k$  определялась величина  $\operatorname{Im} \left[ \left(\frac{Z_{\parallel}}{n}\right)_{eff} \right]$ .

Полученное значение  $Im[(Z_{\parallel}/n)_{eff}] = 2,1 \pm 0,4$  согласуется с полученным ранее значением, результат аппроксимации показан на рисунке 1.15.

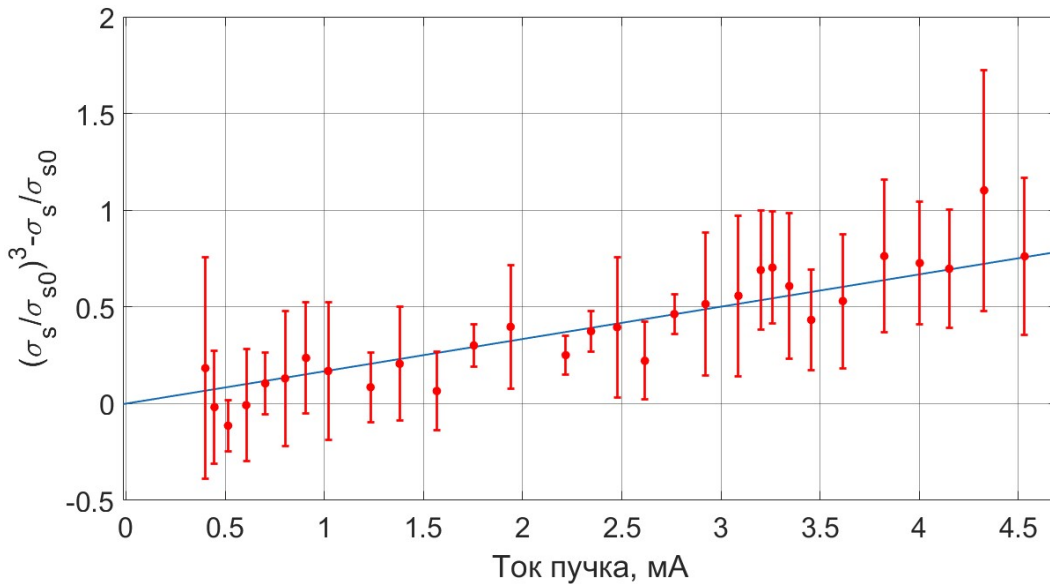


Рисунок 1.15 – Определение вклада эффекта искажения потенциальной ямы

Для проверки корректности учета влияния обоих эффектов было проведено измерение зависимости в промежуточном режиме (ток вигглера равен половине от максимального значения). В таком режиме плотность частиц в пучке увеличена по сравнению с режимом полностью включенного вигглера вследствие уменьшения энергетического разброса частиц в пучке (Коэффициент  $\mathcal{D}$  в формуле 1.6 увеличивается) и коллективные эффекты сильнее влияют на движение частиц в ускорителе, однако влияние все еще существенно ослаблено по сравнению с режимом, где вигглер выключен.

На рисунке 1.16 представлены результаты этого измерения с нанесением расчетных зависимостей для каждого из эффектов. Красными точками обозначены измеренные значение продольного размера пучка, зеленой линией показана зависимость продольного размера пучка при учете только эффекта искажения потенциальной ямы, а синяя кривая соответствует длине пучка определяемой продольной микроволновой неустойчивостью. Видно, что измерения хорошо

сопоставляются с расчетными зависимостями и при токе примерно 3 мА продольный размер пучка хорошо описывается уравнением продольной микроволновой неустойчивости. До порогового тока продольный размер описывается уравнением, соответствующим эффекту искажения потенциальной ямы.

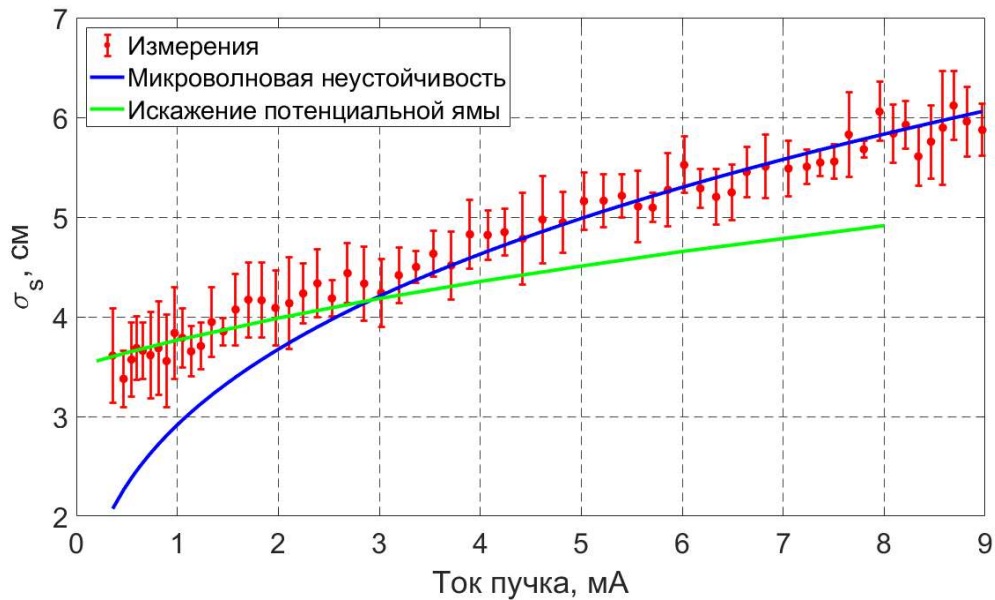


Рисунок 1.16 – Определение вклада эффекта искажения потенциальной ямы

## 1.8 Измерение энергетического разброса

Как уже упоминалось, продольное распределение частиц в пучке при малом токе пучка имеет Гауссову форму, ширина которого определяется его энергетическим разбросом, однако описанные в разделе 1.3 эффекты приводят к тому, что ширина распределения зависит не только от энергетического разброса, но и взаимодействия с полями, наводимыми пучком. Поэтому в рамках работы по измерению энергетического разброса учитывалось влияние эффектов искажения потенциальной ямы и микроволновой неустойчивости. Одним из наиболее простых способов уменьшить влияние коллективных эффектов – уменьшить плотность

частиц в пучке, уменьшив амплитуду ускоряющего напряжения, однако данная манипуляция ограничена минимальным напряжением, достаточным для компенсации радиационных потерь. С учетом результатов изучения влияния всех перечисленных ранее коллективных эффектов, считается, что измерения длины пучка можно проводить токе  $I=0,2$  мА, при данном токе, влияние всех эффектов значительно подавлено.

Для измерения энергетического разброса пучка по огибающей когерентных вертикальных бетатронных колебаний необходимо измерить хроматизм вертикальной бетатронной частоты. Для этого частота обращения пучка менялась на величину  $\Delta f_0$ , тем самым изменялась энергия пучка, связанная с изменением частоты обращения пучка через коэффициент уплотнения орбит:

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = \alpha_p \frac{\Delta p}{p}, \quad (1.24)$$

где  $f_0$  – частота обращения пучка,  $p$  – его импульс. Таким образом, измеряя частоту бетатронных колебаний в зависимости от  $\Delta f_0$ , можно измерить хроматизм:

$$\frac{\frac{\partial \nu_y}{\partial E}}{E} = \frac{\Delta \nu_y \alpha_p f_0}{\Delta f_0}, \quad (1.25)$$

где  $\Delta \nu_y$  – сдвиг частоты вертикальных колебаний при изменении частоты обращения на  $\Delta f_0$ . В процессе измерений хроматизм изменялся для получения оптимального сигнала. Колебания пучка возбуждались отклонением пучка с помощью импульсного воздействия инфлектора ВЭПП-4М, синхронизированного с моментом пролета пучка электронов. Меняя напряжение инфлектора, можно изменять амплитуду возбуждаемых колебаний пучка.

Пример траектории центра тяжести пучка при увеличенном вертикальном хроматизме сигналов, зарегистрированный электростатическим датчиком положения пучка (ВРМ), показан на рисунке 1.17.

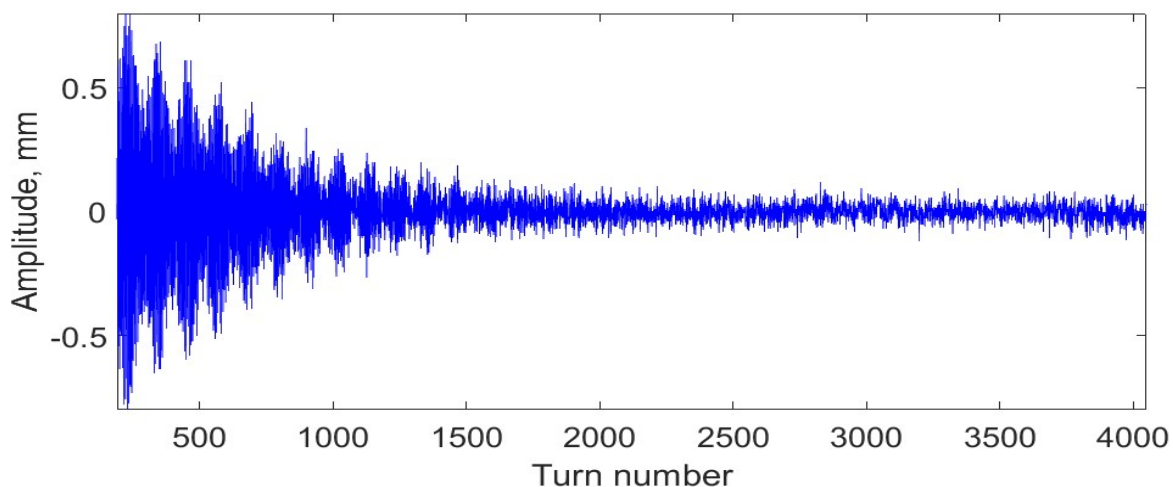


Рисунок 1.17 – Сигнал вертикальных бетатронных колебаний пучка,  $I_b = 2,3$  мА,  
 $E_b = 1,9$  ГэВ

Заметно затухание когерентной моды колебаний, определяемое взаимодействием с наведёнными полями, описанное в разделе 1.5. Декремент затухания уменьшается при увеличении энергии и уменьшении тока пучка. При измерениях следует выбрать оптимальное значение хроматизма, определяемом оптимумом между глубиной модуляции сигнала, и неизбежным при этом увеличением декремента затухания когерентной моды колебаний.

Аналогичная ситуация возникает с затуханием когерентных колебаний, определяемым кубической нелинейностью. Например, на рисунке 1.18 показаны измерения при  $E_b = 3$  ГэВ и токе пучка  $I_b = 0,3$  мА. В этих условиях декремент затухания должен быть существенно меньше, однако полученный сигнал затухает заметно быстрее ожидаемого. При уменьшении начальной амплитуды колебаний сигнал затухает заметно дольше (рисунок 1.19).

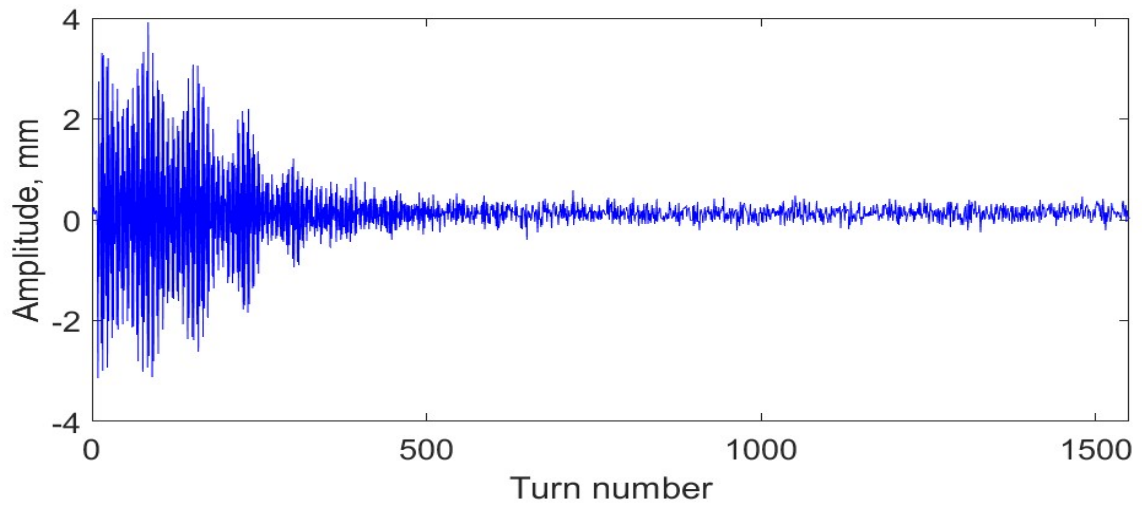


Рисунок 1.18 – Сигнал при начальной амплитуде колебаний равной 3,2 мм.  $E_b = 3$  ГэВ,  $I_b = 0,3$  мА

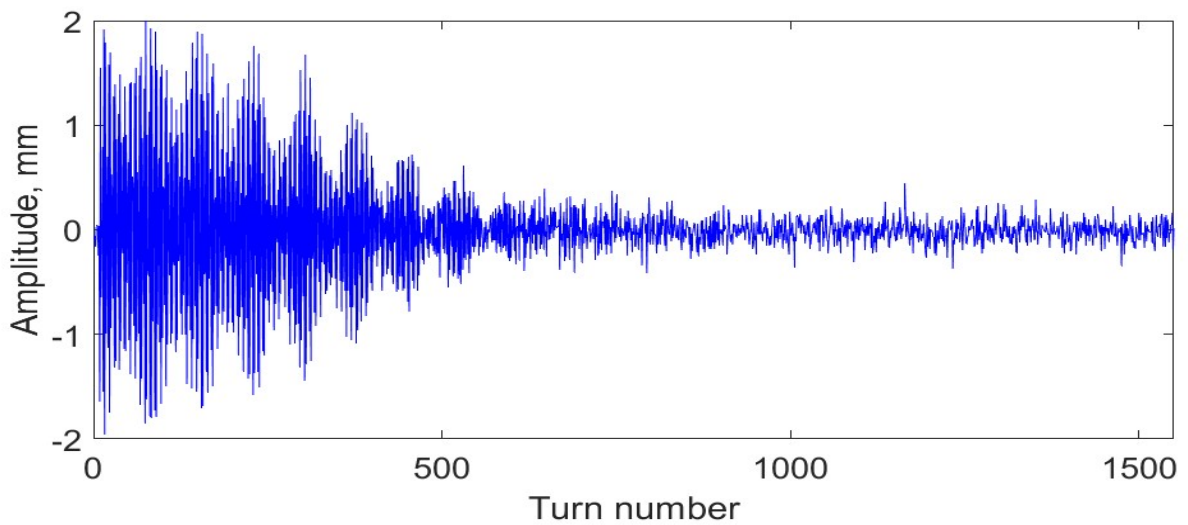


Рисунок 1.19 – Вертикальные бетатронные колебания пучка при начальной амплитуде колебаний равной 1,9 мм.  $E_b = 3$  ГэВ,  $I_b = 0,3$  мА

Кроме наличия зависимости времени затухания сигнала от амплитуды колебаний, видна характерная «гауссова» форма затухания, типичная для влияния нелинейных полей.



Следует выбирать амплитуду удара по пучку такой, чтобы время затухания было достаточно большим для последующего Фурье-анализа полученного сигнала и уверенного выделения модуляции колебаний на уровне фонового сигнала.

Рассмотрим процедуру обработки зарегистрированного сигнала и получения из его огибающей величины энергетического разброса. Первый этап обработки – фильтрация исходного сигнала, так как присутствующие шумы существенно усложняют поиск огибающей и последующую ее аппроксимацию. На рисунке 1.20 показан исходный сигнал, а на рисунке 1.21 часть его Фурье-спектра. К сигналу применялся полосовой прямоугольный фильтр, полоса пропускания которого находится в окрестности вертикальной бетатронной частоты  $\nu_y$  и синхротронных сателлитов  $\nu_y \pm \nu_s$  (на рисунке 1.21 пунктирные линии – границы фильтра).

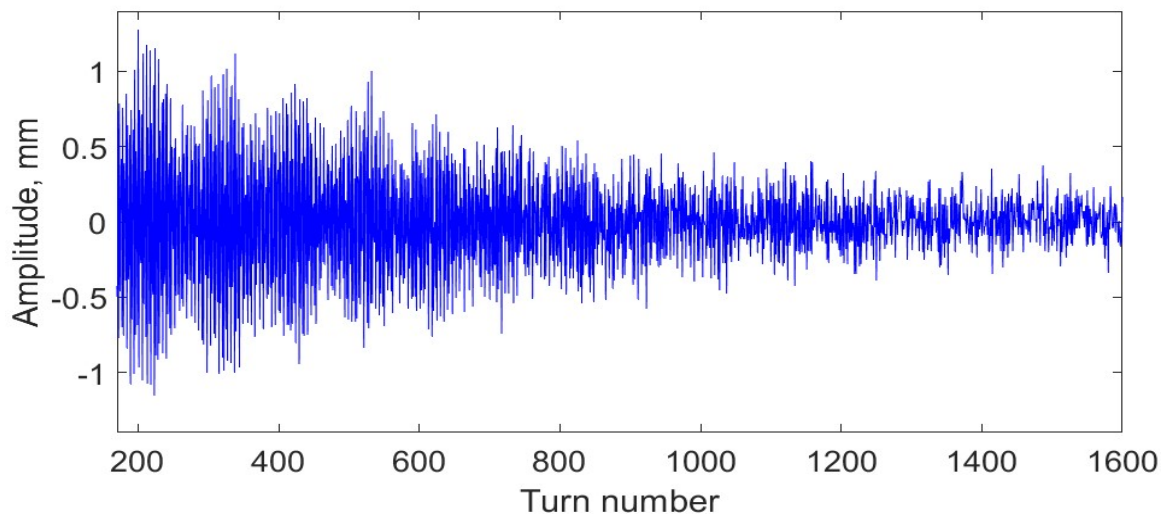


Рисунок 1.20 – Исходный сигнал вертикальных бетатронных колебаний,  $I_b = 0,3$  мА,  $E_b = 1,9$  ГэВ

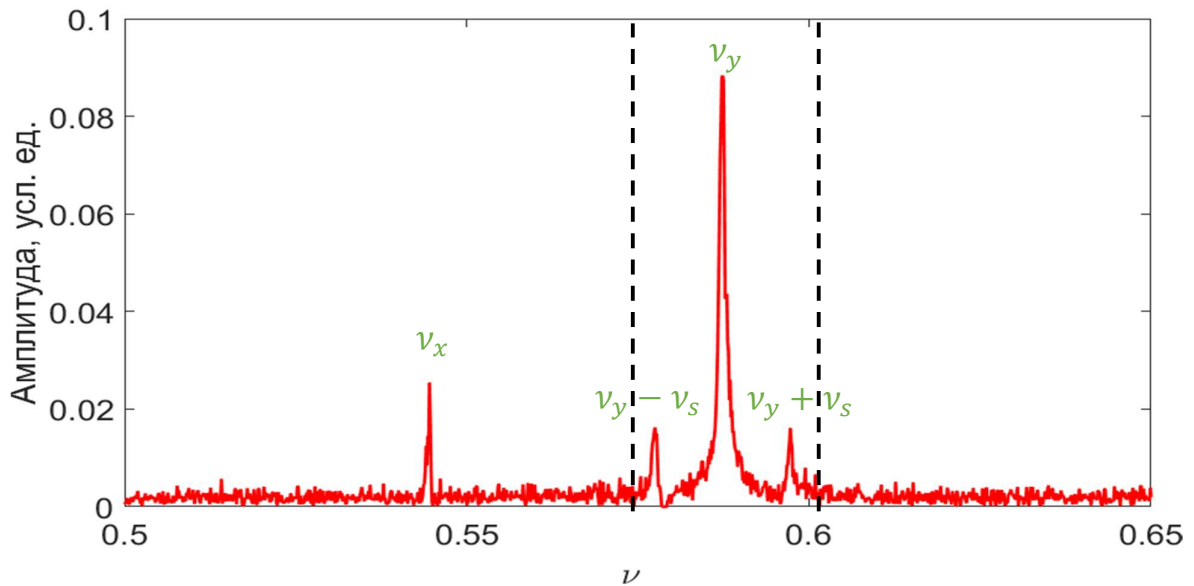


Рисунок 1.21 – Фурье-спектр зарегистрированного сигнала. Пунктиром выделен участок, используемый при обратном Фурье-преобразовании

Отфильтрованный сигнал показан на рисунке 1.22. Далее находилась форма огибающей сигнала и проводилась ее аппроксимация с помощью уравнения (1.21).

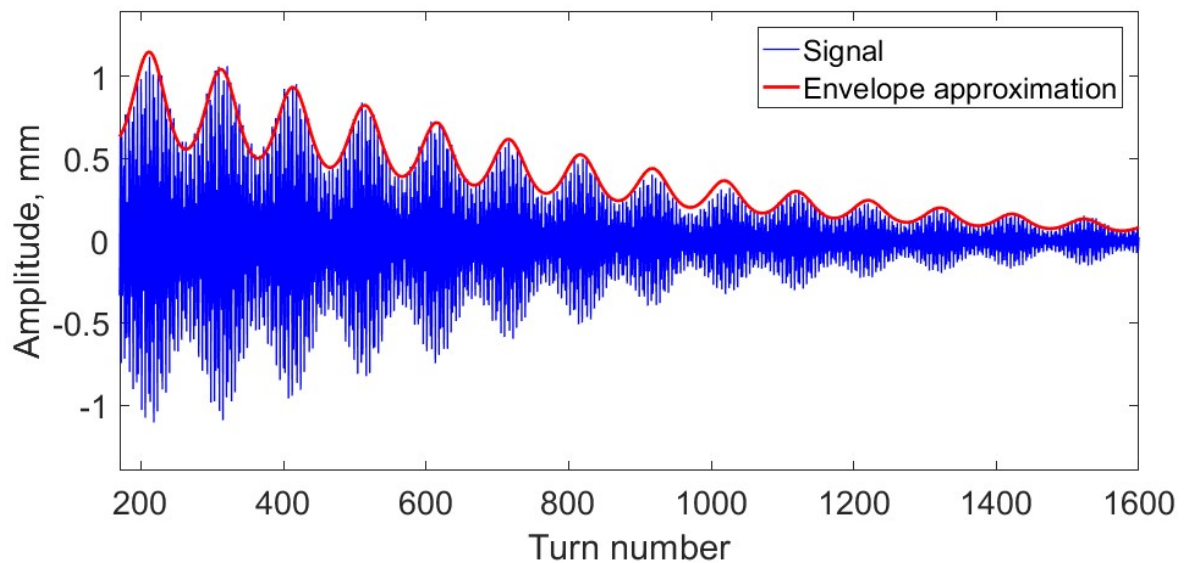


Рисунок 1.22 – Сигнал вертикальных бетатронных колебаний пучка после фильтрации.

Из параметров аппроксимации определялось значение синхротронной частоты и энергетического разброса пучка. Точность определения энергетического разброса определяется точностью аппроксимации, а также точностью измерения хроматизма, в среднем итоговая точность определения энергетического разброса составляет примерно 7%. Для наглядности на рисунке 1.23 к линии наилучшей аппроксимации, огибающей добавлено еще две, соответствующих изменению энергетического разброса пучка на  $\pm 10\%$ . При уменьшении амплитуды колебаний различие между кривыми становится слабо заметным. Именно из-за такого слабого влияния изменения энергетического разброса на глубину модуляции для повышения точности измерений требуется иметь максимально возможную амплитуду сигнала. Глубину модуляции можно усилить, увеличивая хроматизм, однако не стоит забывать об уменьшении времени затухания когерентной моды колебаний согласно уравнению (1.21). Точность аппроксимации заметно уменьшается при быстром затухании когерентных колебаний, как это было в случае с сигналом, показанным на рисунке 1.17.

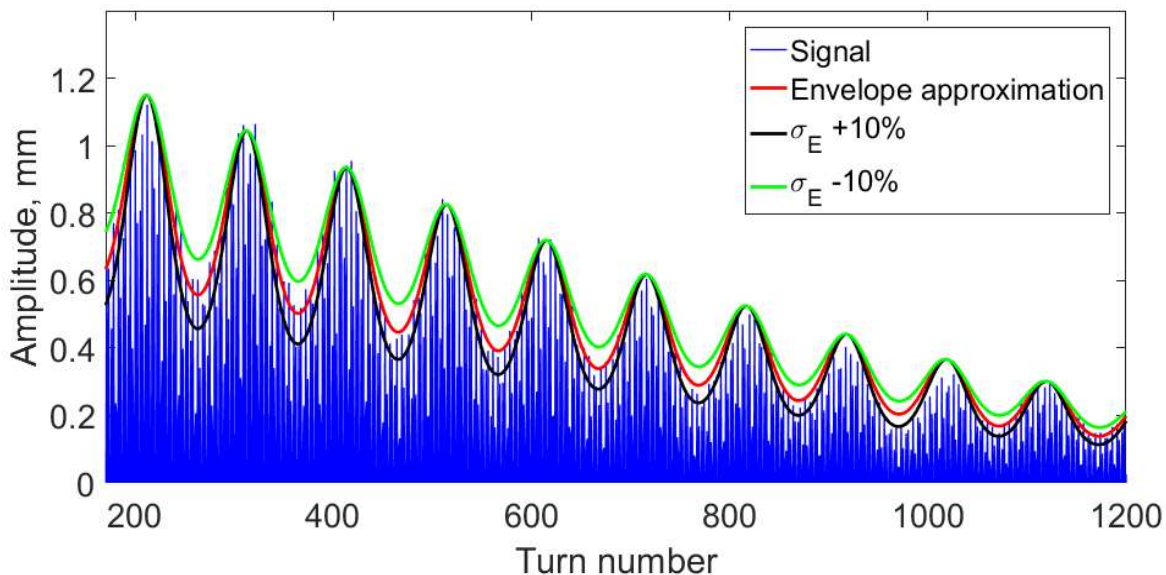


Рисунок 1.23 – Влияние энергетического разброса пучка на глубину модуляции сигнала.  $I_b = 0.3$  мА,  $E_b = 1.9$  ГэВ

### 1.9 Результаты измерения энергетического разброса

Сначала рассмотрим влияние эффекта внутривидового рассеяния на энергетический разброс ВЭПП-4М. В первой серии измерений энергетического разброса на энергиях ниже 1,5 ГэВ (рисунок 1.24, красные точки) было заметно небольшое отклонение энергетического разброса от линейной зависимости, однако слишком слабое для какой-либо интерпретации. При этих измерениях контролировалось равенство синхротронной частоты при всех значениях энергии ускорителя, а ток пучка для измерений выбирался равным ниже значению порога продольной микроволновой неустойчивости во всех выбранных режимах. Величина синхротронной частоты составляла  $\nu_s = 0,0081$ . Для увеличения влияния эффекта внутривидового рассеяния была проведена вторая серия измерений, с синхротронной частотой, увеличенной до  $\nu_s = 0,0147$  (рисунок 1.24, синие точки)

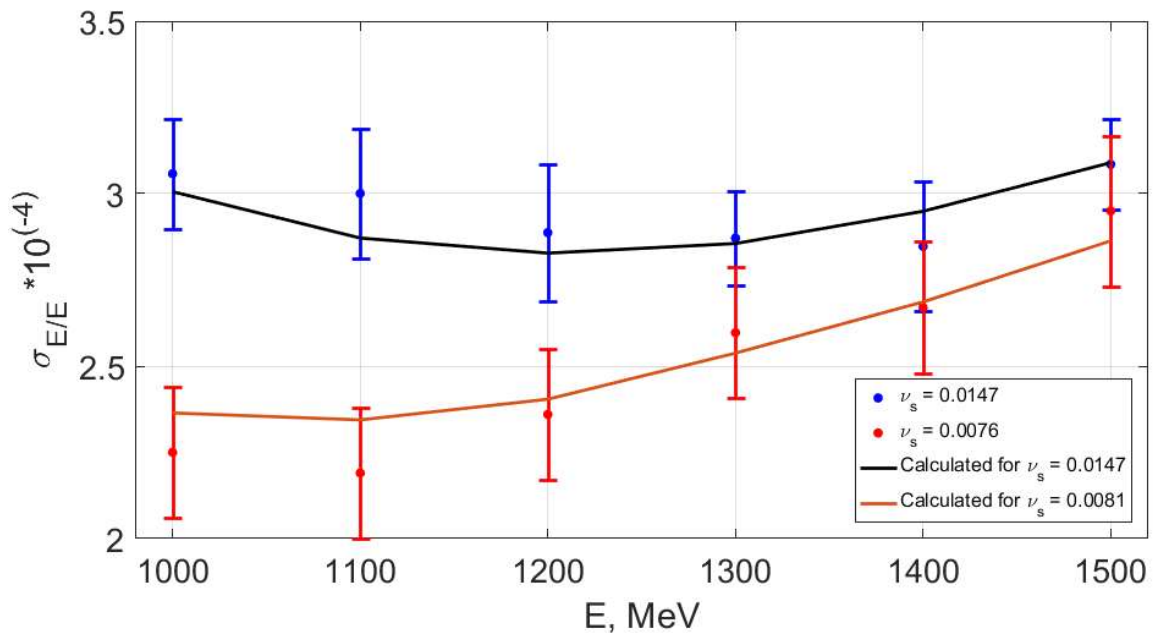


Рисунок 1.24 – Изучение энергетического разброса пучка в ВЭПП-4М в диапазоне низких энергий работы ускорителя

Во второй серии измерений заметно проявилось влияние внутривидового рассеяния. Основным фактом, указывающим на это – увеличение энергетического разброса, при увеличении синхротронной частоты. Кроме того, видно заметное отклонение зависимости энергетического разброса от линейной, что является прямым указанием на влияние внутривидового рассеяния.

На рисунке 1.25 показаны все значения энергетического разброса, полученные по данным измерений со стрик-камерой.

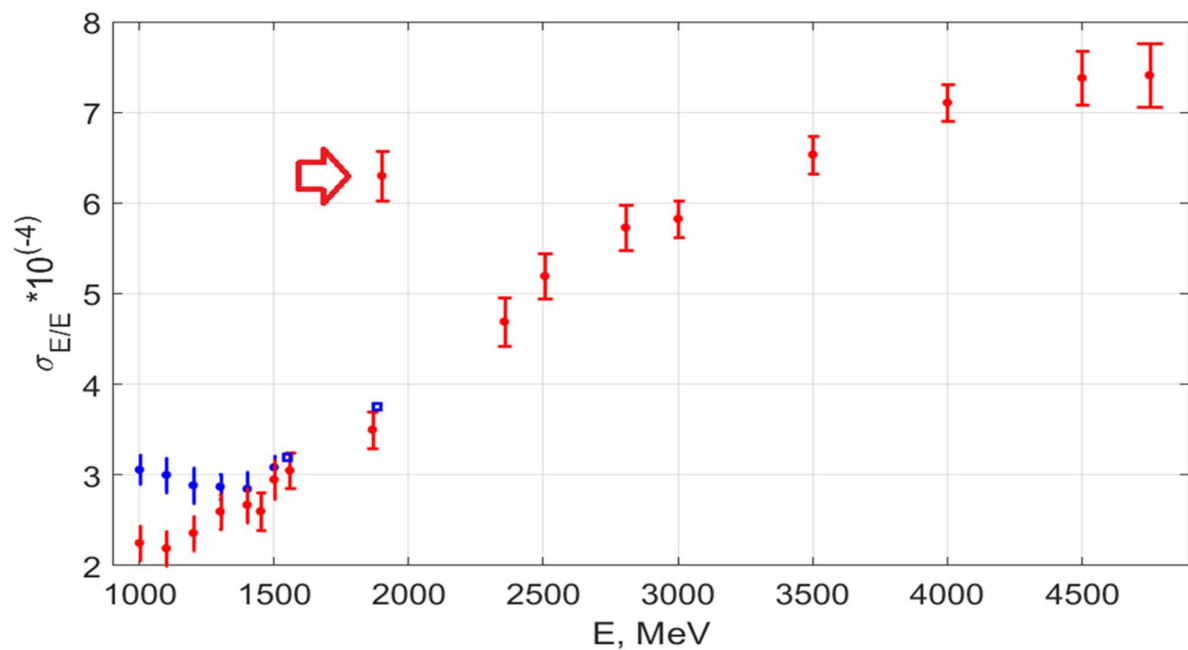


Рисунок 1.25 – Энергетический разброс, полученный по измерению продольного размера пучка

Различным цветом обозначены значения, полученные в различных сериях экспериментов. Синие и красные точки совпадают с аналогичными на рисунке 1.24. Красной стрелкой обозначено значение, полученное при включении 3-полюсного вигглера на энергии инжекции, что увеличило энергетический разброс практически в два раза. Синие квадраты соответствуют значениям, полученным сканированием кривых возбуждения  $J/\psi$ ,  $\psi'$  резонансов. На энергиях выше 3,5 ГэВ, замедляется рост энергетического разброса, и это связано с насыщением градиентных

вигглеров, используемых для компенсации влияния дипольных магнитов с фокусирующими секциями на перераспределение декрементов затухания. Из-за выхода в насыщение значение параметра  $\mathcal{D}$  больше невозможно поддерживать на постоянном уровне, следствием этого является перераспределение декрементов затухания, сопряженное с уменьшением энергетического разброса. На рисунке 1.26. дополнительно показана серия измерения в процессе ускорения с энергии инжекции (энергия 1,9 ГэВ, 3-полюсные вигглеры включены) до энергии 4,75 ГэВ. Для наглядности на рисунке показаны токи источников питания 3-полюсных и градиентных вигглеров. Хорошо заметно, как в процессе отключения 3-полюсных вигглеров, энергетический разброс уменьшается с ростом энергии, также тут заметен момент достижения максимального тока в градиентных вигглерах.

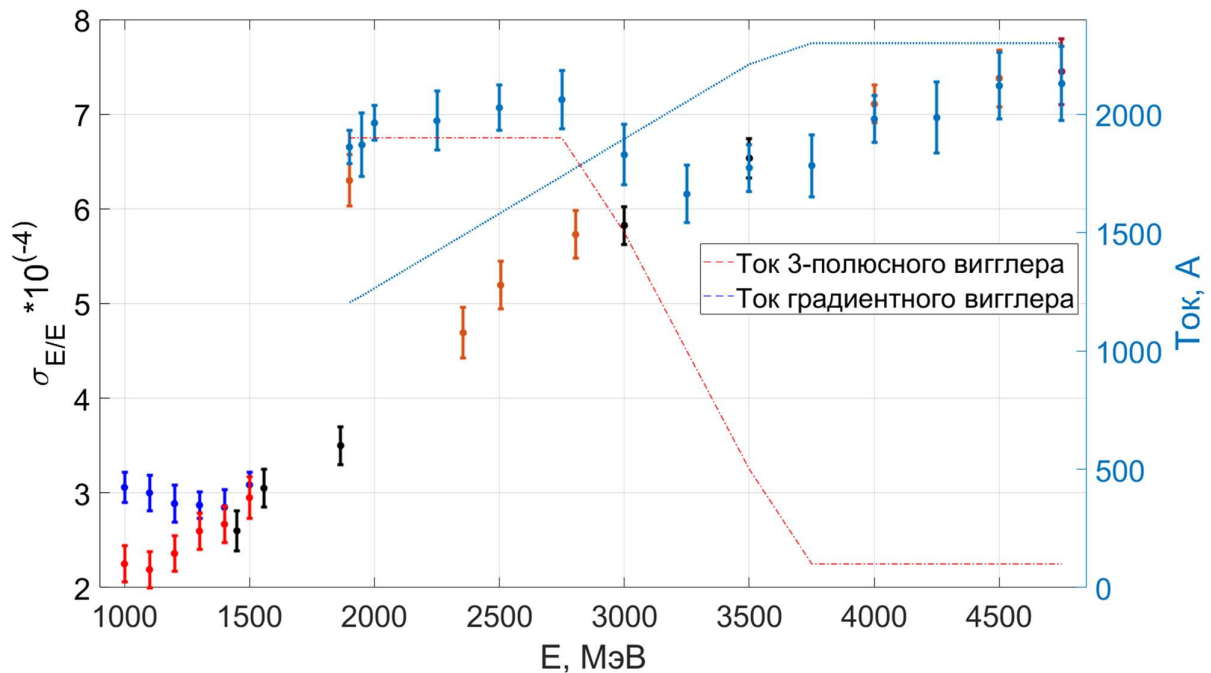


Рисунок 1.26 – Влияние вигглеров на энергетический разброс

Для сопоставления величины измеренного энергетического разброса, получаемого по измерениям длины пучка с величиной, определяемой из параметров огибающей когерентных колебаний, была проведена серия измерений, в которой энергетический разброс варьировался посредством изменения тока в 3-х

полюсном вигглере. Результаты сопоставления представлены на рисунке 1.27. В процессе измерений вертикальный хроматизм изменялся в диапазоне от  $\xi_y = 6$  до  $\xi_y = 8$ , с целью увеличения глубины модуляции сигнала при уменьшении энергетического разброса пучка.

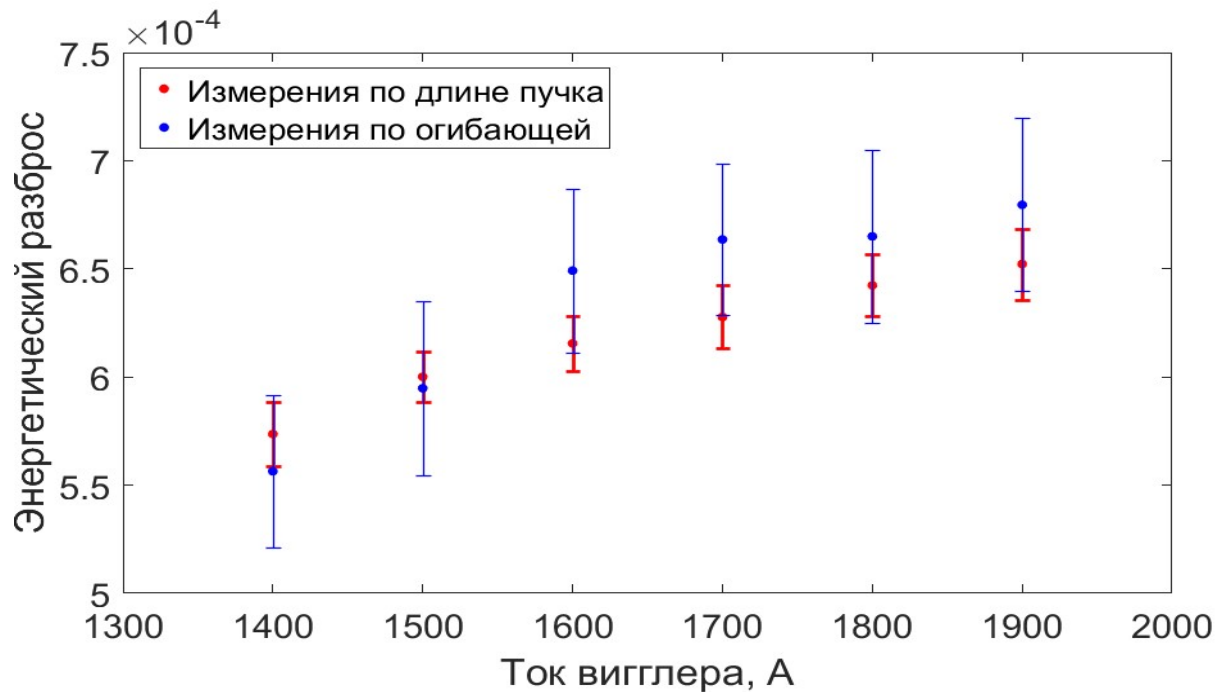


Рисунок 1.27 – Сравнение двух методов измерений энергетического разброса пучка,  $E=1900$  МэВ,  $I=0,3$  мА

Полученные данные демонстрируют хорошее совпадение результатов, полученных двумя методами. Сравнивая методы измерения энергетического разброса, стоит упомянуть о том, что при измерениях, проводимых с использованием стрик-камерой, следует проводить предварительные расчеты влияния коллективных эффектов, что при имеющихся измеренных значениях импеданса не является трудоемкой задачей, кроме того, полученная точность определения энергетического разброса в два раза выше, чем по методу огибающей. Стоит отметить, что процесс измерений энергетического разброса по глубине модуляции огибающей вертикальных колебаний более сложен в обработке полученных данных и требует значительного изменения хроматизма ускорителя.

Влияние коллективных эффектов и нелинейностей магнитной структуры, уменьшающих время затухания колебаний, существенно ограничивают применимость этого метода измерений, однако этот метод не подвержен влиянию эффектов, изменяющих длину пучка, что может быть использовано для проверки корректности выбора тока для измерений по длине пучка. Теперь методику измерения энергетического разброса по длине пучка можно считать надежно освоенной.

### **1.10 Итоги первой главы**

В первой главе кратко представлены основные сведения об эффектах, влияющих на продольный профиль пучка ВЭПП-4М, такие как эффект искажения потенциальной ямы, продольная микроволновая неустойчивость и эффект многократного внутрисгусткового рассеяния. Рассмотрено два метода измерения энергетического разброса, а также влияние коллективных эффектов на процедуру измерения энергетического разброса.

В результате получены данные о зависимости продольного размера пучка ВЭПП-4М от тока в различных режимах работы. Отдельное внимание уделено определению влияния эффекта искажения потенциальной ямы на продольный размер пучка, так как ранее не было достоверных данных о разделении эффектов искажения потенциальной ямы и продольной микроволновой неустойчивости на ВЭПП-4М. С учетом полученных данных по удлинению пучка на ВЭПП-4М отработана методика измерения энергетического разброса пучка по измерению его длительности, которая была использована для изучения энергетического разброса пучка ВЭПП-4М во всем диапазоне энергий, особенное внимание было уделено диапазону от 1 до 1,5 ГэВ, где наблюдается заметное влияние эффекта многократного внутрисгусткового рассеяния.



## Глава 2. Диагностика пучков на Новосибирском лазере на свободных электронах

### 2.1 Принцип работы лазера на свободных электронах.

Принцип действия Лазера на Свободных Электронах основан на взаимодействии пучка электронов с электромагнитной волной в ондуляторе (рисунок 2.1).

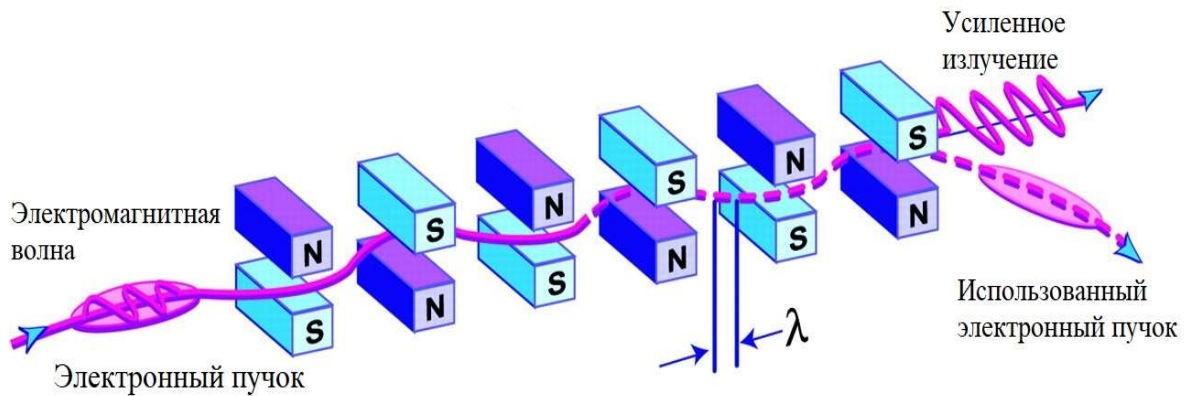


Рисунок 2.1 – Усиление электромагнитной волны в ондуляторе

Для того, чтобы пучок усиливал волну, необходимо выполнение условия синхронизма. Заключается оно в следующем: при прохождении одного периода ондулятора электрон должен отстать от волны на одну длину волны. В таком случае при попадании длинного (по сравнению с длиной волны) пучка электронов в ондуляторе происходит группировка частиц, половина электронов, находящаяся в замедляющих фазах волны, начинает терять энергию, а другая, попавшая в ускоряющие фазы – набирает энергию, средняя энергия пучка в этом процессе не изменяется. Далее, за счет разности скоростей модуляция энергий частиц приводит к продольной модуляции плотности частиц с периодом, равным длине волны. В результате этого процесса число частиц в замедляющей фазе волны становится

больше. Далее процесс взаимодействия с волной повторяется, однако из-за того, что число частиц в ускоряющей фазе волны меньше, чем число частиц в замедляющей фазе, пучок в среднем теряет энергию, передавая ее электромагнитной волне. В итоге происходит усиление электромагнитной волны в ондуляторе, при этом пучок в среднем теряет энергию, а также происходит существенное искажение распределения частиц в пучке по энергиям.

## 2.2 Новосибирский лазер на свободных электронах

Третья очередь Новосибирского лазера на свободных электронах начала свою работу в 2016 году [27], основные параметры лазера указаны в таблице 2.1. Лазер установлен на 4-й дорожке ускорителя-рекуператора, его магнитная структура достаточно сложная: пучки электронов имеют различный энергетический разброс на разных дорожках ускорителя, кроме того в ускорителе находятся одновременно несколько пучков электронов (ускоряющихся и замедляющихся) (рисунок 2.2).

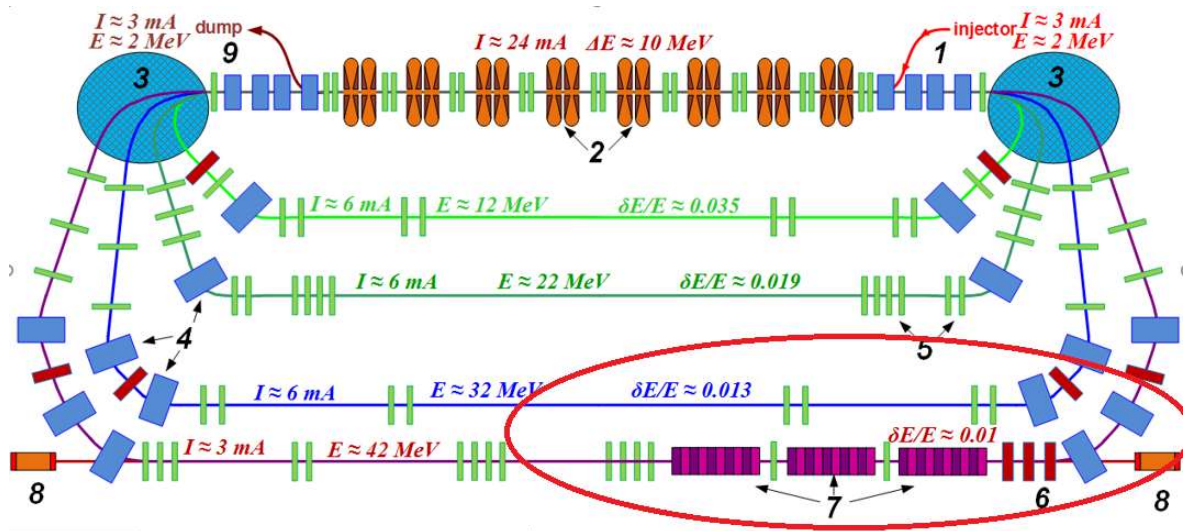


Рисунок 2.2 – Схема Новосибирского лазера на свободных электронах: 1 – инжектор электронов, 2 – ускоряющая секция, 3 и 4 – дипольные магниты, 5 и 6 –

квадрупольные линзы, 7 – ондуляторы, 8 – зеркала оптического резонатора ЛСЭ, 9 – поглотитель электронов. На схеме показаны примерные значения энергий, токов и энергетических разбросов на разных дорожках. Красным отмечена область размещения диагностики, показанная на рисунке 2.7

Таблица 2.1 – Параметры третьего лазера Новосибирского ЛСЭ

Диапазон длин волн, мкм	8-11
Рабочая частота повторения пучков, МГц	3,76
Максимальная средняя мощность, КВт	0,1
Энергия пучка, МэВ	38-42
Средний ток, мА	3

Условия генерации лазерного излучения на четвертой дорожке Новосибирского ЛСЭ накладывают строгие требования на параметры электронного пучка и настройку ускорителя [28]. Лазерная генерация приводит также к существенному увеличению энергетического разброса электронов в пучке, что может сопровождаться дополнительными потерями пучка в процессе замедления, после прохождения ондуляторов. Это приводит к необходимости коррекции магнитной системы ускорителя, однако коррекция магнитной системы для уменьшения потерь частиц на 1-3 дорожках влияет также и на параметры пучков, ускоряемых для генерации лазерного излучения, что осложняет задачу. Энергия электронов на 4-й дорожке ускорителя приблизительно равна 40 МэВ, что приводит к трудностям использования оптических методов диагностики пучка.

На Новосибирском ЛСЭ проведены эксперименты по изучению параметров электронных пучков, а именно поперечных размеров и параметров Твисса. Также планируется измерение энергетического разброса частиц по спектру спонтанного ондуляторного излучения. Измерение спектра лазерного излучения планируется дополнить измерениями длительности излучения с помощью автокорреляционного метода.

Ондулятор третьего лазера разделен на 3 части для проведения экспериментов по электронному выводу излучения [4]. Исследование этого режима работы установки требует использования быстрых детекторов инфракрасного излучения, способных регистрировать отдельные импульсы лазерного излучения. Для исследования этого режима работы лазера проведен эксперимент по регистрации излучения, выводимого из оптического резонатора с помощью зеркала установленного вне оси оптического резонатора, с определением вкладов накопленного в оптическом резонаторе излучения и когерентного излучения от пучка электронов, направленного под углом.

### 2.3. Спектр ондуляторного излучения и его применение к измерению энергетического разброса пучка

На станции ИК диагностики планируется проведение эксперимента по регистрации спектра спонтанного ондуляторного излучения с целью измерения энергетического разброса частиц в электронном пучке. Опишем методику проведения планируемых экспериментов, опираясь на результаты работы [29]. Интенсивность спонтанного излучения одного электрона при пролете через ондулятор определяется следующим выражением:

$$I(\lambda) = I_1(\lambda, \gamma) \operatorname{sinc}^2 \left[ \pi N_u \left( \frac{\lambda_r(\theta)}{\lambda} - 1 \right) \right]. \quad (2.1)$$

$$\lambda_r(\theta) = \frac{\lambda_u}{n^2 \gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} + \theta^2 \gamma^2 \right), \quad (2.2)$$

где  $\lambda_r(\theta)$  – резонансная длина волны,  $N_u$  – число периодов ондулятора,  $\lambda_u$  – период ондулятора,  $K$  – параметр ондуляторности,  $\gamma = E/mc^2$  – энергия электрона,  $\theta$  – угол излучения,  $n$  – номер гармоники,  $I_1(\lambda, \gamma) \propto \frac{1}{\lambda^4 \gamma^2}$  – амплитудный коэффициент.

Для сгустка электронов, имеющих распределение по энергиям конечной ширины,

этот коэффициент необходимо учитывать. Для этого требуется проинтегрировать интенсивность излучения по энергетическому распределению частиц. В случае распределения Гаусса, пренебрегая зависимостью спектра излучения от угла (предел малых углов), получаем следующий результат:

$$I(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} I_1(\lambda, \gamma) \text{sinc}^2 \left[ \pi N_u \left( \frac{\lambda_r(0)}{\lambda} - 1 \right) \right] * \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\gamma} \exp \left( -\frac{(\sigma - \gamma_0)^2}{2\sigma_\gamma^2} \right) d\gamma, \quad (2.3)$$

где  $\sigma_\gamma$  – ширина энергетического распределения электронов в пучке,  $\gamma_0$  – средняя энергия частиц в сгустке.

Формула (2.3) определяет связь между спектральными характеристиками излучения и шириной энергетического распределения частиц в пучке. Используя эту связь, можно по измеренному спектру спонтанного ондуляторного излучения определить энергетический разброс частиц в пучке. Можно проводить расчет спектра спонтанного ондуляторного излучения, изменяя параметры пучка в пакете SRW для получения наилучшего совпадения расчетного и измеренного спектров. Такой способ, однако, является достаточно медленным, а его автоматизация требует использования стороннего программного обеспечения, поэтому определять энергетический разброс будем численно, пользуясь методом наименьших квадратов и формулой (2.3). Интеграл (2.3) не имеет простого аналитического решения, что усложняет задачу численного определения неизвестных параметров по измеренному спектру. Для упрощения задачи можно воспользоваться методом численного интегрирования с помощью интегрального приближения Гаусса-Эрмита [30]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-t^2) g(t) dt \approx \sum_{i=1}^n \omega_{i,n} g(t_{i,n}), \quad \omega_{i,n} = \frac{2^{n-1} n! \sqrt{\pi}}{n^2 (H_{n-1}(t_{i,n}))^2}, \quad (2.4)$$

где  $t_{i,n}$  – это  $i$ -й ноль полинома Эрмита  $n$ -го порядка  $H_n$ , т.е.  $H_n(t_{i,n}) = 0$ . В результате применения данного метода к формуле (3), получаем формулу для вычисления значения интеграла:

$$I_{tot} = I_1 \sum_{i=1}^n \frac{2^{n-1}n!}{n^2 (H_{n-1}(t_{i,n}))^2} * \left( \text{sinc}^2 \left[ \pi N_u \left( \frac{\lambda_u \left( 1 + \frac{K^2}{2} \right)}{2\lambda(\gamma_0 + \sqrt{2}\sigma_\gamma t_{i,n})} \right) \right] \right) + R_n, \quad (2.5)$$

где  $R_n$  – остаточный член, который быстро убывает с увеличением  $n$ . В случае большого угла излучения, необходимо учитывать угловое распределение интенсивности. Для этого в формуле (2.5) необходимо заменить  $\lambda_r(0) = \lambda_u \left( 1 + \frac{K^2}{2} \right) / 2Q_{i,n}$  на  $\lambda_r(\theta) = \lambda_u \left( 1 + \frac{K^2}{2} + \theta^2 Q_{i,n}^2 \right) / 2Q_{i,n}$ , где  $Q_{i,n} = \gamma_0 + \sqrt{2}\sigma_\gamma t_{i,n}$  и провести суммирование по всем углам от 0 до максимального угла, определяемого апертурой оптического тракта. Тогда получится следующая формула:

$$I_{tot} = I_1 \sum_{m=1}^M \sum_{i=1}^n \frac{2^{n-1}n!}{n^2 (H_{n-1}(t_{i,n}))^2} * \left( \text{sinc}^2 \left[ \pi N_u \left( \frac{\lambda_u \left( 1 + \frac{K^2}{2} + (d\theta^2 m)^2 Q_{i,n}^2 \right)}{2\lambda_{i,n}^2} \right) \right] \right) + R_n, \quad (2.6)$$

где  $d\theta$  – шаг сетки вычислений по углам, а  $m=[0, 1, \dots, M]$  – количество шагов сетки.

Таким образом, измерив спектр спонтанного ондуляторного излучения можно определить энергетический спектр пучка излучающих электронов аппроксимируя полученную зависимость формулой 2.6.

## 2.4 Измерение параметров Твисса

Рассмотрим метод квадрупольного сканирования для измерения параметров Твисса [31], рассмотрение будем проводить в упрощенном случае тонкой линзы (в таком случае матрица квадрупольной линзы представляется моделью тонкой линзы). Параметры Твисса пучка в ускорителе описываются следующей матрицей:

$$\sigma = \varepsilon_x \begin{vmatrix} \beta_x & -\alpha_x \\ -\alpha_x & \gamma_x \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle xx' \rangle \\ \langle xx' \rangle & \langle x'^2 \rangle \end{vmatrix}, \quad (2.7)$$

где  $\alpha_x, \beta_x, \gamma_x$  – параметры Твисса, причем  $\beta\gamma - \alpha^2 = 1$ ,  $\langle x^2 \rangle, \langle xx' \rangle, \langle x'^2 \rangle$  – моменты распределения пучка. Рассмотрим изменение матрицы пучка при транспортировке пучка от точки измерения параметров (красная точка на рисунке 2.3) до места измерения поперечных размеров пучка (1 на рисунке 2.3).

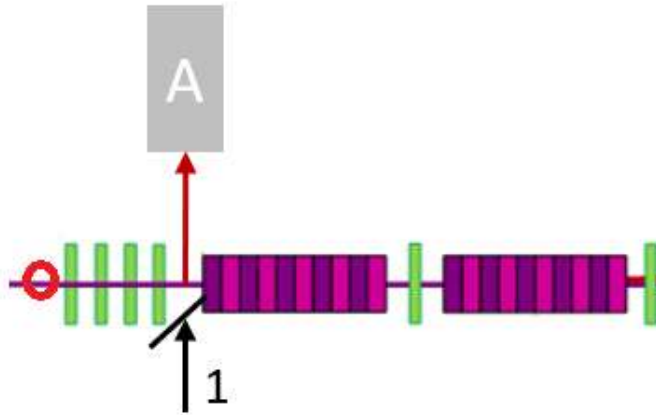


Рисунок 2.3 – Схема измерения параметров Твисса на Новосибирском ЛСЭ.

Зеленым обозначены квадрупольные линзы, А – камера для регистрации поперечного профиля пучка, 1 – вводимая фольга

Для определения изменения матрицы пучка при транспортировке пучка между двумя точками, необходимо знать транспортную матрицу из начальной точки в конечную  $\mathbf{R}$ , тогда матрица пучка преобразуется следующим образом:

$$\sigma = R\sigma_0R^T. \quad (2.8)$$

Для размера пучка в точке его измерения получаем следующее уравнение на его преобразование:

$$\langle x^2 \rangle = \sigma_{11} = R_{11}^2 \langle x_0^2 \rangle + 2R_{11}R_{12} \langle x_0x_0' \rangle + R_{12}^2 \langle x_0'^2 \rangle. \quad (2.9)$$

Матрица перехода в рассматриваемом случае может быть описана произведением матрицы квадрупольной выбранной линзы и матрицы перехода  $S$  от выбранной квадрупольной линзы до места измерения поперечных размеров пучка.

$$R = SQ = \begin{vmatrix} S_{11} + KS_{12} & S_{12} \\ S_{21} + KS_{22} & S_{22} \end{vmatrix}, \quad (2.10)$$

где  $K$  – оптическая сила линзы. Используя выражения для транспортной матрицы, можно переписать уравнение на преобразование элемента  $\sigma_{11}$  матрицы пучка:

$$\langle x^2 \rangle(K) = aK^2 - 2abK + (c - ab^2). \quad (2.11)$$

$$a = s_{12}^2 \langle x_0^2 \rangle. \quad (2.12)$$

$$-2ab = 2S_{11}S_{12} \langle x_0^2 \rangle + 2S_{12}^2 \langle x_0x_0' \rangle. \quad (2.13)$$

$$c + ab^2 = S_{11}^2 \langle x_0^2 \rangle + 2S_{11}S_{12} \langle x_0x_0' \rangle + S_{12}^2 \langle x_0'^2 \rangle. \quad (2.14)$$

Таким образом, зная матрицу перехода  $S$  и варьируя силу линзы, можно построить зависимость поперечных размеров пучка от оптической силы линзы, и аппроксимируя результаты измерений размеров пучка квадратичной функцией, найти параметры уравнения (2.11). Это даст возможность определить матрицу пучка на входе в квадрупольную линзу  $\langle x_0^2 \rangle, \langle x_0x_0' \rangle, \langle x_0'^2 \rangle$ , что позволит определить параметры Твисса на входе в линзу.

В реальном случае матрица квадрупольной линзы составлена по данным измерения магнитного поля в квадрупольной линзе и учитывает влияние краевых полей, в таком случае для серии из  $n$  измерений с различными силами линз удобно записать систему уравнений (2.9) в матричном виде:



$$\begin{pmatrix} \sigma_{11s}^{(1)} \\ \sigma_{11s}^{(2)} \\ \dots \\ \sigma_{11s}^{(n)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11}^{2(1)} & 2R_{11}^{(1)}R_{12}^{(1)} & R_{12}^{2(1)} \\ R_{11}^{2(2)} & 2R_{11}^{(2)}R_{12}^{(2)} & R_{12}^{2(2)} \\ \dots & \dots & \dots \\ R_{11}^{2(n)} & 2R_{11}^{(n)}R_{12}^{(n)} & R_{12}^{2(n)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{11q} \\ \sigma_{12q} \\ \sigma_{22q} \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

где индексы  $s$  и  $q$  обозначают экран и квадруполь соответственно, а индекс в скобках обозначает номер измерения. У данной системы число уравнений существенно больше, чем число неизвестных, поэтому однозначное решение не может быть найдено, таким образом задача сводится к нахождению неизвестных методом наименьших квадратов применительно к следующему уравнению:

$$x = A^{-1}b, \quad (2.16)$$

где  $b$  – левая часть уравнения (2.15). Найдя элементы матрицы пучка на входе в квадруполь, можно вычислить параметры Твисса в данной точке.

## 2.5 Станции диагностики и проводимые эксперименты

### 2.5.1 Станции диагностики поперечных размеров

С момента запуска третьего лазера проводится активная работа по созданию станций оптической диагностики параметров электронного пучка и лазерного излучения [9, 6]. Традиционно, для измерения поперечного профиля электронного пучка в циклическом ускорителе применяется регистрация синхротронного излучения (СИ) из поворотных магнитов. Применение этого метода на Новосибирском ЛСЭ сталкивается с рядом проблем. Расчетный спектр СИ из дипольного магнита представлен на рисунке 2.4. Как видно, при энергии пучка  $E = 40$  МэВ поток фотонов в оптической части спектра достаточно мал (для примера, поток фотонов, попадающий на станцию диагностики из поворотного магнита

коллайдера ВЭПП-4М, на 5 порядков выше, при энергии пучка 2 ГэВ, радиусе поворота 40 м и токе пучка 1 мА).

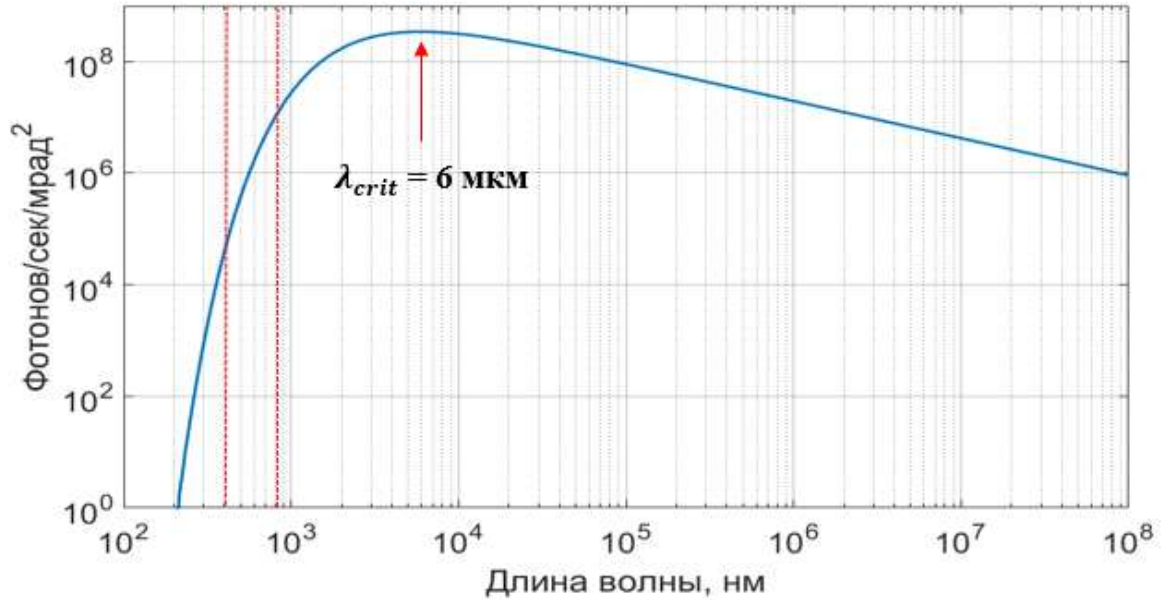


Рисунок 2.4 – Спектр СИ из дипольного магнита для станции диагностики, красными линиями отмечена регистрируемая область спектра,  $I_b = 1 \text{ мА}$

Существенной является также проблема высокой радиоактивности в помещении ускорителя, которая сильно затрудняет выполнение работ по настройке и юстировке оборудования, расположенного в ускорительном зале при циркулирующем пучке. К сожалению, вывести СИ из зала ускорителя технически сложно. Большая, порядка  $10^{-2}$  рад (рисунок 2.5) расходимость СИ существенно ограничивает возможности транспортировки излучения за пределы экспериментального зала без заметных потерь интенсивности. С учетом этого ограничения, было решено установить камеру для регистрации СИ в непосредственной близости от поворотного магнита в экспериментальном зале.

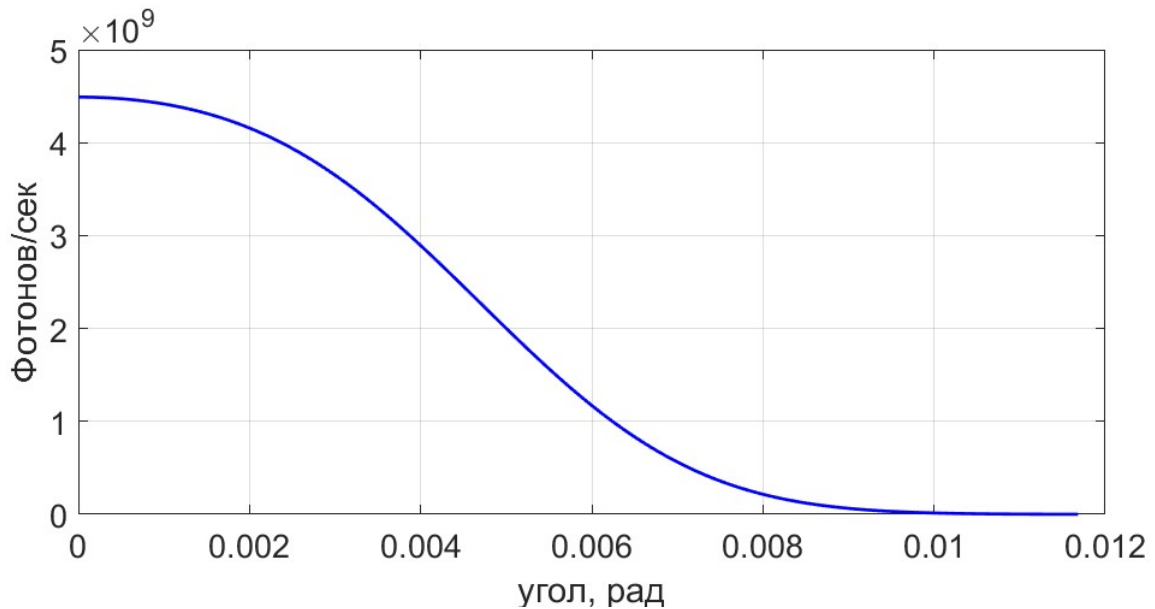


Рисунок 2.5 – Угловая расходимость СИ,  $\lambda = 500$  нм

Однако установка камеры в экспериментальном зале связана с рядом проблем, вызванных большой наведенной радиоактивностью, влияние которой выводит камеру из строя за несколько дней. На рисунке 2.6 показано изображение пучка, полученное ПЗС-камерой, находившейся в экспериментальном зале две недели.

Было принято решение использовать камеру с матрицей на основе зарядовой инжекции (CID) [32], существенно менее чувствительную к воздействию радиации. Производителем заявлена стабильная работа камеры при получении дозы более 30 тысяч Грей, для сравнения ПЗС-камера непригодна для работы после поглощения дозы порядка 200 Грей. С целью увеличить срок службы камеры, для нее был изготовлен свинцовый корпус с небольшим входным отверстием для СИ.

Еще одна сложность, связанная с наведенной радиоактивностью – это невозможность проведения настройки оптической системы в ускорительном зале сразу после остановки работы третьей очереди ЛСЭ. Наведенный радиационный фон, возникающий после часа работы установки настолько велик, что безопасная работа в ускорительном зале возможна не ранее следующего дня.

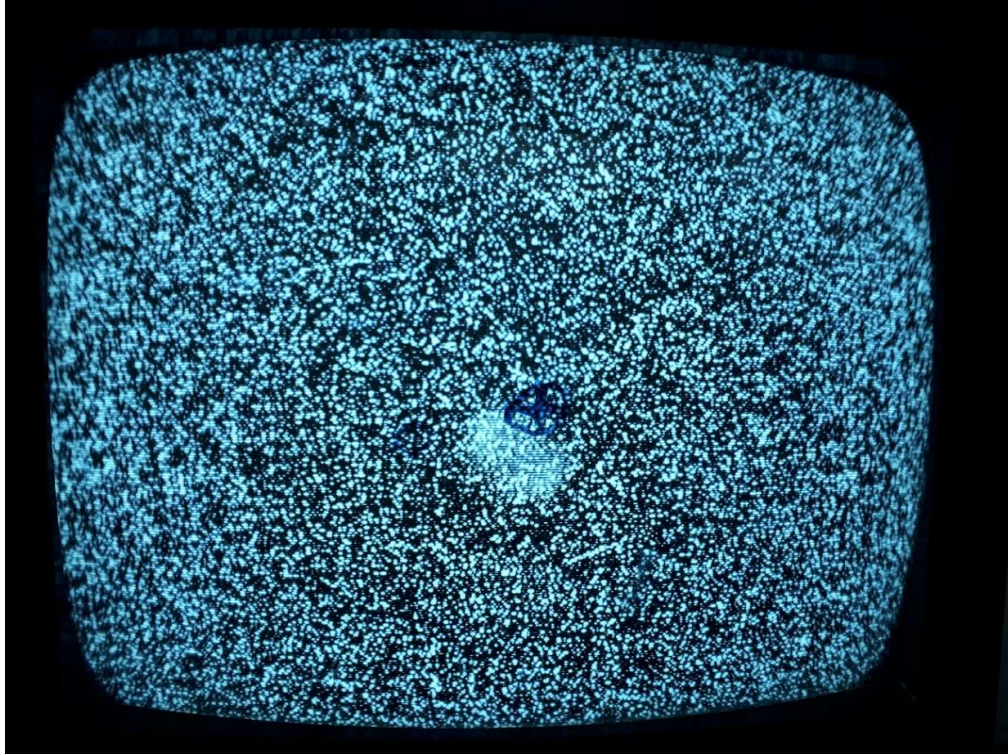


Рисунок 2.6 – Изображение пучка после двух недель работы ПЗС-камеры в ускорительном зале

Из-за этого оперативная ручная юстировка камеры «по эффекту» крайне затруднительна. Для решения этой проблемы в систему оптической диагностики был добавлен дистанционно управляемый актуатор, на который крепится объектив, фокусирующий изображение на матрице камеры.

Система диагностики поперечных размеров пучка 3-го лазера Новосибирского ЛСЭ состоит из двух станций оптической диагностики. Станции диагностики поперечных размеров пучка [9, 6], расположены на 4-ой дорожке Новосибирского ЛСЭ до и после ондуляторов, предназначенных для генерации излучения (рисунок 2.7).

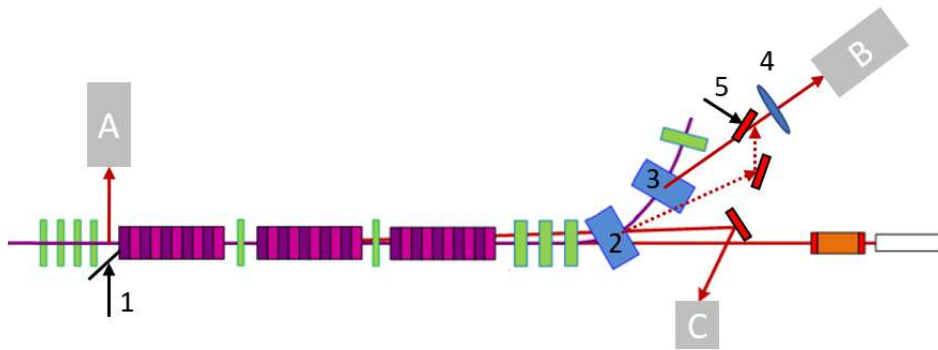


Рисунок 2.7 – Схема расположения станций диагностики, работающих в видимом диапазоне излучения. 1 – вводной экран из графитовой фольги, 2 и 3 – точки измерения профилей электронного пучка, 4 – дистанционно управляемый объектив, 5 – дистанционно управляемое зеркало, выполняющее переключение между 2 и 3 точками наблюдения, А – камера первой станции диагностики, В – камера второй станции диагностики, С - станция ИК диагностики

Первая станция, используемая для измерения параметров Твисса перед ондуляторами ЛСЭ, использует для наблюдения за размерами пучка оптическое переходное излучение, возникающее при вводе на орбиту пучка графитовой фольги толщиной 25 мкм (1 на рисунке 2.7). Вторая станция используется для контроля поперечных размеров пучка после ондуляторов и регистрирует синхротронное излучение (СИ) из поворотного магнита (3 на рисунке 2.7). Пример данных, полученных этими станциями, показан на рисунке 2.8.

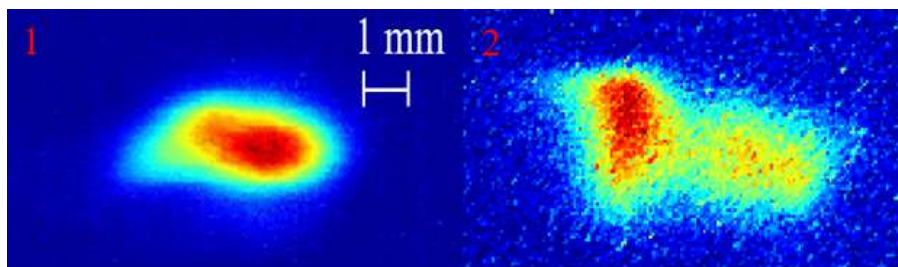


Рисунок 2.8 – Поперечные профили пучка электронов на третьем лазере. 1) Изображение пучка до ондуляторов (первая станция диагностики). 2) Изображение пучка после ондуляторов (вторая станция диагностики)

Схема устройства системы наблюдения за поперечным профилем пучка идентична для обеих станций поперечной диагностики и выглядит следующим образом (рисунок 2.9).

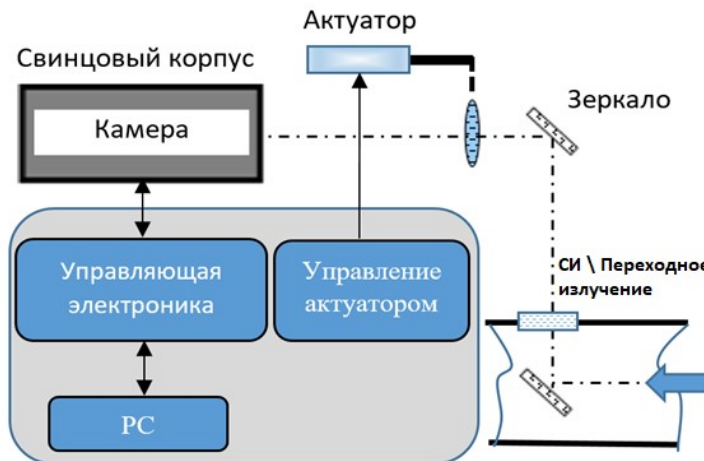


Рисунок 2.9 – Схема систем оптической диагностики поперечных размеров пучка

Пучок СИ или переходного излучения из поворотного магнита либо от графитовой фольги, с помощью зеркал выводится из вакуумной камеры, после чего с помощью объектива, закрепленного на удаленно управляемом актуаторе, изображение фокусируется на матрице СИД-камеры. При необходимости объектив можно приближать или отдалять от камеры для точной фокусировки. Схема диагностики достаточно стабильна механически: подстройка фокусировки оптической системы требуется примерно раз в год.

Для возвращения изображения на центр матрицы, требуется подсветить вакуумную камеру мощным источником света, используя зеркало для вывода излучения из соседнего магнита. Затем, сфокусировав на матрице изображение стенок вакуумной камеры, можно сделать необходимые изменения расположения элементов оптической системы и восстановить фокусировку изображения пучка на матрице.

Место расположения диагностики на четвертой дорожке ЛСЭ, вместе с выводом СИ для системы диагностики показано на рисунке 2.10. Цифрой 1 обозначена часть оптического резонатора, цифрой 2 обозначено зеркало,



выводящее СИ из вакуумной камеры на вторую станцию оптической диагностики, красной стрелкой показано направление вывода излучения, цифрой 3 обозначены ондуляторы третьей очереди, перед которыми установлена первая станция диагностики.



Рисунок 2.10 – фото четвертой дорожки ЛСЭ

Для определения наблюдаемых размеров пучка была проведена калибровка матрицы по объекту с известными размерами. Размеры матрицы позволяют увеличить координатное разрешение, однако вследствие недостаточной интенсивности излучения, уменьшение плотности потока фотонов ухудшит соотношение сигнал\шум на регистрируемом профиле пучка. Выбранное увеличение оптимально для наблюдения за изменением формы и определения размеров пучка.

Учитывая сложную структуру горизонтального профиля пучка на второй станции диагностики, стоит проверить влияние оптической системы на регистрируемый профиль. С целью исключения влияния аппаратной на видимый профиль пучка было проведено ее моделирование в программном пакете «Synchrotron Radiation Workshop» [33]. Для этого было смоделировано

прохождение излучения от пучка электронов с «нулевым» размером через оптическую систему диагностики с учетом всех ее параметров. Результат моделирования представлен на рисунке 2.11. Ширина смоделированной аппаратной функции существенно меньше размеров наблюдаемого пучка и сопоставима с разрешением, определяемым размерами пикселей матрицы, таким образом ее влияние на регистрируемый профиль пучка незначительно.

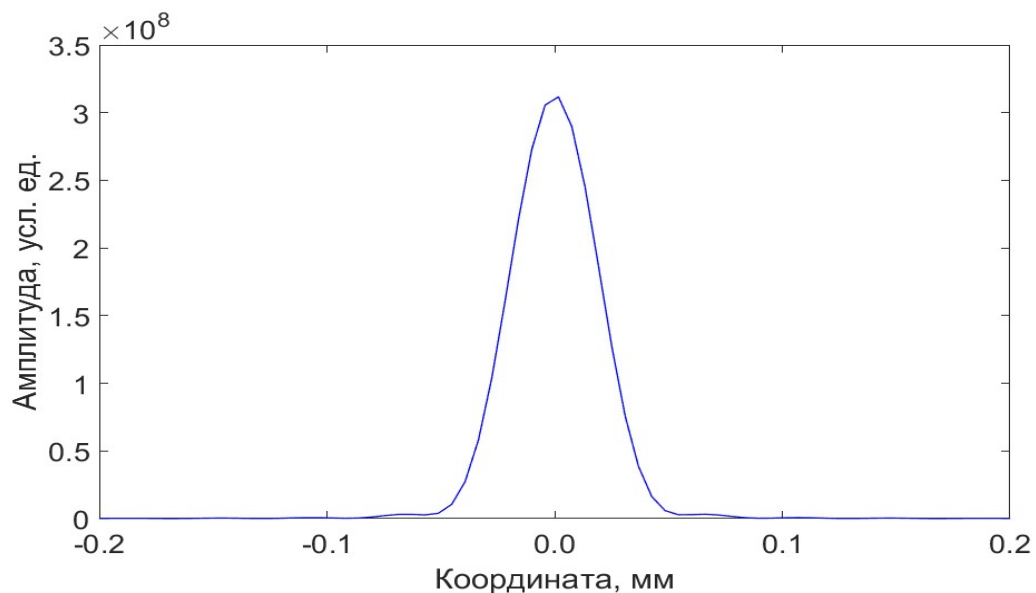


Рисунок 2.11 – Аппаратная функция оптической системы

### 2.5.2 Измерение поперечных размеров пучка

Профили изображения пучка на первой станции хорошо аппроксимируются гауссовой функцией, что позволяет с хорошей точностью определять размер пучка (рисунок 2.12). Измеряя размеры пучка путем варьирования токов квадрупольных линз, расположенных до места установки фольги, можно восстановить параметры Твисса перед линзами (раздел 2.4) (рисунок 2.13). Эти измерения регулярно



производятся при настройке режимов работы 3-го лазера и ускорительных экспериментах, точность измерений составляет примерно 15%.

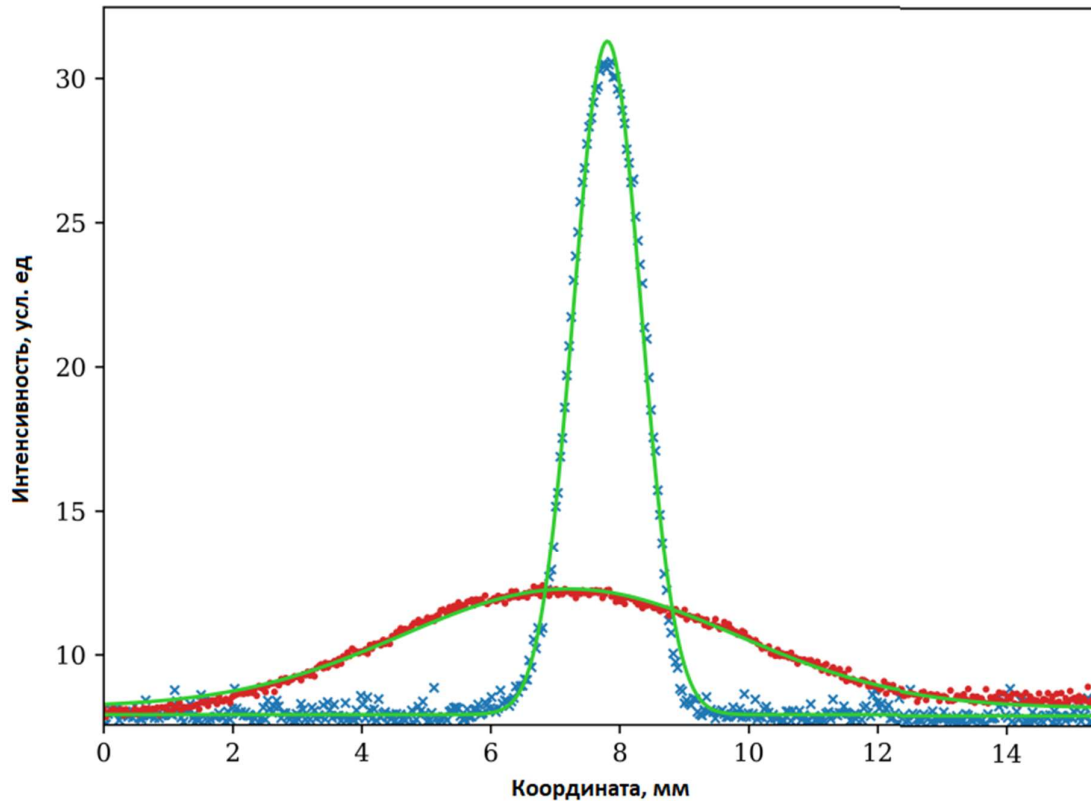


Рисунок 2.12 – Измеренные профили пучка. Красный – горизонтальный, синий – вертикальный, зеленые линии – аппроксимация распределением Гаусса

Пример результатов измерений представлен в таблице 2.2. Измеренные параметры соответствуют ожидаемым расчетным значениям. По результатам измерений параметров Твисса и расчетов структурных функций пучка в месте излучения второй станции поперечной диагностики вертикальный размер равен  $\sigma_y = \sqrt{\varepsilon_y \beta_y} = 0.9$  мм, что находится в хорошем согласии с измерениями, представленными ниже в данном разделе.

Таблица 2.2 – Измеренные параметры Твисса

Параметр	X	Y
$\varepsilon$ , м*рад	$1,56 * 10^{-6}$	$5,17 * 10^{-7}$

$\beta$ , м	2,83	23,94
-------------	------	-------

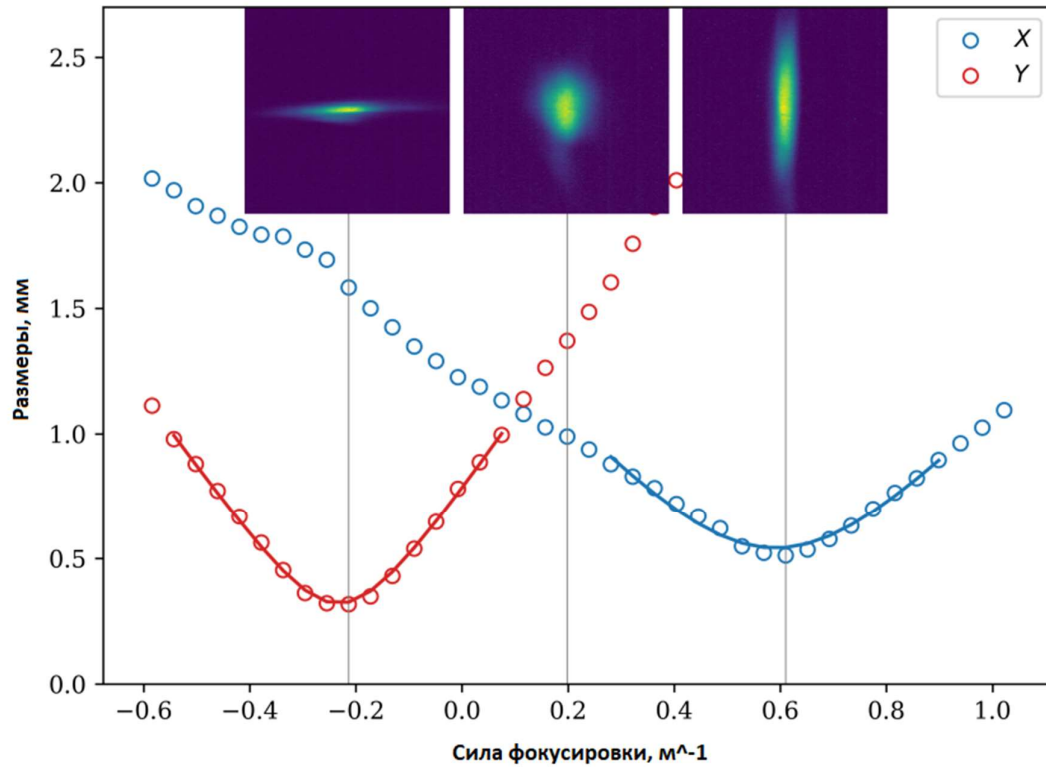


Рисунок 2.13 – Измерение параметров Твисса

Вторая станция используется для контроля поперечных размеров пучка после ондуляторов и регистрирует синхротронное излучение.

После настройки оптической системы второй системы было получено изображение поперечного пучка и его поперечных профилей. Следует заметить, что хотя поперечные размеры пучка в среднем постоянны, однако весь поперечный профиль существенно меняется от одного сеанса работы установки к другому. На рисунках 2.14 и 2.15 представлены изображение и профили пучка полученные при наличии генерации лазерного излучения.

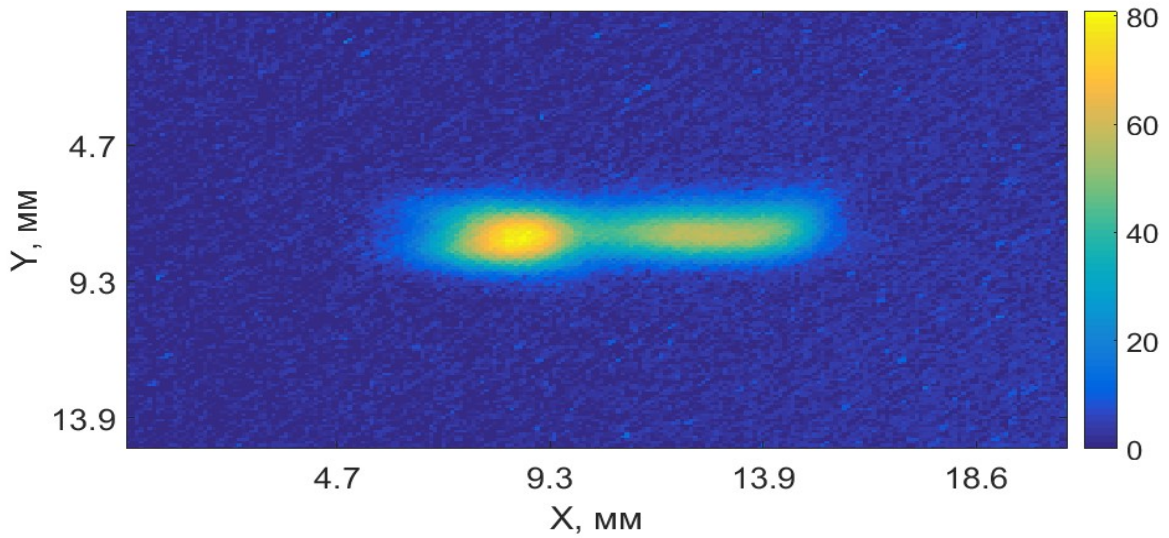


Рисунок 2.14 – Пример зарегистрированного изображения пучка

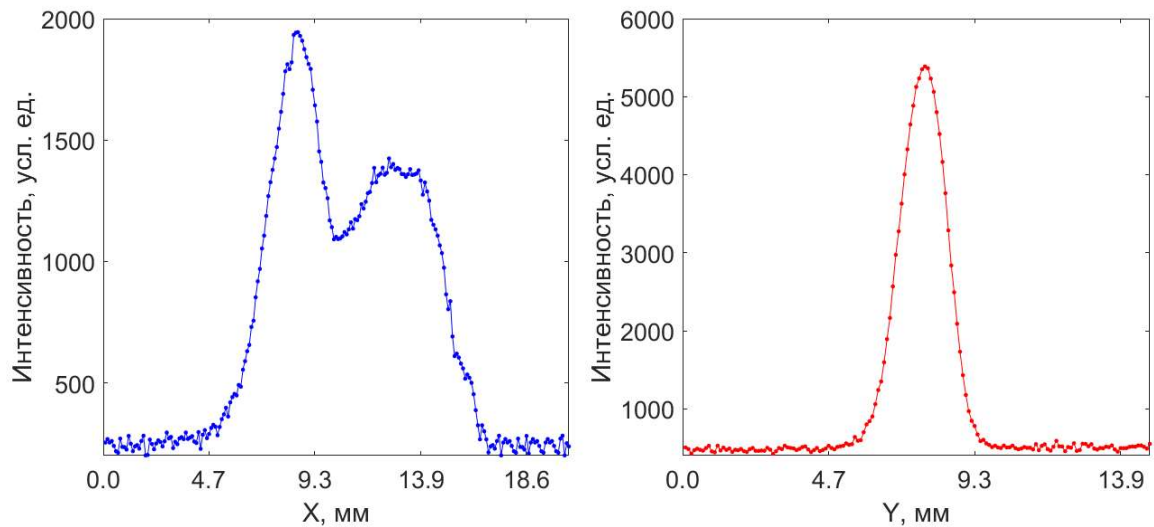


Рисунок 2.15 – Горизонтальный (слева) и вертикальный (справа) профили пучка

Для определения корректности регистрации поперечного профиля пучка было проверено отсутствие бликов света от стенок вакуумной камеры в зарегистрированном изображении. Для этого пучок сдвигался корректорами по горизонтали и вертикали (рисунок 2.16). Амплитуда сдвига пучка была ограничена областью, при прохождении внутри которой ток пучка на выходе ЛСЭ не имел существенных потерь.

При сдвиге источника излучения отражения от стенок вакуумной камеры должны исказить наблюдаемый профиль пучка, однако сопоставление зарегистрированных профилей сдвинутых пучков демонстрирует отсутствие этого эффекта. Кроме того, форма пучка не может быть объяснена аппаратной функцией оптической системы, так как ширина модельной аппаратной функции существенно меньше, наблюдаемых размеров профиля (рисунок. 2.11).

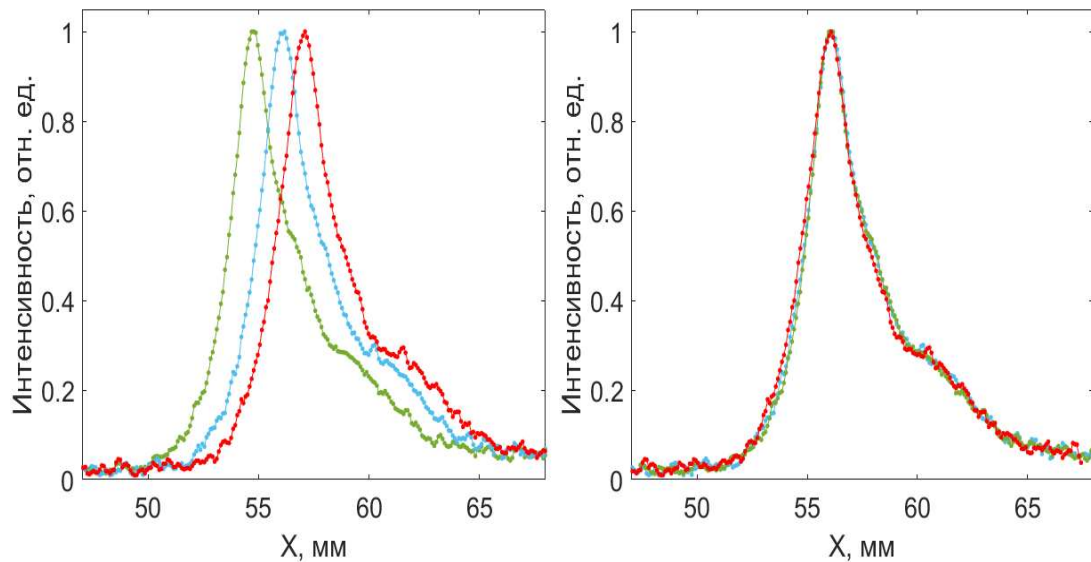


Рисунок 2.16 – Профили смещенных по горизонтали пучков (слева), совмещенные профили пучков (справа)

После проверки корректности регистрации поперечного профиля пучка, станция диагностики использовалась для постоянного наблюдения за размерами и формой пучка, наблюдаемый горизонтальный профиль на второй станции диагностики имеет существенно более сложную структуру, чем на первой станции (рисунок 2.17).

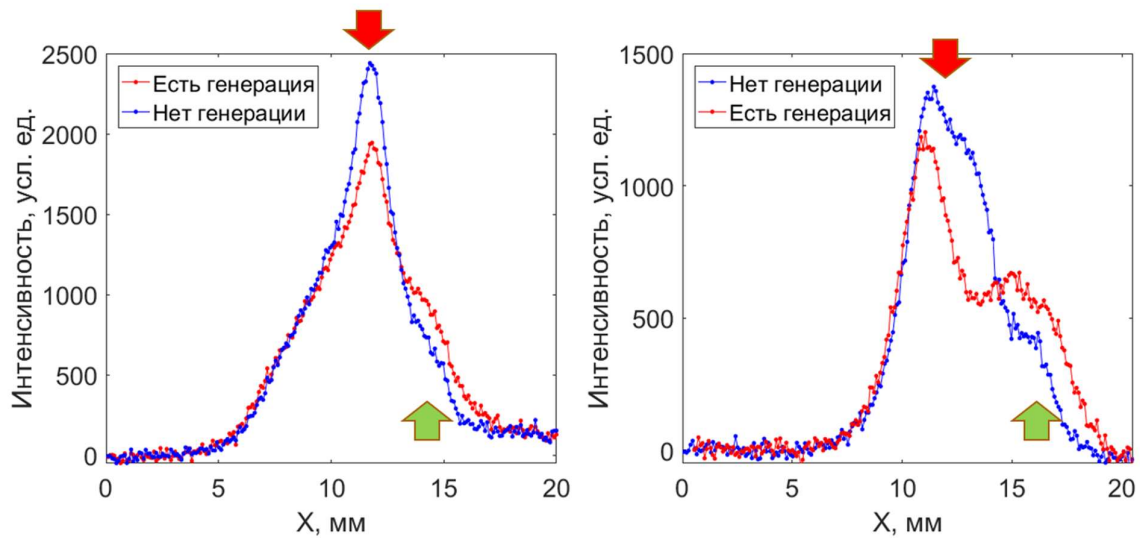


Рисунок 2.17 – Радиальные профили пучка, зарегистрированные при разных режимах настройки 3-го лазера. Синий – профиль пучка в отсутствии лазерной генерации, красный – профиль пучка при наличии лазерной генерации. Красными и зелеными стрелками показаны характерные области уменьшения и увеличения плотности распределения соответственно

При различных режимах работы ЛСЭ наблюдается схожесть в зависимости профиля электронного пучка от наличия или отсутствия лазерной генерации. В присутствии генерации в центральной части радиального распределения наблюдается уменьшение плотности частиц, одновременно с этим на правом склоне профиля, соответствующем траекториям частиц с меньшей энергией, плотность распределения возрастает. При этом вертикальный профиль пучка не меняет своей формы или положения. Подобное изменение наблюдается регулярно.

Изменение радиального распределение частиц в пучке может быть связано с перераспределением частиц по энергиям в результате лазерной генерации. Наличие ненулевой дисперсионной функции (0,71 м) приводит к горизонтальному смещению частиц, пропорциональному отклонению импульса от равновесного значения  $\Delta x = \eta \frac{\Delta P}{p}$ , где  $\Delta x$  – сдвиг положения частицы с импульсом отличающимся от равновесного  $P$  на величину  $\Delta P$ ,  $\eta$  – дисперсионная функция в

месте регистрации положения. Результаты численного моделирования по изменению энергетического распределения частиц в пучке, вызванного процессом лазерной генерации представлены на рисунке 2.18 и демонстрируют похожую зависимость в поведении поперечного профиля пучка.

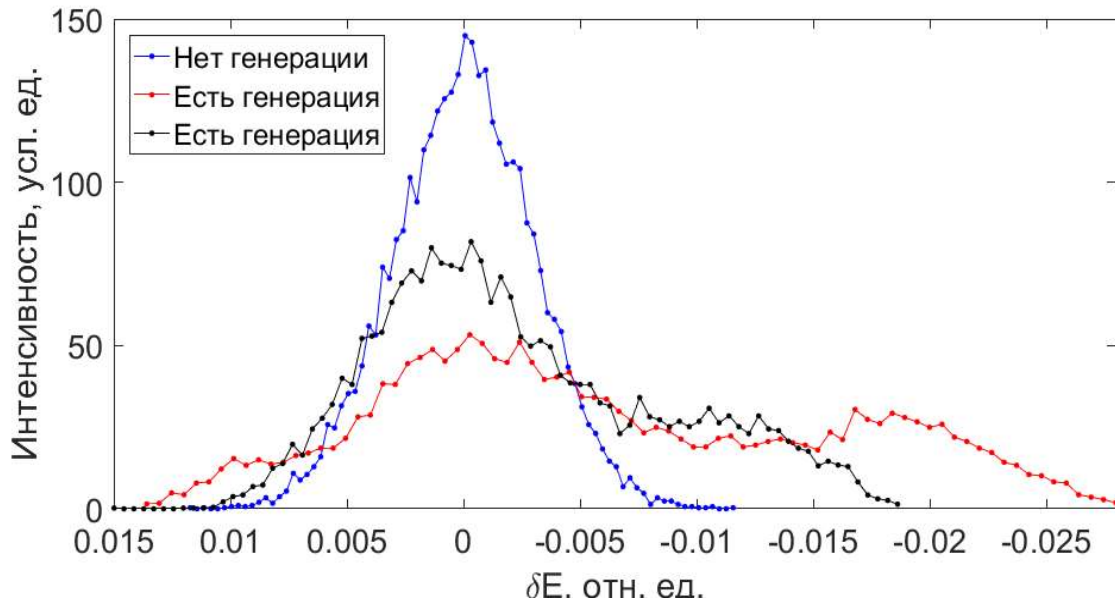


Рисунок 2.18 – Расчетное изменение энергетического разброса

Для детального объяснения структуры профиля требуется проведение дополнительного изучения параметров пучка, таких как энергетический разброс частиц в пучке и спектр спонтанного ондуляторного излучения, также требуется моделирование динамики пучка в условиях лазерной генерации на участке от первой до второй станций диагностики. Необходимые измерения будут обеспечиваться новыми станциями диагностики пучка.

Набор диагностик планируется дополнить еще одной станцией (третьей) для измерения поперечных размеров пучка. Она также будет регистрировать СИ из дипольного магнита (2 на рисунке 2.7), но из области, где дисперсионная функция меньше в несколько раз. Существенное отличие дисперсионных функций в местах излучения второй и третьей станции позволят провести анализ влияния энергетического распределения частиц в пучке на его радиальный профиль.

### 2.5.3 Станция диагностики в ИК диапазоне

Станция диагностики в ИК диапазоне спроектирована для большого круга задач, таких как измерение спектра лазерного и спонтанного излучения, измерение интенсивностей отдельных импульсов лазерного излучения и определение энергетического разброса частиц в пучке. На станции есть возможность регистрировать лазерное и спонтанное ондуляторное излучение в диапазоне длин волн 8-20 мкм (1 гармоника излучения), схема станции ИК диапазона представлена на рисунке 2.19.

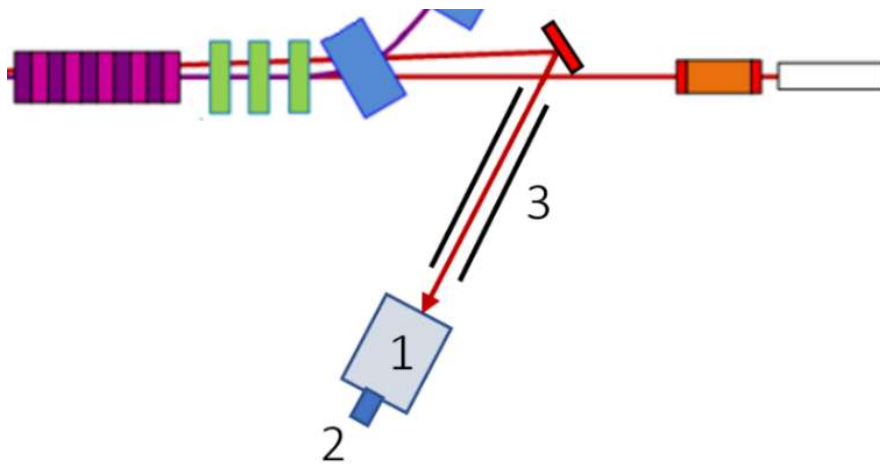


Рисунок 2.19 – Схема станции диагностики излучения 3-го лазера в ИК диапазоне.

1 – монохроматор, 2 – детектор ИК излучения, 3 – оптический тракт

Рассчитанный с помощью пакета SRW [33] спектр спонтанного излучения из ондуляторов 3-го лазера представлен на рисунке 2.20. Параметры, использованные для расчетов представлены в таблице 2.3. Спектральная мощность спонтанного ондуляторного излучения находится в диапазоне десятков микроватт, для его регистрации будет применяться охлаждаемая КРТ-матрица.

Таблица 2.3 – Параметры, использованные при расчете спектра ондуляторного излучения

Параметр ондуляторности	1,19
Период ондулятора, мм	60
Средний ток пучка, мА	1
Энергия пучка, МэВ	39,8
Энергетический разброс	0,002
Вертикальный эмиттанс, мм*мрад	0,51
Горизонтальный эмиттанс, мм*мрад	1,56

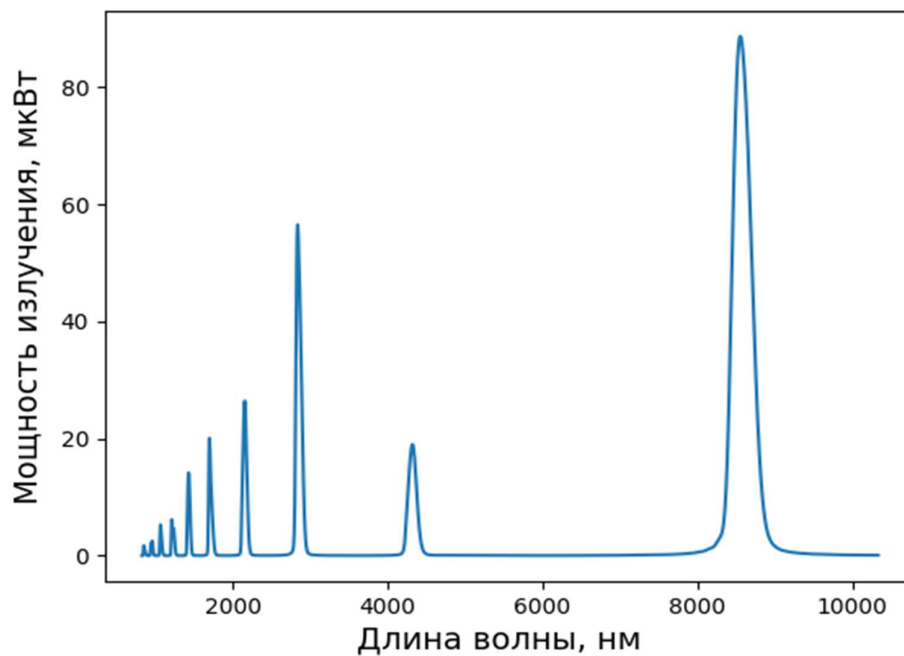


Рисунок 2.20 – Спектр спонтанного излучения ондуляторов третьего лазера

Для регистрации спектров излучения станция оснащена монохроматором МДР-41. Монохроматор может работать в широком диапазоне длин волн, изменяемом за счет смены дифракционной решетки, для работы была выбрана дифракционная решетка позволяющая регистрировать излучение в пределах от 8 до 20 мкм. Принципиальная схема монохроматора на дифракционной решётке изображена на рисунке 2.21. Пусть монохроматическая волна с длиной волны  $\lambda$  из входной щели монохроматора попадает на дифракционную решетку под углом  $\theta$ ,



то вследствие дифракции максимумы интенсивности отраженного будут наблюдаться под углами дифракции  $\varphi_n$ , соответствующим условию:

$$\lambda n = d(\sin \theta - \sin \varphi_n), \quad (2.17)$$

где  $d$  - период дифракционной решетки,  $\varphi_n$  - угол наблюдения  $m$ -го порядка дифракции.

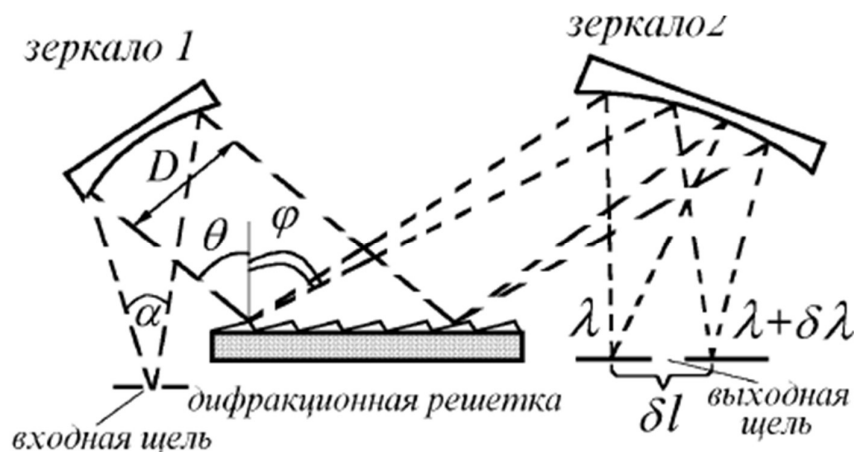


Рисунок 2.21 – Схема монохроматора на дифракционной решетке

Поворотом дифракционной решетки можно добиться попадания волн с определенной длиной волны на выходную щель монохроматора. Поворот осуществляется шаговым двигателем монохроматора. Текущее положение двигателя  $N$  контролируется с помощью контроллера шагового двигателя. Зная положение двигателя, ширины раскрытия входной и выходной щелей и обратную линейную дисперсию можно определить пропускаемый монохроматором спектральный диапазон. Для калибровки монохроматора необходимо провести сравнение измеренного спектра с эталонным и найти соответствие между положением шагового двигателя  $N$  и длиной волны  $\lambda$ .

Для калибровки было предложено наблюдение высоких порядков дифракции излучения трех лазеров с длинами волн 532, 632,8, 1150 нм. Рассмотрим особенности использованной методики калибровки на примере лазера 632.8 нм. Так как рабочая область в выбранном диапазоне находится в пределах от 8 до 20

мкм, то первым попадающим на выход монохроматора порядком дифракции в этом случае будет являться 13-й порядок, что соответствует настройке монохроматора на длину волны 8226,4 нм. Таким образом, изменяя пропускаемую монохроматором длину волны регистрируются и следующие порядки дифракции. Однако необходимо удостовериться в правильности определения номера первого зарегистрированного порядка дифракции, для этого регистрируется аналогичная последовательность высоких порядков дифракции для других лазеров (532 и 1150 нм), после чего по относительному расстоянию между различными зарегистрированными линиями, можно однозначно установить номера наблюдаемых порядков дифракции. Итоговая точность калибровки в выбранном диапазоне 8 – 20 мкм составляет 0,2 нм.

Схема эксперимента для проведения калибровки представлена на рисунке 2.22. Излучение от лазера попадает на входную щель монохроматора, которая почти полностью закрыта, для минимизации ширины изображения на выходе из монохроматора. Изображение полностью открытой выходной щели монохроматора строится с помощью объектива на ПЗС камере, с помощью которой ведется регистрация изображения. Пример профиля зарегистрированного изображения показан на рисунке 2.23.

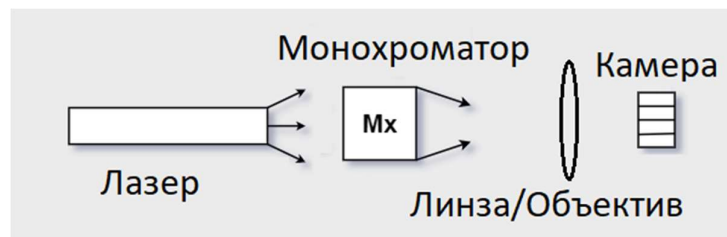


Рисунок 2.22 – Схема калибровки

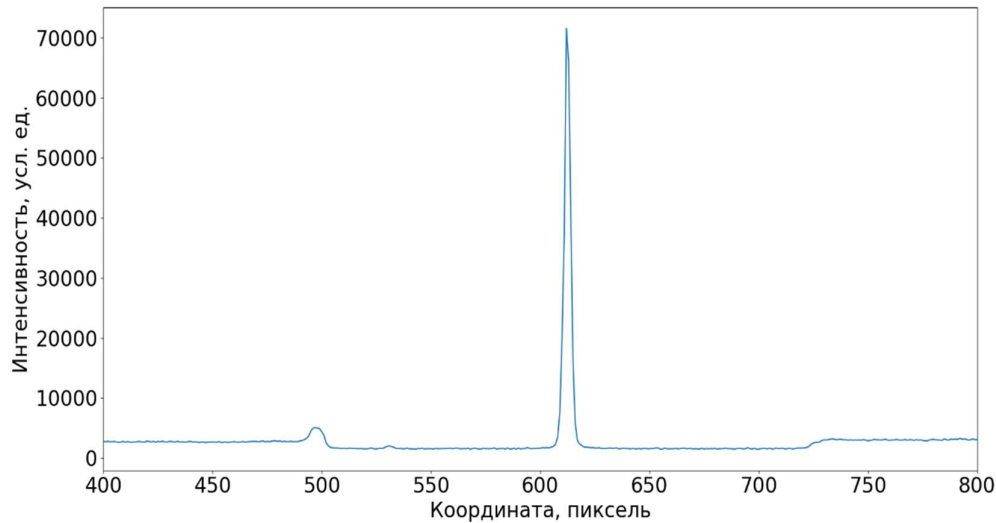


Рисунок 2.23 – Пример профиля

Монохроматор настраивался на минимально возможную длину волны (8 мкм), после чего, изменяя настройку монохроматора в сторону больших длин волн, ищется первый регистрируемый порядок дифракции. Изменяя настройку монохроматора, можно добиться прохождения излучения через центр выходной щели, тогда текущее положение монохроматора считается настроенным на длину волны, соответствующую 13 порядку дифракции лазера. Зарегистрировав подобным образом порядки дифракции для двух других лазеров, была определена калибровочная кривая монохроматора (рисунок 2.24).

Лазер с длиной волны 1150 нм был использован лишь для проверки полученной калибровочной зависимости, ввиду слабой интенсивности излучения регистрируемого ПЗС-камерой. Итоговая калибровочная зависимость описывается следующим выражением:  $\lambda(N) = 0,0399 * N + 7754,5$  нм, где  $N$  – отсчет шагового двигателя монохроматора.

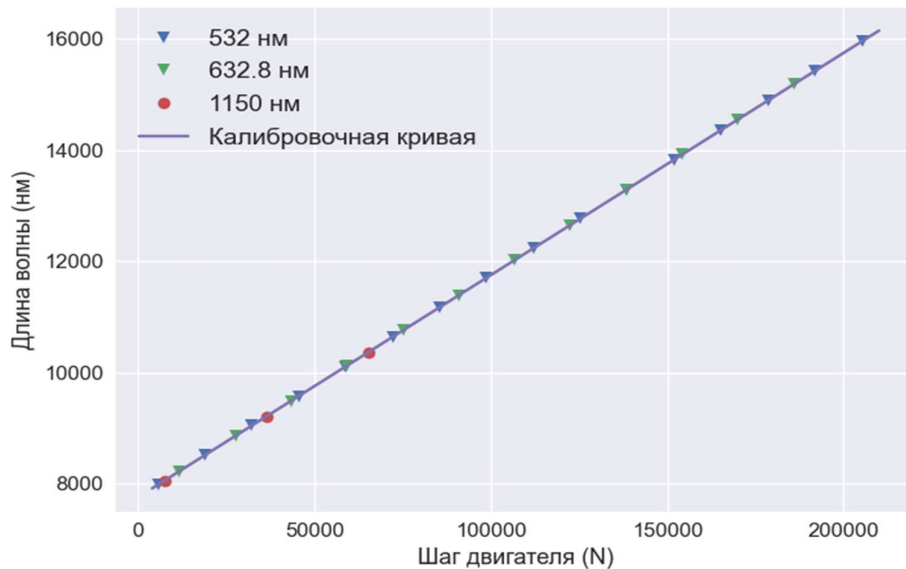


Рисунок 2.24 – Калибровочная кривая

#### 2.5.4 Измерение спектра лазерного излучения

Во время первых экспериментов с применением новой станции диагностики были проведены эксперименты по измерению спектра лазерной генерации 3-го лазера Новосибирского ЛСЭ. В качестве детектора ИК диапазона, способного регистрировать излучение в области 8 – 9 мкм использовалась болометрическая матрица. Схема эксперимента была аналогична той, что использовалась во время калибровки монохроматора: матрица помещалась на некотором удалении от выхода монохроматора, монохроматор открывался на пропускание максимально широкого спектра. Изображение на матрице строилось с помощью линзы из селенида цинка, пример изображения и измеренного спектра представлены на рисунке 2.25 и рисунке 2.26.

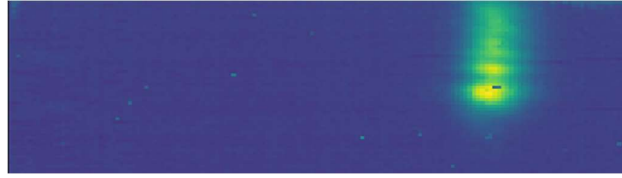


Рисунок 2.25 – Изображение, полученное болометрической матрицей

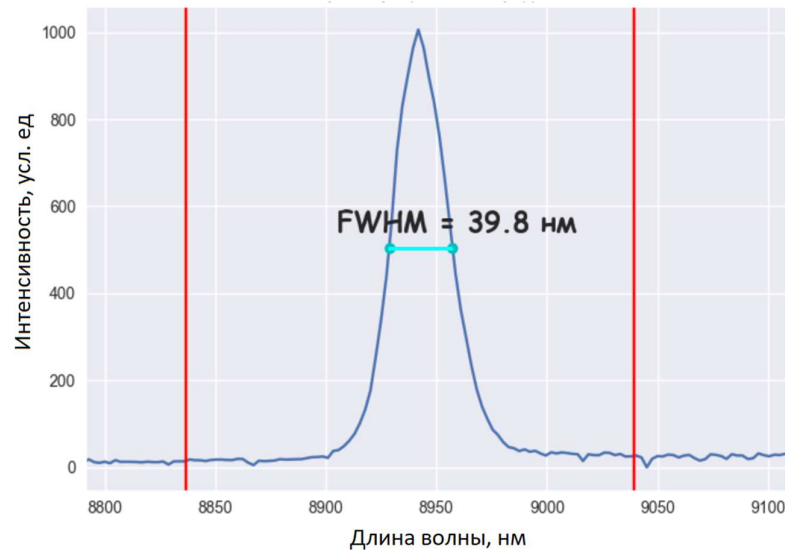


Рисунок 2.26 – Измеренный спектр лазерного излучения

Определение соотношения между координатой на матрице и показаниями монохроматора выполнялось таким же методом, как при калибровке. С учетом полученной в прошлом разделе калибровочной зависимости, по изображению на матрице определялось спектральное распределение излучения. Измеренный спектр представлен на рисунке 2.26, красными линиями отмечены границы регистрируемого спектрального интервала. Полученные параметры зарегистрированного спектра излучения третьего лазера Новосибирского ЛСЭ: дают положение максимума спектра  $\lambda_0 = 8940 \pm 2 \text{ нм}$ , и ширину спектра  $\sigma_\lambda = 17 \pm 1 \text{ нм}$ .

## 2.6 Планируемые эксперименты на станции ИК диагностики

### 2.6.1 Измерение спектра ондуляторного излучения

Учитывая низкую мощность спонтанного ондуляторного излучения (рисунок 2.27), уменьшать апертуру для упрощения методики измерений не представляется возможным, поэтому для аппроксимации спектров использована формула (2.3.6), пример моделирования с аппроксимацией по формуле (2.6) показан на рисунке 2.27, а полученные результаты представлены в таблице 2.4.

Таблица 2.4 – Результаты моделирования эксперимента с аппроксимацией формулой (2.6)

$\sigma_\gamma/\gamma_{0\ set}$	$\sigma_\gamma/\gamma_{0\ fit}$	Err, %
0,002	0,00297	48,65
0,003	0,00378	26,17
0,004	0,00468	16,94
0,005	0,0557	11,54

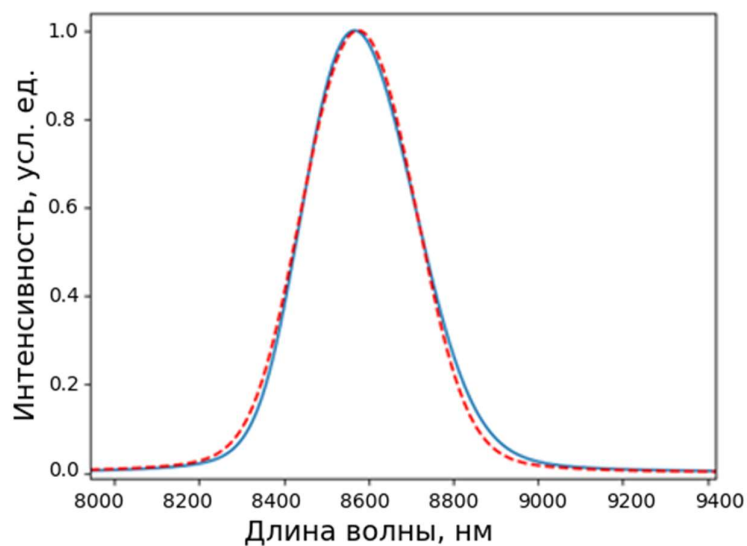


Рисунок 2.27 – Пример аппроксимации с учетом углового распределения: синяя линия – расчетный спектр (относительный энергетический разброс 0.004), красная пунктирная – наилучшее приближение формулой 2.6

Рассмотрим два расчетных спектра излучения, в одном из расчетов учитывается наличие эммитанса, во втором расчете зададим эммитанс нулевым, энергетический разброс зададим равным 0,003. Сравнение спектров представлено на рисунке 2.28. Можно заметить, что основное отличие спектров находится в длинноволновой области. Таким образом можно предположить, что если использовать только коротковолновую половину спектра, то можно существенно уменьшить влияние эммитанса на форму спектра спонтанного ондуляторного излучения.

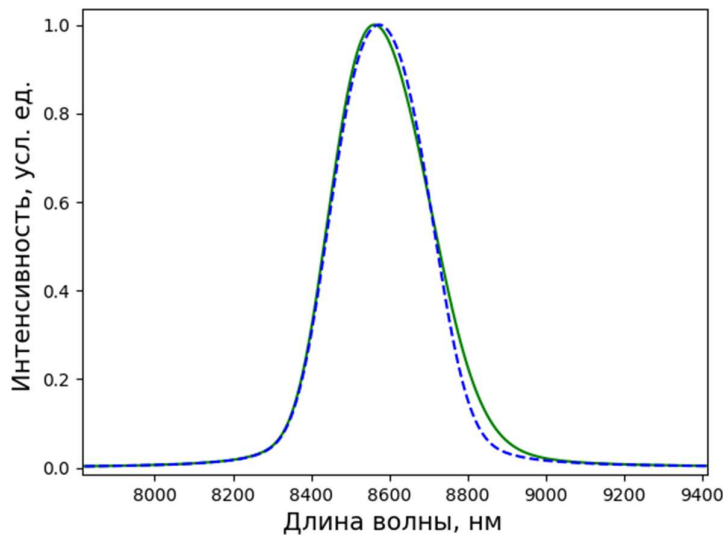


Рисунок 2.28 – Сравнение расчетных спектров ондуляторного излучения: синий пунктирный – без учета эммитанса, зеленый – с учетом эммитанса

По результатам моделирования расчетного спектра по коротковолновой части можно заключить, что данная модификация метода дает удовлетворительный результат энергетического разброса, с ошибкой не превышающей 6%. Ошибка

обусловлена все еще заметным влиянием эмитанса на коротковолновую часть спектра

Результаты и пример аппроксимации по коротковолновой половине спектра представлены на рисунке 2.29 и в таблице 2.5.

Таблица 2.5 – Результаты моделирования эксперимента с аппроксимацией по коротковолновой части спектра формулой (2.6)

$\sigma_\gamma/\gamma_{0_{set}}$	$\sigma_\gamma/\gamma_{0_{fit}}$	Err, %
0,001	0,00095	5,4
0,002	0,00196	1,6
0,003	0,00311	3,8
0,004	0,00423	5,9
0,005	0,00522	4,5

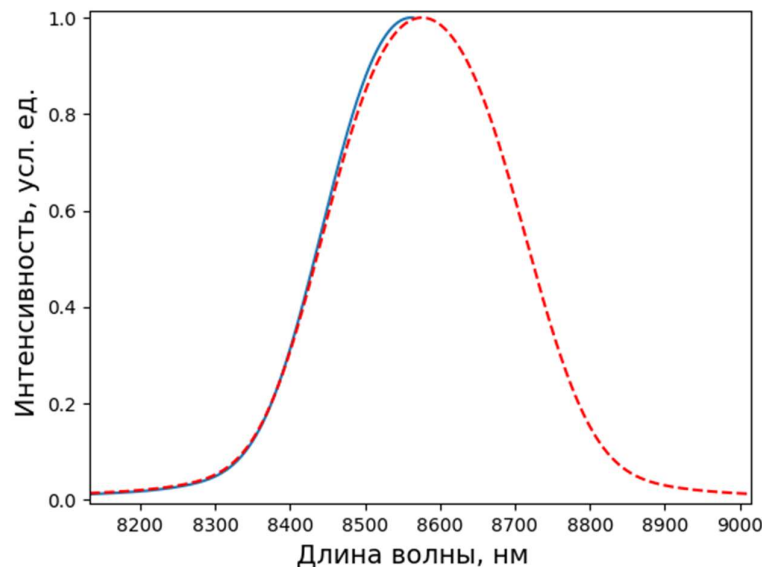


Рисунок 2.29 – Пример аппроксимации с учетом углового распределения: синяя линия – расчетный спектр (относительный энергетический разброс 0,004), красная пунктирная – наилучшее приближение формулой 2.6

Учитывая все особенности реальной схемы эксперимента, построим модельный спектр, который ожидается зарегистрировать в эксперименте, результаты представлены в таблице 2.6 и на рисунке 2.30.



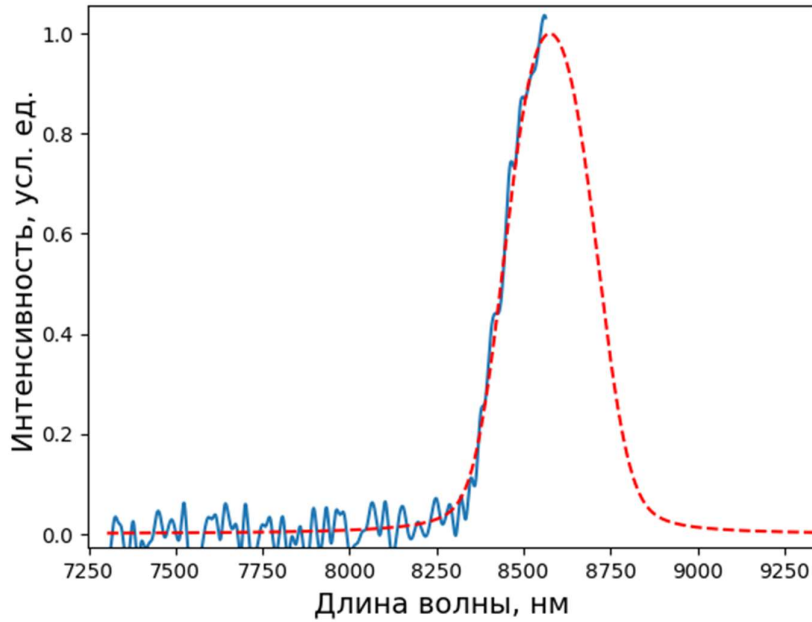


Рисунок 2.30 – Пример аппроксимации с учетом предполагаемых условий проведения эксперимента

Таблица 2.6 – Результаты моделирования эксперимента

$\sigma_\gamma/\gamma_{0_{set}}$	$\sigma_\gamma/\gamma_{0_{fit}}$	Err, %
0,001	0,00113	13
0,002	0,00212	5
0,003	0,00283	5,6
0,004	0,00411	2,7
0,005	0,00529	5,8

По результатам моделирования можно сделать вывод, что в реальном эксперименте ожидаемая ошибка измерения энергетического разброса не будет превышать 15%, такой результат является приемлемым для дальнейшей работы. Методика измерений может быть изменена для явного учета искажения спектра с учетом эммитанса. В ближайшее время планируется провести экспериментальное измерение спектра спонтанного ондуляторного излучения с последующим определением энергетического разброса частиц в пучке.

### 2.6.2 Автокоррелятор для изучения временных характеристик излучения

Одними из основной характеристик источников излучения являются спектральная и временная ширина сигнала. Измерение данных характеристик является важным для пользователей установки. Одним из наиболее распространенных методов оптических измерений является измерение корреляционных функций [34]. Корреляционная функция двух комплексных функций  $f(x)$  и  $g(x)$  определяется следующим образом:

$$(f * g)(\tau) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} f(t)g^*(t - \tau) dt, \quad (2.18)$$

где  $g^*$  обозначает комплексно-сопряженную функцию к  $g$ . Корреляционная функция показывает степень сходства между одним сигналом и другим сигналом для разных значений  $\tau$  – чем больше значение корреляционной функции, тем это сходство сильнее. Если  $f(t) = g(t)$ , то такая функция называется автокорреляционной функцией. В оптике автокорреляционная электромагнитных полей обычно называется автокорреляционной функцией первого порядка  $A(\tau)^{(1)}$ :

$$A(\tau)^{(1)} = \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E^*(t - \tau) dt. \quad (2.19)$$

Для регистрации автокорреляционной функции первого порядка необходимо направить на приемник излучения исходный и задержанный во времени сигнал, изменяя задержку и регистрируя результирующий сигнал медленным в сравнении с длительностью сигналов детектором можно измерить автокорреляционную функцию. Для таких измерений подходят интерферометрические схемы, например интерферометр Майкельсона [35]. Согласно теореме Винера-Хинчина [36] автокорреляционная функция первого порядка связана с его частотным спектром излучения  $I(\omega)$  через Фурье-преобразование:

$$F(\tau) = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega. \quad (2.20)$$

Для импульса с гауссовой формой можно получить следующее соотношение между длительностью автокорреляционной функции первого порядка и шириной спектра:

$$\sigma_{\tau} = \frac{1}{\sigma_{\omega}} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c \sigma_{\lambda}}. \quad (2.21)$$

Автокорреляционная функция интенсивности обычно называется автокорреляционной функцией второго порядка  $A(\tau)^{(2)}$ :

$$A(\tau)^{(2)} = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) I^*(t - \tau) dt. \quad (2.22)$$

Длительность автокорреляционной функции второго порядка  $\tau_{ac}$  связана с длительностью исходного импульса  $\tau_p$  следующим соотношением:

$$\tau_{ac} = k\tau_p, \quad (2.23)$$

где  $k$  – коэффициент, зависящий от формы импульса. Коэффициент можно рассчитать из уравнения (2.22), для импульса гауссовой формы  $k = \sqrt{2}$ , для импульса формы гиперболического секанса, часто встречающегося в лазерной физике,  $k = 1,543$ . Таким образом, измерив автокорреляционную функцию первого и второго порядка, можно определить соответственно спектральную ширину и длительность импульса излучения.

Схема предложенного автокоррелятора для измерений длительности импульса на Новосибирском ЛСЭ представлена на рисунке 2.31. Предложенная схема по устройству близка к схеме интерферометра Майкельсона, однако плечи интерферометра представляют собой тонкие плоские зеркала, расположенные в направлении распространения излучения и разнесенные в поперечной, к излучению плоскости друг относительно друга, для получения двух отдельных импульсов излучения. Изменение положения одного из зеркал, установленного на

моторизированной подставке, позволяет контролировать длину пути одного из лучей и, соответственно, его временную задержку относительно другого.

Смещение зеркала на длину  $a$  вносит задержку  $\tau = \frac{2a}{c}$ , где  $c$  – скорость света.

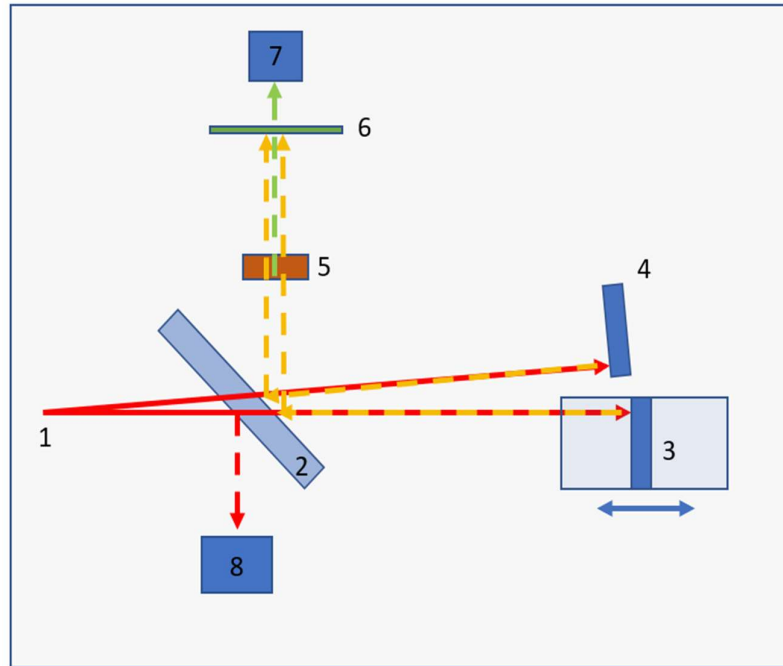


Рисунок 2.31 – Предложенная оптическая схема для измерения автокорреляционных функций. 1 – излучение от источника, 2 – полупрозрачное зеркало, 3 – зеркало на моторизированной подставке, 4 – неподвижное зеркало, 5 – нелинейный кристалл, 6 – полосовой фильтр, 7 – детектор излучения, 8 – место для установки дополнительной диагностики основной гармоники излучения

Свет от источника излучения (1) проходит через полупрозрачное зеркало (2) и после отражения от плеч интерферометра (3, 4) лучи направляются полупрозрачным зеркалом в направлении нелинейного кристалла (5). Для измерений на третьем лазере Новосибирского ЛСЭ был выбран кристалл дифосфида цинка-германия ( $\text{ZnGeP}_2$ ) [37], который имеет квадратичную нелинейность и предназначен для работы в диапазоне длин волн излучения третьего лазера Новосибирского ЛСЭ. В нелинейном кристалле происходит генерация второй гармоники излучения, а ее интенсивность на выходе из

нелинейного кристалла пропорциональна произведению квадратов поля интерферирующих в нем электромагнитных волн, т.е. произведению их интенсивностей [38].

$$I_{SH}(\tau) \propto I^2(t) + I^2(t - \tau) + 4I(t - \tau)I(t), \quad (2.24)$$

где  $I_{SH}$  – интенсивность второй гармоники,  $I$  – интенсивность изучаемого импульса. Если импульсы приходят в кристалл с большой задержкой, то имеются лишь отдельные сигналы генерации второй гармоники от пришедших импульсов, а если задержка сопоставима с длительностью импульса, то появляется слагаемое, отражающее степень наложения интенсивностей  $I(t)$  импульсов (заштрихованная область на рисунке 2.32). Изменяя зависимость интенсивности излучения второй гармоники от задержки  $a$ , можно восстановить длительность импульса.

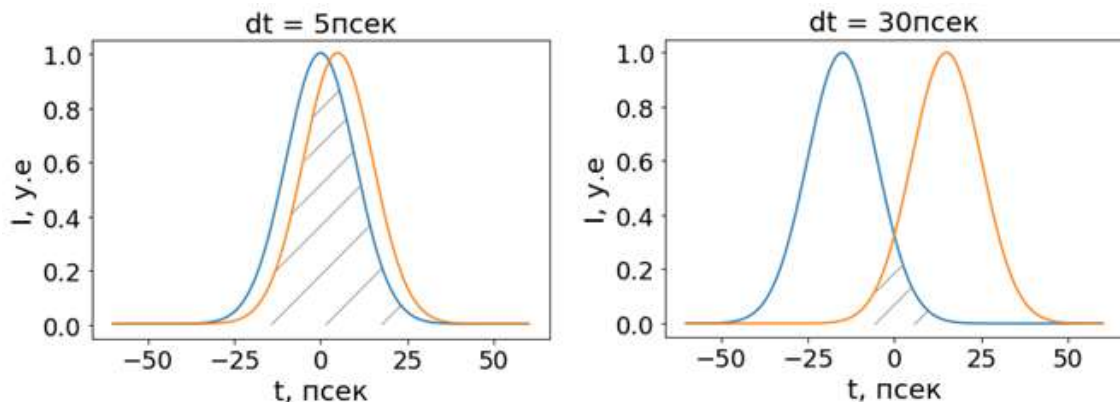


Рисунок 2.32 – Наложение интенсивностей импульсов излучения.

Заштрихованная часть область перекрытия импульсов

При первоначальной юстировке схемы путем изменения положения зеркала, установленного на моторизированной подставке, соосность зеркал проверяется по отсутствию изменения положения изображения на приемнике излучения во время изменения положения зеркала, установленного на моторизированной подставке, управляемой шаговым двигателем. Максимальная интенсивность излучения второй гармоники достигается за счет небольшого поворота неподвижного зеркала

для достижения максимального перекрытия световых потоков, отраженных от разных зеркал. Интенсивность второй гармоники регистрируется с помощью болометрической матрицы. Частота второй гармоники вдвое больше частоты изначального излучения (основная гармоника), которое в большинстве своем проходит через кристалл в неизменном виде. Поэтому перед матрицей располагается полосовой фильтр, не пропускающий исходный импульс. Поскольку время экспозиции одного кадра у болометрической матрицы много больше длительности импульса излучения, то возможно только интегральное измерение всего излучения второй гармоники, сгенерированного за один лазерный импульс. В таком случае регистрируемый матрицей сигнал является усреднением выражения (2.24) по большому числу периодов, усреднение перекрестного слагаемого представляет собой автокорреляционную функцию второго порядка. Для регистрации автокорреляционной функции изображения с болометрической матрицы регистрируются при различных задержках сигнала  $\tau$ , и из полученной автокорреляционной функции вычисляется длительность импульса.

Среди положительных особенностей предложенной схемы измерения автокорреляционной функции стоит отметить: простоту процедуры юстировки схемы, отсутствие дорогостоящих оптических элементов, возможность легко перестроить схему для работы в другом диапазоне длин волн, возможность измерения импульсов с длительностью меньше 1 псек, так как минимальный шаг смещения механизированной подставки составляет 1,4 мкм, что соответствует задержке оптического сигнала порядка 10 фс.

### 2.6.3 Тестирование автокоррелятора

Предложенная схема автокоррелятора была протестирована на неодимовом лазере с длительностью импульса порядка 10 пикосекунд по основанию с длиной волны излучения 1064 нм [39, 40]. Помимо автокоррелятора, длительность импульса лазерного излучения измерялась с помощью стрик-камеры PS-1/S20 с разрешающей способностью порядка 1 пс, схема эксперимента представлена на рисунке 2.33.

Для проведения измерений в оптическом диапазоне был использован нелинейный кристалл бета-бората бария ( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>) [41], а в качестве детектора излучения использовалась цифровая ПЗС-камера. Интенсивность импульсов лазера контролировалась дополнительным детектором излучения.

Во время экспериментов с помощью предложенной схемы была проведена регистрация длительности автокорреляционной функции второго порядка. Излучение первой гармоники лазера отсекалось фильтром СЗС-23. Одновременно с измерениями автокорреляционным методом часть света через дополнительное полупрозрачное зеркало направлялась на стрик-камеру (4 на рисунке 2.33), для прямой регистрации временного профиля импульса лазерного излучения.

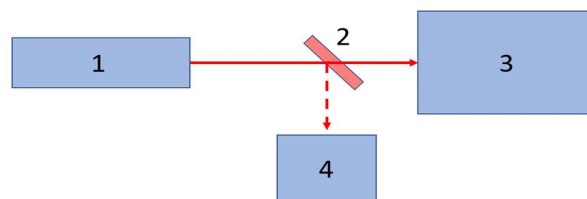


Рисунок 2.33 – Схема эксперимента по измерению на пикосекундном лазере с длиной волны 1064 нм. 1 – Лазер, 2 – полупрозрачное зеркало, 3 – схема для измерения автокорреляционной функции, 4 – дополнительный детектор излучения / стрик-камера

Измеренная с помощью стрик-камеры длительность импульса неодимового лазера в серии из 40 измерений составляет  $3,4 \pm 0,5$  пс, точность измерения в данном эксперименте определялось разрешающей способностью стрик-камеры. Пример полученного временного профиля лазерного импульса представлен на рисунке 2.34.

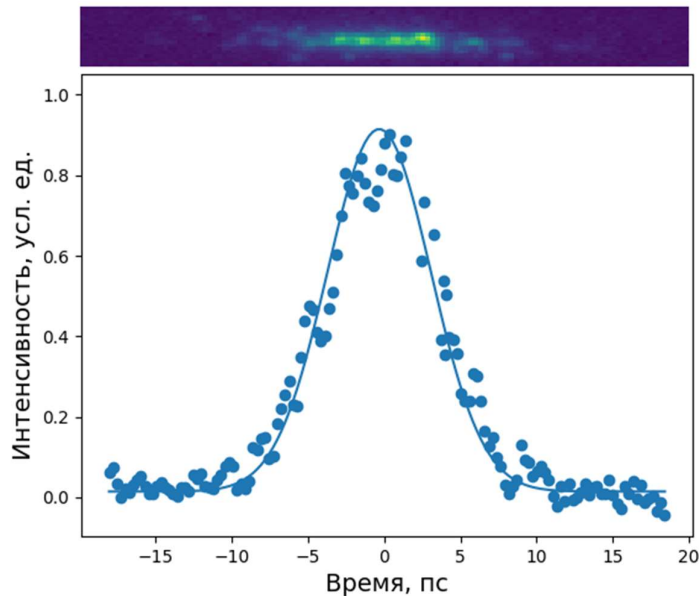


Рисунок 2.34 – Профиль лазерного импульса, зарегистрированный стрик-камерой

Применение предложенной схемы автокоррелятора позволило измерить автокорреляционную функцию второго порядка представленного лазерного импульса. Измеренная длительность автокорреляционной функции второго порядка (2.22) составила  $5,4 \pm 1,2$  пс, таким образом длительность импульса лазерного излучения, определенная по измеренной автокорреляционной функции с помощью соотношения (2.23), составляет  $3,6 \pm 0,8$  пс, что в пределах погрешности измерений совпадает со значением, полученным с помощью стрик-камеры. На рисунке 2.35 показана измеренная автокорреляционная функция второго порядка, кроме того, для наглядности совпадения полученных результатов на рисунке 2.35 показана автокорреляционная функция второго порядка для



профиля интенсивности пучка, показанного на рисунке 2.34 рассчитаная по формуле 2.22. Совпадение между расчетной и измеренной автокорреляционными функциями находится в пределах ошибки измерений. Таким образом можно заключить, что предложенная схема позволяет измерять длительность импульсов лазерного излучения с точностью не хуже, чем 1 пс.

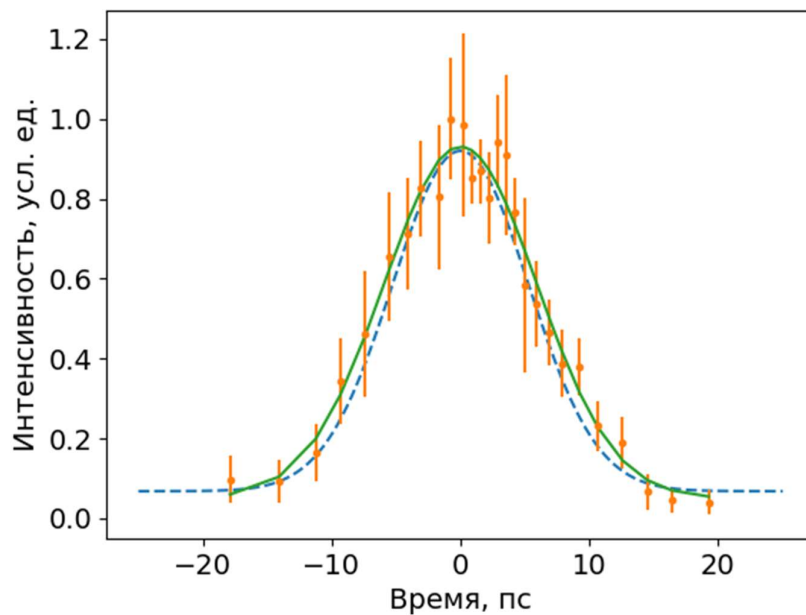


Рисунок 2.35 – Измеренная автокорреляционная функция второго порядка импульса неодимового лазера (оранжевые), ее аппроксимация (зеленый) и расчетная автокорреляционная импульса, зарегистрированного стрик-камерой (синий пунктир)

Помимо проверки возможности предложенной оптической схемы, на данный момент с использованием этой схемы автокоррелятора измерена автокорреляционная функция первого порядка для третьего лазера Новосибирского ЛСЭ (рисунок 2.36).

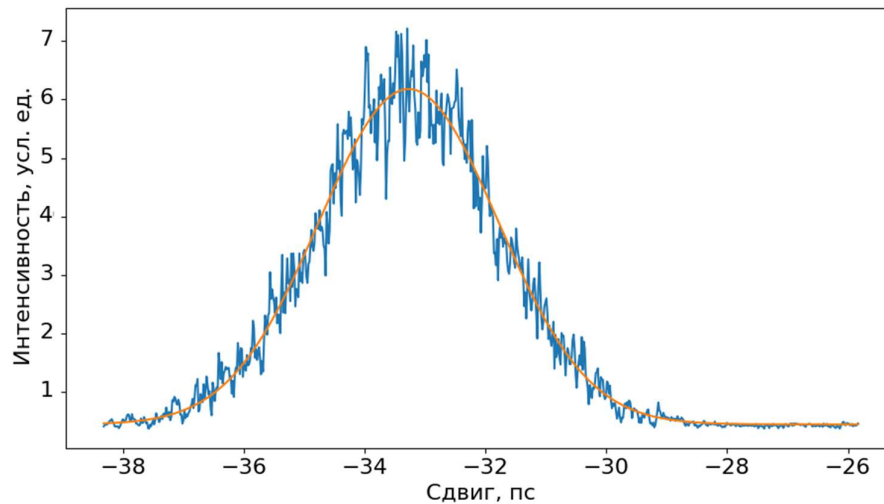


Рисунок 2.36 – Автокорреляционная функция первого порядка, измеренная на третьем лазере Новосибирского ЛСЭ

Измеренная функция хорошо аппроксимируется Гауссовой формой, с длительностью  $\sigma_\tau = 2,4 \pm 0,2$  псек. Воспользовавшись соотношением (2.20) и параметрами измеренного монохроматором спектра излучения, указанными разделе 2.5.4, получим ожидаемую длительность автокорреляционной функции излучения  $\sigma_\tau = 2,5 \pm 0,2$  псек. Два разных метода измерений хорошо согласуются между собой, что также подтверждает корректность работы предложенной схемы автокоррелятора.

#### 2.6.4 Регистрация лазерного излучения быстрым детектором

Одним из проведенных экспериментов был эксперимент по регистрации когерентного ондуляторного излучения электронного пучка, сгруппированного в оптическом резонаторе ЛСЭ. Для понимания контекста эксперимента рассмотрим особенности генерации лазерного излучения на третьем лазере Новосибирского ЛСЭ, схема третьего лазера Новосибирского ЛСЭ представлена на рисунке 2.37.

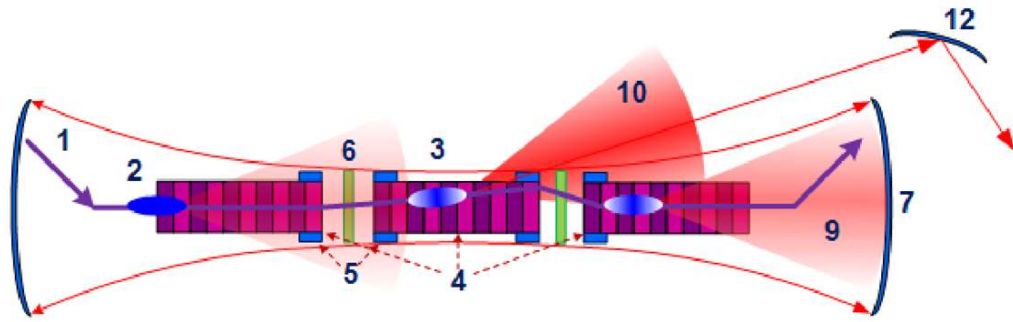


Рисунок 2.37 – Схема третьей очереди НовоЛСЭ. 1 – траектория пучка; 2,3 – пучок; 4 – ондуляторы; 5 - дипольные корректоры; 6 – квадрупольные линзы; 7,12 – зеркала; 9 – излучение, накопленное в резонаторе; 10 – излучение, выходящее из резонатора

Третья очередь НовоЛСЭ состоит из трех ондуляторов (4), помещенных в оптический резонатор (7). Интенсивность лазерной генерации зависит от продольной группировки пучка электронов. В первом ондуляторе происходит модуляция продольной плотности пучка, а во втором - основная генерация излучения, так как во втором ондуляторе продольная группировка пучка достигает максимальных значений. С помощью дипольных корректоров (5) пучок можно направить во второй ондулятор под углом, вследствие чего вынужденное когерентное излучение, связанное с взаимодействием с электромагнитной волной, накопленной в оптическом резонаторе (однопролетное излучение) будет испускаться под углом к оси резонатора и с помощью зеркала (12) выводится наружу [4]. Модуляция пучка обеспечивается запасенным излучением в резонаторе, которое также частично попадает на зеркало (12) вследствие угловой расходимости излучения. Важно заметить, что накопленное в резонаторе излучение заполняет не весь резонатор.

На Новосибирском ЛСЭ существует система модуляции излучения, которая при необходимости кратковременного «отключения» лазерной генерации сдвигает фазу инжекции нового электронного пучка в ускоритель, за счет чего электронный

пучок проходит через ондуляторы без накопленного излучения в оптическом резонаторе, таким образом не приводя к накоплению большей мощности в нем. При «отключении» лазерной генерации интенсивность накопленного в оптическом резонаторе излучения экспоненциально затухает за счет потерь на вывод излучения из резонатора, а излучение электронного пучка становится на много порядков менее интенсивным, за счет отсутствия взаимодействия с полями электромагнитной волны накопленного излучения. Это позволяет различать вклады двух видов излучения в регистрируемое на станции ИК диагностики.

В качестве детектора для эксперимента по регистрации когерентного ондуляторного излучения электронного пучка, сгруппированного в оптическом резонаторе ЛСЭ был использован охлаждаемый КРТ (Кадмий-Ртуть-Теллур) детектор с временным разрешением порядка 5 нс, что позволяет проводить регистрацию отдельных импульсов излучения ЛСЭ. Для регистрации сигнала ЛСЭ работает в режиме модуляции излучения, сигнал запуска системы модуляции излучения используется для синхронизации запуска детектора и регистрации момента остановки лазерной генерации. Был проведен первый эксперимент по регистрации излучения КРТ детектором, в свою очередь сигнал с детектора регистрировался осциллографом. На рисунке 2.38 показан один период работы системы модуляции излучения, запуск записи производится по сигналу системы модуляции (левый фронт импульса).

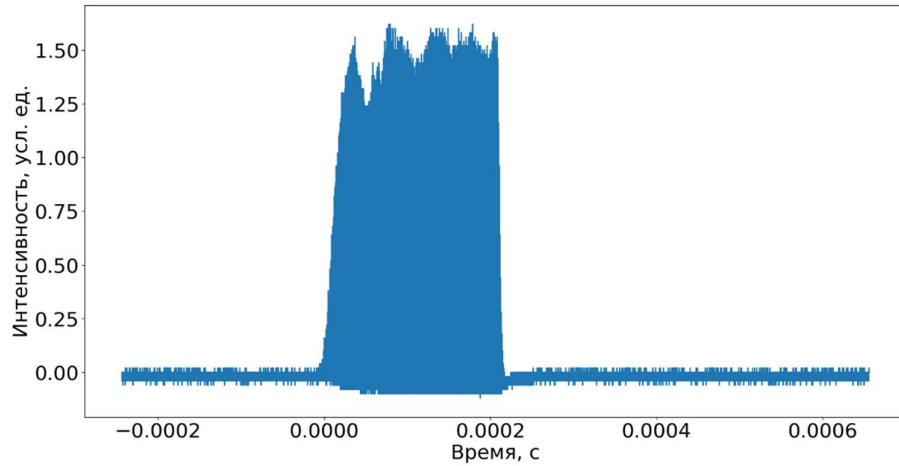


Рисунок 2.38 – Пример одного импульса модулированного излучения НовоЛСЭ

Целью пробного эксперимента являлось качественное детектирование наличия однопролетного излучения и получение данных для подготовки скрипта для обработки регистрируемых осциллограмм. Заметный разброс амплитуды связан с недостаточным временным разрешением для записи полного импульса, кроме того, процесс генерации является неустойчивым, таким образом амплитуда сигнала может изменяться с течением времени. На рисунке 2.39 показан сигнал с детектора, полученный в момент генерации лазера, записанный с большим временным разрешением.

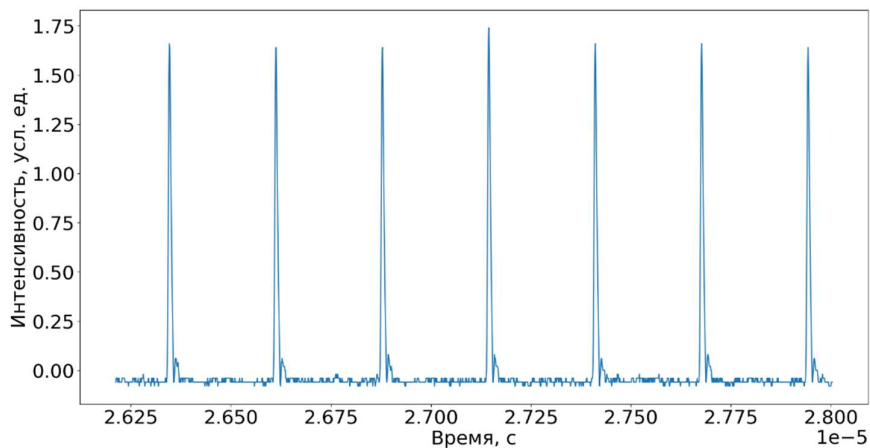


Рисунок 2.39 – Сигнал генерации с увеличенным временным разрешением

На рисунке 2.40 показан момент «отключения» лазерной генерации, на сигнале заметен характерно большой спад интенсивности сигнала примерно на отметке 69 мкс, что связано с отсутствием однопролетного излучения под углом вследствие отсутствия когерентного взаимодействия с накопленным в оптическом резонаторе излучением, однако спонтанное ондуляторное излучение все еще присутствует, но имеет во много порядков меньшую интенсивность.

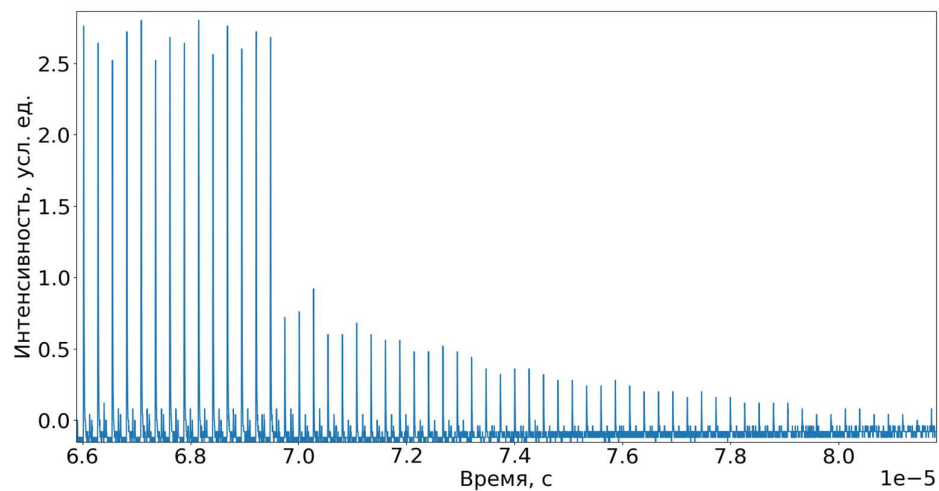


Рисунок 2.40 – Момент «отключения» лазерной генерации

Амплитуда однопролетного излучения определяется как разность между средней амплитудой сигнала до этого момента и амплитудой сигнала последующего импульса. После этого сигнал постепенно спадает за несколько десятков периодов излучения. Характерный интервал между импульсами излучения соответствует рабочей частоте лазера.

## 2.7 Заключение ко второй главе

Во второй главе рассмотрено применение оптических методов диагностики для изучения влияния процесса лазерной генерации на параметры пучка третьего

лазера Новосибирского ЛСЭ. Глава начинается с краткого описания установки Новосибирский ЛСЭ и процесса лазерной генерации в ЛСЭ. Представлено описание разработанных станций диагностик параметров пучка и излучения из оптического резонатора третьего лазера Новосибирского ЛСЭ, а также краткое теоретическое описание принципов проводимых измерений и особенностей работы и настройки данных систем диагностик в условиях третьего лазера Новосибирского ЛСЭ.

В данной главе представлены результаты изучения влияния лазерной генерации на поперечный профиль пучка третьего лазера Новосибирского ЛСЭ, результаты измерений параметров Твисса и спектра лазерного излучения. Кроме того, представлена схема и результаты тестирования автокоррелятора предназначенного для изучения временных и спектральных характеристик излучения третьего лазера Новосибирского ЛСЭ. Представлен алгоритм измерения энергетического разброса пучка по спектру спонтанного ондуляторного излучения адаптированный для условий третьего лазера Новосибирского ЛСЭ. Также представлены первые результаты экспериментов по регистрации когерентного ондуляторного излучения электронного пучка, сгруппированного в оптическом резонаторе ЛСЭ.

## Заключение

Основные результаты данной работы состоят в следующем:

1. Проведено исследование влияния эффектов искажения потенциальной ямы и продольной микроволновой неустойчивости на продольный размер пучка коллайдера ВЭПП-4М.
2. По зарегистрированным зависимостям продольного размера пучка от его тока определен продольный импеданс коллайдера ВЭПП-4М. По этим значениям создана модель для расчета зависимости продольного размера пучка ВЭПП-4М в различных режимах его работы.
3. Отработана методика измерения энергетического разброса пучка по измерению его длины с учетом влияния коллективных эффектов, проверена достоверность получаемых результатов путем сравнения полученных данных с методикой измерения по глубине модуляции огибающей когерентных бетатронных колебаний.
4. Измерен энергетический разброс пучка ВЭПП-4М во всем доступном диапазоне энергий и при различных настройках магнитной системы ускорителя.
5. Исследовано влияние эффекта многократного внутрисгусткового рассеяния на энергетический разброс пучка ВЭПП-4М в диапазоне энергий 1-1,5 ГэВ.
6. Установлено 3 станции для наблюдения за параметрами пучков и выводимого из оптического резонатора излучения третьего лазера Новосибирского ЛСЭ.
7. Получены данные о влиянии лазерной генерации на поперечный профиль пучка третьего лазера Новосибирского ЛСЭ.
8. Разработан алгоритм измерения энергетического разброса пучка по спектру спонтанного ондуляторного излучения из ондуляторов третьего



лазера Новосибирского ЛСЭ учитывающий влияние эмитанса пучка и угловой расходимости излучения.

9. Разработан и протестирован автокоррелятор для среднего ИК диапазона, позволяющий производить измерение длительности импульсов излучения третьего лазера Новосибирского ЛСЭ с разрешением не хуже 1 пс.
10. Экспериментально зарегистрировано когерентное ондуляторное излучение электронного пучка, сгруппированного в оптическом резонаторе ЛСЭ.

Перспектива дальнейшего изучения влияния коллективных эффектов и измерение энергетического на ВЭПП-4М связана с проведением экспериментов по физике высоких энергий, а также с планируемыми экспериментами по физике пучков заряженных частиц. Для их проведения могут потребоваться дальнейшие измерения энергетического разброса пучка и учет влияния коллективных эффектов на длину пучка для учета их в обработке экспериментальных данных.

Перспектива дальнейшего развития оптических методов диагностики на третьем лазере Новосибирского ЛСЭ не вызывает сомнений. Установленные станции оптической диагностики существенно улучшили контроль за параметрами пучков и излучения. Предложенный алгоритм измерения энергетического разброса в ближайшее время будет применен на третьем лазере Новосибирского ЛСЭ, а работы по установке и юстировке предложенного автокоррелятора уже начаты. Данные, которые будет возможно получить с помощью этих диагностических методов будут востребованы при настройке режимов лазера. Важность проведения экспериментов по изучению свойств когерентного излучения электронного пучка, сгруппированного в оптическом резонаторе, не вызывает сомнений и будет проведена в ближайшее время.

Автор выражает свою благодарность своему научному руководителю: Мешкову Олегу Игоревичу, а также Бобровниковой О. Н., Винокурову Н. А.,

Герасимову В. В., Гетманову Я. В. Дорохову В. Л., Журавлеву А. Н. Киселеву В. А., Кучьянову А. С., Михайлову А. И., Никитину С. А., Пиминову П. А., Переведенцеву Е. А. Синяткину С. В., Сяткину А. А., и Шевченко О.А., за всестороннюю помощь в выполнении исследований и написании данной работы.

### Список литературы

- [1] Chao A. Wu. Physics of Collective Beam Instabilities in high energy accelerators : монография / А. Chao. – New York: Wiley, 1993. – 371 p. – ISBN 0-471-55184-8. – Текст : непосредственный.
- [2] Смалюк, В. В. Подавление неустойчивостей пучка в электрон-позитронных накопителях: специальность 01.04.20 «Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника» : диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук / Смалюк Виктор Васильевич ; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения РАН. – Новосибирск, 2010. – 172 с. – Текст : непосредственный.
- [3] Beam energy spread measurement at the VEPP-4M Electron-Positron Collider / V. A. Kiselev, N. Yu. Muchnoi, O. I. Meshkov, V. V. Smaluk [et al.]. – Текст : электронный // Journal of instrumentation. – 2007. – Vol. 2. – P06001 – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/2/06/P06001>. – Дата публикации: 08.06.2007.
- [4] Electron Outcoupling System of Novosibirsk Free Electron Laser Facility - Beam Dynamics Calculation and the First Experiments / Y. V. Getmanov, O. A. Shevchenko, N. A. Vinokurov, A. S. Matveev. – Текст : электронный // 63th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs Proceedings (Berlin, Germany, 15-20 september 2019.). Berlin, 2019. – P. 98–102. URL: <https://accelconf.web.cern.ch/erl2019/papers/wepnec16.pdf>. (Дата обращения: 25.05.2023).
- [5] Measurements of VEPP-4M Collider Energy Spread in Full Energy Range / V. M. Borin, V. L. Dorokhov, O. I. Meshkov, Ma X. C. – Текст : электронный // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2020. – Vol. 17, No 3. – P. 332-342. URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477120030036>. – Дата публикации: 22.06.2020.

- [6] Development and application of electron beam optical diagnostics for the multi-turn ERL of the Novosibirsk FEL facility / Ya. Getmanov, V Borin, V. Dorokhov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of instrumentation. – 2020. – Vol. 15. Nr. 6. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/06/T06004>. – Дата публикации: 05.06.2020.
- [7] A new station for measurements of undulator and laser radiation parameters of the 3rd laser of the Novosibirsk free electron laser / V. M. Borin, N. A. Vinokurov, V. V. Gerasimov [et al.]. – Текст : электронный // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2022. – Vol. 19, nr 4. – P. 376-383. – URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477122040094>. – Дата публикации: 26.07.2022.
- [8] Borin, V. Study of the Influence of Longitudinal Impedance on the Duration of an Electron Bunch in a VEPP-4M Collider / V. Borin, V. Dorokhov, O. Meshkov. – Текст : электронный // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2023. – Vol. 20, nr 2. – P. 164–171. – URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477123020115>. – Дата публикации: 20.04.2023.
- [9] An Experimental Study of Beam Dynamics in the ERL-Based Novosibirsk Free Electron Laser / V. M. Borin, V. L. Dorokhov, O. I. Meshkov [et al.]. – Текст : электронный // 8th International Particle Accelerator Conference proceedings (Copenhagen, Denmark, 14-19 May 2017). – Copenhagen, 2017. – P. 3781-3783. URL: <https://accelconf.web.cern.ch/ipac2017/papers/thpab036.pdf>. (Дата обращения: 25.05.2023).
- [10] The Logitudinal Broadband Impedance and Energy Spread Measurements at the VEPP-4M Electron-Positron Collider / V. M. Borin, V. L. Dorokhov, V. A. Kiselev [et al.]. – Текст : электронный // 8th International Particle Accelerator Conference proceedings (Copenhagen, Denmark, 14-19 May 2017). – Copenhagen, 2017. – P. 3117-3119. URL: <https://accelconf.web.cern.ch/ipac2017/papers/wepik081.pdf>. (Дата обращения: 25.05.2023).
- [11] The Logitudinal Broadband Impedance and Energy Spread Measurements at the VEPP-4M / V. M. Borin, V. L. Dorokhov, V. A. Kiselev [et al.]. – Текст : электронный

// Proceedings of the XXV Russian Particle Accelerator Conference (Saint Petersburg, 21–25 November 2016). – Saint Petersburg, 2017. – P. 650–650. – URL: <https://accelconf.web.cern.ch/rupac2016/papers/thpsc052.pdf>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[12] Measurements of energy spread ad VEPP-4M / V. M. Borin, V. L. Dorokhov, V. A. Kiselev [et al.]. – Текст : электронный // Proceedings of the XXVI Russian Particle Accelerator Conference (Protvino, 1–5 November 2018). – Protvino, 2018. – P. 469–471. – URL: <https://accelconf.web.cern.ch/rupac2018/papers/thpsc29.pdf>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[13] Measurements of Beam Parameters at the Last Track of the ERL-Based Novosibirsk Free Electron Laser / V. M. Borin, Ya. V. Getmanov, A. S. Matveev [et al.]. – Текст : электронный // 10th International Particle Accelerator Conference proceedings (Melbourne, Australia, 19-24 May 2019). – Melbourne, 2019. – P. 2632-2634. URL: <https://accelconf.web.cern.ch/ipac2019/papers/wepgw068.pdf>. – Дата публикации: 21.06.2019.

[14] Борин В.М. Исследование взаимодействия пучка заряженных частиц с электромагнитными полями в ускорителях методами оптической диагностики: специальность 1.3.18 «Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника» : научно-квалификационная работа аспиранта / Борин Владислав Михайлович ; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения РАН. – Новосибирск, 2022. – 96 с. – Текст : непосредственный.

[15] Борин, В. М. Исследование энергетического разброса и профиля пука в циклических ускорителях ИЯФ: специальность 03.04.02 «Физика» : диссертация на соискание степени магистра / Борин Владислав Михайлович ; Новосибирский Государственный университет. – Новосибирск, 2018. – 64 с. – Текст : непосредственный.

[16] Sands, M. The Physics of Electron Storage Rings: an introduction / M. Sands. – Текст : электронный // Proceedings of International School of Physics: Course XLVI:

Physics with Intersecting Storage Rings (Varenna, Italy, 16-26 June 1969). – Varenna, 1969. – P. 257-411. – URL: <http://inspirehep.net/record/60854/files/slac-r-121.pdf>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[17] Wiedemann, H. Particle Accelerator Physics, 3rd edition : монография / H. Wiedemann. – New York: Springer, 2007. – 948 pp. – ISBN 978-3-540-49043-2. – Текст : непосредственный.

[18] Walker, R. P. Calculation of the Touschek Lifetime in Electron Storage Rings / R. P. Walker. – Текст : электронный // Proceedings of the 1987 IEEE Particle Accelerator Conference (Washington, D. C., 16–19 March 1987). – Washington, D. C., 1987. – P. 491-493. URL: [https://accelconf.web.cern.ch/p87/PDF/PAC1987\\_0491.pdf](https://accelconf.web.cern.ch/p87/PDF/PAC1987_0491.pdf). (Дата обращения: 25.05.2023).

[19] Bjorken, J. D. Intrabeam scattering / J. D. Bjorken, S. K. Mtingwa. – Текст : электронный // Particle accelerators. – 1983. – Vol. 13. – P. 115-143. – URL: <https://s3.cern.ch/inspire-prod-files-a/a7d86ec1529ba6512d446523cd88c2d5>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[20] Piwinski, A. Intra-Beam Scattering / A. Piwinski. – Текст : электронный // Proceedings of 9th International Conference on the High-Energy Accelerators (Stanford, CA, USA, 2–7 May 1974). – Washington, 1974. – P. 405-409. – URL: <https://inspirehep.net/files/e7904b7772dee62ad1239cb974148273>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[21] Le Duff, J. Single and Multiple Touschek Effects / J. Le Duff. – Текст : электронный // Proceedings of CERN Accelerator School : 5th Advanced Accelerator Physics Course (Rhodes, Greece, 20 september – 1 october 1993). – Rhodes, 1995. – Vol. 1 – P. 573-586. – URL: <https://cds.cern.ch/record/399406/files/p573.pdf>. – Дата публикации: 22.11.1995.

[22] Смалюк В.В. Обзор коллективных неустойчивостей пучка в электрон-позитронных накопителях / В. В. Смалюк. – Текст : электронный // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2012. – Т. 43, вып. 2. – С. 401–450. – URL: [http://www1.jinr.ru/Реран/2012-v43/v-43-2/03\\_smal.pdf](http://www1.jinr.ru/Реран/2012-v43/v-43-2/03_smal.pdf). – Дата обращения: 25.05.2023

[23] Handbook of Accelerator Physics and Engineering / A. Wu, Chao, K. H. Mess, M. Tigner, F. Zimmermann. – Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2012. – 848 p. – ISBN 978-9814417174. – Текст : непосредственный.

[24] Влияние хроматичности и кубической нелинейности на кинематику бетатронных колебаний / Н.А. Винокуров, В.Н. Корчуганов, Г.Н. Кулипанов, Е.А. Переведенцев. – Новосибирск : Препринт ИЯФ СО АН СССР 76-87, 1976. – 13 с. – Текст : непосредственный.

[25] S. Y. Lee. “Decoherence of Kicked Beams II”, SSCL-N-749 : [сайт]. – URL: <https://lss.fnal.gov/archive/other/ssc/ssc-n-749.pdf> (дата обращения: 25.05.2023). – Яз. англ. – Текст : электронный.

[26] Piminov, P. A. Status of the Electron-Positron Collider VEPP-4 / P. A. Piminov. – Текст : Электронный // 8th International Particle Accelerator Conference proceedings (Copenhagen, Denmark, 14-19 May 2017). – Copenhagen, 2017. – P. 2985-2988. URL: <https://accelconf.web.cern.ch/ipac2017/papers/wepik028.pdf>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[27] The Novosibirsk Free Electron Laser — Unique source of terahertz and infrared coherent radiation / O. A. Shevchenko, V. S. Arbuзов, N. A. Vinokurov [et al.]. – Текст : электронный // Physics Procedia. – 2016. – Vol. 84. – P. 13-18. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2016.11.004>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[28] Current status of the Novosibirsk infrared FEL and the third stage lasing / O. A. Shevchenko, V. S. Arbuзов, K. N. Chernov [et al.]. – Текст : электронный // Physics of

Particles and Nuclei Letters. – 2016. – Vol. 13, nr 7. – P. 1002-1005. – URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477116070451>. – Дата публикации: 06.12.2016.

[29] Electron beam energy spread measurements using optical klystron radiation / В. Jia, J. S. Li, H. Scott. [et al.]. – Текст : электронный // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2010. – Vol. 13, nr 8. – URL: <https://doi.org/10.1103/physrevstab.13.080702>. – Дата публикации: 04.08.2010.

[30] Steen, N. M. Gaussian quadratures for the integrals  $\int_0^{\infty} \exp(-x^2)f(x)dx$  and  $\int_0^b \exp(-x^2)f(x)dx$  / N. M. Steen, G. D. Bryne, E. Gelbard. – Текст : электронный // Mathematics of Computation. – 1969. – Vol. 23, nr 107. – P. 661–671. – URL: <https://doi.org/10.1090/s0025-5718-1969-0247744-3>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[31] Sander, O. R. Transverse emittance: Its definition, applications, and measurement / O. R. Sander. – Текст : электронный // AIP Conference Proceedings (Upton, NY, United States, 23–16 October 1989). – New York, 1989. – Vol. 212, nr. 1. – P. 127–155. URL: <https://doi.org/10.1063/1.39706>. – Дата публикации: 02.10.1997.

[32] Thermo fisher scientific : [сайт]. – URL: <https://www.thermofisher.com/> (дата обращения: 25.05.2023). – Яз. англ. – Текст : электронный.

[33] Chubar, O. Accurate And Efficient Computation Of Synchrotron Radiation In The Near Field Region / O. Chubar, P. Elleaume. – Текст : электронный // 6th European Particle Conference Proceedings (Stockholm, Sweden, 22–26 June 1998). – Stockholm, 1997. – P. 1177-1179. URL: <http://accelconf.web.cern.ch/e98/PAPERS/THP01G.PDF>. – Дата публикации: 14.08.1998.

[34] Bochner, S. An Introduction to the Theory of Stationary Random Functions / S. Bochner, A. M. Yaglom, R. A. Silverman. – Текст : электронный // American Mathematical Monthly. – 1964. – Vol. 71, nr 5. – P. 572. – URL: <https://doi.org/10.2307/2312633>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[35] Michelson, A. A. On the relative motion of the Earth and the luminiferous ether / A. A. Michelson, E. W. Morley. – Текст : электронный // American Journal of Science. –



1887. – Vol. s3-34, nr 203. – P. 333-345. – URL: <https://doi.org/10.2475/ajs.s3-34.203.333>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[36] Wiener, N. Generalized harmonic analysis / N. Wiener. – Текст : электронный Acta Mathematica. – 1930. – Vol. 55. – P. 117-258. – URL: <https://doi.org/10.1007/bf02546511>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[37] Оптические элементы из ZnGeP<sub>2</sub> : [сайт]. – URL: <http://loc-ltd.com/zngep2/> (дата обращения: 25.05.2023). – Яз. русск. – Текст : электронный.

[38] Trebino, R. Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses : монография / R. Trebino. – New York : Springer, 2002. – 425 P. – ISBN 978-1-4020-7066-2. – Текст : электронный. – URL: <https://doi.org/10.1007/978-1-4615-1181-6> (дата обращения: 25.05.2023).

[39] Komarov, K. P. Steady-state ultrashort pulses generated by passive mode locking of a solid-state laser with an active feedback / К. П. Комаров, А. С. Куч'янов, В. Д. Угозхаев. – Текст : электронный // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1986. – Vol. 13, nr 4. – P. 802-808. – URL: <https://doi.org/10.1070/QE1986v016n04ABEH006533>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[40] Komarov, K. P. Limiting duration of ultrashort optical pulses generated by passively mode-locked solid-state lasers / К. П. Комаров, А. С. Куч'янов. – Текст : электронный // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1991. – Vol. 21, nr 2. – P. 207-210. – URL: <https://doi.org/10.1070/QE1991v021n02ABEH003748>. (Дата обращения: 25.05.2023).

[41] Бета-борат бария : [сайт]. – URL: <http://ru.sdhengjing1.com/beta-barium-borate-product/> (дата обращения: 25.05.2023). – Яз. русск. – Текст : электронный.