

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

На правах рукописи

ДОРОХОВ ВИКТОР ЛЕОНИДОВИЧ

**РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ОПТИЧЕСКОЙ  
ДИАГНОСТИКИ В ЦИКЛИЧЕСКИХ  
УСКОРИТЕЛЯХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

01.04.20 – Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата технических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Мешков Олег Игоревич

НОВОСИБИРСК – 2021

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	4
<b>Глава 1. Бесконтактные оптические датчики для измерения поперечного и продольного профиля пучка частиц</b> . . . . .	14
1.1. Синхротронное излучение и его основные свойства . . . . .	14
1.2. Система оптической диагностики «Сибирь-2» . . . . .	21
1.2.1. Структура нового комплекса оптической диагностики . . . . .	22
1.2.2. Цифровая камера . . . . .	28
1.2.3. Интерферометр для измерения поперечного размера пучка . . . . .	32
1.2.4. Профилометр на основе массива лавинных фотодиодов . . . . .	47
1.2.5. Диссектор, измерение продольного размера пучка . . . . .	52
1.3. Основные результаты главы 1 . . . . .	56
<b>Глава 2. Диссектор нового поколения для наблюдения продольного распределения заряда в пучке</b> . . . . .	58
2.1. Конструкция и принцип работы диссектора . . . . .	60
2.2. Измерение временного разрешения нового диссектора . . . . .	66
2.3. Применение нового диссектора на действующей установке . . . . .	71
2.3.1. Калибровка временной шкалы и аппаратная функция . . . . .	73
2.3.2. Результаты измерений . . . . .	75
2.4. Основные результаты главы 2 . . . . .	79
<b>Глава 3. Контактные оптические датчики для измерения поперечного и продольного профиля пучка частиц</b> . . . . .	81
3.1. Измерение поперечного профиля пучка заряженных частиц: люминофорные экраны . . . . .	81
3.1.1. Люминофорные датчики бустера NSLS-II . . . . .	86

3.1.2.	Описание экспериментальной установки . . . . .	92
3.1.3.	Результаты исследования светового выхода люминофоров под воздействием пучка частиц . . . . .	96
3.2.	Измерения продольного профиля пучка заряженных частиц: датчик на основе излучения Вавилова-Черенкова . . . . .	99
3.2.1.	Описание экспериментальной установки . . . . .	101
3.2.2.	Результаты исследования структуры пучка в линейном ускорителе ИК ИЯФ СО РАН . . . . .	104
3.3.	Основные результаты главы 3 . . . . .	106
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>109</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>		<b>111</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>		<b>113</b>
<b>Список иллюстративного материала . . . . .</b>		<b>125</b>
<b>Список таблиц . . . . .</b>		<b>129</b>

# Введение

## **Актуальность темы исследования**

Важным инструментом изучения различных процессов и явлений в физике давно стали ускорители заряженных частиц. Ярким примером этому служат циклические ускорители — источники синхротронного излучения (СИ), являющиеся одним из важнейших инструментов, определяющих темпы развития многих наукоёмких отраслей, таких, как: нанотехнологии, медицина, материаловедение, биология. Постоянное развитие современной техники приводит к необходимости покорения новых, недоступных вчера, вершин ускорительной техники, предъявляя всё более жесткие требования к параметрам пучка. На этом фоне естественно появление новых требований и к инструментам, обеспечивающим наблюдение и измерение параметров пучка частиц в этих установках. Прежде всего это связано с необходимостью выявления отклонений параметров пучка от проектных, что позволяет обеспечить его требуемое качество, напрямую влияющее на эффективность эксплуатации установки, количество и надёжность проведенных исследований.

Экспериментальные исследования в области динамики пучка на действующих установках позволяют нащупать пределы их возможностей и оценить перспективы модернизации, а полученные результаты служат фундаментом при разработке новых ускорительных комплексов и установок. Естественным является то, что необходимость изучения особенностей динамики пучка делает предельно важным наблюдение более тонких эффектов, а это, в свою очередь, налагает более жесткие требования на чувствительность средств регистрации.

Таким образом, развитие диагностики пучка необходимо для обеспечения эффективности эксплуатации установки и позволяет гарантировать появление инструментов, способствующих дальнейшему развитию ускорительной техники. Также является разумным совершенствование диагностик на дей-

ствующих машинах, чтобы будущие установки были обеспечены надёжными средствами наблюдения параметров пучка.

Датчики, применяемые для диагностики пучков в циклических ускорителях заряженных частиц можно разделить на три группы [1; 2]: контактные, оптические и электромагнитные. Первая группа датчиков названа контактной из-за принципа работы, подразумевающего взаимодействие тела датчика с исследуемым пучком, что, как правило, приводит к значительным потерям частиц пучка, поэтому эту диагностику ещё называют разрушающей. Понятно, что такие датчики не могут работать в непрерывном режиме ввиду разрушающего воздействия на пучок, тем не менее контактные методы диагностики регулярно используются во время отладки установки или её ввода в эксплуатацию. Использование контактных датчиков значительно упрощает настройку установки, в частности, это относится к режиму инжекции и проводки пучка до замыкания первого оборота в кольце накопителя. К наиболее часто используемым контактными датчикам можно смело отнести люминофорные экраны. Без этих инструментов диагностики пучка не обходится практически ни одна ускорительная установка, что обусловлено дешевизной, простотой, эффективностью и надёжностью такой методики измерений. Люминофорные датчики условно можно отнести и к оптической диагностике ввиду принципа их работы, в основе которого лежит регистрация распределения плотности заряда в пучке по свечению взаимодействующего с этим пучком люминофора. Метод измерения параметров пучка с помощью оптических и электромагнитных датчиков относится к неразрушающим [2; 3], то есть значительного воздействия на частицы пучка не происходит. Это позволяет производить наблюдения и измерения в непрерывном режиме во время эксплуатации установки на пользователей.

Традиционно в группу оптических относят датчики, регистрирующие синхротронное излучение из поворотных магнитов или других устройств генерации (вигглеров или ондуляторов). Бесконтактность – их естественное

огромное преимущество. Как правило, в циклических ускорителях имеются места вывода СИ из магнитных элементов кольца накопителя, которые могут использоваться для оптической диагностики. Это исключает необходимость установки дополнительных устройств в вакуумной камере и является значительным достоинством оптических методов диагностики. Современная элементная база и приборы регистрации излучения, обладающие высокой чувствительностью, временным и пространственным разрешением, позволяют создавать оптические датчики, способные охватить широкий круг существующих диагностических задач: от точных измерений всех пространственных размеров пучка до исследования его профиля с однооборотным временным разрешением. Кроме того, существует возможность исследования как дипольных, так и квадрупольных колебаний пучка по всем трем пространственным координатам.

### **Цели и задачи диссертационной работы:**

Основными целями данной работы являлись:

1. Ввод в строй новой станции оптического наблюдения накопителя «Сибирь-2» Курчатовского специализированного источника синхротронного излучения «КИСИ-Курчатов» с целью обеспечить ускоритель набором современных инструментов диагностики пучков заряженных частиц [4–8].

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- Произведен расчет необходимых параметров оптической системы основных элементов, входящих в состав комплекса оптической диагностики;
- Осуществлена сборка вакуумного канала вывода СИ за стену биозащиты накопителя «Сибирь-2». Проведена юстировка канала и получен пучок излучения на месте монтажа стола оптической ди-

агностики;

- Произведен монтаж стола оптической диагностики на станции. Осуществлена установка и юстировка элементов оптической диагностики;
- Подготовлен пакет программного обеспечения для работы с оптическими датчиками и элементами управления интенсивностью пучка СИ;
- Осуществлена калибровка элементов оптической диагностики. Проведены измерения параметров пучка с помощью всех каналов, входящих в состав диагностического комплекса.

2. Исследование возможностей модели диссектора, разработанного на основе электронно-оптического преобразователя (ЭОП) ПИФ-01 [9–15]. Достижение временного разрешения порядка единиц пикосекунд. Применение нового диссектора на действующих установках [16].

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- В [Институте общей физики им. А.М. Прохорова \(ИОФ\)](#) собран стенд калибровки нового диссектора;
- Проведены измерения временного разрешения нового диссектора с использованием серии образцов разработанного ЭОП. Получено временное разрешение в пределах  $1.75 \div 3$  пс для серии испытанных ЭОП;
- Осуществлены измерения параметров пучка электронов на источнике СИ [Metrology Light Source \(MLS\)](#) (Берлин, Германия). Проведено сравнение временного разрешения диссектора и стрик-камеры производства [Hamamatsu Photonics](#).

3. Исследование и сравнение зависимости светового выхода от плотности заряда в пучке различных люминофорных экранов с целью обеспечения

возможности оценки перспектив использования изученных материалов в люминофорных датчиках.

Для достижения поставленной цели были проведены измерения на специализированном экспериментальном стенде светового выхода люминофорных экранов под воздействием электронного и позитронного пучков [17].

4. Исследование продольного профиля распределения пучка в линейном ускорителе инжекционного комплекса (ИК) Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (ИЯФ) (Новосибирск) с помощью регистрации черенковского излучения стрик-камерой PS-1/S1 [18–20].

### **Научная новизна**

1. Спроектирован, изготовлен и введен в эксплуатацию профилометр на основе массива лавинных фотодиодов. Прибор стал следующей, значительно улучшенной, версией разработанного в ИЯФ быстрого профилометра на основе многоанодного фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) [21] и значительно превосходит его по параметрам [4; 8]. Профилометр является уникальной разработкой и до недавнего времени не имел аналогов в мире.
2. Впервые в России на источнике СИ использован двухщелевой интерферометр для измерения поперечного размера пучка частиц в качестве регулярной диагностики [4; 7].
3. Совместно с отделом фотоэлектроники ИОФ им. А.М. Прохорова создан электронно-оптический диссектор нового поколения, временное разрешение которого превосходит 2 пс [9; 15]. Новый диссектор впервые применен на ускорительной установке Metrology Light Source [16]. Это устройство обладает рекордным значением временного разрешения при своей надежности и не имеет аналогов в мире.

## Теоретическая и практическая значимость

Новый комплекс оптической диагностики источника синхротронного излучения «КИСИ-Курчатов» (Москва) успешно введен в эксплуатацию и предоставляет необходимый арсенал современных диагностических инструментов, давая информацию о параметрах пучка как во время стандартной работы на пользователей, так и во время проведения экспериментов по изучению динамики пучка.

Два экземпляра разработанного в ИЯФ прибора пооборотной регистрации поперечного профиля пучка (профилومتر на основе массива лавинных фотодиодов) включены в состав оптической диагностики ускорительного комплекса «КИСИ-Курчатов». С помощью обоих приборов произведено наблюдение за пучком частиц. Аналог этого прибора вошел в комплекс диагностики коллайдера ВЭПП-2000 (ИЯФ СО РАН).

Разработана, испытана и применена на действующей установке новая модель диссектора. Временное разрешение этого прибора было значительно улучшено по сравнению с предыдущей моделью ЛИ-602, и отвечает современным требованиям, предъявляемым к этой диагностике. Это позволяет с успехом использовать его в составе модернизированных или новых систем наблюдения за пучком.

Результаты измерений светового выхода люминофоров, приведенные в работе, были использованы при проектировании люминофорных датчиков бустера источника синхротронного излучения [National Synchrotron Light Source II](#) (NSLS-II, США) [22], а также могут быть учтены при модификации подобной диагностики на действующих установках и при проектировании будущих как в России, так и за рубежом. Конструкция этих датчиков, с учетом особенностей эксплуатации, будет повторена в диагностическом комплексе бустера источника СИ СКИФ.

Исследована продольная структура пучка электронов в линейном ускорителе инжекционного комплекса ИЯФ. Наблюдения, проведенные с помо-

щью стрик-камеры PS-1/S1, помогли оптимизировать режим работы линейного ускорителя [20]. Камера продемонстрировала универсальность и высокую надежность при работе в условиях высокого уровня электромагнитных помех и радиационного фона, что показало широкие возможности для её использования на ускорительных установках ИЯФ.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Продемонстрировано, что разработанная и введенная в строй система оптической диагностики источника СИ «КИСИ-Курчатов», способна обеспечивать комплекс информацией о требуемых параметрах пучка с необходимой точностью.
2. Показана возможность достижения временного разрешения в пределах единиц пикосекунд с помощью диссектора, созданного на основе разработанного в ИОФ РАН электронно-оптического преобразователя ПИФ-01, что подтверждено прямыми измерениями на специально подготовленном стенде в ИОФ. Продемонстрирована функциональность новой модели диссектора на источнике СИ Metrology Light Source (MLS, Берлин).
3. Проведено исследование зависимости светового выхода от плотности заряда в пучке для ряда люминофорных экранов, изготовленных из различных люминесцентных материалов. Показано, что эти характеристики линейны в области плотностей заряда вплоть до  $1.5 \cdot 10^{10} \text{ e}^-/\text{см}^2$  для энергии электронов 354 МэВ и до плотностей заряда  $10^{11} \text{ n}_e/\text{см}^2$  при энергии электронов 1825 МэВ.
4. Показано, что стрик-камера в комплексе с датчиком на основе излучения Вавилова-Черенкова является эффективным средством исследования структуры пучка в линейном ускорителе.

## Степень достоверности и апробация результатов

Основные результаты работ, положенных в основу диссертации, докладывались на следующих конференциях:

- The 10<sup>th</sup> European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators (DIPAC2011), май 2011 года, Гамбург, Германия;
- The 5<sup>th</sup> International Particle Accelerator Conference (IPAC2014), июнь 2014 года, Дрезден, Германия;
- The 7<sup>th</sup> International Particle Accelerator Conference (IPAC2016), май 2016 года, Пусан, Корея;
- The 5<sup>th</sup> International Beam Instrumentation Conference (IBIC2016), сентябрь 2016 года, Барселона, Испания;
- The 8<sup>th</sup> International Particle Accelerator Conference (IPAC2017), июнь 2017 года, Копенгаген, Дания;
- XXV Russian Particle Accelerator Conference (RuPAC-2016), ноябрь 2016 года, Санкт-Петербург, Россия;

О результатах работ, полученных на станции оптического наблюдения источника СИ «КИСИ-Курчатов», автор неоднократно докладывал во время выступлений на конкурсах молодых ученых ИЯФ СО РАН.

### Публикации

По материалам диссертации опубликовано 15 работ в рецензируемых журналах и сборниках трудов конференций [6–9; 11; 12; 14–18; 23–26].

### Личный вклад автора

Автор осуществлял подготовку и проведение экспериментальных исследований, проводил разработку теоретических подходов к получению данных и осуществлению исследований. Производил обработку экспериментальных данных с помощью кода, основанного на разработанных им теоретических подходах и реализованного на языках Matlab, Mathcad и C++.

В составе команды ИЯФ СО РАН внес существенный вклад в процесс сборки, наладки, модернизации и ввода в эксплуатацию новой системы оптической диагностики источника СИ «КИСИ-Курчатов». Автор разработал программное обеспечение элементов диагностики, с помощью которого проводились измерения поперечного и продольного распределения заряда в пучке накопителя «Сибирь-2» источника СИ «КИСИ-Курчатов» [4–6; 8].

Автор принимал активное участие в разработке и отладке системы оптической диагностики кольца накопителя охладителя (НО) инжекционного комплекса ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН. Проводил эксперименты по регистрации продольного распределения заряда в кольце НО и линейном ускорителе инжекционного комплекса ИЯФ с помощью диссектора и стрик-камеры [18; 23; 27; 28].

Являясь членом коллектива, осуществляющего усовершенствование и разработку нового диссектора, используемого для наблюдения за продольным распределением заряда в пучке накопителей заряженных частиц, принимал активное участие в подготовке и вводе в эксплуатацию стенда измерений его временного разрешения [12]. При непосредственном участии автора в экспериментах на разработанном стенде было получено временное разрешение диссектора лучше  $2 \text{ пс}$ .

Принимал активное участие в исследованиях сцинтилляционных материалов люминофорных экранов во время разработки люминофорных датчиков бустера источника СИ NSLS-II, получал и анализировал экспериментальные данные [17].

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором, либо при его участии.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из: введения; 3 глав; заключения; списка сокращений и условных обозначений; списка литературы; списка иллюстративного материала; списка таблиц. Общий объем работы 129 страниц, из них 107 страниц текста, включая 67 рисунков и 11 таблиц. Библиография включает 89 наименования на 12 страницах.

# Бесконтактные оптические датчики для измерения поперечного и продольного профиля пучка частиц

В основе подавляющего большинства оптических датчиков, применяемых для диагностики в циклических ускорителях лежит идея определения параметров пучка по регистрируемому синхротронному излучению заряженных частиц, движущихся в магнитном поле [1; 2; 29; 30]. Синхротронное излучение испускается пучками релятивистских частиц в поле поворотных магнитов или специальных устройств предназначенных для генерации СИ — вигглеров и ондуляторов, входящих в магнитную структуру накопителя. Обычно оптические датчики регистрируют видимую часть спектра СИ, в силу большого ассортимента и дешевизны средств регистрации, работающих в этом диапазоне, а так же простоты наладки и юстировки диагностики в процессе эксплуатации. Однако, в случае, когда размеры пучка близки к дифракционному пределу в видимой области спектра, возможно использование датчиков, работающих в ультрафиолетовой и рентгеновской областях. Перед рассмотрением датчиков, используемых для оптической диагностики, на примере оптической станции источника СИ «Сибирь-2», ниже будут кратко описаны основные свойства СИ из поворотного магнита.

## 1.1. Синхротронное излучение и его основные свойства

Синхротронное излучение обусловленное ускоренным движением заряженных частиц при изгибе их траектории хорошо изучено и описано [31—37]. Рассмотрим излучение, испускаемое зарядом, который движется с ультрарелятивистской скоростью по траектории с радиусом изгиба  $\rho$ , как показано на

рисунке 1.1 и приведём выражения которые будут использоваться в дальнейшем для расчётов. Обозначения в формулах, приводимых в этом параграфе, соответствуют указанным на рисунке 1.1.

Свойства СИ, излучаемого из поворотного магнита, определяются энергией частиц  $E$  и радиусом поворота  $\rho$ , который зависит от величины магнитного поля  $B$ , и для частицы с зарядом электрона определяемым по формуле:

$$\rho [\text{м}] = \frac{\beta E [\text{МэВ}]}{cB} \cdot 10^6, \quad (1.1)$$

где  $\beta = v/c = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$ ,  $\gamma = E/m_e c^2$ .

Полную мощность СИ, излучаемую пучком в циклическом ускорителе, можно оценить используя следующее выражение:

$$P_I = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{r_e \cdot 10^3}{\rho E_e^3 [\text{МэВ}]} E^4 [\text{МэВ}] I [\text{мА}], \quad (1.2)$$

где  $\rho$  – радиус поворота пучка в магнитном поле,  $E$  – энергия частиц в пучке,  $E_e$  – энергия покоя электрона ( $\approx 0.511 \text{ МэВ}$ ),  $I$  – средний ток пучка.

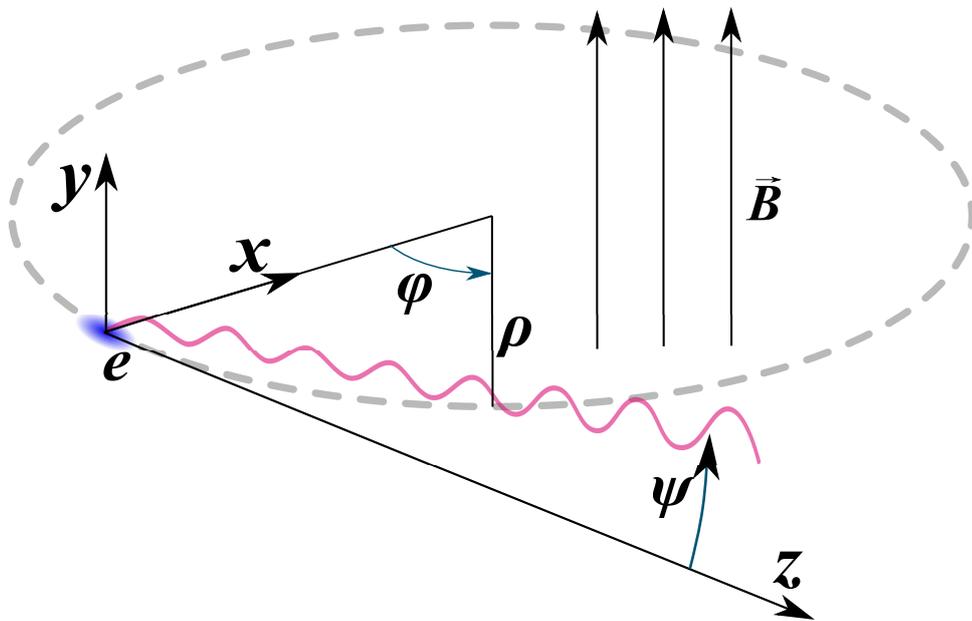


Рис. 1.1. Геометрия, используемая для описания синхротронного излучения

При этом вертикальное распределение плотности мощности СИ описывается выражением [36]:

$$\frac{dP}{d(\gamma\psi)} = P_I \frac{21}{32} \frac{1}{(1 + \gamma^2\psi^2)^{5/2}} \left( 1 + \frac{5}{7} \frac{\gamma^2\psi^2}{(1 + \gamma^2\psi^2)} \right), \quad (1.3)$$

где  $\psi$  – угол в плоскости перпендикулярной плоскости орбиты пучка частиц с вершиной в точке излучения.

Синхротронное излучение характерно широким спектром энергий фотонов, состоящим из близко расположенных гармоник частоты повторения сгустков, и для пучка электронов в циклическом ускорителе он практически непрерывен. При этом одной из важных характеристик спектра СИ является критическая длина волны, выше которой излучается половина суммарной мощности СИ:

$$\lambda_c = \frac{4\pi}{3} \frac{\rho}{\gamma^3} = \frac{4\pi}{3} \frac{\rho(m_e c^2)^3}{E^3} \quad (1.4)$$

Максимум же спектрального распределения располагается на длине волны  $\lambda_m = 0.42 \cdot \lambda_c$ .

Существенной особенностью синхротронного излучения является выраженная линейная поляризация [35–37], наблюдаемая в плоскости орбиты пучка. Принято выделять  $\sigma$  и  $\pi$ -компоненту поляризации излучения, у  $\sigma$ -компоненты электрический вектор поля лежит в плоскости вращения пучка и направлен перпендикулярно внешнему магнитному полю, а у  $\pi$ -компоненты он направлен вдоль внешнего магнитного поля. При этом 7/8 общей мощности излучения приходится на  $\sigma$ , а 1/8 на  $\pi$ -компоненту.

С учётом приведённых формул 1.2 и 1.4, спектральное угловое распределение количества фотонов может быть представлено выражением [36]:

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{n}}{d\Omega} &= P_I \gamma \frac{\lambda_c}{hc} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} [F_\sigma(\lambda, \psi) + F_\pi(\lambda, \psi)], \\ F_\sigma(\lambda, \psi) &= \left( \frac{3}{2\pi} \right)^3 \left( \frac{\lambda_c}{2\lambda} \right)^2 (1 + \gamma^2\psi^2)^2 \cdot K_{2/3}^2(\xi), \\ F_\pi(\lambda, \psi) &= \left( \frac{3}{2\pi} \right)^3 \left( \frac{\lambda_c}{2\lambda} \right)^2 \gamma^2\psi^2 (1 + \gamma^2\psi^2) \cdot K_{1/3}^2(\xi), \end{aligned} \quad (1.5)$$

где  $\frac{d\dot{n}}{d\Omega}$  – число фотонов в секунду на один стерадиан телесного угла,  $P_I$  – полная мощность излучения пучка частиц (выражение 1.2),  $\psi$  – угол в плоскости, перпендикулярной плоскости орбиты с вершиной в точке излучения  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  – относительный диапазон длин волн,  $\lambda_c$  – критическая длина волны (выражение 1.4),  $K_{n/m}$  – модифицированная функция Бесселя соответствующего порядка,  $\xi = \frac{\lambda_c}{2\lambda} (1 + \gamma^2\psi^2)^{3/2}$ . При этом  $F_\pi(\lambda, \psi)$  описывает распределение потока фотонов в плоскости, перпендикулярной плоскости поворота для  $\sigma$ -компоненты поляризации, а  $F_\pi(\lambda, \psi)$  для  $\pi$ -компоненты. Интегрирование выражения 1.5 по углу  $\psi$  даст спектральное распределение потока фотонов на радиан угла поворота, описываемое выражением:

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{n}}{d\varphi} &= \frac{P_I}{2\pi} \cdot \frac{\lambda_c}{hc} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot S\left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right), \\ S\left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right) &= \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda} \cdot \int_{\frac{\lambda_c}{\lambda}}^{\infty} K_{5/3}(z') dz', \end{aligned} \quad (1.6)$$

где  $\frac{d\dot{n}}{d\varphi}$  – число фотонов в секунду на один радиан угла отсчитываемого в плоскости орбиты пучка,  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  – относительный интервал частот спектра излучения,  $h = 2\pi\hbar$  – постоянная Планка,  $K_{5/3}$  – модифицированная функция Бесселя порядка 5/3. Спектры излучения из поворотного магнита большого кольца источника СИ КИСИ-Курчатов для энергии инжекции ( $\approx 450$  МэВ) и эксперимента (2500 МэВ), рассчитанные по выражению 1.6 приведены на рисунке 1.2.

Характерным свойством СИ является острая диаграмма направленности излучения ультрарелятивистского электрона. Почти весь поток мощности СИ собран в конус, ось которого совпадает с вектором скорости электрона, а его угол раствора можно оценить выражением [36; 38]:

$$\psi_{rms} \approx \begin{cases} \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^{1/3}, & \text{для } \lambda \gg \lambda_c; \\ \frac{2}{\pi} \frac{1}{\gamma}, & \text{для } \lambda \sim \lambda_c; \\ \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\lambda}{3\lambda_c}\right)^{1/2}, & \text{для } \lambda < \lambda_c. \end{cases} \quad (1.7)$$

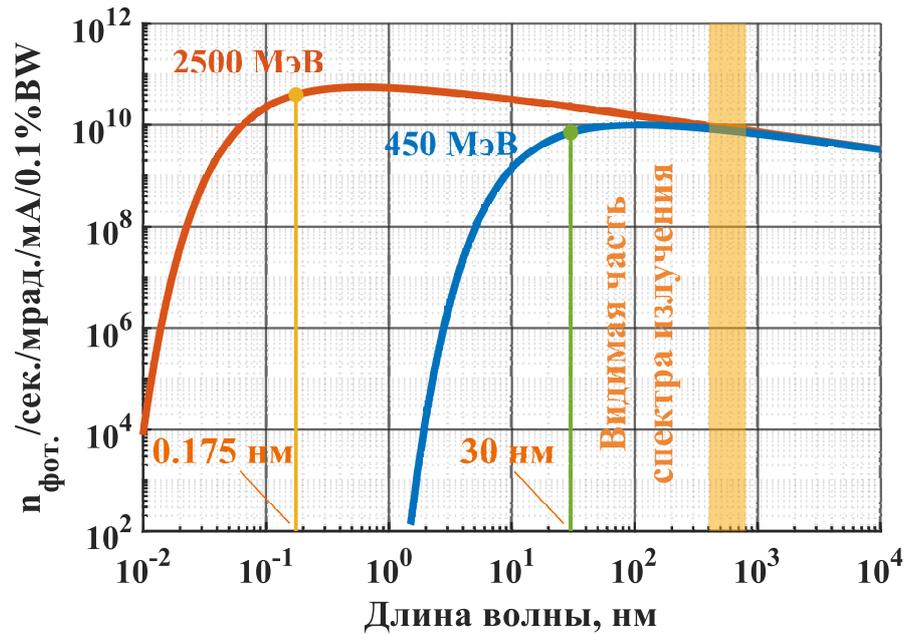


Рис. 1.2. Расчётный спектр синхротронного излучения КИСИ-Курчатов для энергий инжекции и эксперимента (построены по выражению 1.6). Обозначены критические длины волн  $\lambda_c$  для обоих спектров: 0.175 нм и 30 нм

Легко видеть, из выражений 1.4 и 1.7, что на длинах волн значительно превышающих критическую, угол раствора не зависит от энергии частиц в пучке, а так как для оптической диагностики в основном используется видимая часть спектра СИ, длина волны которого в современной установке значительно меньше критической, для определения угла раствора конуса излучения удобно пользоваться следующим выражением:

$$\psi_{rms} = \sqrt[3]{\frac{3\lambda}{4\pi\rho}}. \quad (1.8)$$

Из приведённого выражения можно получить предел пространственного разрешения, обусловленный дифракцией и накладывающий ограничение на возможность наблюдения поперечного распределения заряда в пучке с помощью проекционной оптики. Так как угол раствора конуса СИ не велик, он обуславливает максимальный размер диафрагмы объектива используемого для построения изображения. При этом оценку предела разрешения оптиче-

ского прибора за счёт дифракции можно сделать по формуле [39; 40]:

$$d \approx \frac{0.5\lambda}{D/L}, \quad (1.9)$$

где  $d$  – половинный размер изображения точечного источника,  $D$  – апертура диафрагмы,  $L$  – расстояние от точки излучения до диафрагмы. Считая, что вертикальная апертура линзы ограничена углом раскрытия конуса СИ  $\approx \pm 2\psi_{rms}$ , можно принять  $D \approx 4\psi_{rms}L$ , тогда из 1.8 и 1.9:

$$d_{diff} \approx 0.25 \sqrt[3]{\frac{\pi}{6} \lambda^2 \rho}. \quad (1.10)$$

Кроме предела на минимально разрешаемый размер пучка электронов, связанного с дифракцией, существуют ограничения, вытекающие из не нулевых пространственных размеров области излучения СИ. Так, в дипольном магните, размеры этой области задаются кривизной и длиной участка орбиты частиц, с которой собирается излучение.

Рассмотрев излучение электрона, движущегося в поворотном магните по дуге окружности радиуса  $\rho$  (рисунок 1.3) можно заметить, что свет, излучаемый электроном, начнёт фиксироваться наблюдателем в момент, когда частица находится в точке орбиты  $O$ , а перестанет после прохождения ею

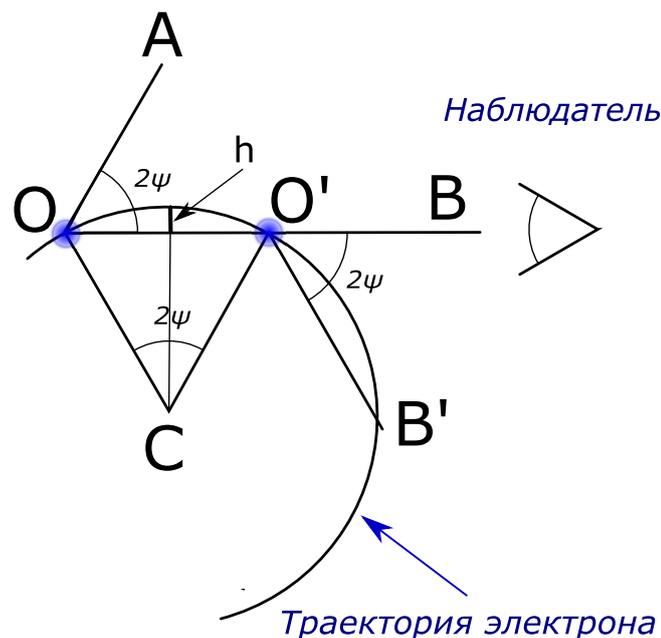


Рис. 1.3. Ограничение минимального видимого размера пучка из-за искривления орбиты

точки  $O'$ . Таким образом, наблюдатель видит электрон на дуге его орбиты, т.е. видимый поперечный размер электрона совпадает с высотой  $d_{arc}$  стрелки этой дуги. Центральный угол дуги, с которой наблюдается излучение пучка, совпадает с полным углом раствора конуса излучаемого света  $2\psi_{rms}$ . Отсюда можно получить оценку для величины  $d_{arc}$ :

$$d_{arc} = \rho (1 - \cos \psi_{rms}) \approx \frac{\psi_{rms}^2}{2} \rho \approx \frac{1}{2} \sqrt[3]{\left(\frac{3\lambda}{4\pi}\right)^2} \rho, \quad (1.11)$$

Ограничение минимально видимого размера пучка, обусловленное величиной протяжённости участка траектории частицы на котором происходит излучение, можно оценить, рассмотрев иллюстрацию на рисунке 1.4. Понят-

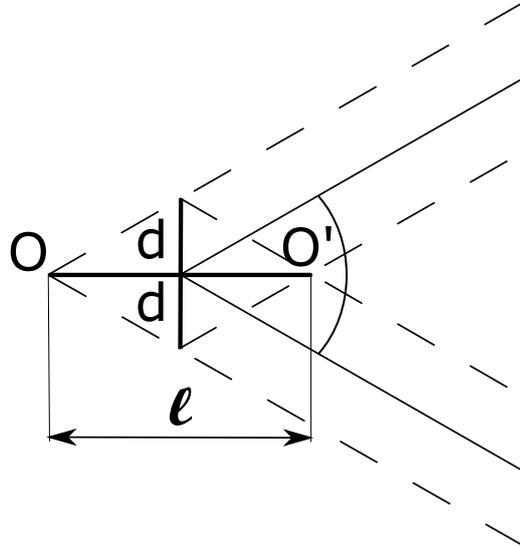


Рис. 1.4. Ограничение минимального видимого размера пучка из-за глубины резко изображаемого пространства имеющей не нулевой размер

но, что картина такого вытянутого источника, получаемая в плоскости изображения оптической системы, будет являться изображением проекции этой картины на плоскость установки в пространстве предметов. Легко заметить, что идеальный прибор без аберраций спроецирует хорду дуги траектории длиной  $l \approx 2\rho\psi_{rms}$  в пятно радиусом  $d_{depth} \approx 0.5l\psi$  откуда, приняв  $\psi = \psi_{rms}$  можно получить:

$$d_{depth} \approx \rho\psi^2 \equiv \rho\psi_{rms}^2 \approx \sqrt[3]{\left(\frac{3\lambda}{4\pi}\right)^2} \rho, \quad (1.12)$$

Используя приведённые выше выражения можно вычислить влияние перечисленных факторов на видимые размеры одного электрона движущегося по дуге в постоянном магнитном поле:

$$\begin{aligned} d_{рад.} &= \sqrt{d_{arc}^2 + d_{diff}^2 + d_{depth}^2}, \\ d_{верт.} &= \sqrt{d_{diff}^2 + d_{depth}^2}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

## 1.2. Система оптической диагностики «Сибирь-2»

Ускорительный комплекс «КИСИ-Курчатов» состоит из линейного ускорителя и двух накопительных колец: бустера «Сибирь-1» и основного кольца «Сибирь-2» [41; 42]. Основные параметры кольца накопителя «Сибирь-2» приведены в таблице 1.1. В стандартном режиме эксперимента ускоритель работает на энергии 2.5 ГэВ, а накопление осуществляется на энергии инъекции, равной  $\sim 450$  МэВ. Станции пользователей получают СИ из поворотных

Таблица 1.1. Некоторые параметры накопителя «Сибирь-2», а также пучка частиц с энергией 2.5 ГэВ в точке излучения, используемой для системы оптической диагностики

Энергия, $E$ , ГэВ	0.45 ÷ 2.5
Частота ускоряющего ВЧ, $\nu_{RF}$ , МГц	181.14
Периметр, $m$	124.13
Время жизни, $час.$	10 ÷ 25
Частота обращения, МГц	2.415
Размеры пучка в точке излучения, мм: $\sigma_y, \sigma_x, \sigma_z$ (для $I_b = 1$ мА)	0.059, 0.45, 20
Длительность сгустка, нс: (ПШПВ для $I_b = 1$ мА)	0.16
Число электронов в одном сгустке (для $I_b = 1$ мА)	$2.6 \cdot 10^9$
Максимальный ток электронов, мА	
в односгустковом режиме	100
в многосгустковом режиме	300

магнитов и вставных устройств, вигглеров и ондулятора. Установка работает практически в безостановочном режиме, при этом в неделю проводится девять 12-часовых смен. Понятно, что для обеспечения такого режима работы необходимо иметь возможность наблюдения за состоянием пучка частиц для обеспечения его параметров важных пользователям.

Существовавшая прежде система оптической диагностики пучка накопителя «Сибирь-2» имела ряд недостатков, в числе которых: искажение формы пучка регистрируемого ТВ-камерой на энергии  $2.5 \text{ ГэВ}$  и токах пучка близких к максимальным; отсутствие возможности производить обслуживание системы во время работы установки на пользователей; отсутствие средств наблюдения поперечных профилей пучка в пооборотном режиме. Поэтому назрела необходимость в развитии оптического диагностического комплекса путём замены устаревшей и не обеспечивающей требуемых параметров системы, использовавшейся ранее.

Новая система диагностики «Сибирь-2» была разработана с учётом недостатков прежней и современных требований к точности определения параметров пучка. Позволяет отслеживать положение пучка, определяет его продольный, вертикальный и радиальный размеры в точке излучения поворотного магнита кольца. В отличие от «старой» оптической диагностики новая станция оптического наблюдения располагается за стеной биологической защиты накопителя, что значительно упрощает процесс наладки и саму работу с ней.

### **1.2.1. Структура нового комплекса оптической диагностики**

На рисунке 1.5 изображена 3D-модель диагностического комплекса, включающего в себя вакуумный канал вывода СИ из поворотного магнита и саму станцию оптического наблюдения. Элементы магнитной структуры ускорителя и канал транспортировки пучка на модели не показаны. В вакуумном канале вывода СИ имеется два коллиматора, формирующих форму пучка и подавляющих рассеянный свет. Первый коллиматор (охлаждаемый) уста-



Рис. 1.5. 3D модель диагностической станции. Виден вакуумный канал вывода СИ, из поворотного магнита. Элементы магнитной структуры ускорителя и канал транспортировки пучка на модели не показаны

новлен на входе в канал вывода СИ. Второй коллиматор (без охлаждения) устанавливается после кварцевого вакуумного окна. Входная часть вакуумного канала вывода излучения включает в себя поглотитель СИ и ионный насос. СИ из поворотного магнита накопительного кольца проходя по вакуумному каналу, падает на первое, охлаждаемое, зеркало «перископа», выделяющего видимую часть спектра СИ, которая затем направляется на оптический стол диагностики вторым зеркалом. Первое, оптически отполированное охлаждаемое медное зеркало, покрытое золотом, установлено внутри вакуумного блока «перископа» на расстоянии около 6 м от точки излучения в поворотном магните, на рисунке 1.6 приведена его фотография. Второе зеркало, изготовленное из стекла с алюминиевым покрытием, выводит видимую часть спектра излучения через кварцевое окно вакуумной камеры в атмосферу. Оба зеркала механически регулируются, позволяя осуществлять точную настройку вывода пучка света, и имеют диаметр 10 см.

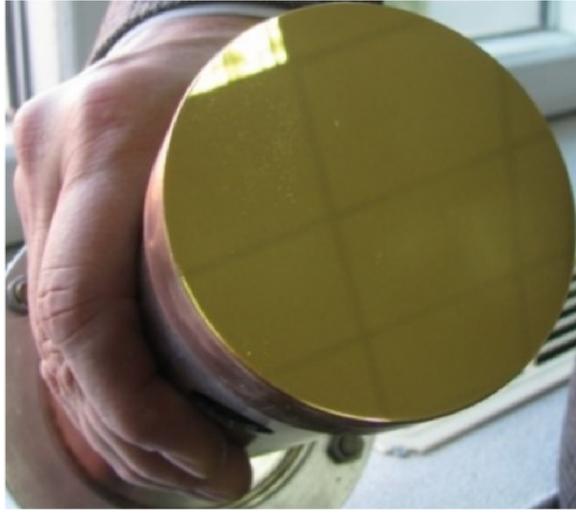


Рис. 1.6. Охлаждаемое медное зеркало с золотым напылением перед установкой в вакуумную камеру вывода СИ. Диаметр зеркала составляет 10 см

Расчётные параметры синхротронного излучения из части поворотного магнита с радиусом поворота  $\rho = 4.906$  м на длине волны излучения  $\lambda = 550$  нм приведены в таблице 1.2.

Таблица 1.2. Расчётные параметры СИ из поворотного магнита на длине волны  $\lambda = 550$  нм (радиус поворота  $\rho = 4.906$  м)

Расходимость пучка СИ ( $2\psi_{rms}$ ), мрад.	$\approx 6$
Минимальный видимый радиальный размер ( $d_{рад.}$ ), мкм	$\approx 54$
Минимальный видимый вертикальный размер ( $d_{верт.}$ ), мкм	$\approx 50$
Поток фотонов в интервале $\lambda = 400 \div 800$ нм, $\frac{n_{фот.}}{сек \cdot мА}$	
на энергии 450 МэВ	$1.12 \cdot 10^{14}$
на энергии 2500 МэВ	$6.24 \cdot 10^{14}$

### *Схема станции оптического наблюдения*

Излучение, выведенное через окно «перископа», направляется за пределы биологической защиты накопителя по каналу вывода (рисунок 1.5). Предварительно пройдя ахроматическую линзу производства Edmund Optics диаметром 140 мм с фокусным расстоянием 2070 мм, свет распределяется на

оптическом столе между шестью детекторами с помощью системы зеркал и светоделительных кубиков. При этом расстояние от точки излучения до главной линзы оптической системы составляет примерно 11 м, а изображение пучка формируется на всех элементах системы с помощью дополнительных линз. Расширение динамического диапазона элементов диагностики обеспечивается дистанционно управляемыми нейтральными фильтрами, установленными перед всеми детекторами, кроме интерферометра. При этом, расположенные за пределами биозащиты зала оптические компоненты системы собраны на оптическом столе производства STANDA. Схему оптической системы диагностики можно увидеть на рисунке 1.7.

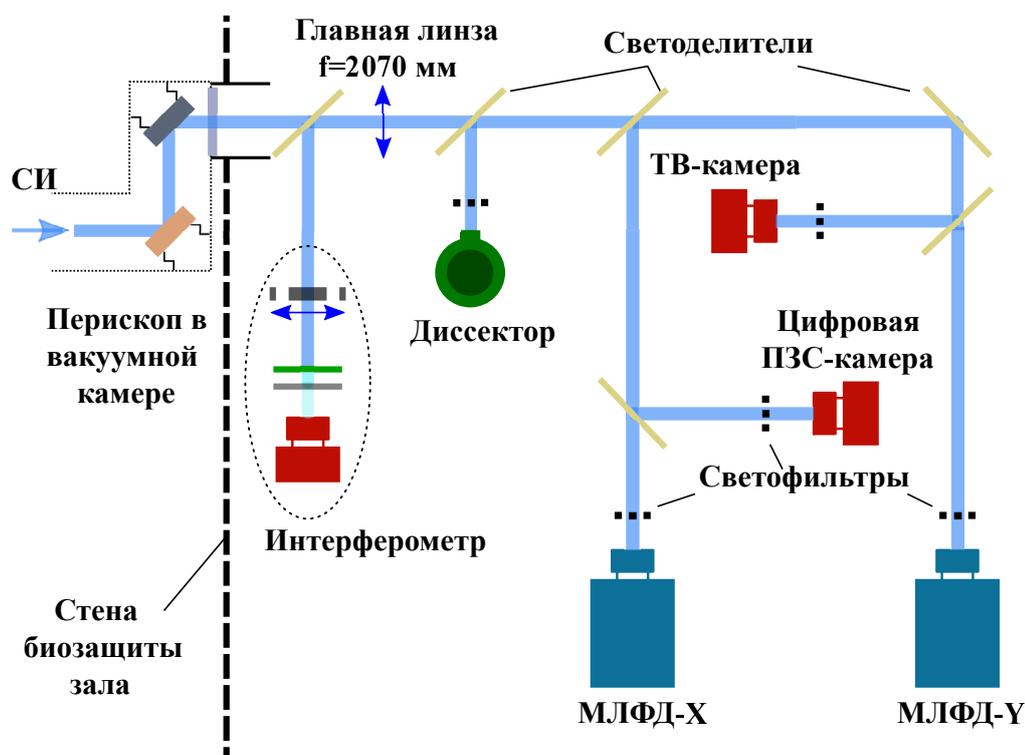


Рис. 1.7. Схема «нового» оптического диагностического комплекса «Сибирь-2» (Расстояние от точки излучения до главной линзы оптической системы  $\approx 11$  м)

В диагностический комплекс включены следующие детекторы:

- ТВ-камера — используется для вывода изображения пучка на телевизионный монитор в пультовой комплекса, обеспечивая визуальный контроль положения и формы пучка оператором ускорителя. Служит дуб-

лирующим средством контроля подачи пучка СИ к элементам оптической диагностики;

- Цифровая ПЗС-камера — предоставляет информацию о поперечных профилях пучка и координатах центра тяжести пучка по изображению строящемуся оптической системой на фоточувствительной матрице камеры, с помощью компьютерной обработки этого изображения;
- Двухлучевой интерферометр — необходим для точного измерения поперечного вертикального размера пучка частиц, так как цифровая ПЗС-камера не обеспечивает требуемую степень оптического разрешения;
- Электронно-оптический диссектор — обеспечивает возможность наблюдения продольного распределения заряда в пучке накопителя, позволяя отслеживать появление фазовых неустойчивостей пучка;
- Профилومتر на основе массива лавинных фотодиодов (МЛФД) — предназначен для поворотной регистрации вертикального и радиального профилей распределения заряда в пучке. Позволяет производить наблюдение за распределением тока пучка по сепаратрисам и изучение поворотной динамики пучка на протяжении более десяти миллионов оборотов.

### *Тепловая нагрузка на зеркало в вакуумной камере*

Одним из преимуществ нового диагностического комплекса является большее расстояние от точки излучения до первого зеркала (рисунок 1.6), по сравнению со старой диагностикой (расстояние до зеркала в вакуумной камере  $\sim 2.9$  м), что позволило уменьшить тепловую нагрузку создаваемую падающим на него излучением, влияющую на искажение формы зеркальной поверхности, и, как ожидается, продлить время его жизни. На «старой» системе наблюдалось раздвоение изображения пучка при токах более 50 мА на энергии 2.5 ГэВ.

Оценим мощность излучения, падающую на поверхность первого зеркала, это можно сделать приведя выражение 1.2 к виду:

$$P_I = \frac{2}{3} \cdot \frac{r_e \cdot 10^3}{\rho E_e^3 [MэВ]} E^4 [MэВ] I [mA] \varphi_{mir}, \quad (1.14)$$

где  $\varphi_{mir}$  – радиальный угловой размер зеркала видимый из точки излучения, остальные обозначения аналогичны применяемым в выражении 1.2. Учитывая расстояние до зеркала  $\sim 6$  м и его диаметра 10 см  $\varphi_{mir} \approx 16.7$  мрад, получим для тока 300 мА и двух режимов работы накопителя, следующие значения мощности СИ падающего на поверхность зеркала:  $P_{300}^{450} \approx 589$  мВт,  $P_{300}^{2500} \approx 561$  Вт. Воспользовавшись зависимостью для плотности мощности СИ, определяемой выражением 1.3, с учётом поворота зеркала на угол  $\alpha \approx 45^\circ$ , расстоянии до него  $\sim 6$  м, для «новой» диагностики, и  $\sim 2.8$  м, у «старой», получим приведённые на рисунке 1.8 распределения плотности мощности излучения на поверхности зеркал (по вертикали). Оценка по выражению 1.3 показала, что на энергии эксперимента (2500 МэВ) пиковая плот-

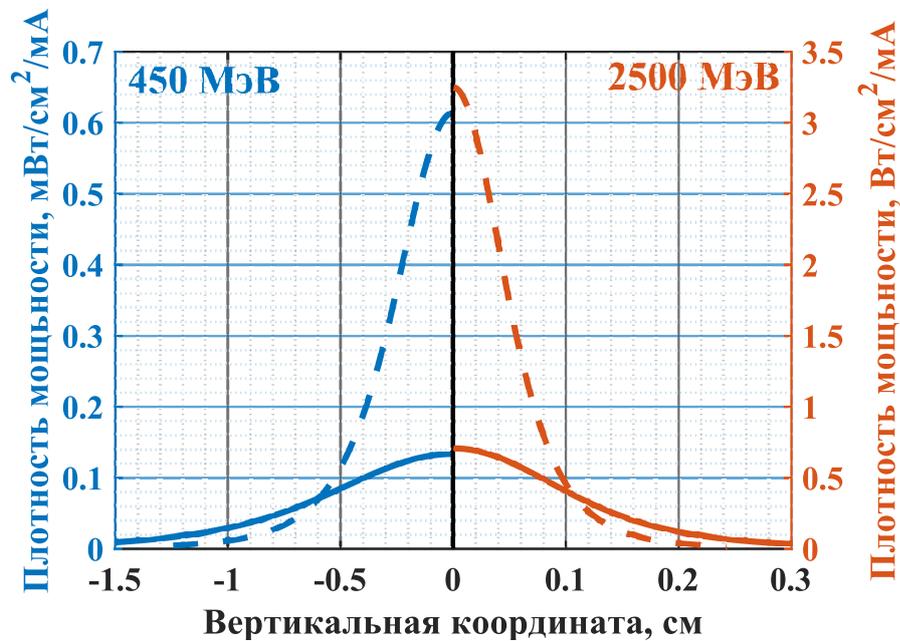


Рис. 1.8. Расчётное вертикальное распределение плотности мощности СИ на поверхности первого зеркала в вакуумной камере для 450 МэВ (слева) и 2500 МэВ (справа) при токе в пучка 1 мА (Штриховой линией обозначено распределение для зеркала «старой» системы диагностики, а сплошной для новой)

ность мощности СИ для зеркала «новой» станции при максимальном токе пучка (300 мА) составляет  $\approx 213 \text{ Вт/см}^2$ , тогда как для «старой» эта величина  $\approx 975 \text{ Вт/см}^2$ .

### 1.2.2. Цифровая камера

Цифровые камеры – один из незаменимым инструментов диагностики пучка, как средство определения поперечного распределения заряда путём регистрации СИ, как правило, в видимой области спектра, или свечения люминофоров. К основным характеристикам камер относят: отношение сигнал/шум; чувствительность; разрешение; разрядность АЦП. Так как камеры, используемые в системе диагностики бустера источника СИ NSLS-II, хорошо себя показали, и к моменту проектирования системы диагностики «Сибирь-2» уже имелся опыт работы с ними, они же и использовались в комплексе оптической диагностики. Поэтому изображение пучка регистрируется монохромной ПЗС-камерой Prosilica GC1290, которая обеспечивает разрешение  $1.3 \text{ Мп}$ , имеет возможность внешнего запуска, внешнее управление по интерфейсу Gigabit Ethernet. Общий вид камеры представлен на рисунке 1.9. Основные характеристики используемых цифровых ПЗС-камер Prosilica GC1290 приведены в таблице 1.3. Зависимость квантовой эффективности чувствительной ПЗС-матрицы камеры от длины волны представлена на рисунке 1.10, при этом в диапазоне длин волн  $460 \div 610 \text{ нм}$  она превышает 50%.



Рис. 1.9. Фото камеры Prosilica GC1290 производства [Allied Vision Technologies GmbH](#)

Таблица 1.3. Параметры монохромной ПЗС-камеры Prosilica GC1290

Параметр	Значение
Интерфейс	<i>IEEE 802.3 1000baseT</i>
Разрешение, <i>пиксел</i>	1280(Г) × 960(В)
Сенсор	<i>Sony ICX445</i>
Размер сенсора	1/3"
Максимальная частота кадров в полном разрешении, <i>кадра/сек.</i>	33
Разрядность АЦП	12 <i>бит</i>
Темновой шум	14.0 $e^-$
Ёмкость насыщения	6200 $e^-$
Порог чувствительности	14.5 $e^-$
Требования к питанию, <i>В</i>	= 5 ÷ 25
Потребляемая мощность при питании 12 В, <i>Вт</i>	3
Масса, <i>гр.</i>	106
Габаритные размеры (ДхВхШ), <i>мм</i>	59 × 46 × 33

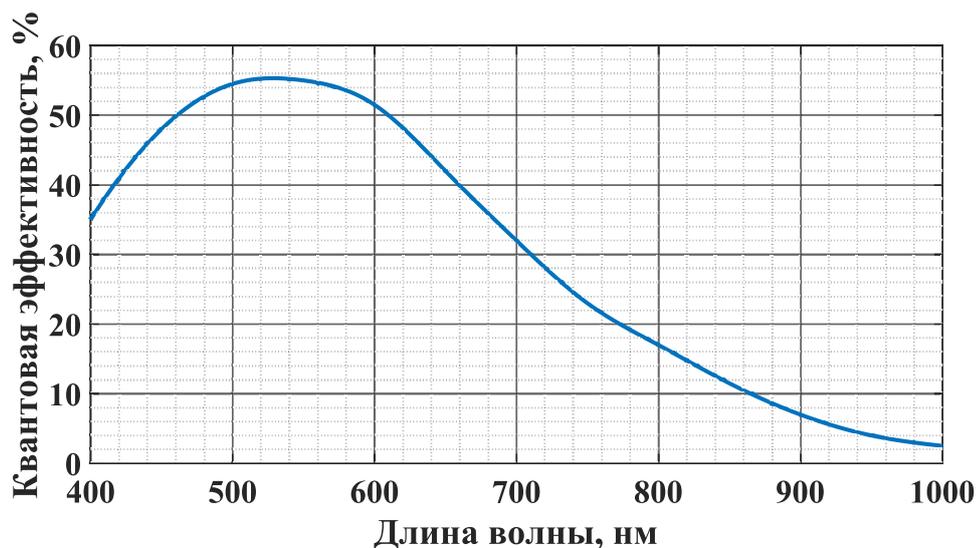


Рис. 1.10. Зависимость квантовой эффективности ПЗС-камеры от длины волны

Понятно, что на качество регистрируемого с помощью камер изображения накладываются фундаментальные ограничения проекционной оптики, связанные как с дифракционным пределом, так и с ненулевыми размерами области излучения, с которой собирается СИ для регистрации. Выражения для оценки этих ограничений приводились в параграфе 1.1, из них следует, что при имеющихся параметрах источника излучения, расстоянии до главного объектива оптической диагностики, на длине волны максимума чувствительности ПЗС-матрицы камеры ( $\lambda_{\text{макс.}} \approx 550 \text{ мкм}$ ), минимальные размеры источника света (одного электрона), которые можно зарегистрировать с её помощью на станции оптической диагностики «Сибирь-2», составят:

$$d_{\text{рад.}} = \sqrt{d_{\text{arc}}^2 + d_{\text{diff}}^2 + d_{\text{depth}}^2} \approx \sqrt{22^2 + 23^2 + 44^2} \approx 54 \text{ мкм},$$

$$d_{\text{верт.}} = \sqrt{d_{\text{diff}}^2 + d_{\text{depth}}^2} \approx \sqrt{23^2 + 44^2} \approx 50 \text{ мкм}.$$

Из приведённых значений и расчетных размеров пучка в месте излучения (таблица 1.1) видно, что с помощью одной только ПЗС-камеры получить истинный вертикальный размер не представляется возможным, в видимом диапазоне длин волн, из-за ограничений, накладываемых проекционной оптикой. Однако, с предоставлением информации о радиальном размере и положении центра масс ПЗС-камера может справляться с успехом.

Для достоверного определения положения центра масс пучка и его поперечного распределения предварительно производилась калибровка пространственной шкалы матрицы камеры. В виду отсутствия реперов в месте излучения, позволяющих определить пространственный масштаб, калибровка проводилась за счёт смещения пучка частиц по вертикали посредством магнитного корректора и регистрации изображения пучка, получаемого при смещении. Программа обработки изображения, наблюдаемого камерой, определяла вертикальную координату положения его центра масс, исчисляемую в пикселах, а истинное смещение пучка извлекалось из показаний пикап-станций. Полученные точки смещения центра масс пучка для расчётного положе-

ния приведены на рисунке 1.11. Пространственный масштаб шкалы матрицы ПЗС-камеры и задающий коэффициент пересчёта пикселей в единицы длины вычислялись из представленных результатов измерений. Эта калибровка обеспечила возможность наблюдения изображения пучка в понятных единицах длины через визуальный интерфейс программного обеспечения цифровой ПЗС-камеры представленный на рисунке 1.12.

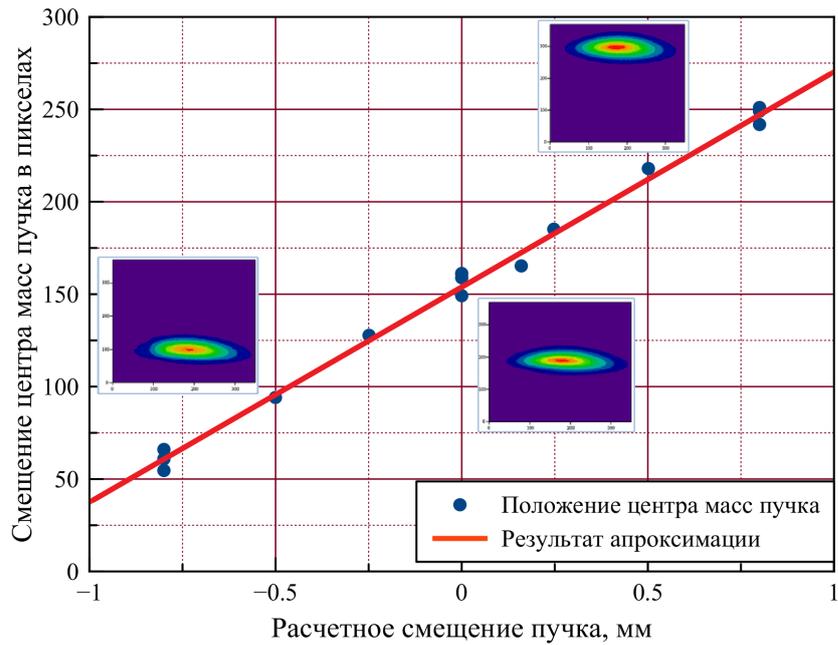


Рис. 1.11. Калибровка масштаба изображения ПЗС-матрицы

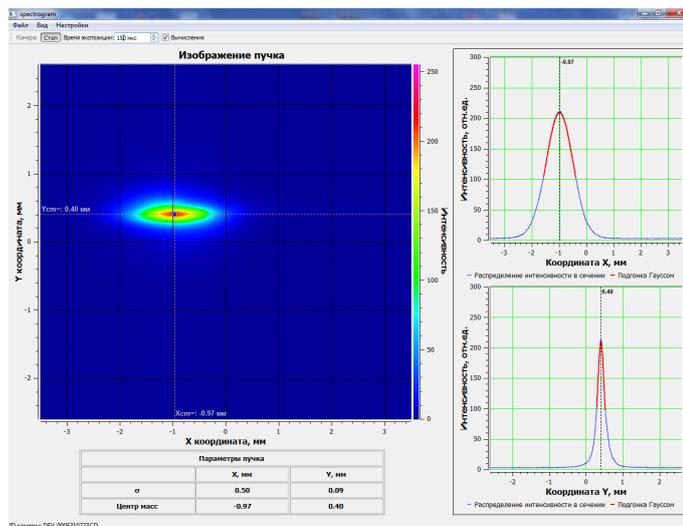


Рис. 1.12. Окно программы управления и регистрации изображения пучка цифровой ПЗС-камеры

### 1.2.3. Интерферометр для измерения поперечного размера пучка

Как средство измерения малых угловых размеров звёзд интерферометры известны уже давно, так принцип звёздного интерферометра был предложен И. Физо ещё в 1868 году и реализован А. Майкельсоном в 1893 г.. Идея измерения углового размера объектов с помощью интерферометра основана на теореме Ван Циттера-Цернике, согласно которой видность картины интерференции определяется размерами и распределением интенсивности источника излучения [39], при известных параметрах интерферометра. В виду схожести задач и относительной простоты реализации, эта идея нашла своё применение в циклических ускорителях с размерами пучков трудно различимыми средствами проекционной оптики [30; 43]. Широкое распространение в диагностике пучка получили интерферометры с делением волнового фронта, по схеме Юнга, использующие квазимонохроматическую часть видимого света СИ [43—45].

На рисунке 1.13 приведена типичная схема двухлучевого интерферометра по схеме Юнга, используемого для измерения размеров пучков заряженных частиц по синхротронному излучению. На рисунке 1.14 представлено

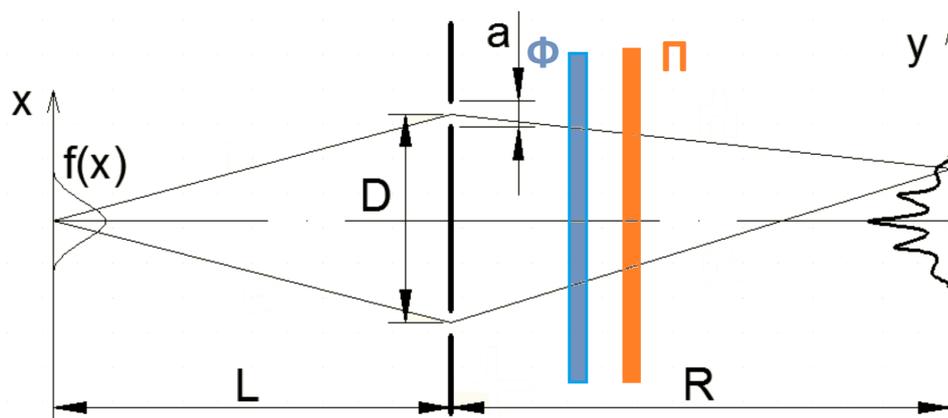


Рис. 1.13. Схема двухлучевого интерферометра.  $L$  – расстояние от источника излучения до диафрагмы с щелями интерферометра;  $a$  – ширина щели;  $D$  – расстояние между щелями;  $R$  – расстояние до плоскости интерферограммы;  $\Phi$  – полосовой фильтр;  $\Pi$  – поляризатор

окно программы выводящей классическую картину, регистрируемую интерферометром построенным по приведённой схеме, и результаты извлечения характерной величины размера пучка в режиме работы накопителя «Сибирь-2» на пользователей.

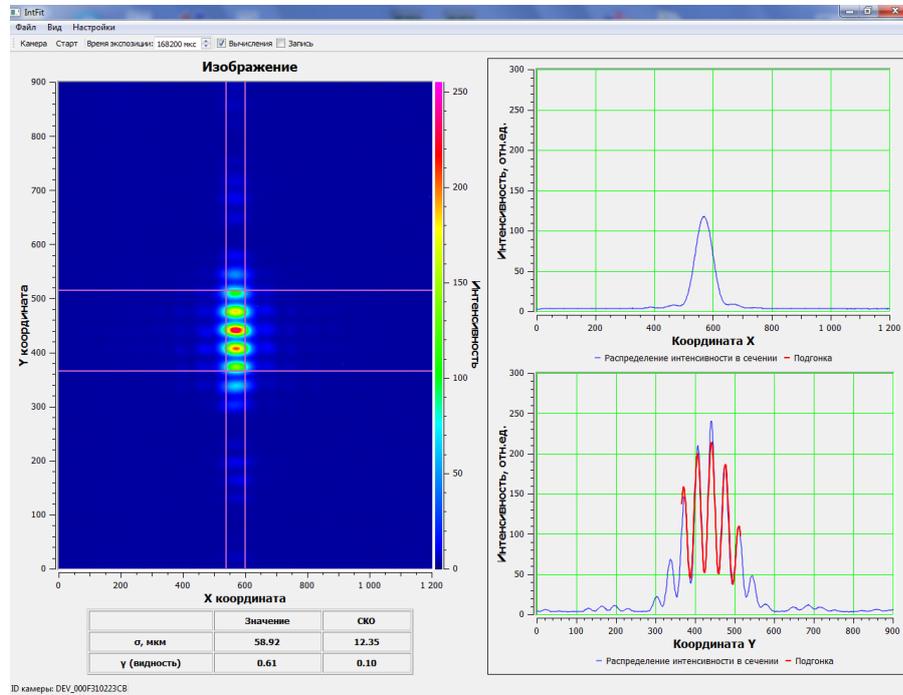


Рис. 1.14. Графический интерфейс программы взаимодействия с цифровой камерой интерферометра. Типичная интерферограмма и её профили в режиме работы на пользователей

Распределение интенсивности интерферограммы, получаемой с помощью диафрагмы с двумя вытянутыми щелевыми отверстиями при отсутствии дисбаланса интенсивностей света, проходящего через щели, определяется выражением [1; 30; 43]:

$$I(y) = 2I_0 \left( \frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \left[ 1 + |\gamma_{\text{ког.}}| \cdot \cos \left( k \frac{D}{R} y + \varphi_0(x) \right) \right], \quad (1.15)$$

$$\alpha = k \frac{a}{2R} y,$$

где  $I_0$  – суммарная интенсивность излучения прошедшего щели интерферометра;  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число;  $|\gamma_{\text{ког.}}|$  – степень пространственной когерентности;  $\varphi_0(x)$  – пространственная фаза интерферограммы. Остальные обозначения аналогичны приведённым на рисунке 1.13.

Модуль степени пространственной когерентности, картины интерференции получаемой от источника с Гауссовым распределением интенсивности, так же является Гауссом [30; 39; 40], это есть следствие теоремы Ван Циттера-Цернике, в соответствии с которой комплексная степень пространственной когерентности ( $\gamma_{\text{ког.}}$ ) задаётся преобразованием Фурье функции распределения интенсивности источника излучения ( $f(x)$ ), как функция положения  $x$ , следующим образом:

$$\gamma_{\text{ког.}} = \int f(x) \exp(-i2\pi\nu x) dx, \quad \nu = \frac{D}{\lambda L}, \quad (1.16)$$

где  $\nu$  – пространственная частота;  $D$  – расстояние между щелями;  $L$  – расстояние от источника до диафрагмы. Отсюда степень пространственной когерентности:

$$|\gamma_{\text{ког.}}| = \exp\left(-2\left(\frac{\pi D \sigma}{\lambda L}\right)^2\right) = \exp\left(-\frac{D^2}{2\sigma_\gamma^2}\right), \quad (1.17)$$

где  $\sigma_\gamma = \frac{\lambda L}{2\pi\sigma}$ . А среднеквадратичный размер распределения интенсивности пучка  $\sigma$  через  $|\gamma_{\text{ког.}}|$  вычисляется согласно выражению:

$$\sigma = \frac{\lambda L}{\pi D} \sqrt{\frac{1}{2} \ln\left(\frac{1}{|\gamma_{\text{ког.}}|}\right)}, \quad (1.18)$$

где  $L$  – расстояние от источника излучения до диафрагмы с щелями интерферометра.

Из выражения 1.15 понятно, что  $|\gamma_{\text{ког.}}|$  определяет контрастность полос картины интерференции, в свою очередь характеризуемую величиной называемой видность. Видность вводится как:

$$V = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}, \quad (1.19)$$

здесь  $I_{\text{max}}$  и  $I_{\text{min}}$  соответствуют интенсивности минимумов и максимумов интерференционной картины (см. рисунок 1.15 (а)), если дифракционный множитель в выражении 1.15 принять равным единице. При этом из определения

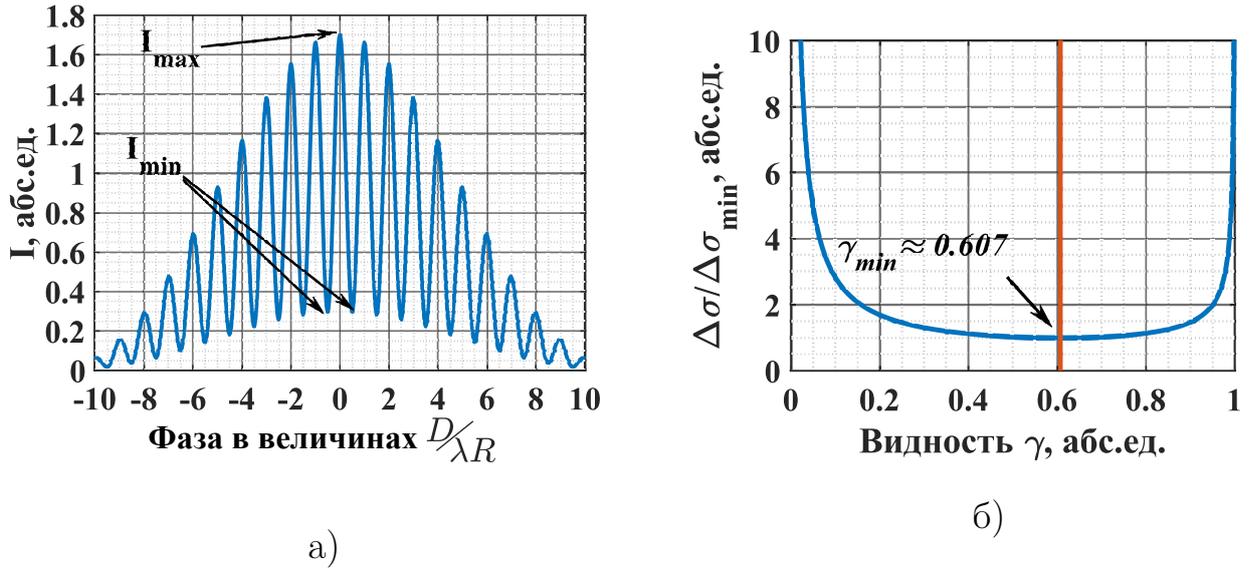


Рис. 1.15. Пример профиля картины интерференции,  $I_{max}$  и  $I_{min}$  соответствуют минимальной и максимальной интенсивности в окрестности центра интерферограммы(а). Погрешность определения размера пучка в зависимости от значения степени пространственной когерентности (б), обозначен минимум соответствующий  $|\gamma_{ког.}|_{min} \approx 0.607$

видности следует, что  $0 \leq V \leq 1$ . Для интерференционной картины описываемой выражением 1.15, где принято равным количество света проходящее через каждую из щелей, видность равна степени когерентности. По приведённым формулам, производя анализ изображения интерференционной картины, регистрируемой цифровой камерой, легко рассчитать размер источника излучения  $\sigma$ .

Из выражения 1.18 нетрудно получить оценку точности получаемого размера пучка в зависимости от значения степени пространственной когерентности и погрешности её определения:

$$\Delta\sigma(\gamma) = \frac{\lambda L}{\pi D} \frac{1}{\gamma_{ког.} \cdot \sqrt{8 \cdot \ln\left(\frac{1}{|\gamma_{ког.}|}\right)}} \cdot \Delta\gamma_{ког.}, \quad (1.20)$$

здесь  $\Delta\gamma_{ког.}$  – погрешность определения степени пространственной когерентности по картине интерференции. Минимум этой зависимости (рисунок 1.15 (б)) достигается когда

$$|\gamma_{ког.}| = \exp(-0.5) \approx 0.607, \quad (1.21)$$

поэтому, при фиксированном расстоянии от места излучения до диафрагмы интерферометра, разумно подобрать сочетание используемой для регистрации длины волны и расстояния между щелями таким образом, чтобы при ожидаемом размере пучка (см. таблицу 1.1) степень пространственной когерентности была близка к этому значению.

Поскольку положение интерференционных полос зависит от длины волны, то интерференция света, содержащего широкий спектр приведёт к размытию интерференционной картины (за счет снижения длины когерентности) и существенно осложнит определение её видности, а разрешение интерферометра определяется погрешностью измерения модуля пространственной когерентности. Поэтому, для получения отчётливо наблюдаемой интерференционной картины, из спектра видимой части излучения, прошедшего щели, вырезается узкая полоса длин волн фильтром, коэффициент пропускания которого характеризуется зависимостью, приведённой на рисунке 1.16. Полоса пропускания выбранного фильтра определяется характеристикой квантовой эффективности матрицы используемой цифровой камеры (см. рисунок 1.10) и взята близко к её максимуму.

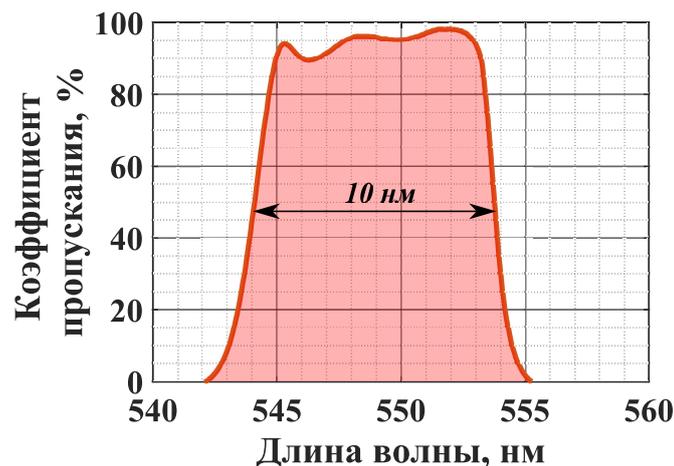


Рис. 1.16. Спектральная характеристика полосового фильтра интерферометра

Полосовой фильтр интерферометра определяет длину волны ( $\lambda \approx 549 \text{ нм}$ ) используемую для вычисления размера пучка (см. выражение 1.18), а удовле-

творить условию 1.21 остаётся возможным выбором соответствующей величины расстояния между щелями в диафрагме:

$$D = \frac{\lambda L}{2\pi\sigma_y} = \frac{549 [\text{нм}] \cdot 10.3 [\text{м}]}{2\pi \cdot 59 [\text{мкм}]} \approx 15 [\text{мм}], \quad (1.22)$$

где  $\sigma_y$  – расчётный вертикальный размер пучка электронов (см. таблицу 1.1) Приведённое значение для  $D$  значительно меньше максимальной величины ограниченной сверху расходимостью СИ  $D_{max}(L) \approx 2\psi_{rms} \cdot L \approx 60 [\text{мм}]$ , что позволяет использовать набор диафрагм с большим расстоянием между щелями для сравнения результатов и оценки точности измерений. На рисунках 1.17 (а) и (б) показаны расчётные зависимости видности и погрешности измерений от вертикального размера источника излучения.

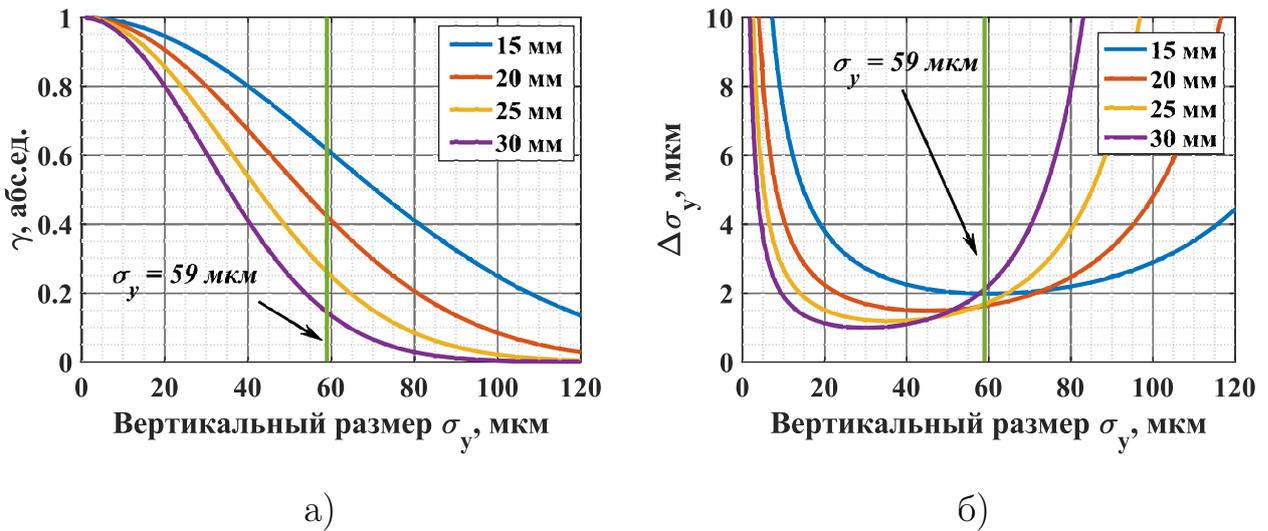


Рис. 1.17. Расчётные зависимости видности интерференционной картины (а) и погрешности измерений (при  $\Delta\gamma_{\text{ког.}} = 0.02$ ) (б) от вертикального размера пучка частиц, для нескольких значений расстояния между щелями. Расстояние от точки излучения  $\sim 10.3 \text{ м}$

Количество максимумов интерференции, которое желательно иметь в главном максимуме дифракционной картины возникающей из-за конечного размера щелей, определяется шириной щелей в диафрагме. Кроме того необходимо чтобы щели пропускали как можно больший световой поток, так как количество света регистрируемого цифровой камерой влияет на чувствительность прибора. Понятно, что с уменьшением ширины щели главный макси-

мум дифракционной картины будет захватывать всё больше полос интерференции (см. выражение 1.15), но в тоже время количество света проходящего щели будет уменьшаться. Для наилучшего определения видности, с помощью разработанной программы анализа картины интерференции, нужно иметь хотя бы семь хорошо различимых максимумов интерференции. С учётом этих условий, исходя из выражения 1.15, можно записать условие для ширины щели как:

$$a = \frac{D}{n}, \quad (1.23)$$

где  $n$  – порядок максимумов полос интерференции приходящихся на дифракционный максимум нулевого порядка. Дополнительным условием стало желание иметь возможность измерять, с достаточной точностью, вертикальные размеры пучка до  $\sigma_y \approx 100$  мкм, что необходимо при оценке точности измерений интерферометра и сравнения с определёнными по изображению регистрируемому средствами проекционной оптики. Таким образом, для определения размера пучка по интерферограмме необходимо наблюдать, хорошо различимые, полосы вплоть до 3-го порядка, при видности  $\approx 0.2$  (см. рисунок 1.17). На рисунке 1.18 (а) приведены расчётные профили интерференционной картины при видности  $V = 0.2$  для трёх значений  $n$  (см. условие 1.23). Можно заметить, что максимум третьего порядка хорошо различим при  $n \approx 7$ , это эквивалентно ширине щели  $a \approx 2$  мм, для диафрагмы с расстоянием  $D$  между щелями равном 15 мм.

В итоге, диафрагма интерферометра была изготовлена с расстоянием между щелями 15 мм и шириной щелей 2 мм. В дополнение были выполнены ещё три исполнения диафрагм, с такой же шириной щелей, но с расстояниями между щелями в 20, 25 и 30 мм.

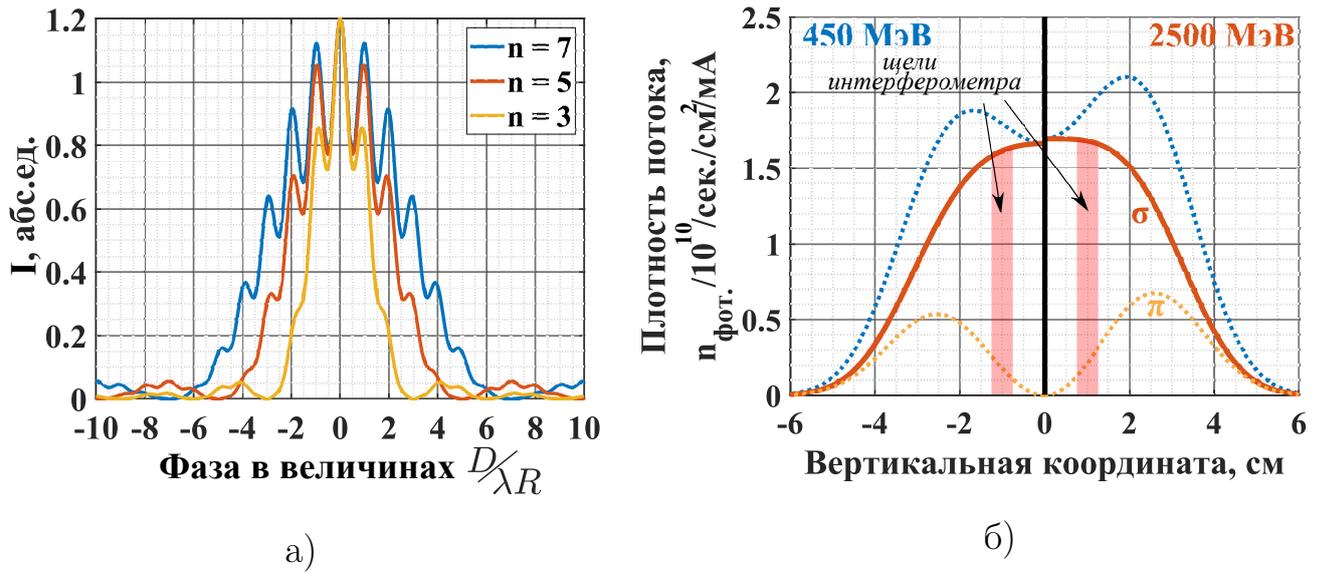


Рис. 1.18. Расчётные профили интерференционной картины при видности  $\gamma_{\text{ког.}} = 0.2$  для трёх значений  $n$ , порядка максимумов полос интерференции попадающих в дифракционный максимум нулевого порядка (а) и вертикальное распределение плотности потока фотонов по двухщелевой диафрагме интерферометра на длине волны  $\lambda = 549 \text{ нм}$  с учётом полосы фильтра (б). Расстояние от точки излучения  $\approx 10.3 \text{ м}$

### *Оценка количества фотонов и скорости регистрации интерферограмм*

Использование фильтра и поляризатора существенно ограничивают поток фотонов, регистрируемых цифровой камерой, а диафрагма интерферометра уменьшает его ещё (см. рисунок 1.18 (б)). Необходимо вычислить поток фотонов проходящих через щели интерферометра, фильтр и поляризатор, чтобы оценить время необходимое для уверенной регистрации картины интерференции. Количество фотонов прошедших щель с энергией соответствующей длине волны  $\lambda \approx 549 \text{ нм}$ , в диапазоне определяемом узкополосным фильтром  $\Delta\lambda \approx 10 \text{ нм}$  (рисунок 1.16), можно получить воспользовавшись выражением 1.5, из которого, с учётом малости углового раствора излучения и монотонного поведения функции распределения плотности потока на ширине

щели (см. рисунок 1.18 (б)), имеем:

$$\dot{n}_\sigma \approx \int_{(x-\frac{a}{2})/L}^{(x+\frac{a}{2})/L} \frac{d\dot{n}}{d\Omega} \frac{s_{len}}{L} d\psi \approx P_I \gamma \frac{\lambda_c}{hc} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \frac{a s_{len}}{L^2} F_\sigma(\lambda, \frac{x}{L}), \quad (1.24)$$

где  $a$  – ширина щели;  $s_{len}$  – длина щели;  $L$  – расстояние от источника излучения до диафрагмы;  $x$  – вертикальная координата середины щели, относительно плоскости орбиты пучка. Для расстояния между щелями в 15 мм по приведённой формуле для обеих щелей получим  $\approx 6.8 \cdot 10^9$  фот./сек/мА, при этом разница в потоке между энергией инжекции и выпуска составляет  $\approx 3.5\%$ .

Приведённая цифра позволяет оценить время экспозиции  $T_\varepsilon$  необходимого цифровой камере для регистрации интерферограммы. Пусть интерферограмма занимает четверть поверхности матрицы камеры и равномерно засвечивает все чувствительные элементы до уровня заряда соответствующего половине максимального. Тогда время экспозиции можно оценить из:

$$T_\varepsilon = \frac{N_{эл.}^{нас.}}{2} \frac{n_{пикс.}}{\eta_{QE}(550 \text{ нм}) \cdot \dot{n}_\sigma} \quad [сек. \cdot мА] \approx 0.25 [сек. \cdot мА], \quad (1.25)$$

где  $n_{пикс.} = 640 \cdot 480 \approx 3 \cdot 10^5$  шт. число пикселей чувствительного элемента камеры подверженных засветке;  $\eta_{QE}(550 \text{ нм}) \approx 55\%$  – квантовая эффективность матрицы для фотонов с длиной волны близкой к  $\lambda = 550 \text{ нм}$  (см. рисунок 1.10);  $N_{эл.}^{нас.} = 6200$  шт. – ёмкость насыщения одного элемента матрицы;  $\Phi_{фот.}$  – поток фотонов падающих на заданную площадь светочувствительной матрицы. То есть при токе пучка  $\sim 8 \text{ мА}$  цифровая камера будет иметь достаточно света для регистрации интерферограммы на максимально доступной, для неё, частоте при полном разрешении  $\sim 33 \text{ Гц}$  (см. таблицу 1.3).

## *Неравенство потоков через щели интерферометра и фоновая засветка*

Обычно, в интерферометрах по схеме Юнга, стараются сделать равными интенсивности интерферирующих пучков излучения, считая, что дисбаланс света приводит к ошибке в определяемом размере пучка, а влияние этого фактора сложно учесть в процессе анализа интерферограммы. При этом, на точность измерений оказывает влияние не только избыток излучения участвующего в интерференции, но и рассеянный свет. Оценим и сравним вклад этих факторов в видность и определяемый размер пучка. Для этого рассмотрим следующие возможности:

1. Существует отличие интенсивностей излучения падающих на разные щели диафрагмы. В силу особенностей диаграммы направленности СИ эта ситуация может возникнуть при смещении диафрагмы относительно плоскости орбиты пучка;
2. Возникновение дополнительной засветки щелей, светом не участвующем в интерференции. Может быть вызвано вредными отражениями от поверхности канала вывода СИ или оптических деталей диагностического комплекса.

С учётом неравенства потоков излучения проходящих через щели интерферометра, выражение 1.15 можно переписать в виде [39; 40; 46]:

$$I(y) = (I_1 + I_2) \left( \frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \left[ 1 + V \cos \left( k \frac{D}{R} y + \varphi_0(x) \right) \right], \quad (1.26)$$

$$V = \frac{2 \sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma_{\text{коз}}|,$$

где  $I_1$  и  $I_2$  – поток излучения прошедшего соответствующие щели в диафрагме;  $V$  – видность интерференционной картины. Введя коэффициент увеличения  $M = \frac{V}{|\gamma_{\text{коз}}|}$ , для упрощения выражений, в случае разбалансированности

интенсивностей падающих на щели, получим, приняв  $I_2 = I_1(1 + \Delta_I)$ :

$$M_1 = \frac{2\sqrt{\Delta_I + 1}}{\Delta_I + 2}. \quad (1.27)$$

Допустив, что избыток излучения, равный  $\Delta_I I_0$ , не принимает участие в интерференции и лишь проходит через обе или одну из щелей, а  $I_0 = I_1 = I_2$ , имеем:

$$M_2 = \frac{2}{\Delta_I + 2}. \quad (1.28)$$

Графики зависимостей коэффициента  $M$  от величины  $\Delta_I$  для обоих случаев представлены на рисунке 1.19. При небольших значениях  $\Delta_I$  видность снижается существенно при наличии излучения не принимающего участия в интерференции, чем в случае дисбаланса интенсивностей излучения падающего на диафрагму от исследуемого источника, то есть, наличие рассеянного света оказывает большее влияние на точность измерений.

Считая, что определяемый по интерферограмме, из выражения 1.18, размер пучка  $\sigma_{изм} \sim \sqrt{\frac{1}{2} \ln \left( \frac{1}{M|\gamma_{коз.}|} \right)}$ , а истинный  $\sigma_{ист} \sim \sqrt{\frac{1}{2} \ln \left( \frac{1}{|\gamma_{коз.}|} \right)}$ , можно получить его относительное увеличение, как:

$$\frac{\Delta \sigma_{изм}}{\sigma} = \frac{\sigma_{изм} - \sigma_{ист}}{\sigma_{ист}} = \sqrt{\frac{\ln(M)}{\ln(|\gamma_{коз.}|)} + 1} - 1. \quad (1.29)$$

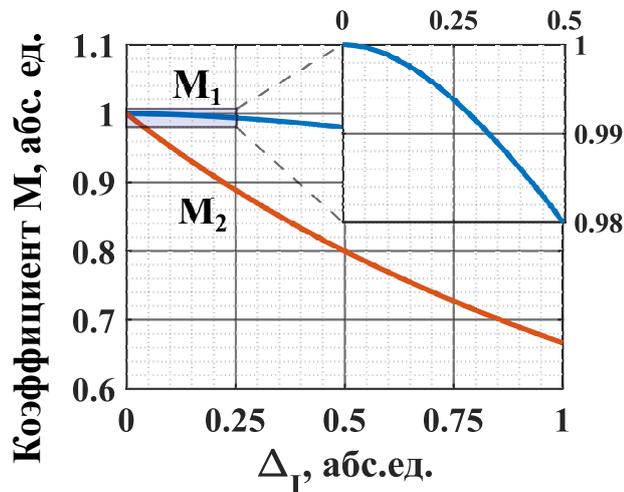


Рис. 1.19. Зависимость коэффициента увеличения  $M$  от превышения подсветки одной из щелей над другой в двух случаях её возникновения

Приведённая зависимость от  $M$ , для четырёх значений пространственной когерентности, соответствующих  $\sigma \approx 59$  мкм и расстояниям между щелями 15-30 мм (см. рисунок 1.17 (а)) представлена на рисунке 1.20 (а). Зависимость относительного увеличения от избытка излучения  $\Delta_I$ , для двух случаев его возникновения и  $|\gamma_{\text{ког.}}| \approx 0.62$ , показана на рисунках 1.20 (б), (в). На рисунке 1.20 (г) приведены профили интерферограмм при  $|\gamma_{\text{ког.}}| \approx 0.62$ ,  $\Delta_I = 1$ , для двух случаев влияния избытка излучения и его отсутствия. Из

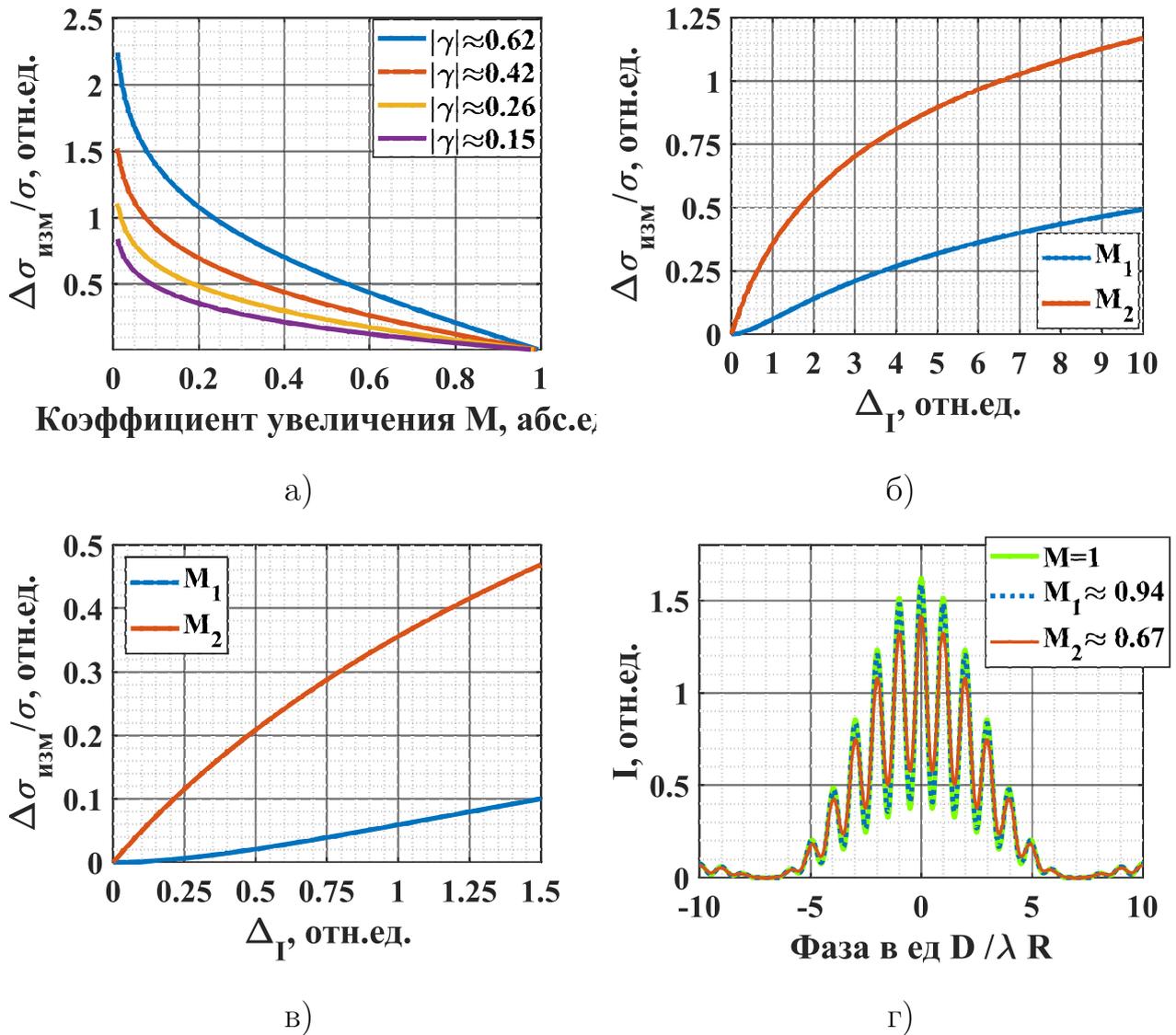


Рис. 1.20. Относительное увеличение определяемого размера пучка в зависимости от коэффициента  $M$  (а) и количества света  $\Delta_I$  (б, в). Профили интерференционных картин в случае равенства потоков через щели интерферометра ( $M = 1$ ), дисбалансе интенсивностей ( $M_1 \approx 0.94$ ) и дополнительной подсветкой щелей ( $M_2 \approx 0.67$ ) с  $\Delta_I = 1$  при  $|\gamma_{\text{ког.}}| = 0.62$  (г)

последних трёх представленных рисунков можно заключить, что особенно весомое значение, в борьбе за точность определения размера, имеет посторонняя засветка, для борьбы с которой в канале вывода СИ были установлены диафрагмы препятствующие распространению отражений. Кроме того весь диагностический комплекс закрыт светонепроницаемым кожухом, исключая попадание света от ламп освещения помещения.

Оценку абсолютной ошибки измерений вертикального размера, связанной со смещением пучка по вертикали относительно плоскости «реперной» орбиты, можно произвести используя типичные значения этого смещения с отключённой системой стабилизации положения пучка. Так, за недельный цикл работы установки, смещение пучка излучения составляет порядка 2–3 мм на расстоянии 15 м [47; 48]. Из 1.24 можно получить следующее выражение для относительного избытка излучения при смещении диафрагмы на величину  $\Delta x$ :

$$\Delta_I = 1 - \frac{F_\sigma(\lambda, \frac{\Delta x}{L} + \frac{D}{2L})}{F_\sigma(\lambda, \frac{\Delta x}{L} - \frac{D}{2L})}. \quad (1.30)$$

На рисунке 1.21 (а) приведены зависимости избытка света проходящего одну из щелей от вертикального смещения диафрагмы относительно центра симметрии вертикального распределения излучения (см. рисунок 1.18) для нескольких размеров расстояния между щелями  $D$ . На рисунке 1.21 (б) показаны относительные изменения определяемого по интерферограмме размера при том же смещении по вертикали.

Для интерферометра «Сибирь-2», систематическая ошибка вызванная смещением диафрагмы на 3 мм составляет  $\approx 0.002\%$  при расстоянии между щелями 15 мм и  $\approx 0.017\%$  для 30 мм. Указанные значения систематической погрешности по порядку величины значительно меньше возникающей в процессе определения видности интерференционной картины с помощью аппроксимации (2.5 – 3.4%). Вследствие чего нет необходимости производить постоянную подстройку положения диафрагмы относительно плоскости из-

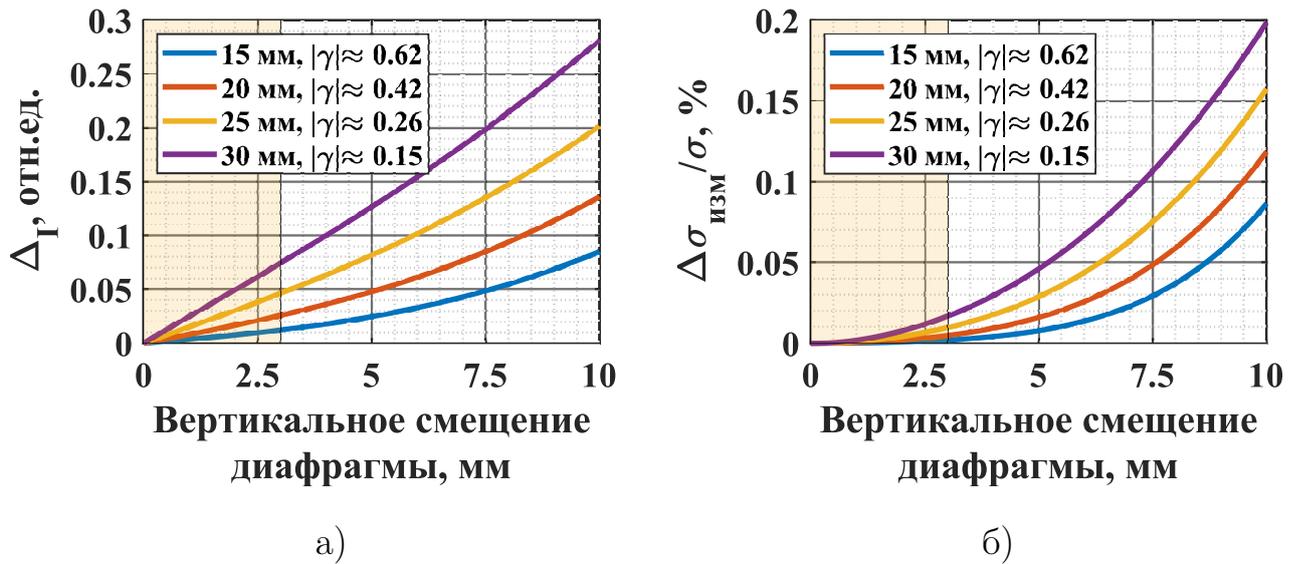


Рис. 1.21. Зависимости избытка света проходящего одну из щелей от вертикального смещения диафрагмы относительно центра симметрии вертикального распределения излучения для нескольких расстояний между щелями  $D$  (а). Относительные изменения определяемого по интерферограмме размера при том же смещении по вертикали (б)

лучения (орбиты).

### *Экспериментальная проверка точности интерферометра и аппаратной функции цифровой камеры*

Оценка аппаратной функции интерферометра производилась по результатам сопоставления измерений вертикального поперечного размера пучка полученных для двух диафрагм с расстояниями между щелями  $D$  в 15 и 20 мм. Эти значения выбирались с целью обеспечить максимальную чувствительности метода измерений в диапазоне  $\sigma_y = 59 \div 100$  мкм (см. рисунок 1.17 (б)). Сравнение размера пучка, полученного при помощи интерферометра с приведёнными значениями межщелевого расстояния приведено на рисунке 1.22 (а). В каждой точке производилась серия измерений, а относительный разброс видности при подгонке не превышал 2%.

Из сопоставления данных, с учётом ошибки определения размера, видно хорошее согласие полученных результатов с теоретически ожидаемыми.

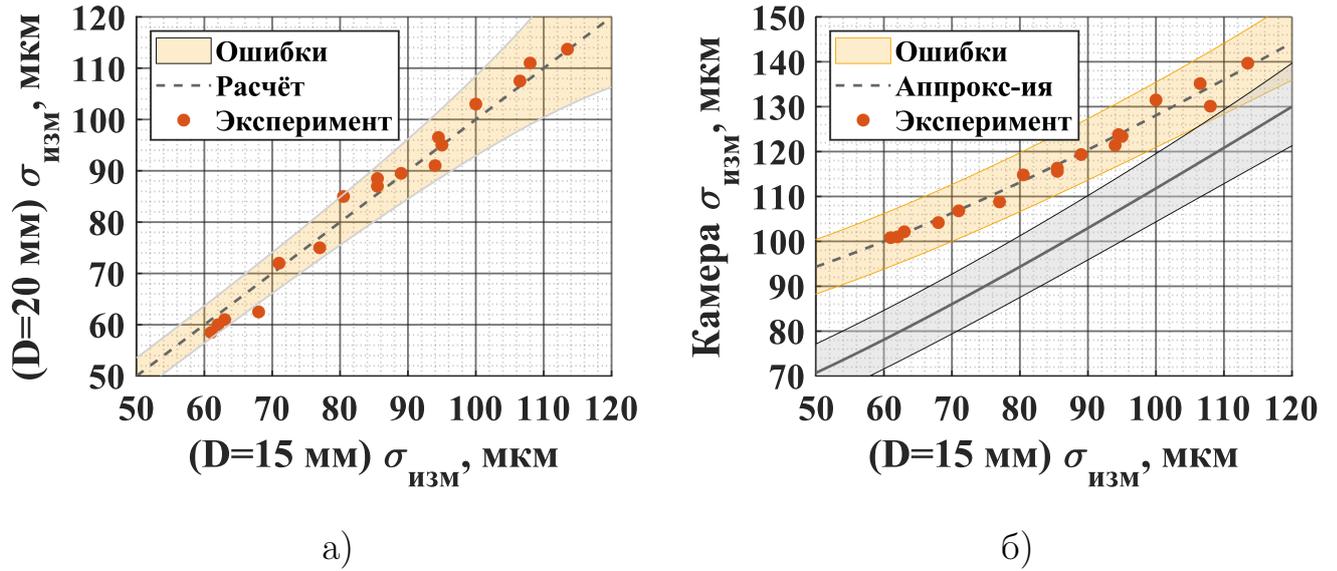


Рис. 1.22. Сопоставление результатов измерений вертикального размера пучка  $\sigma_y$ : а – интерферометрами с расстояниями между щелями в диафрагмы 15 и 20 мм; б – цифровой камеры и интерферометра с расстоянием между щелями 15 мм (Сплошной кривой с серым диапазоном ошибки обозначена расчётная зависимость для аппаратной функции  $d_{\text{верт.}} = 50$  мкм, [см. параграф 1.2.2])

Таким образом, погрешность получаемых значений вертикального размера пучка задаётся точностью определения видности и для  $\sigma_y \approx 59$  мкм составляет  $\Delta\sigma|_{rms} \approx 2.1$  мкм.

Аппаратная функция цифровой камеры определялась по сопоставлению её измерений и показаний интерферометра, рисунок 1.22 (б). Из приведённой зависимости сделана оценка:

$$d_{\text{верт.}} = \sqrt{\sigma_y^2|_{\text{ПЗС}} - \sigma_y^2|_{\text{интерф.}}} \approx 80 \text{ мкм}, \quad (1.31)$$

где  $d_{\text{верт.}}$  – аппаратная функция цифровой камеры;  $\sigma_y^2|_{\text{ПЗС}}$  и  $\sigma_y^2|_{\text{интерф.}}$  – квадраты вертикального размера пучка полученные обоими методами. Большая, по сравнению с расчётной, величина может быть объяснена оптическим качеством и тепловыми искажениями первого зеркала «перископа» канала вывода СИ.

Аппаратная функция оптической системы камеры определялась в вертикальной плоскости и ожидалось, что она будет с хорошей точностью такой

же в горизонтальной плоскости, так как в оптической системе нет астигматических элементов. Расчётное отличие  $d_{\text{верт.}}$  от  $d_{\text{рад.}}$  составляет 4 мкм (см. таблицу 1.2) и не оказывает значительного влияния на аппаратную функцию, а измеренный горизонтальный размер пучка  $\sigma_x \approx 470$  мкм находится в хорошем согласии с ожидаемым значением (см. таблицу 1.1). Однако, чтобы убедиться в её изотропности, была произведена настройка бетатронных частот на резонанс связи. В этом случае эмиттанс пучка разделяется между вертикальной и горизонтальной плоскостями, что позволяет оценить его вертикальный и горизонтальный размеры  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$ , а затем найти их соотношение [49]:

$$\sigma_x^2 = \varepsilon\beta_x + \eta^2 \left( \frac{\sigma_E}{E} \right)^2, \quad \sigma_y^2 = \varepsilon\beta_y; \quad (1.32)$$

где  $\beta_x = 184$  см и  $\beta_y = 605$  см – бета-функции в точке излучения;  $\eta = 36$  см – дисперсионная функция в точке излучения;  $\frac{\sigma_E}{E} = 9.5 \cdot 10^{-4}$  – энергетический разброс частиц в пучке;  $\varepsilon = 90$  нм · рад – эмиттанс пучка на энергии эксперимента 2.5 ГэВ. Оценка даёт значения:  $\sigma_y \approx 460$  мкм,  $\sigma_x \approx 540$  мкм, а  $\sigma_y/\sigma_x \approx 0.85$ . В измерениях получены следующие результаты:  $\sigma_y \approx 470 \pm 17$  мкм,  $\sigma_x \approx 515 \pm 15$  мкм, откуда  $\sigma_y/\sigma_x \approx 0.91 \pm 0.06$ . С учётом точности измерений полученные размеры хорошо соотносятся с ожидаемыми величинами.

#### 1.2.4. Профилومتر на основе массива лавинных фотодиодов

Исследование поворотных изменений параметров пучка — мера, необходимая для оптимизации характеристик источника СИ, в том числе посредством быстрой обратной связи. Поэтому в состав системы диагностики «Сибирь-2» были включены разработанные в ИЯФ СО РАН детекторы на основе массивов лавинных фотодиодов (МЛФД), использующиеся для поворотной регистрации вертикального и радиального профилей сгустков пучка частиц в кольце ускорителя. Ранее аналогичный прибор был разработан и успешно использован на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М [21].

Этот коллайдер работает в режиме 2 на 2 сгустка, при частоте обращения  $f_{обр.} \approx 818.9 \text{ кГц}$  и частоте повторения сгустков  $f_{суг.} \approx 1.64 \text{ МГц}$ . На «Сибирь-2» целью было получить диагностику отвечающую более современным требованиям физики ускорителей, то есть способную работать в режиме с десятками сгустков в пучке и регистрирующую каждый на протяжении тысяч оборотов. Частота обращения пучка электронов в кольце накопителя «Сибирь-2» составляет  $f_{обр.} \approx 2.4 \text{ МГц}$ , в многосгустковом режиме электроны сгруппированы в серию сгустков следующих с частотой  $f_{суг.} \approx 181 \text{ МГц}$ . Здесь обеспечить пооборотную регистрацию профилей сгустков пучка был призван более совершенный прибор, которым и стал профилометр на основе МЛФД. Для сравнения параметры обеих моделей профилометров приведены в таблице 1.4

Регистрирующим элементом прибора служит модуль фотодетекторов *First Sensor AA16 – 0.13 – 9S0J22GL* (его схема и фото представлены на рисунке 1.23). Фотодетектор представляет собой линейку из шестнадцати лавинных фотодиодов в едином корпусе, основные его характеристики приведены в таблице 1.5. Электрические сигналы от фотодиодов подаются на

Таблица 1.4. Основные параметры профилометров на основе массива лавинных фотодиодов *First Sensor AA16–0.13–9S0J22GL*. и многоанодного фотоэлектронного умножителя (МФЭУ)

Параметр	МЛФД	МФЭУ
Разрешение, <i>пиксел × пиксел</i>	1 × 16	
Частота регистрации кадров, <i>МГц</i>	36 или 45	$10^{-5} - 1$
Динамический диапазон, <i>бит</i>	12	
Объём памяти, <i>кадров</i>	$\approx 15.6 \text{ млн.}$	$\approx 131 \text{ тыс.}$
Скорость передачи кадров, <i>Мбит/сек.</i>	100	
Спектральный диапазон, <i>нм</i>	450 – 1000	300 – 650
Размеры прибора, <i>см</i>	10 × 10 × 40	10 × 10 × 25

входы аналоговых интеграторов, сигналы с выходов которых отцифровываются 12-ти разрядным аналого-цифровым преобразователем и способны сохраняться во внутренней памяти объёмом 3 Гбита. Накопленные во внутренней памяти данные передаются через Ethernet 100BASE-T на персональный компьютер для обработки результатов измерений специализированным программным обеспечением.

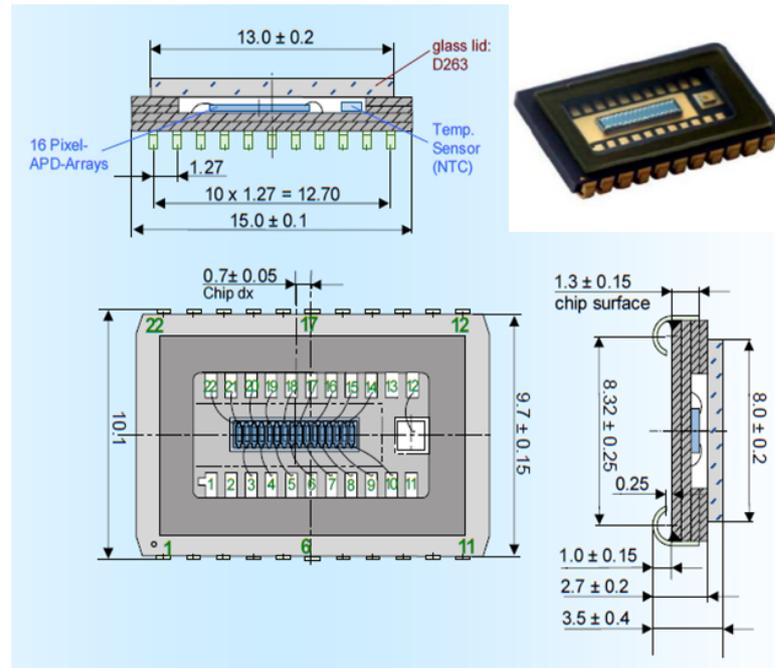


Рис. 1.23. Схема и фото модуля фотодетекторов *First Sensor AA16 – 0.13 – 9S0J22GL*

Таблица 1.5. Основные параметры фотодетектора *First Sensor AA16 – 0.13 – 9S0J22GL*

Число фотоэлементов	16
Размер чувствительного элемента, <i>мкм</i>	648 × 208
Расстояние между элементами, <i>мкм</i>	112
Время нарастания ( $M = 100$ ; $\lambda = 905$ нм; $R = 50$ Ом), <i>нс</i>	2
Пререкрёстное влияние каналов, <i>дБ</i>	50
Диапазон наилучшей чувствительности, <i>нм</i>	450 ÷ 1000

В новом профилометре было реализовано два режима работы: в первом — прибор производит регистрацию каждого пятого сгустка пучка на каждом

обороте, что позволяет наблюдать пятнадцать профилей на протяжении порядка  $10^6$  оборотов; во втором — регистрируется каждый четвёртый, что обеспечивает возможность наблюдения профилей всех 75 сгустков пучка, но через четыре оборота на протяжении порядка  $0.83 \cdot 10^6$  оборотов. В первом режиме наблюдения существует возможность выбора сгустков для регистрации, что позволяет производить последовательную запись профилей для всего пучка. Оба режима позволяют, наблюдая за сгустками в пучке, исследовать многосгустковые неустойчивости и другие быстропротекающие процессы.

Заметными улучшениями нового профилометра стали повышение чувствительности, благодаря использованию нового детектора, и улучшение шумовых характеристик за счёт нового подхода к снятию сигнала с чувствительных элементов. На рисунке 1.24 приведены зависимости регистрируемого центра масс пучка от номера оборота, хорошо заметен больший уровень случайных отклонений — шумов для «старого» профилометра (синий), по сравнению с новым (красный). Частота регистрации может достигать  $50 \text{ МГц}$ , что в пять раз лучше по сравнению с предыдущей моделью, а объем памяти позволяет сохранять профили на протяжении почти  $500 \text{ мс}$ , в режиме наблюдения

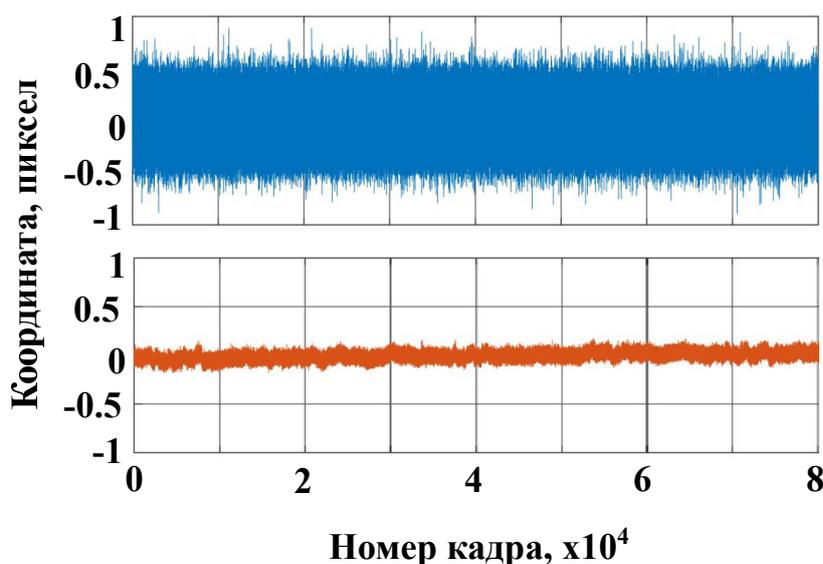


Рис. 1.24. Координата центра масс пучков, полученных старым (синий) и новым (красный) профилометром в одинаковых условиях

за каждым пятым сгустком.

На рисунке 1.25 (а) представлен типичный профиль электронного сгустка, регистрируемый за один оборот с помощью описанного профилометра, а на рисунке 1.25 (б), вертикальное распределение заряда в пятнадцати сгустках пучка, полученное за оборот.

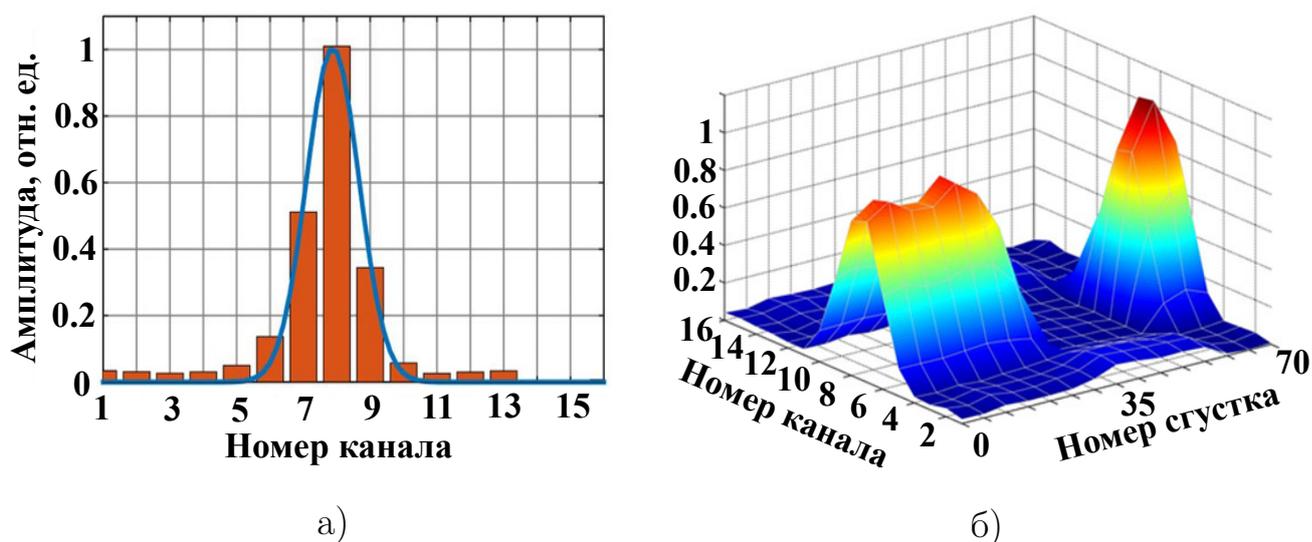


Рис. 1.25. (а) - Профиль электронного сгустка регистрируемый за один оборот профилометром на основе МЛФД. (б) - Вертикальное распределение заряда сгустков электронного пучка в кольце накопителя «Сибирь-2»

Спектрограмма сигнала, регистрируемого МЛФД на протяжении 450 мс в ходе измерений бетатронной частоты, полученная в процессе анализа изменения положения центра масс профиля сгустка, приведена на рисунке 1.26. Спектр содержит хорошо различимые колебания, возбуждаемые генератором, воздействующим на пучок с линейно изменяющейся частотой и колебания на бетатронной частоте. Амплитуда бетатронных колебаний возрастает и достигает максимума в момент резонанса, совпадения с частотой возбуждающих колебаний генератора.

Понятно, что на разрешение регистрируемых поперечных профилей, как и на изображение, наблюдаемое цифровой камерой, накладываются ограничения проекционной оптики, рассмотренные в параграфе 1.1, не позволяющие уверенно восстанавливать вертикальное распределение. Однако, качественно

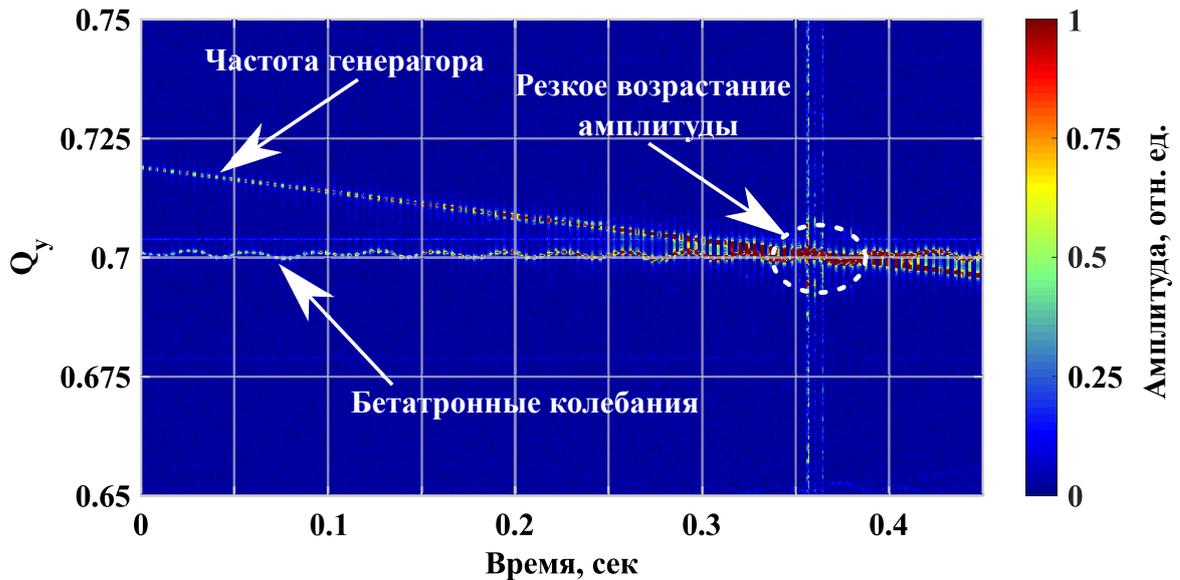


Рис. 1.26. Спектрограмма сигнала регистрируемого МЛФД на протяжении 450 мс в ходе измерений бетатронной частоты. Видна линейно меняющаяся гармоника воздействующего на пучок генератора и гармоника бетатронной частоты, амплитуда которой резко возрастает при совпадении с частотой возбуждения

оценить поведение вертикального распределения прибор позволяет, одновременно предоставляя возможность наблюдения поведения центра масс сгустка, что само по себе может являться ценной информацией.

### 1.2.5. Диссектор, измерение продольного размера пучка

Наблюдение временного распределения пучка частиц — важная задача, при исследовании разного рода быстрых неустойчивостей, таких как нелинейная динамика пучков, квадрупольные неустойчивости и т.п. Для временных исследований быстропротекающих периодических процессов субнаносекундной и пикосекундной длительности, таких как свечение сгустков пучка в поворотных магнитах циклических ускорителей, хорошо зарекомендовал себя стробоскопический принцип наблюдения. Прибором, построенным на этом методе регистрации является диссектор ЛИ-602 [1; 50; 51], используемый для штатных измерений временного профиля электронных и позитронных пучков на коллайдерах ИЯФ СО РАН. Его временное разрешение составляет порядка 20 — 30 пс (ПШПВ), что вполне достаточно для наблюдения про-

дольного профиля на «Сибирь-2», длительность которого составляет около  $160 \text{ ns}$  (ПШПВ) (см. таблицу 1.1). Кроме того, диссектор очень надёжен, чувствителен и способен регистрировать сигнал в непрерывном режиме, поэтому и был включен в состав диагностического комплекса. Подробнее с диссектором ЛИ-602 можно ознакомиться в препринте Зинина Э.И. [50], а улучшенной версии диссектора посвящена 2 глава диссертации, поэтому его устройство и принцип работы здесь не рассматриваются.

Как говорилось выше, временное разрешение диссектора ЛИ-602, определяемое его технической аппаратной функцией, лежит в пределах  $20 - 30 \text{ ns}$  и вообще говоря незначительно отличается для разных образцов прибора, что связано с возможностями технологии изготовления. При этом, немаловажной особенностью диссектора является простая процедура её определения (см. [50]). Для образца установленного на станции оптического наблюдения (СОН) значение технической аппаратной функции было получено из стандартной процедуры калибровки с использованием интегрированного в корпус диссектора постоянного источника излучения. На рисунке 1.27 приведён пик сигнала полученный из калибровки и его аппроксимация гауссом. Измеренное значение составило  $\sigma_{\text{мех}} = 12.2 \pm 0.2 \text{ ns}$

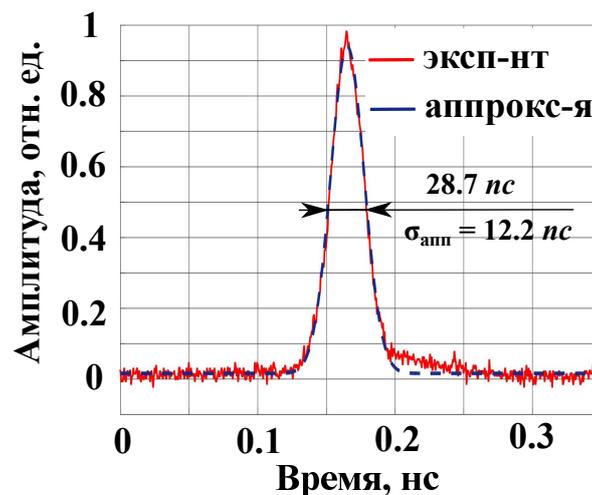


Рис. 1.27. Техническая аппаратная функция диссектора ЛИ-602 установленного на станции СОН

### *Экспериментальная проверка разрешения диссектора*

Так как техническая аппаратная функция ( $\sigma_{\text{тех}}$ ), измеряемая стандартным способом с отключённой высокочастотной (ВЧ) развёрткой и сигналом от источника непрерывного излучения, не отражает влияние размеров пятна фокусировки света исследуемого источника, его дрожания и фазовой неустойчивости; истинное разрешение ( $\sigma_{\text{анн}}$ ), определяющееся суммарным вкладом этих факторов, превосходит, приведённое выше значение. С целью оценить эту величину и продемонстрировать возможности прибора, было проведено сравнение измерений диссектора со стрик-камерой  $PS-1/S1$  [19; 52; 53], имеющей заведомо лучшее временное разрешение, порядка  $1 \text{ нс}$ . Стрик-камера была временно установлена на станции СОН, излучение из канала вывода СИ делилось между приборами с помощью светоделительной плёнки.

Динамика продольного движения пучка характеризуется ростом энергетического разброса и, соответственно, длины сгустка с увеличением тока. Что есть проявление влияния «микроволновой» неустойчивости или, как её называют иначе, неустойчивости продольных связанных мод, являющейся результатом взаимодействия набора колебаний пучка [54–57]. Наблюдения изменения длины сгустка при различных токах пучка проводились в односгустковом режиме работы накопителя на энергии инжекции ( $E = 446 \text{ МэВ}$ ).

На рисунке 1.28 представлены зависимости, построенные по измерениям стрик-камеры и диссектора. Диссектор систематически давал результат, превышающий получаемый стрик-камерой примерно на  $10 \text{ нс}$ , и это расхождение увеличивается при токе пучка менее  $2 \text{ мА}$  из-за синхротронных колебаний, которые искажают форму сигнала диссектора. Синхротронные колебания возникают при этом значении тока под воздействием шума ВЧ-резонаторов накопителя. Несмотря на то, что ВЧ-резонаторы имеют систему автонастройки, подавляющую синхротронные колебания при накоплении её действие пропорционально току пучка, из-за чего она слабо влияет на синхротронные колеба-

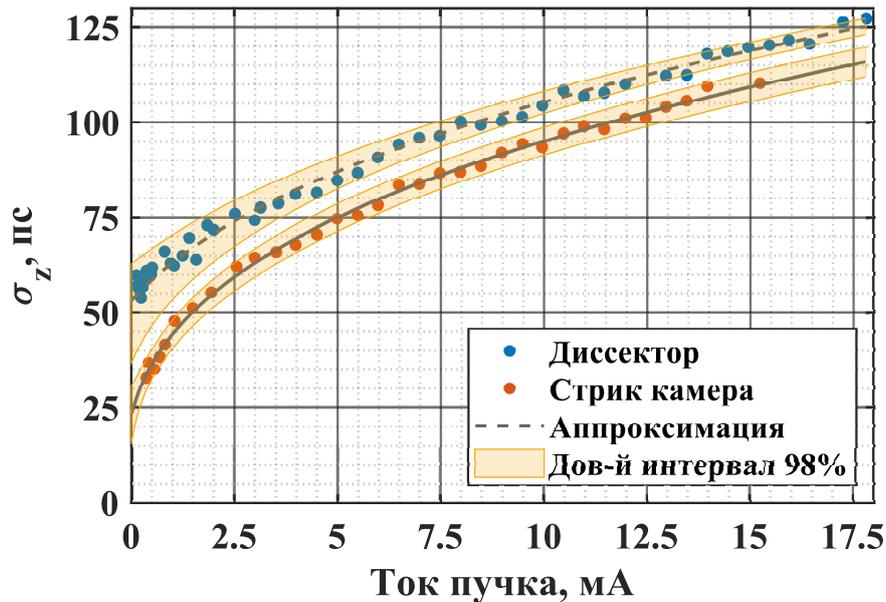


Рис. 1.28. Результаты измерений длины сгустка в кольце накопителя «Сибирь-2». Синие точки - получены диссектором; красные - стрик-камерой

ния при малом токе пучка. С увеличением амплитуды когерентных колебаний форма профиля пучка, видимая диссектором, искажается. Характер искажения зависит от соотношения между амплитудой колебаний и длиной сгустка. Колебания средней амплитуды вызывают появление «пиков» в сигнале диссектора, как показано на рисунке 1.29 (а). Дальнейший рост амплитуды преобразует сигнал диссектора в расщеплённые «горбы», которые не имеют ничего общего с истинным продольным профилем пучка. Для сравнения, сигнал диссектора и профиль изображения пучка, полученный стрик-камерой, приведены на рисунке 1.29 (б), ток пучка соответствующий изображению равен 10 мА.

Из зависимостей, представленных на рисунке 1.28, аппаратная функция диссектора определялась как:

$$\sigma_{ann} = \frac{\sum_{n=1}^N \sqrt{\sigma_{дисс|n}^2 - \sigma_{стр|n}^2}}{N}, \quad (1.33)$$

где  $\sigma_{дисс}$  — размер пучка, видимый диссектором;  $\sigma_{стр}$  — размер пучка, полученный из изображения, регистрируемого стрик-камерой. Величина аппарат-

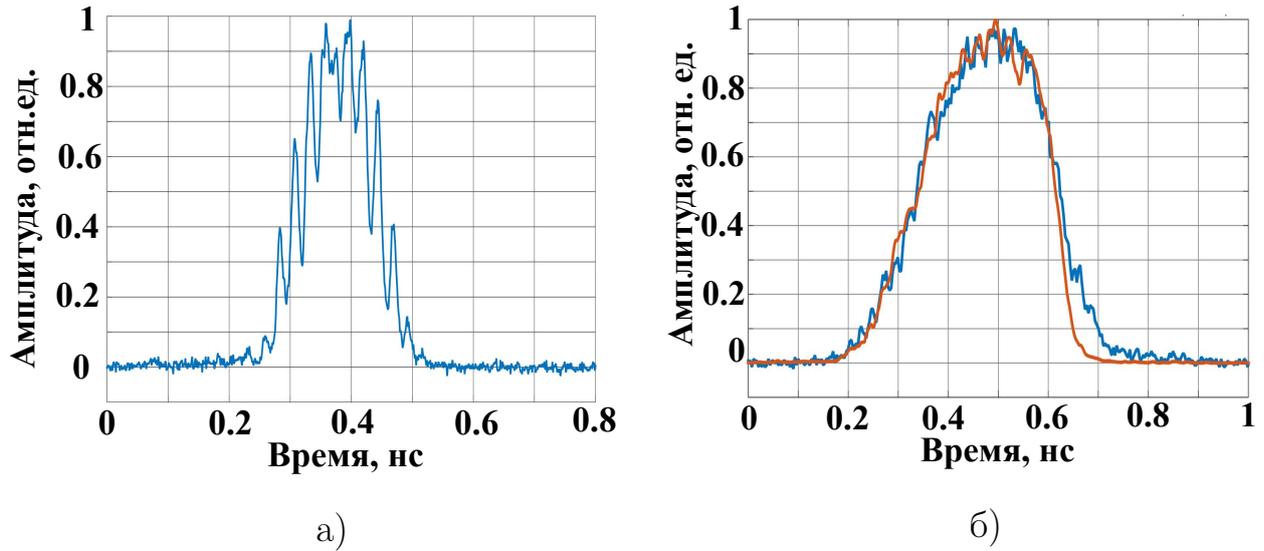


Рис. 1.29. (а) - Искажённый продольный профиль регистрируемый диссектором. (б) - Продольные распределения регистрируемые стрик камерой и диссектором, ток в сгустке  $\approx 10$  мА

ной функции, вычисленная по приведённому выражению, составила  $\sigma_{ann} = 44.8 \pm 0.9$  пс. Отсюда, оценка вклада размеров пятна фокусировки излучения исследуемого источника, его дрожания и фазовой нестабильности:

$$\sqrt{\sigma_{ann}^2 - \sigma_{mex}^2} = \sqrt{44.8^2 - 12.2^2} = 43.1 \pm 1.1 \text{ пс.}$$

Несмотря на достаточно высокое значение суммарной аппаратной функции прибора, её постоянство, за исключением случая возникновения существенных когерентных колебаний, позволяет вычислять продольный размер пучка с хорошей точностью.

### 1.3. Основные результаты главы 1

Введена в строй новый комплекс оптической диагностики накопителя «Сибирь-2». Эта станция оптического наблюдения включает в себя уникальные приборы для поворотной регистрации поперечного распределения сгустков пучка, позволяет производить наблюдение за продольным распределением заряда в пучке с помощью диссектора, а точное измерение вертикально-

го размера пучка осуществляется интерферометром синхротронного излучения (впервые на установке в России). Проведены измерения с помощью всех каналов регистрации параметров пучка, входящих в состав новой станции наблюдения, оценён предел разрешения ключевых приборов: цифровой камеры, интерферометра и диссектора. Разработано программное обеспечение, осуществляющее контроль составляющих системы диагностики и предоставляющее результаты всех измеряемых параметров оператору ускорительного комплекса.

Результаты работы над описанным в главе диагностическим комплексом легли в основу статей, опубликованных в журнале *Journal of Instrumentation* [7], трудах конференций *The 5<sup>th</sup> International Beam Instrumentation Conference* [6; 8] и *The 5<sup>th</sup> International Particle Accelerator Conference* [5].

## Глава 2

## Диссектор нового поколения для наблюдения продольного распределения заряда в пучке

Хронографический метод регистрации периодических сигналов зарекомендовал себя как эффективный и простой инструмент исследования быстропротекающих процессов, поэтому нашёл применение и в физике ускорителей как инструмент наблюдения за продольной динамикой пучка в накопителях заряженных частиц. Именно стробоскопический метод хронографической регистрации световых импульсов СИ лежит в основе принципа получения продольного распределения плотности заряда в пучке заряженных частиц с помощью диссектора [13; 50; 51; 58]. Прибор на основе электронно-оптического преобразователя, разработанного на Новосибирском заводе «Экран», впервые в ИЯФ СО РАН использованный Э.И.Зининым для наблюдения продольного распределения заряда в пучке обеспечил надёжный и относительно дешёвый способ наблюдения продольного распределения заряда в пучке, циркулирующем по кольцу ускорителя.

Используемая со второй половины прошлого столетия модель диссектора ЛИ-602 (рисунок 2.1) отлично показывает себя на протяжении уже нескольких десятков лет, эксплуатируясь на установках ИЯФ и других циклических ускорителях. Причём на ускорительном комплексе ВЭПП-4 диссекторы работают в режиме непрерывных измерений без замен и существенных поломок с 1985 года. Понятно, что неприхотливость в обслуживании и безотказность на протяжении длительного времени являются показателем высокой надёжности диагностического инструмента. Вкупе, относительно невысокая стоимость, надёжность и способность обеспечивать необходимую точность измерений делают диссектор незаменимым элементом диагностики пучка в циклических ускорителях. Именно поэтому, учитывая временное разрешение

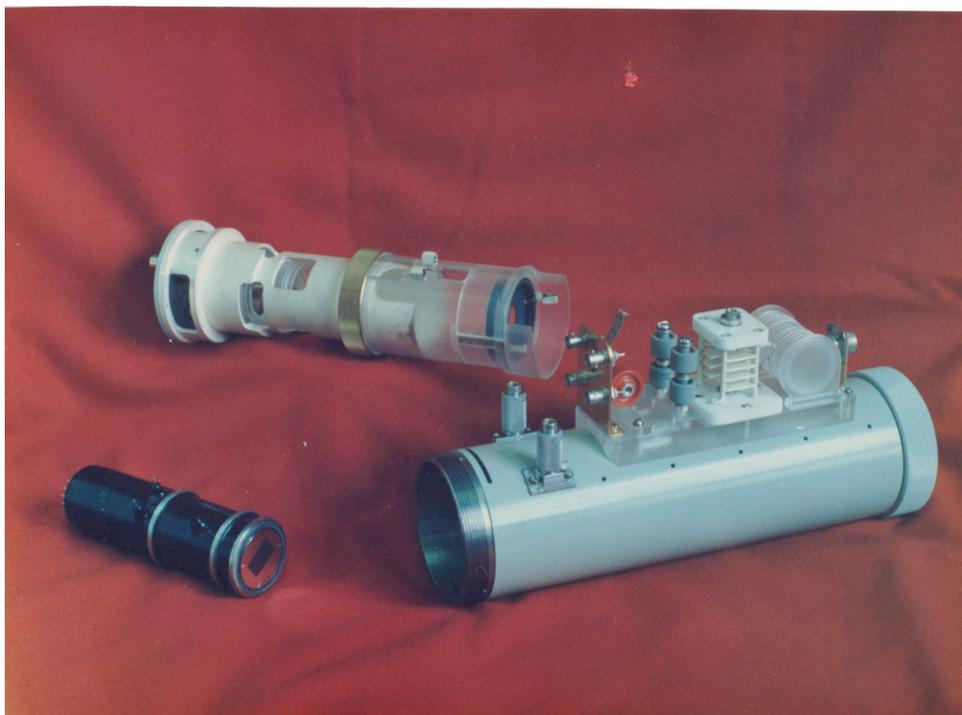


Рис. 2.1. Фотография трубки диссектора ЛИ-602 и его корпуса

( $PШПВ \approx 20 \div 30 \text{ нс}$ ), диссектор ЛИ-602 был включён в состав системы оптической диагностики источника СИ «КИСИ-Курчатов» (Параграф 1.2).

Однако возросшие требования, предъявляемые параметрами пучков современных ускорителей к временному разрешению диссектора, привели к необходимости разработки новой его модели, обеспечивающей временное разрешение на уровне  $2 - 3 \text{ нс}$ . В частности, такое временное разрешение требуется при измерении продольного размера пучка в источнике СИ СКИФ. Поэтому в ИЯФ, совместно с ИОФ им. А.М. Прохорова (Москва) была разработана новая модель диссектора [11; 12; 24], в основе конструкции которого лежит электронно-оптический преобразователь ПИФ-01, используемый в стрик-камерах, производство которых налажено в ИОФ. Временное разрешение стрик-камер на основе ЭОП ПИФ-01 достигает  $1 \text{ нс}$  (другие характеристики камеры приведены в работе [53]), но при этом, в отличие от диссектора, не обеспечивается возможность работы в непрерывном режиме на протяжении длительного времени.

## 2.1. Конструкция и принцип работы диссектора

Конструкция диссектора имеет общие черты со стрик-камерой и фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Как и ФЭУ, диссектор содержит фотокатод, а для увеличения количества фотоэлектронов используется вторично-электронный умножитель (ВЭУ) (см. рисунок 2.2). Существенным отличием диссектора от ФЭУ и общей чертой со стрик-камерой является наличие систем ускорения, фокусировки и отклонения фотоэлектронов. При этом значительной особенностью конструкции ЭОП диссектора является наличие диафрагмы с узкой щелью ( $\sim 40$  мкм), пропускающей только часть потока фотоэлектронов, разворачиваемых системой отклонения, и алюминиевой фольги (толщиной порядка 0.2 мкм), замедляющей электроны, прошедшие диафрагму, с энергией около 10 кВ, до энергии около 100 эВ для повышения эффективности диодной системы ВЭУ [59–61]. Дополнительные сведения о конструкции и применении электронно-оптического диссектора содержатся в [13; 50; 58].

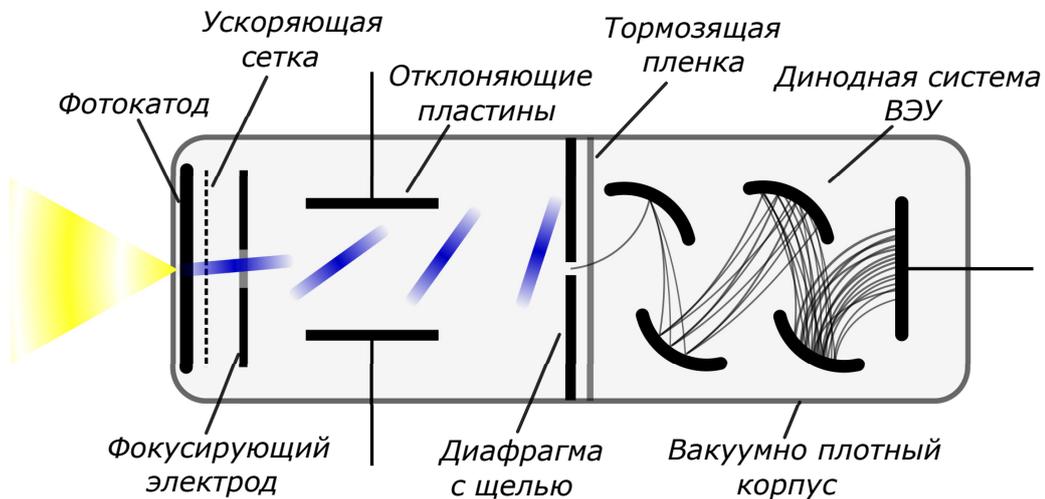


Рис. 2.2. Схема ЭОП диссектора ЛИ-602

### *Принцип работы диссектора*

На фотокатод прибора проецируется точечное изображение, исследуемого периодического источника света с временным распределением  $q(t)$ .

Если импульсы излучения и синусоидальное напряжение развертки жестко синхронизованы, то в плоскости разделительной диафрагмы с частотой ВЧ-развертки  $\nu_{RF}$  будет появляться стационарное фотоэлектронное распределение  $Q(x)$  (рисунок 2.3), соответствующее временному распределению в световом импульсе. При этом лишь малая доля фотоэлектронов  $q$ , прошедших сквозь щель, попадает во вторичный электронный умножитель (ВЭУ). Средний анодный ток на выходе ВЭУ пропорционален заряду  $q$ , прошедшему через щель в данный момент. Для осуществления сканирования фотоэлектронного распределения производится его смещение за счет подачи на отклоняющую систему диссектора медленного пилообразного напряжения (с частотой  $t_{sl} \ll 1/\nu_{RF}$ ). При этом типичная частота ВЧ-развёртки диссектора  $\nu_{RF}$  составляет десятки мегагерц и определяется параметрами установки, на которой используется прибор, а медленное сканирование, как правило, осуществляется с уже традиционно принятой частотой  $50 \text{ Гц}$ , но эта величина может меняться в широких пределах.

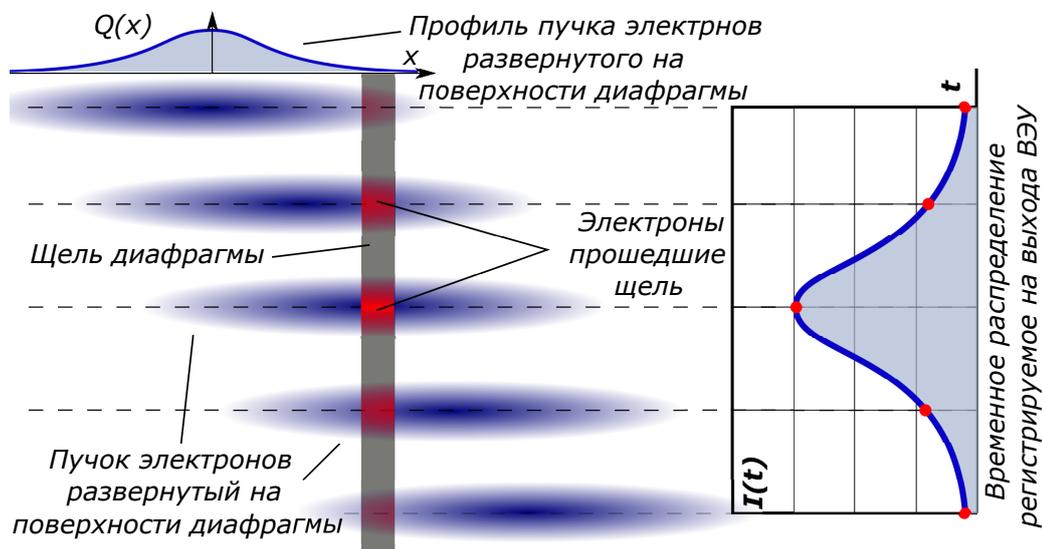


Рис. 2.3. Слева – сканирование продольного распределения  $Q(x)$  поперёк щели в диафрагме диссектора; справа – временное изменение среднего анодного тока на выходе ВЭУ (ток пропорционален прошедшему через щель заряду)

### *Медленное сканирование и временная шкала диссектора*

Стандартным способом сканирования временного распределения импульсов источника излучения, длительность которых много меньше периода повторения, является смещение фотоэлектронного распределения  $Q(x)$  (рисунок 2.3), полученного ВЧ-развёрткой, с помощью низкочастотного (НЧ) пилообразного напряжения, подаваемого на отклоняющие электроды. При этом важно, чтобы пилообразное напряжение  $U_{sl}$ , прикладываемое к отклоняющим пластинам вместе с ВЧ-разверткой, удовлетворяло условию  $U_{sl}^{max} > U_{RF}^{max}$ . Этот метод сканирования используется для всех электронно-оптических диссекторов, используемых на ускорителях в ИЯФ. Одно из удобств такого способа развертки заключается в простоте процедуры калибровки временной шкалы. Понятно, что простой способ калибровки временной шкалы — важный эксплуатационный параметр любого прибора.

Если сфокусировать на фотокатод диссектора постоянный точечный источник света, то в плоскости щели при включённой ВЧ-развёртке будет периодически появляться распределение заряда  $Q_p(x)$ , показанное на рисунок 2.4, которое считывается при медленном сканировании [1; 50]. Пространственный интервал между характерными метками и соответствующий ему измеряемый в результате сканирования временной интервал  $T_l$  зависят от напряжения ВЧ-развертки диссектора  $U_{RF}^{max}$ , но временной масштаб диссектора  $T_s$  определяется однозначно, поскольку  $T_l$  соответствует  $T_s = 2/\omega_{RF} = T_{RF}/\pi$ , где  $\omega_{RF}$  — угловая частота ВЧ-развёртки,  $T_{RF}$  — период ВЧ-развёртки.

Следует заметить, что при таком способе сканирования развёртка диссектора линейна лишь в середине временной шкалы и меняется в пределах ВЧ-периода (рисунок 2.5). Ограничения точности калибровки, связанные с нелинейностью развёртки, обсуждаются в [50]. Тем не менее, описываемый способ калибровки позволяет найти техническое временное разрешение диссектора, под которым подразумевается  $\sigma$  технической аппаратной функции

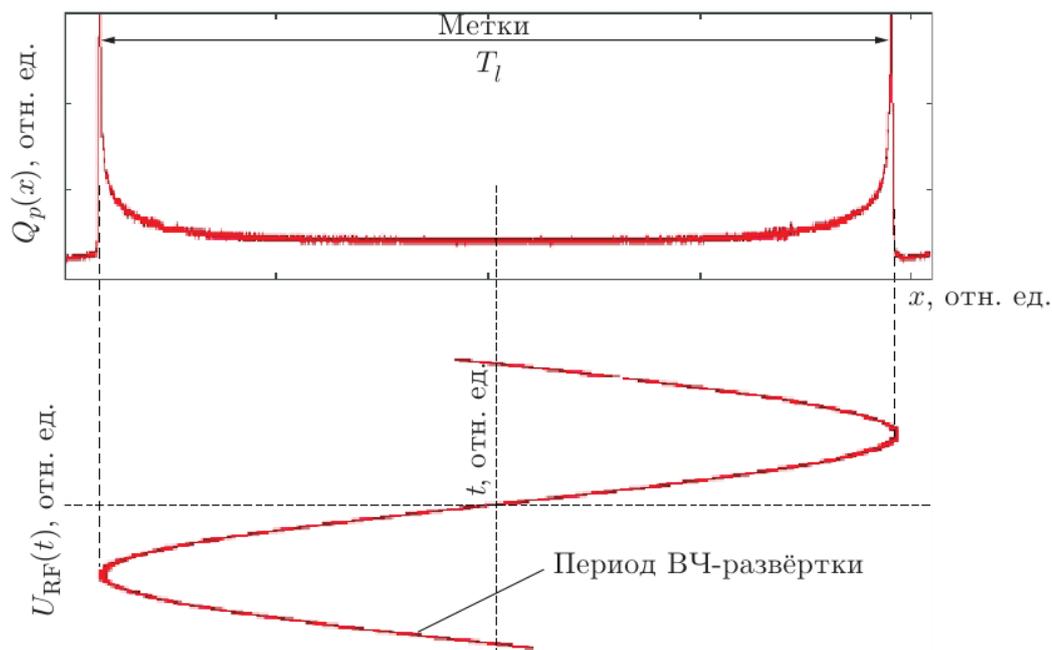


Рис. 2.4. Сигнал диссектора от постоянного источника света

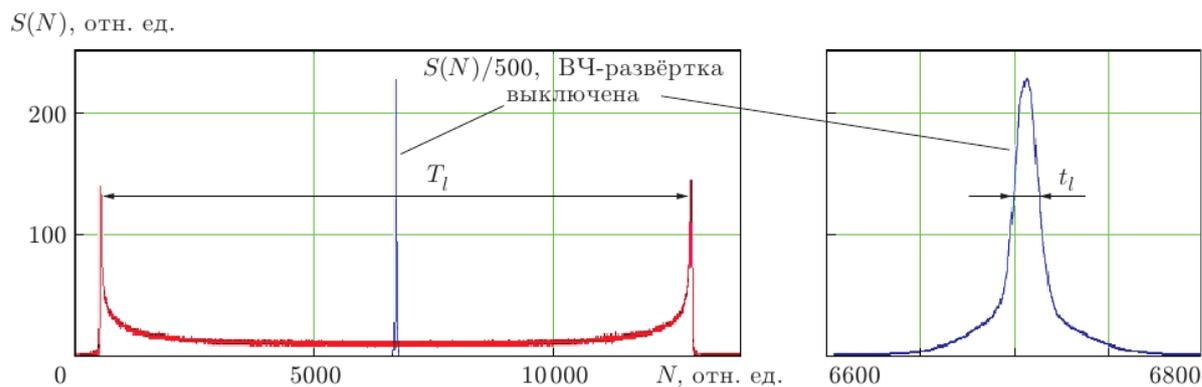


Рис. 2.5. Калибровка временной шкалы диссектора с помощью точечного постоянного источника света

прибора, обусловленное качеством его электронно-оптической системы. Такая калибровка временной шкалы регулярно применяется в текущей эксплуатации диссектора ЛИ-602 при измерении продольного профиля пучков на ускорителях.

Для сканирования распределения заряда, полученного в плоскости щели диссектора, можно менять сдвиг фазы между ВЧ-развёрткой и измеряе-

мым импульсом. В этом случае линейность развёртки определяется исключительно линейностью схемы, создающей фазовый сдвиг, а для временной калибровки диссектора необходимо использовать световые импульсы малой длительности.

### *Устройство диссектора нового поколения*

На современных ускорительных установках необходимо иметь прибор с разрешением в единицы пикосекунд и менее. В решении этой задачи очень полезным оказался опыт производства электронно-оптических камер с временным разрешением  $1\text{ пс}$  [62]. В течение многих лет эти камеры разрабатываются в ИОФ РАН и используются во многих физических экспериментах [19]. Электронно-оптическая камера (ЭОК, стрик-камера) с линейной развёрткой модели PS-1/S1 построена на базе ЭОП ПИФ-01, имеющего предел расчётного временного разрешения  $\sim 0.5\text{ пс}$  [63]. Поэтому ЭОП и был взят за основу для создания новой модели диссектора с разрешением в единицы пикосекунд.

Новый диссектор состоит из ЭОП ПИФ-01, в котором на место люминесцентного экрана установлена щель, за которой находится вакуумный электронный умножитель, интегрированный в корпус устройства (рисунок 2.6). Конструктивно прибор собирается таким образом, чтобы анализирующая

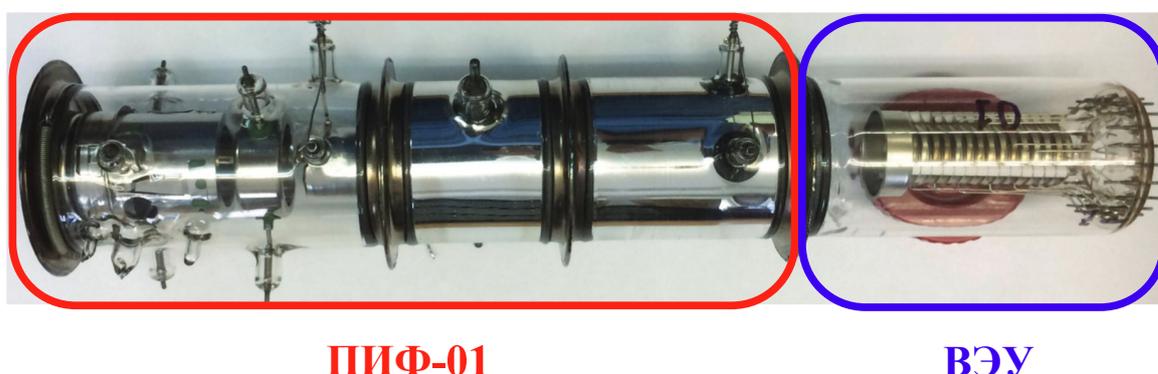


Рис. 2.6. Внешний вид трубки нового диссектора на основе ПИФ-01

щель совпадала с плоскостью удалённого экрана ПИФ-01. Первая часть прибора обеспечивает временное разрешение, вторая — считывает получаемый

сигнал методом электронно-оптической хронографии. В качестве ВЭУ используются диодные умножительные системы диссектора ЛИ-602, специально изготовленные в ООО «Электрон-Комплект» (Санкт-Петербург) и НПО «Экран» (Новосибирск).

Кроме лучшего разрешения, ПИФ-01, в отличие от ЛИ-602, имеет запирающие электроды, расположенные перед отклоняющими, что позволяет производить сепарацию исследуемых импульсов излучения. Для циклических ускорителей это эквивалентно возможности выбора сгустка пучка, за которым осуществляется наблюдение (рисунок 2.7). При этом запирающие электроды помогают преодолеть ограничение на частоту развёртки, накладываемое быстродействием используемых ВЭУ. Импульс сигнала вакуумного умножителя имеет длительность  $\sim 5$  нс, что ограничивает частоту регистрации на значении  $\sim 200$  МГц. Однако прореживание сигнала запирающим электродом позволяет повысить частоту до  $\sim 350$  МГц. Основные характеристики разработанного диссектора представлены в таблице 2.1.

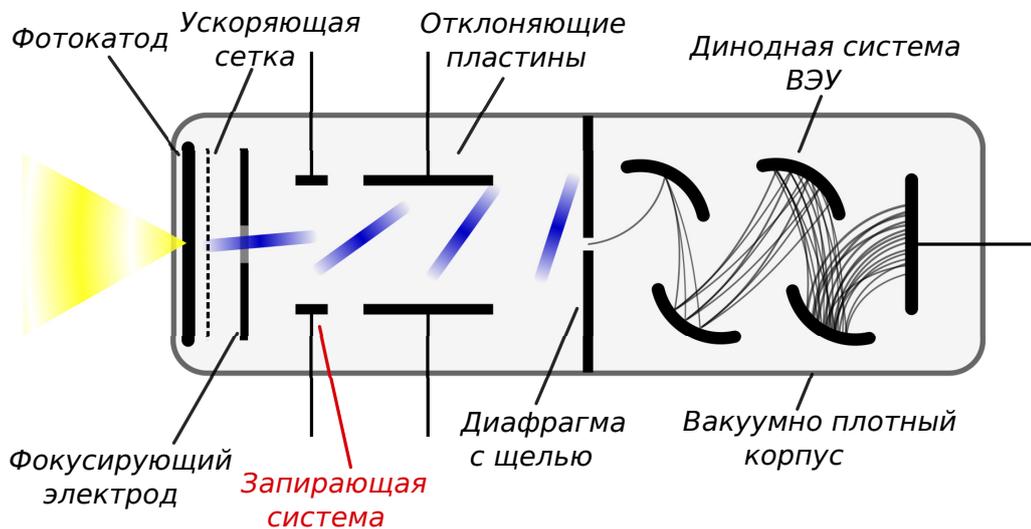


Рис. 2.7. Схема ЭОП диссектора на основе ПИФ-01. Красным выделена система электродов запираения, позволяющая производить отбор регистрируемых импульсов излучения (такой возможности ЛИ-602 не имел, см. рисунок 2.2)

Таблица 2.1. Основные параметры новой модели электронно оптического диссектора на основе ЭОП ПИФ-01

Тип фотокатода	S20
Временное разрешение (ПШПВ), <i>нс</i>	2 ÷ 3
Спектральная чувствительность ( $\lambda = 800$ нм), <i>мА/Вт</i>	0.3
Интегральная чувствительность, <i>мА/лм</i>	0.22
Напряжение промежутка катод-сетка, <i>кВ/мм</i>	2.6
Коэффициент усиления ВЭУ	$6.3 \cdot 10^4$

## 2.2. Измерение временного разрешения нового диссектора

Временное разрешение характеризует способность прибора регистрировать как отдельные события, сигналы следующие через короткие интервалы времени. При этом временное разрешение диссектора является величиной технической аппаратной функции, которая описывает его реакцию на оптический сигнал бесконечно малой длительности ( $\delta$ -импульсы), повторяющие или кратные частоте его ВЧ-развёртки, и является универсальной характеристикой прибора. Поэтому, разрешение диссектора было решено определять как отклик на повторяющиеся лазерные импульсы. Для этого в ИОФ им. А.М. Прохорова РАН был собран калибровочный стенд на основе лазера с длительностью световых импульсов 30 *фс*, которые, с высокой точностью, можно считать  $\delta$ -импульсами, по отношению к ожидаемому временному разрешению прибора ( $\sim 1 \div 2$  *нс*).

*Стенд измерения временного разрешения новой модели  
диссектора*

Созданный стенд калибровки временного разрешения диссектора на лазерной установке по тестированию технических параметров разрабатываемых пикосекундных диссекторов методом синхронной электронно-оптической хронографии (рисунок 2.8) [9] включает в себя:

- титан-сапфировый лазер, генерирующий световые импульсы на длине волны 800 нм длительностью 30 фс с частотой 75.3 МГц;
- лавинный фотодиод, на который через светоделитель поступают импульсы излучения лазера, использовался для синхронизации ВЧ-развёртки диссектора;
- стеклянную плоскопараллельную пластинку, используемую для разделения импульсов излучения лазера за счёт отражения от её поверхностей;
- полупроводниковый лазер, по которому контролировалась шкала развёртки диссектора стандартным способом (по «усам»);
- блока ВЧ-развёртки диссектора, настроенного на работу с частотой повторения импульсов фемтосекундного лазера;
- системы считывания сигнала диссектора, включающей в себя: усилитель, быстрый аналого-цифровой преобразователь (АЦП) и осциллограф.

Во время измерений, излучение титан-сапфирового лазера, отражённое от поверхностей плоскопараллельной пластины, фокусировалось на фотокатод диссектора. В результате, на диссектор с частотой 75.3 МГц поступала пара световых импульсов, разделённых временным интервалом

$$\tau = \frac{2dn}{c},$$

где  $d$  — толщина стеклянной пластинки,  $n = 1,51$  — коэффициент преломления стекла,  $c$  — скорость света. Использовались четыре пластинки различной толщины, соответствовавшей временному интервалу между импульсами 100; 52.1; 25.4 и 9.7  $пс$ .

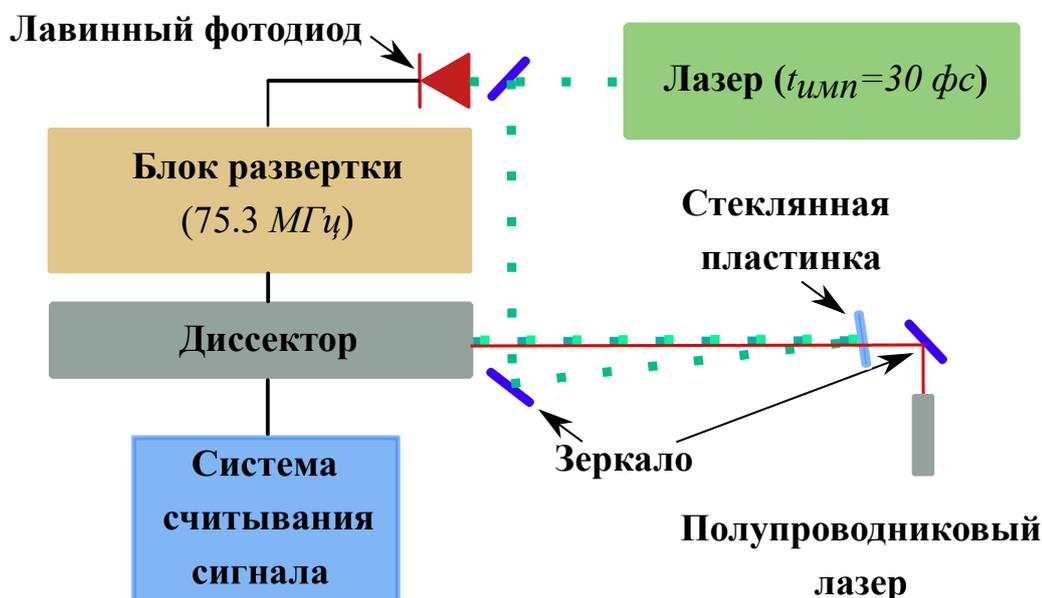


Рис. 2.8. Схема стенда измерения временного разрешения диссектора на основе ПИФ-01. Импульсы фемтосекундного лазера разделяются в стеклянной пластинке, полупроводниковый лазер используется для контроля развёртки прибора, а синхронизация с импульсами лазера производится посредством лавинного фотодиода

Развёртка диссектора работала в стандартном режиме, то есть, на отклоняющие пластины одновременно подавались периодическое ВЧ-напряжение с частотой 75.3 МГц и амплитудой до 750 В, а фазовое сканирование обеспечивалось пилообразным напряжением частотой 50 Гц и амплитудой до 1500 В. Высокочастотный генератор имел фазовую подстройку, позволяющую синхронизироваться с сигналом лавинного фотодиода, регистрировавшего импульсы лазера. Сигнал снимался как непосредственно с выходе ВЭУ диссектора, так и после усилителя с полосой 500 кГц. Важным является то, что для получения предельного временного разрешения свет должен фокусироваться на фотокатод диссектора в пятно размером не более ширины щели на входе ВЭУ. В нашем случае ширина щели составляла 40 мкм.

### Результаты измерений временного разрешения

Временная шкала контролировалась по сигналу диссектора от полупроводникового лазера, при включённой ВЧ-развёртке и подаче на отклоняющие пластины сканирующего пилообразного напряжения, регистрировался характерный сигнал с метками [13; 50] (рисунок 2.9). Кроме того полученная описанным образом величина шкалы ( $T_{ВЧ}/\pi = 4.23 \text{ нс}$  [50]) сравнивалась с вычисленной из интервалов между регистрируемыми импульсами титан-сапфирового лазера ( $4.1 \pm 0.2 \text{ нс}$ ) и хорошо с ней совпала. Ожидаемая величина временного разрешения оценивалась из выражений [64; 65]:

$$\begin{aligned} \Delta t_{теор}(s) &= \sqrt{(\Delta t_{хром})^2 + (\Delta t_{разв.})^2} \approx 2.5 \text{ нс}, \\ \Delta t_{хром} &= \frac{\sqrt{2m_e}}{q_e E} \sqrt{\delta\epsilon_{max}} \approx 1 \text{ нс}, \\ \Delta t_{разв.} &= \frac{\Delta x_{щ}}{V_{разв}} \approx 2.3 \text{ нс}, \\ V_{разв} &= f_{ВЧ} U_{ВЧ} \xi, \end{aligned} \tag{2.1}$$

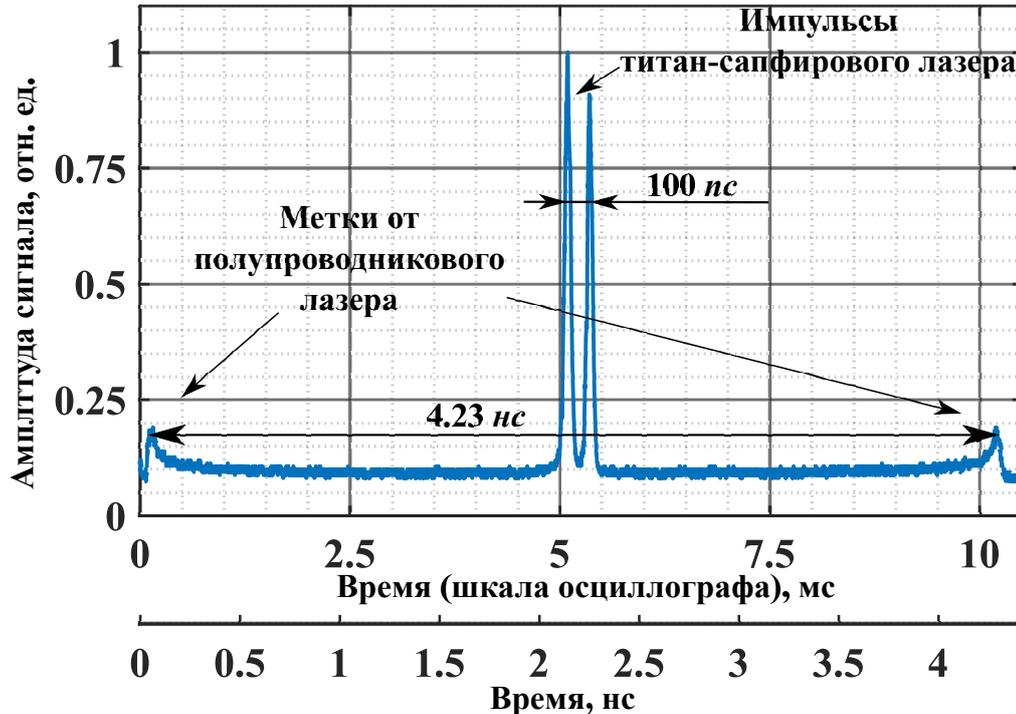


Рис. 2.9. Сигнал на выходе диссектора при одновременной фокусировке излучения двух лазеров на его фотокатод

здесь  $\Delta x_{щ} = sM$  ( $s = 0.04$  мм — ширина щели диссектора,  $M = 1.5$  — коэффициент электронно-оптического увеличения);  $V_{разв}$  — скорость развёртки;  $\xi = 0.7$  мм/В — эффективность отклоняющих пластин для ПИФ-01;  $m_e, e$  — масса и заряд электрона;  $E = 1.8$  кВ/мм — напряжённость электрического поля вблизи поверхности фотокатода;  $\delta\epsilon_{max} = 0.25$  эВ — начальный энергетический разброс фотоэлектронов.

При проведении калибровки добивались максимального разделения регистрируемых сигналов от стеклянной пластинки, настраивая резонансный контур ВЧ-развёртки диссектора и подбирая фазу  $U_{ВЧ}$ . На рисунке 2.10 приведён набор регистрируемых диссектором импульсов титан-сапфирового лазера, разделённых в плоскопараллельной пластинке. Временная шкала на ри-

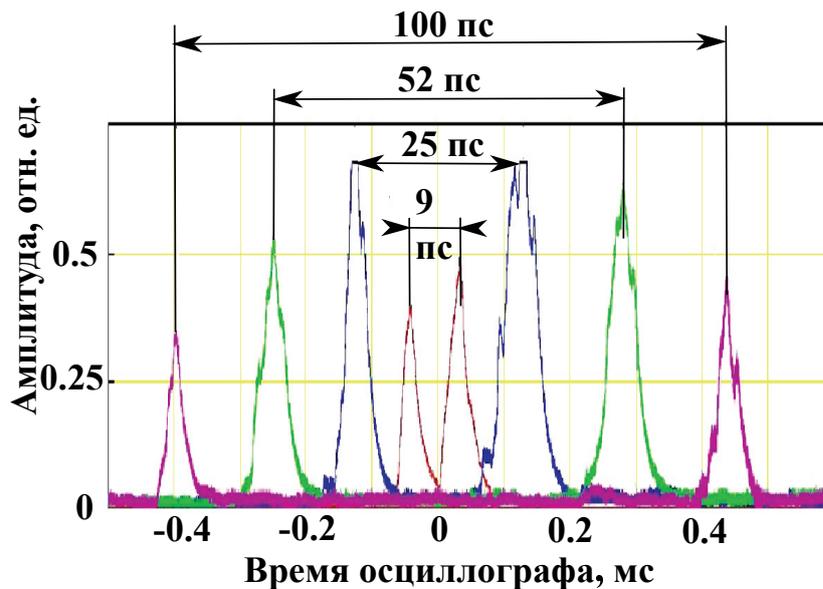


Рис. 2.10. Пары импульсов лазера, зарегистрированные диссектором, при различном временном интервале между ними

сунке соответствует реальному времени регистрации сигналов диссектором порядка 1 мс. Указанные на рисунке временные интервалы между импульсами лазера рассчитаны, исходя из толщин стеклянных пластинок. Экспериментально определённое временное разрешение диссектора по импульсам с задержкой в 9 пс составило  $\sim 3.5$  пс (ПШПВ), а средняя величина по всем парам импульсов —  $4.5 \pm 0.6$  пс (ПШПВ).

Позднее, в результате оптимизации технологии изготовления электронно-оптических диссекторов на основе ЭОП ПИФ-01 и применения метода фазовой модуляции для сканирования распределения заряда, полученного в плоскости щели диссектора, с этим прибором удалось получить временное разрешение  $1.8 \text{ пс}$  [10].

### 2.3. Применение нового диссектора на действующей установке

Для проверки и демонстрации возможностей разработанного диссектора, имеющего временное разрешение порядка нескольких пикосекунд, он был испытан на источнике СИ MLS (Metrology Light Source, Берлин, Германия) [66]. На рисунке 2.11 представлена схема накопителя, а в таблице 2.2 приведены его основные параметры. Это — низкоэнергетический источник синхротрон-

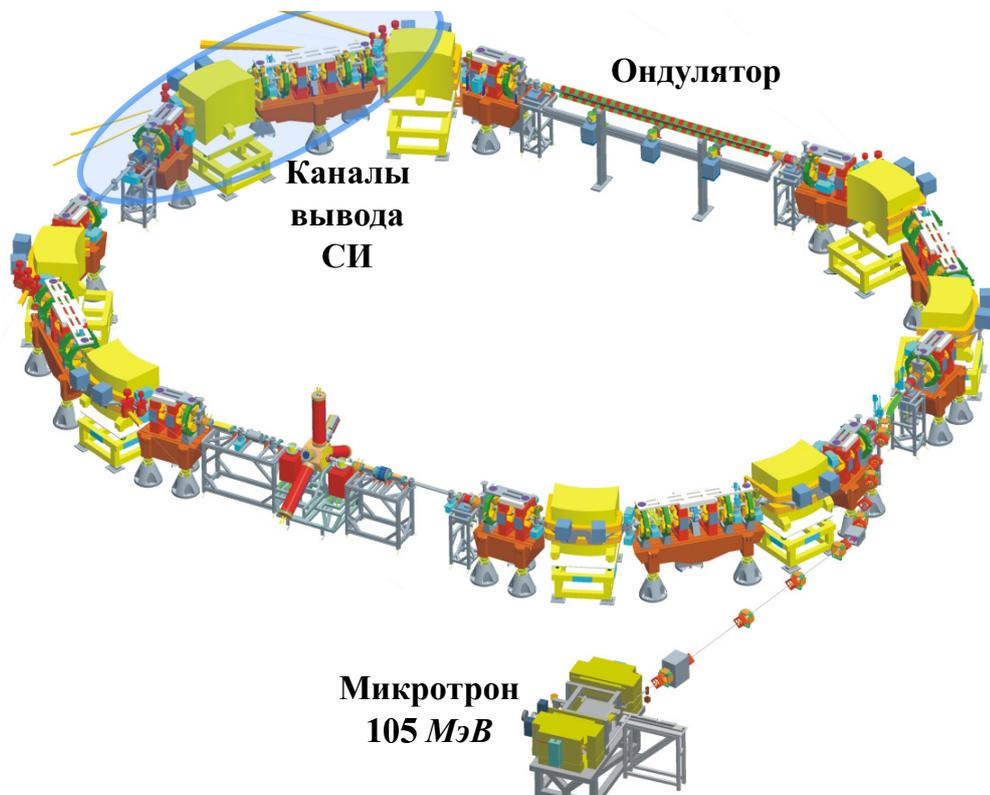


Рис. 2.11. Схема кольца источника синхротронного излучения MLS [67]. В измерениях с диссектором использовалось СИ из ондулятора

Таблица 2.2. Основные параметры источника синхротронного излучения MLS [67]

Рабочий диапазон энергий, $MэВ$	105 ÷ 629
Магнитная индукция поворотных магнитов, $Tл$	0.43 до 1.3
Характерная длина волны излучения, $нм$	от 3.4 до 735
Ток электронного пучка, $мА$	$10^{-9}$ до 200
Время жизни, $час.$	4.5 ÷ 10
Периметр, $м$	48
Частота обращения, $МГц$	$\sim 6.25$
Частота ВЧ, $МГц$	$\sim 500$
Длина (длительность) сгустка, $пс$	1.9 ÷ 19
Время жизни, $час.$	до 30

ного излучения, специально созданный в Национальном Институте Метрологии (Physikalisch-Technische Bundesanstalt (РТВ)) Германии для проведения метрологических исследований. MLS используется в спектральном диапазоне СИ, покрывающем диапазоны: инфракрасного, видимого и вакуумного ультрафиолетового излучения. Важной характеристикой, с точки зрения проверки возможностей нового диссектора, является минимальная длина сгустка, определяющая длительность импульса излучения в  $\sim 1.9$  пс.

### ***Параметры используемого диссектора***

Схема подключения используемого в экспериментах на MLS диссектора показана на рисунке 2.12. На фотокатод прибора собиралась видимая часть спектра излучения из ондулятора MLS. ВЧ резонаторы накопителя работают на частоте порядка 500 МГц, поэтому ВЧ-развертка диссектора была настроена на 15-ю гармонику частоты обращения  $f = 93.5$  МГц. Синхронизация ВЧ-развертки диссектора с частотой следования световых импульсов пучка из ондулятора осуществлялась по сигналу, привязанному к частоте обра-

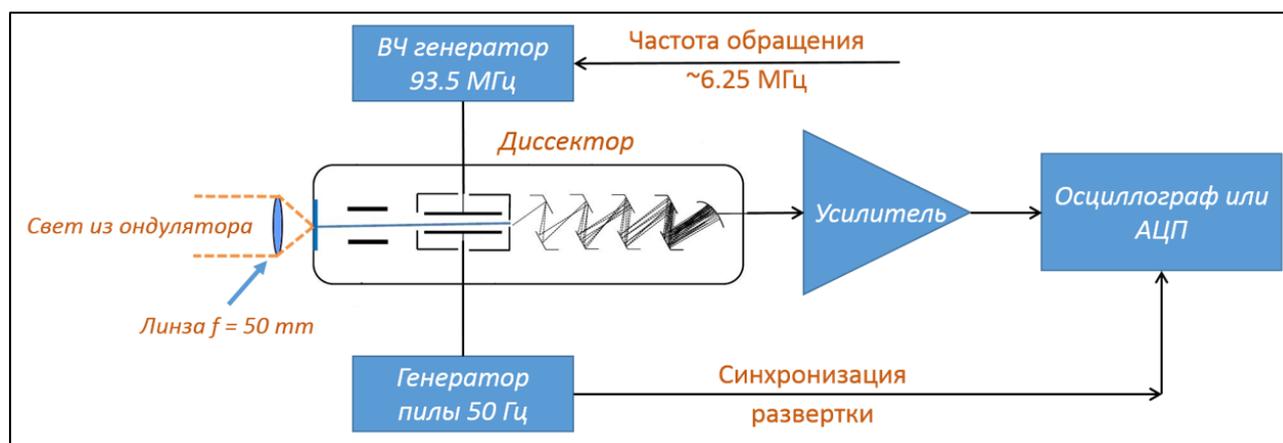


Рис. 2.12. Схема синхронизации и регистрации сигнала диссектора использованного на MLS

ния пучка в накопителе. ВЧ-генератор позволял подстраивать фазу развертки, что обеспечивало возможность установки сигнала от выбранных сгустков на линейную часть временной шкалы. Сигнал с диссектора усиливался широкополосным усилителем, регистрировался осциллографом и быстрым аналого-цифровым преобразователем с памятью. Осциллограф синхронизовался с сигналом низкочастотной развёртки диссектора. АЦП также синхронизовался с сигналом частоты обращения пучка в накопителе.

### 2.3.1. Калибровка временной шкалы и аппаратная функция

Калибровка шкалы производилась стандартным методом, – регистрацией сигнала диссектора от постоянного источника света, этот же метод использовался для контроля временной шкалы. Сигнал, регистрируемый на выходе диссектора при одновременной засветке фотокатода от постоянного источника света и СИ из ондулятора MLS, приведён на рисунке 2.13. Время между пиками («усами») от засветки фотокатода диссектора постоянным источником света в регистрируемом осциллографом сигнале составляло  $\Delta T_0 \approx 13.4$  мс. При этом временной масштаб шкалы диссектора  $T_s$  не зависит от  $U_{ВЧ}$  и определяется выражением [50]

$$T_s = \frac{2}{\omega_{ВЧ}} = \frac{T_{ВЧ}}{\pi},$$

где  $\omega_{ВЧ}$  — угловая частота развёртки диссектора;  $T_{ВЧ}$  — период ВЧ-развертки. Для используемого нами генератора развёртки с частотой  $93.5 \text{ МГц}$ ,  $T_s$  составляла приблизительно  $3.4 \text{ нс}$ .

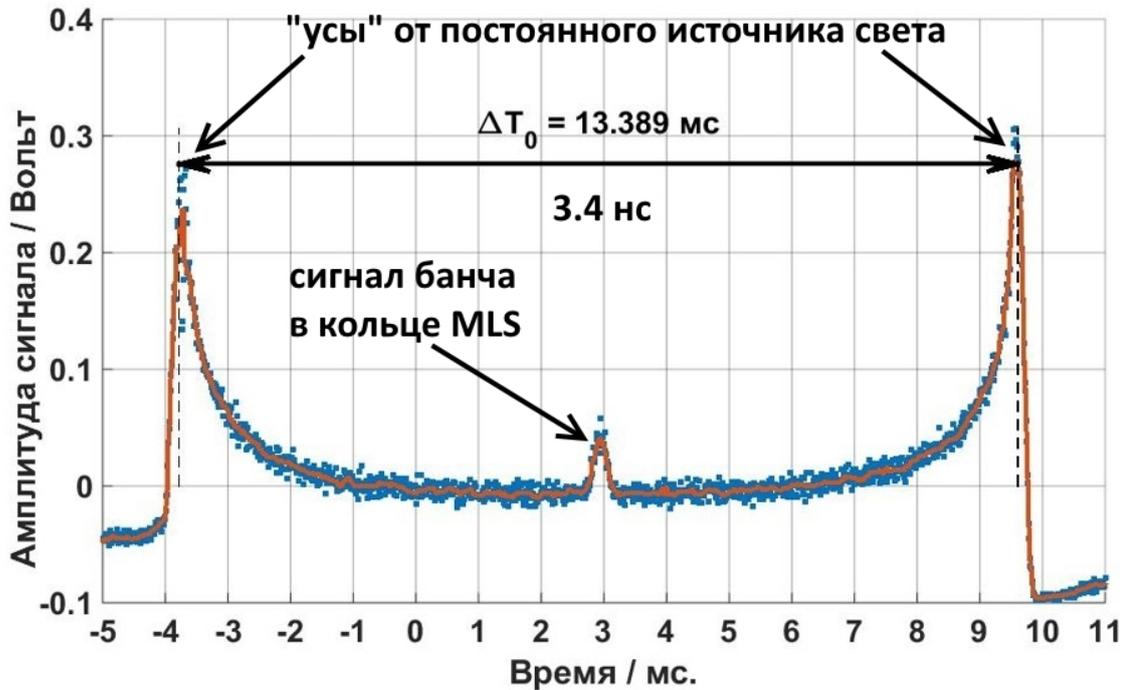


Рис. 2.13. Калибровка диссектора с использованием постоянного источника света

Описанная процедура производилась перед каждым набором измерений и использовалась для проверки положения сигнала сгустка, который должен располагаться симметрично между калибровочными метками (рисунок 2.13). Положение сигнала регулировалось путём подстройки разности фаз между ВЧ-развёрткой диссектора и сигналом синхронизации с частотой обращения пучка MLS.

Техническая аппаратная функция, измеренная стандартным способом, отключением ВЧ-развёртки и регистрацией сигнала от постоянного источника излучения, имела  $\sigma \approx 2.6 \text{ нс}$  (рисунок 2.14).

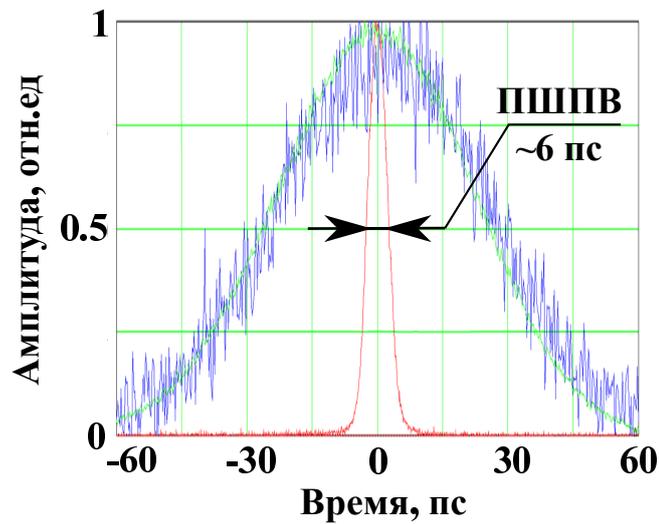


Рис. 2.14. Техническая аппаратная функция диссектора, измеренная стандартным способом, отключением ВЧ-развёртки и регистрацией сигнала от постоянного источника излучения,  $\sigma \approx 2.6$  пс. Для сравнения представлены профили регистрируемые при: 0.35 мА — зелёный; 0.02 мА — синий

### 2.3.2. Результаты измерений

В процессе наблюдений было замечено, что при величине тока пучка в кольце накопителя, измеряемой токовым датчиком, равной 0 А, сигнал от излучения из ондулятора всё ещё регистрировался диссектором. Исходя из предположения, что это связано со сдвигом нуля токового датчика, производилась корректировка значений, получаемых токовым датчиком, с помощью их нормировки на соответствующий интеграл сигнала диссектора. При калибровке вычислялся интеграл наблюдаемого диссектором распределения в пределах  $6\text{-и } \sigma_z$  от пика профиля для каждого измерения, строилась зависимость регистрируемого тока от значения вычисленного интеграла и по ней определялся сдвиг нуля токового датчика. Эта зависимость, полученная в стандартном режиме MLS, приведена на рисунке 2.15. Из этих данных было вычислено смещение нуля токового датчика  $\sim -0.35$  мА.

В экспериментах было измерено несколько зависимостей длины пучка электронов в кольце MLS от различных параметров [10; 16]. На рисунке 2.16 (а) приведён набор продольных профилей пучка для нескольких зна-

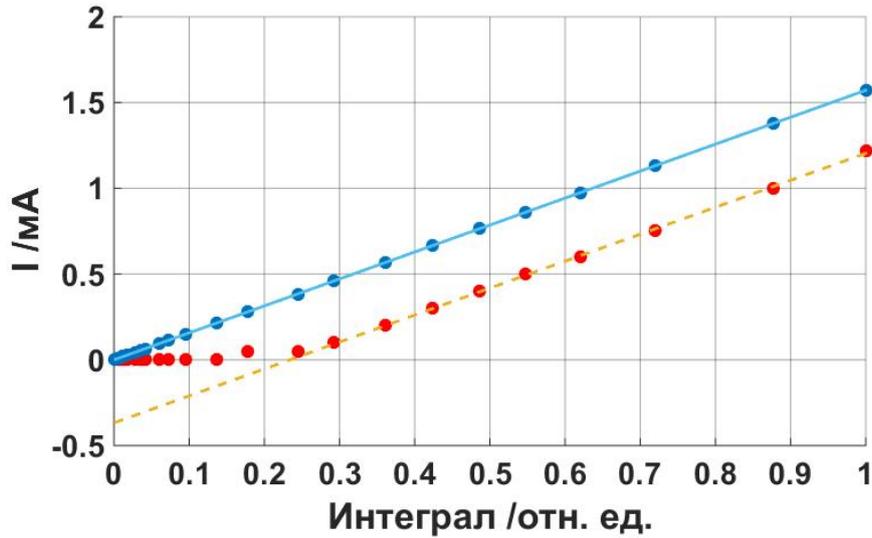


Рис. 2.15. Калибровка тока пучка по показаниям токового датчика и значению интеграла сигнала диссектора. Красные точки – экспериментальные значения измеренные токовым датчиком и диссектором; синие – результат калибровки тока по интегралу сигнала диссектора

чений ускоряющего напряжения. По мере уменьшения напряжения на резонаторе ниже некоторого порога пучок начинает испытывать синхротронные колебания, о появлении которых можно судить по искажению профиля, регистрируемого диссектором (рисунок 2.16 (б)). Частотный спектр регистри-

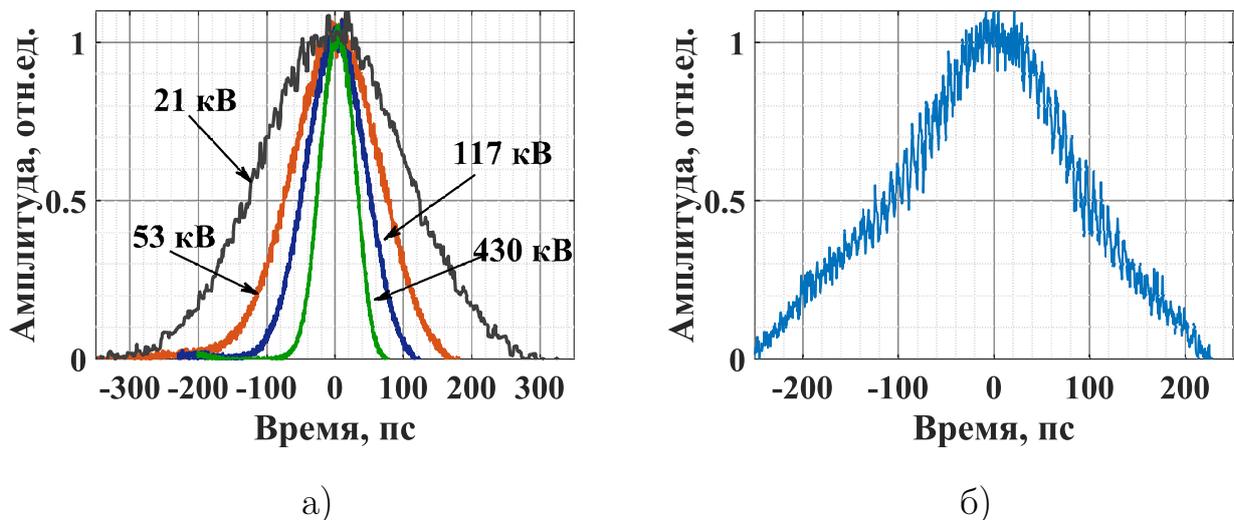


Рис. 2.16. (а) — продольные профили сгустка при четырёх значениях ускоряющего напряжения ВЧ-системы накопителя; (б) — профиль искажённый синхротронными колебаниями

руемых колебаний легко восстановить из сигнала устройства (рисунок 2.17).

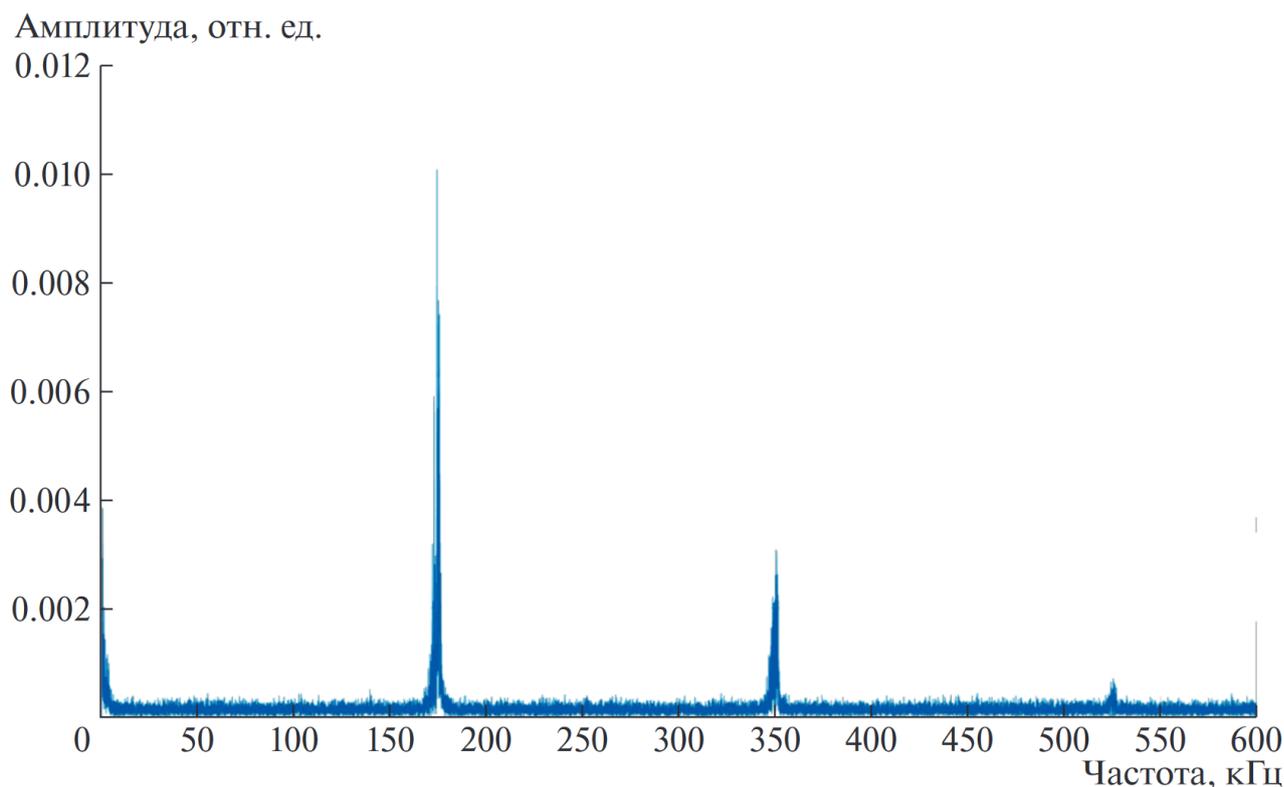


Рис. 2.17. Спектр продольных колебаний, полученный из регистрируемого диссектором сигнала

Одновременно с диссектором проводились измерения стрик-камерой *Hamamatsu C10910*, имеющей разрешение порядка  $2\text{ нс}$ , это позволило сравнить полученные результаты. Примеры профилей, наблюдаемых диссектором и стрик-камерой, для тока сгустка  $1.3$  и  $0.13\text{ мА}$  показаны на рисунке 2.18. При наблюдаемом продольном размере сгустка около  $10\text{ нс}$  форма сигнала, регистрируемая устройствами, различается. Отчётливо видно не гауссовский профиль наблюдаемый стрик-камерой для большого заряда, это же распределение диссектором передаётся более сглажено. Такое различие в видимых профилях обусловлено величиной аппаратной функции диссектора и особенностью стробоскопического принципа работы устройства.

Накопителе MLS может работать в режиме с малым коэффициентом уплотнения орбит, – «low- $\alpha$  mode» [66–68]. В этом режиме длина сгустков

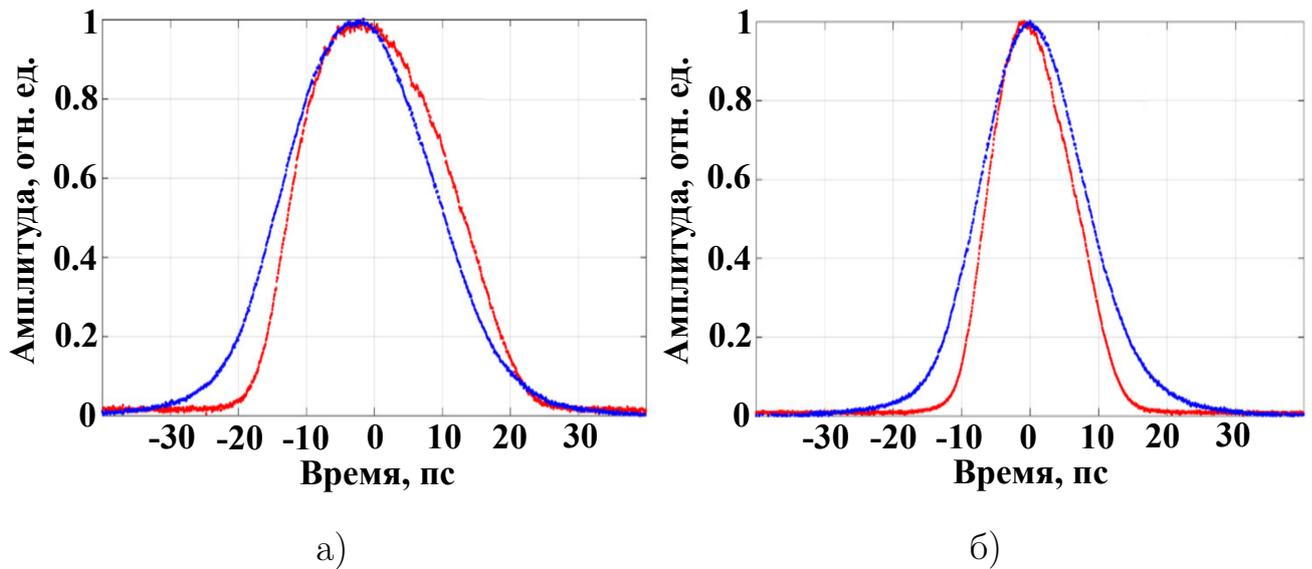


Рис. 2.18. Продольные распределения заряда в сгустке частиц MLS регистрируемые стрип камерой (красный) и диссектором (синий) при токах: (а) — 1.3 мА в сгустке; (б) — 0.3 мА в сгустке

имеет сильную зависимость от тока и может достигать нескольких пикосекунд, что является хорошей возможностью проверить способность нового диссектора с уверенностью регистрировать такие распределения. В этом режиме были проведены измерения как диссектором, так и стрип-камерой. Оба прибора использовались в режиме ускорителя с одним сгустком электронов. Длина пучка с током 0.3 мА, при котором возможна надёжная работа стрип-камеры, менялась с помощью напряжения на ускоряющем резонаторе. Измеренные стрип-камерой и диссектором зависимости можно видеть на рисунке 2.19. К сожалению во время экспериментов получить сгустки с размером менее 6 пс не удалось. По приведённым зависимостям отчётливо видно систематическое превышение измеренных по диссектору значений на величину порядка  $\sim 0.2 \div 0.6$  пс. Оценка суммарного вклада размеров пятна фокусировки излучения исследуемого источника, его дрожания и фазовой нестабильности, ухудшающих аппаратную функцию прибора, дала величину 2.8 пс.

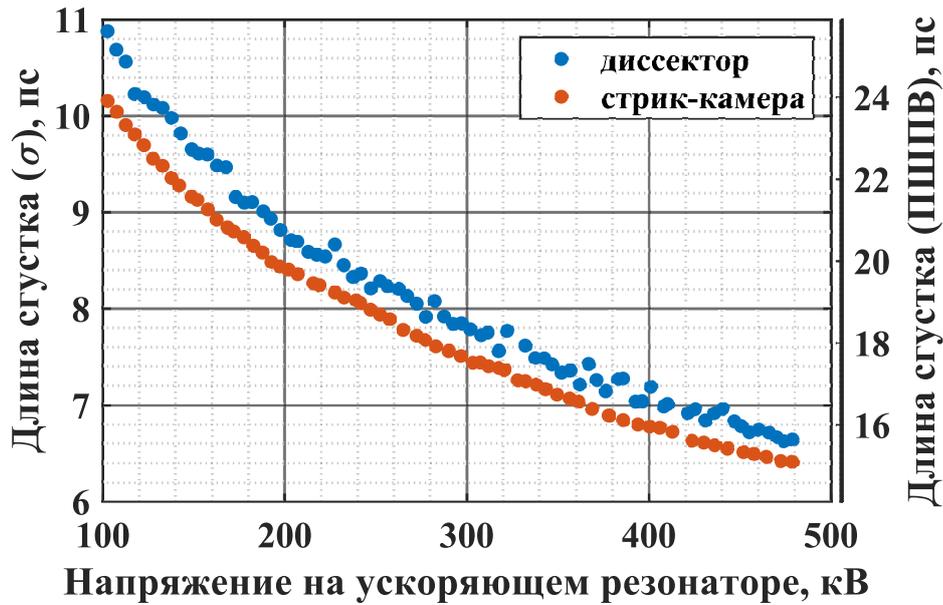


Рис. 2.19. Данные измерения длины пучка при помощи стрик-камеры и диссектора

## 2.4. Основные результаты главы 2

Показана возможность достижения временного разрешения в пределах единиц пикосекунд с помощью диссектора, созданного на основе разработанного в ИОФ РАН электронно-оптического преобразователя ПИФ-01. Созданная также в отделе фотоэлектроники ИОФ РАН для измерения и калибровки временного разрешения пикосекундных диссекторов нового поколения установка с использованием излучения фемтосекундного титан-сапфирового лазера продемонстрировала свою эффективность и надёжность.

Диагностика длины сгустка с помощью разработанного прибора успешно введена в действие на источнике СИ Metrology Light Source. В экспериментах на MLS прибор показал все достоинства своего предшественника ЛИ-602 наряду со значительно улучшенным временным разрешением. Измеренные профили и длины сгустков, полученные диссектором и стрик-камерой, находятся в хорошем согласии для диапазона от 30 до 6 пс. Диссектор является простым и радиационно-стойким устройством в отличие от стрик-камеры, поэтому может регулярно использоваться для постоянного контроля длины сгустка на работающей установке. А особенность конструкции нового диссек-

тора может использоваться для выбора сгустка при измерениях в многосгустковом режиме работы накопителя.

Результаты работы над описанным прибором легли в основу ряда статей [9; 10; 12; 13; 15; 25; 26; 61], представлены и опубликованы в трудах нескольких конференций (The 5<sup>th</sup> и 6<sup>th</sup> International Beam Instrumentation Conference [11; 16], The 5<sup>th</sup> International Particle Accelerator Conference [5] [11], Conference the International Society for Optical Engineering [24]).

## Глава 3

# Контактные оптические датчики для измерения поперечного и продольного профиля пучка частиц

Контактные оптические датчики относятся к разрушающим средствам диагностики в силу того, что в принципе их работы лежит непосредственное взаимодействие исследуемого пучка заряженных частиц с телом датчика [1]. Они не предназначены для непрерывного мониторинга параметров пучка в связи с их разрушающим воздействием на пучок и, как правило, не способны длительно выдерживать мощность, выделяемую на них. Поэтому этот вид диагностики применяется, в основном, для однопролётного наблюдения и измерения параметров пучка.

### 3.1. Измерение поперечного профиля пучка

#### заряженных частиц: люминофорные экраны

Люминофоры уже более ста лет служат средством диагностики ионизирующего излучения. Так, вольфрамат кальция ( $CaWO_4$ ) предложенный Т. А. Эдисоном для производства рентгеновских экранов еще в 1896 году широко используется до сегодняшнего дня. Начиная с 1930 года сернистый цинк, легированный серебром ( $ZnS : Ag$ ), применяется как люминофор в экспериментах по ядерной физике, служа материалом используемым для обнаружения элементарных частиц и для измерения их параметров.

В ускорительной физике люминофоры широко используются для изготовления экранов, применяемых в датчиках, обеспечивающих визуальное наблюдение за пучком и измерение его параметров с приемлемой точностью.

Хотя, в последнее время пространственное разрешение люминофорных экранов достигло микронного уровня [69].

Как правило, датчики на основе люминофорных экранов представляют собой пластину, изготовленную непосредственно из кристалла люминофора либо слой порошкового люминофора нанесенного на металлическую подложку, помещаемую на пути исследуемого пучка частиц. На рисунке 3.1 (а) приведена типичная схема люминофорного датчика, а на рисунке 3.1 (б) представлено изображение люминофорного датчика установленного в кольцо бустера NSLS-II (Брукхейвен, США). Приведенный датчик был разработан и изготовлен в ИЯФ им. Будкера.

В основе принципа действия датчика лежит процесс люминесценции за счет ионизационных потерь в веществе, используемом для экрана, при попадании на него частиц пучка. Видимый свет, излучаемый люминофором при прохождении через него пучка, собирается оптической системой на матрице цифровой ТВ-камеры и полученное изображение выводится на экран монитора компьютера.

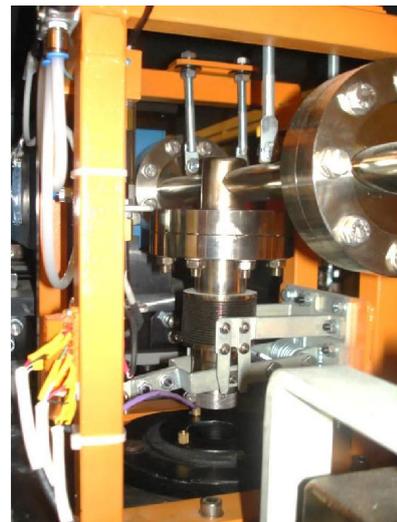
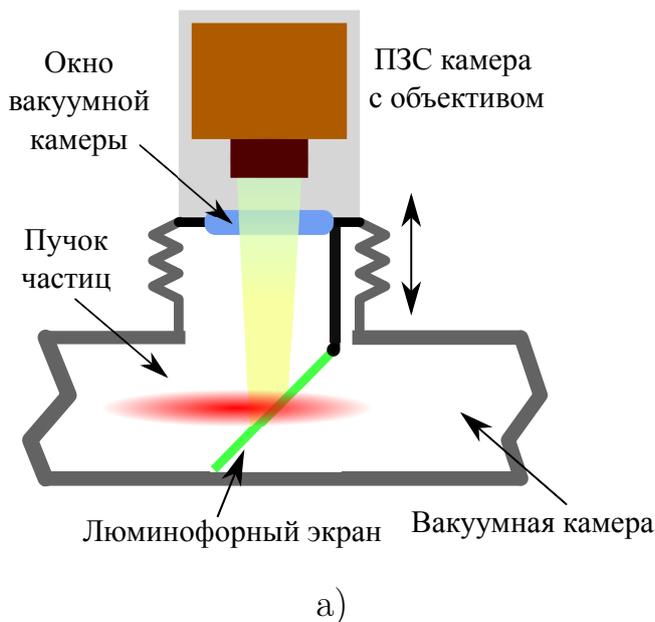


Рис. 3.1. Схема устройства (а) и снимок установленного в кольцо бустера NSLS-II (б) [22] люминофорного датчика

Благодаря относительной конструктивной простоте, практически ни одна ускорительная установка не обходится без этой диагностики. Люминофорные экраны значительно упрощают проводку пучка по вакуумному каналу как при вводе установки в строй, так и во время её рутинной эксплуатации. При условии хорошей линейности светового выхода, использовании цифровой ТВ-камеры и оптической системы с достаточным пространственным разрешением, люминофорные датчики позволяют получать информацию о поперечном распределении плотности частиц в пучке с разрешением порядка 10 мкм. Рабочим телом датчика является кристаллический или порошковый люминофор, и важной задачей при проектировании люминофорного датчика является выбор свойств используемого материала:

- световой эффективности;
- спектрального состава излучения;
- радиационная стойкость;
- длительность послесвечения и др.

### *Основные параметры люминофоров и их типы*

К основным параметрам люминофорных материалов используемых для диагностики пучка в ускорителях относятся: световой выход, спектральный состав излучения и длительность сцинтилляций.

Подробное рассмотрение процессов люминисценции выходит за рамки проведённой работы и хорошо описано в [70–75], тем не менее стоит указать, что процесс люминисценции люминофора под воздействием пучка частиц можно разделить на несколько стадий:

- Образование вторичных электронов в кристаллической решетке люминофора в результате неупругих столкновений;

- Возбуждение электронных состояний центров люминисценции;
- Переход электронов из возбужденных состояний в основное, в результате чего происходит испускание фотона.

При этом электрон может перейти в основное состояние как сразу из возбуждённого состояния, так и через промежуточные уровни, испуская фотоны меньшей длины волны. Поэтому выделяются следующие типы люминисценции: переход зона-зона; переход с уровней запрещённой зоны; переходы внутри центров люминисценции.

Способность к люминисценции у неорганических веществ обусловлена образованием структурных и примесных дефектов. Структурные дефекты представляют собой вакансии и ионы в структуре кристаллической решётки вещества. Так как для возникновения такой люминисценции не требуется введения активирующей примеси, то её принято называть *самоактивированной*. Примерами материалов с самоактивированной люминисценцией могут служить:  $ZnS$ ,  $CdWO_4$  ( $CWO$ ),  $BiGeO_4$  ( $BGO$ ),  $ZnWO_4$  ( $ZWO$ ). В свою очередь, люминисценция, вызванная дефектами кристаллической решётки, обусловленными введением ионов и атомов примеси (например: таллий ( $Tl$ ), церий ( $Ce^{3+}$ )), называется *активированной*. Примерами материалов с активированной люминисценцией могут служить:  $Gd_2O_2S : Tb$ ,  $Y_3Al_5O_{12} : Ce$ ,  $Al_2O_3 : Cr$  [70]. Введение примесей помогает регулировать такие свойства люминофоров как время и спектр свечения, поэтому основная часть применяемых люминофорных материалов являются активированными.

С точки зрения обеспечения ускорителя надёжным и эффективным инструментом диагностики, важной задачей при проектировании люминофорных датчиков является подбор материала с необходимой световой эффективностью. При этом, рассматривая процесс люминисценции, обусловленный воздействием пучка заряженных частиц, можно выделить несколько групп факторов определяющих их световую эффективность. К первой можно от-

нести условия возбуждения люминисценции: энергия пучка и плотность заряда в нем. Ко второй группе можно отнести зависимость интенсивности излучения от состава и физико-химических свойств люминофора. Здесь связь факторов, оказывающих влияние, очень сложна и обусловлена механизмами люминисценции на молекулярном уровне, которые для разных люминофоров различны и не для всех хорошо изучены. В отдельную группу нужно выделить метод изготовления люминофорного экрана и его особенности эксплуатации.

Материалы, применяемые для изготовления люминофорных экранов, можно разделить на четыре типа [1], это:

- порошковые люминофоры;
- монокристаллы;
- люминофоры на основе полимерных материалов;
- керамические люминофоры.

Порошковые люминофоры являются наиболее простым и распространенным материалом для изготовления люминофорных экранов. Популярность порошковых материалов обоснована их дешевизной, а так же лёгкостью изготовления экранов на их основе люминофоров. Изготавливаются подобные экраны напылением или осаждением взвеси порошка в растворе на тонкую подложку из металла, как правило, алюминия. Фотография люминофора  $ZnS$  в виде порошка приведена на рисунке 3.2 (а), а экрана полученного осаждением его взвеси на рисунке 3.2 (б). Во время свечения из-за многократного отражения светится все зерно порошка, что ограничивает разрешение датчиков на их основе средним размером зерна.

Монокристаллические экраны представляют собой пластину толщиной порядка  $0.1 \div 1$  мм, изготовленную из монокристалла люминофора. Отлича-

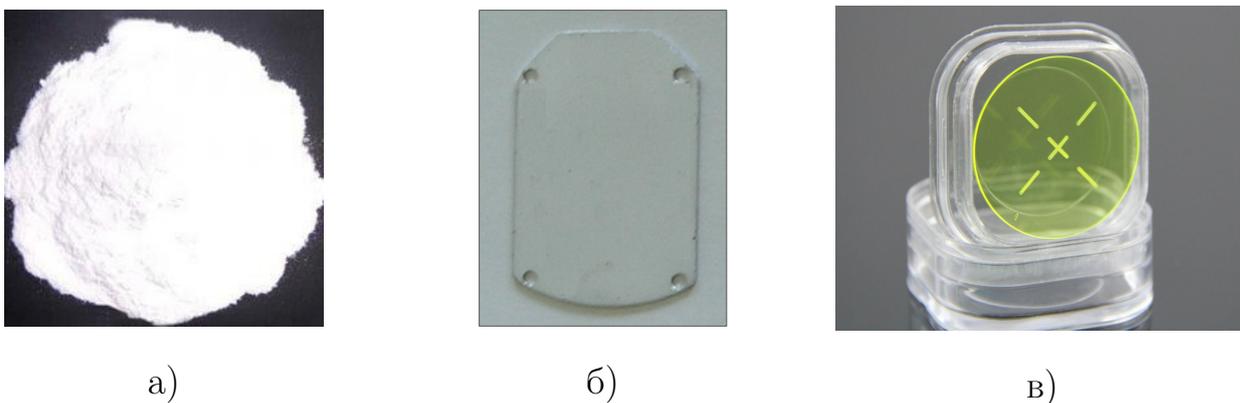


Рис. 3.2. а – Фотография люминофора  $ZnS$  в виде порошка (фото с сайта группы компаний «ХимТоргГрупп»); б – Экран полученный осаждением взвеси порошка  $ZnS$  (в качестве подложки использовалась алюминиевая пластина); в – Фотография люминофорного экрана на основе кристалла  $YAG:Ce$

ются такие экраны хорошей радиационной стойкостью и высоким пространственным разрешением, достигающим  $1 \text{ мкм}$  [69].

Полимерные люминофоры относительно легко изготавливаются и механически обрабатываются. Основным их преимуществом является малое время высвечивания ( $1 \div 10 \text{ нс}$ ). К недостаткам можно отнести низкую радиационную стойкость и непригодность к эксплуатации в условиях высокого вакуума.

Керамические люминофорные экраны изготавливаются путем спекания люминесцентного порошка (обычно оксида алюминия  $Al_2O_3$ , легированного хромом, также используется иттрий-алюминиевый гранат, легированный церием ( $YAG : Ce$  рисунок 3.2 (в)), нитрит бора  $BN$ , оксид циркония  $CrO_2$ ). Пространственное разрешение таких экранов составляет порядка  $100 \text{ мкм}$ .

### 3.1.1. Люминофорные датчики бустера NSLS-II

#### *Конструкция люминофорных датчиков бустера NSLS-II*

В систему диагностики бустера входит шесть люминофорные датчиков распределённых по периметру и использующихся для измерения поперечного

профиля и положения пучка в однопролётном режиме. Это необходимо для ввода бустера в эксплуатацию, а так же будет требоваться после остановок и/или для диагностики неисправностей.

Основными составляющими конструкции датчика являются: люминофорный экран; ПЗС-камера с объективом; механизм ввода/вывода люминофорного экрана в вакуумную камеру. Ниже приведены некоторые особенности конструкции датчика и характеристики используемых компонентов.

Изображение пучка света люминофора в датчике регистрируется монохромной ПЗС-камерой Prosilica GC1290, Общий вид камеры представлен на рисунке 1.9, а технические характеристики приведены в таблице 1.3. Зависимость квантовой эффективности ПЗС-камеры от длины волны представлена на рисунке 1.10 при этом в диапазоне длин волн  $460 \div 610$  нм она превышает 50%.

Толщина пластины  $YAG : Ce$  используемой в качестве люминофорного экрана  $0.1$  мм. Экран выполнен в форме эллипса с сопряжёнными диаметрами  $38$  и  $27$  мм, а на поверхности нанесён рисунок сетки, для пространственной калибровки. Чертёж люминофорного экрана приведён на рисунке 3.3.

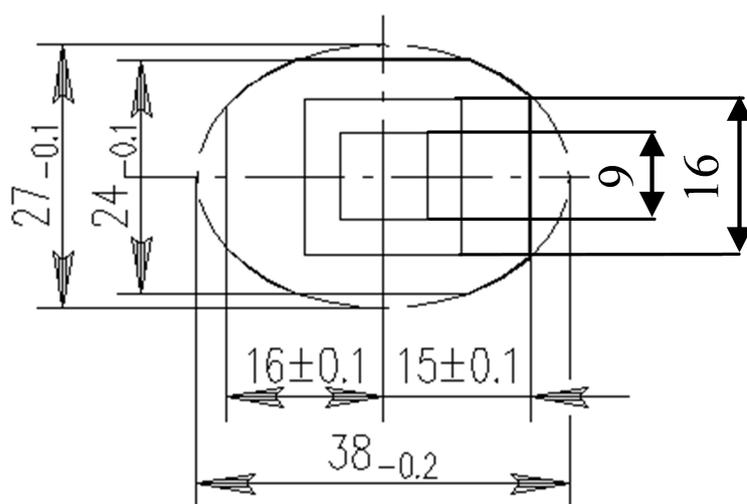


Рис. 3.3. Чертёж пластины люминофорного экрана применённого в датчиках бустера NSLS-II

Изображение пучка на матрице ПЗС-камеры строится объективом Tamron M118FM25 (Япония, рисунок 3.4), его характеристики приведены в таблице 3.1.

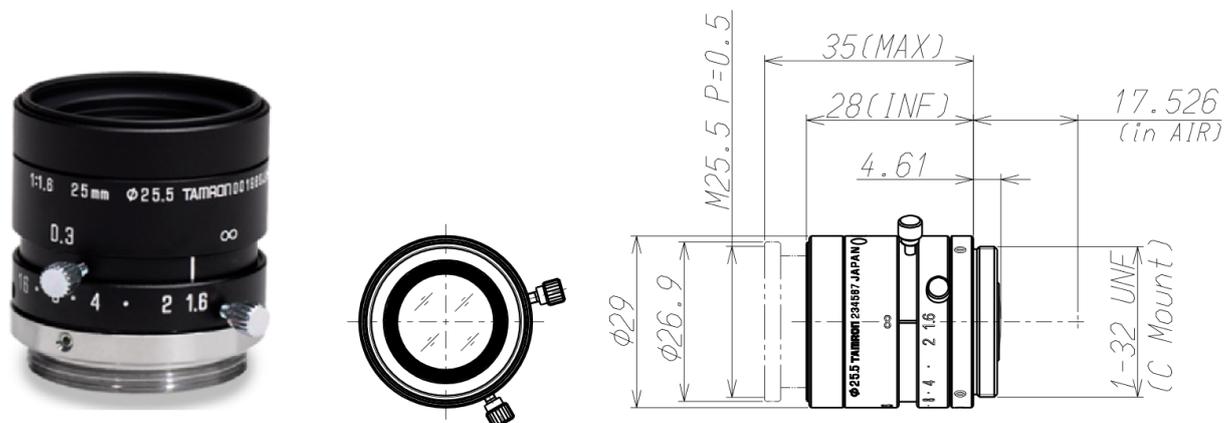


Рис. 3.4. Фотография и чертёж объектива Tamron M118FM25 используемого в люминофорных датчиках бустера NSLS-II

Таблица 3.1. Параметры объектива Tamron M118FM25

Параметр	Значение
Фокусное расстояние, мм	25
Максимальная диафрагма	1.6 – 16
Минимальное расстояние до объекта, м	0.1
Угол зрения 1/3"	11.0° × 8.2°
Задний фокус, мм	12.92

Для перемещения люминофорного экрана используется пневматический привод DSNU-25-80-PPS-A (компании FESTO, Голландия). Рабочее давление цилиндра составляет 6 бар. Фото цилиндра пневматического привода приведено на рисунке 3.5. Технические характеристики пневмопривода DSNU-25-80-PPS-A приведены в таблице 3.2.

Люминофор размещается внутри цилиндра перемещаемого в вакуумном объёме камеры и отделяющий его от атмосферы. При этом экран внутри ци-



Рис. 3.5. Фотография пневмоцилиндра FESTO DSNU-25-80-PPS-A используемого в люминофорных датчиках бустера NSLS-II

Таблица 3.2. Параметры пневмоцилиндра FESTO DSNU-25-80-PPS-A

Параметр	Значение
Скорость, горизонтальная, без нагрузки, при 6 бар, мм/с	10 ÷ 100
Рабочая среда	сжатый воздух
Рабочее давление, бар	1 ÷ 10
Теоретическая сила (6 бар) (выдвижение штока), Н	295
Теоретическая сила (6 бар) (возврат штока), Н	247

цилиндра находится под атмосферным давлением, что позволяет проводить ревизию и (или) замену люминофора без развакуумирования участка канала бустера. Цилиндр перемещается вместе с люминофором между двумя фиксированными положениями соответствующими введённому и выведенному состоянию экрана. Для защиты от излучения цифровая ПЗС-камера вынесена из плоскости кольца ускорителя и защищена свинцовым экраном. Позиционирование ПЗС-камеры и настройка объектива выполняются по калибровочной сетке нанесённой на люминофорный экран. Датчик установленный в кольцо бустера NSLS-II представлен на фотографии рисунок 3.1 (б).

Электроны пучка, проходящего через стенку цилиндра в котором расположен люминофор, рассеиваются на кулоновских потенциалах ядер и электронов, это приводит к увеличению размера пучка попавшего на экран. Оце-

нить это расплывание можно по известному выражению [76; 77]:

$$\Theta_{rms} = \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} = \frac{13.6 \text{ МэВ}}{\beta_{cp}} Z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 + 0.038 \ln \frac{x Z^2}{X_0 \beta^2} \right], \quad (3.1)$$

где  $p$  (в МэВ/с) – импульс,  $\beta c$  – скорость и  $Z$  – заряд рассеиваемой частицы,  $x/X_0$  – толщина среды рассеивания, измеренная в единицах длины рассеяния. Для электронов  $Z = 1$ ,  $X_0$  в стали 17.6 мм, тогда для толщины стенки цилиндра люминофора в  $x = 0.5$  мм при 200 МэВ пучок расплывается приблизительно на 150 мкм, а для энергии 3 ГэВ около 10 мкм. Такое увеличение изображения пучка меньше его размеров и не должно вносить существенный вклад в регистрируемое распределение.

### *Мотивация исследования светового выхода люминофоров*

В связи с работой по созданию в ИЯФ им Г.И.Будкера диагностической системы для бустера источника синхротронного излучения NSLS-II (Брукхейвен, США) [22] в систему диагностики которого входили люминофорные датчики, проводились исследования светового выхода люминофорных экранов используемых в этой диагностике. Материалом экрана датчиков NSLS-II был выбран алюмоиттриевый гранат  $Y_2Al_5O_{12}$ , активированный  $Ce$  ( $YAG : Ce$ ). Основным фактором при выборе материала экранов стало требование заказчика, использовавшего его ранее на установке NSLS-I. Однако, отсутствие публикаций, позволяющих достоверно сравнить световую эффективность люминофоров служащих альтернативой в этой диагностике, вызвало интерес к проведению исследования. Поскольку подобные датчики применяются в ИЯФ, при этом для изготовления люминофорных экранов возможно использование различных люминофорных материалов, то была осуществлена проверка линейности и измерение относительного светового выхода для нескольких типов люминофоров. Измерения осуществлялись для десяти люминофорных экранов, пяти на основе порошковых и пяти на основе кристал-

лических материалов. Некоторые характеристики использованных порошковых люминофоров приведены в таблице 3.3, а кристаллических в таблице 3.4.

Таблица 3.3. Цвет и длительность свечения исследованных порошковых люминофоров

Люминофор	Цвет свечения	Длительность свечения(10%),мкс
1.) $(ZnS, CdS) : Ag$	Зелёный	1250
2.) $ZnS$	Зелёный	1250
3.) $Gd_2O_2S : Eu$	Красный	250
4.) $Gd_2O_2S : Tb$	Зелёный	750
5.) $Y_2O_2S : Tb$	Синий	1000

Таблица 3.4. Длина волны максимума интенсивности и длительность свечения исследованных кристаллических люминофоров

Люминофор	Максимум интенсивности свечения, нм	Длительность свечения(10%),нс
1.) $CWO(CdWO_4)$	480	5 000
2.) $BGO(BiGeO_4)$	480	300
3.) $YAG : Ce(Y_3Al_5O_{12})$	550	70
4.) $ZWO(ZnWO_4)$	480	10 000 – 20 000
5.) Рубин $Al_2O_3 : Cr$	694	5 000

Применительно к процессу возбуждения люминофора пучком заряженных частиц световую эффективность удобно оценивать по зависимости светового выхода от плотности заряда в пучке, измерения этих зависимостей и были проведены для двух значений энергии пучка.

### 3.1.2. Описание экспериментальной установки

Измерения проводились на ускорительном комплексе ВЭПП-4М в ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН. Свечение люминофоров возбуждалось пучками  $e^-/e^+$ , выведенными из синхробетатрона Б-4 на энергии 354 МэВ, при этом длительность воздействия пучка частиц на люминофор составляла приблизительно 5 нс. На рисунке 3.6 указано место вывода пучка из вакуумной камеры установки, а схема используемой в измерениях установки представлена на рисунке 3.7. Пучок частиц выводился из вакуумного канала Б-4 – ВЭПП-3 через разделительную фольгу в атмосферу. Однородность плотности заряда в пучке, падающем на исследуемый экран, обеспечивалась свинцовым коллиматором с отверстием диаметром 4 мм, установленным непосредственно перед люминофором. Контроль заряда пучка, прошедшего через люминофор, осуществлялся посредством цилиндра Фарадея, установленного за люминофором, при этом незначительное расстояние между экраном и цилиндром гарантировало сбор всего заряда, прошедшего через люминофор. Свет, испущенный люминофором, с помощью полупрозрачного зеркала распределял-

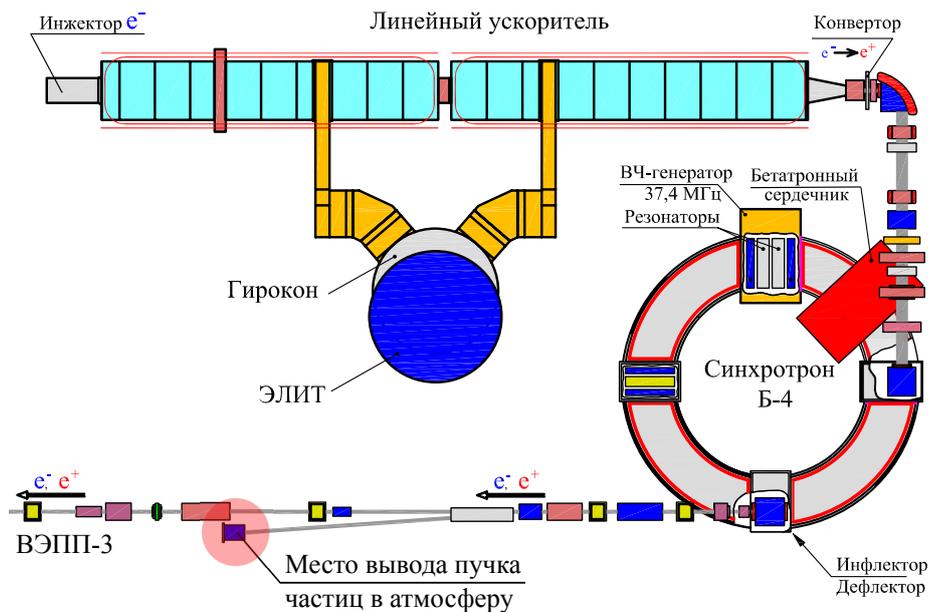


Рис. 3.6. Схема инжектора ВЭПП-3 и место вывода пучка  $e^-/e^+$  в атмосферу, из бустерного синхротрона Б-4, для проведения измерений светового выхода люминофоров

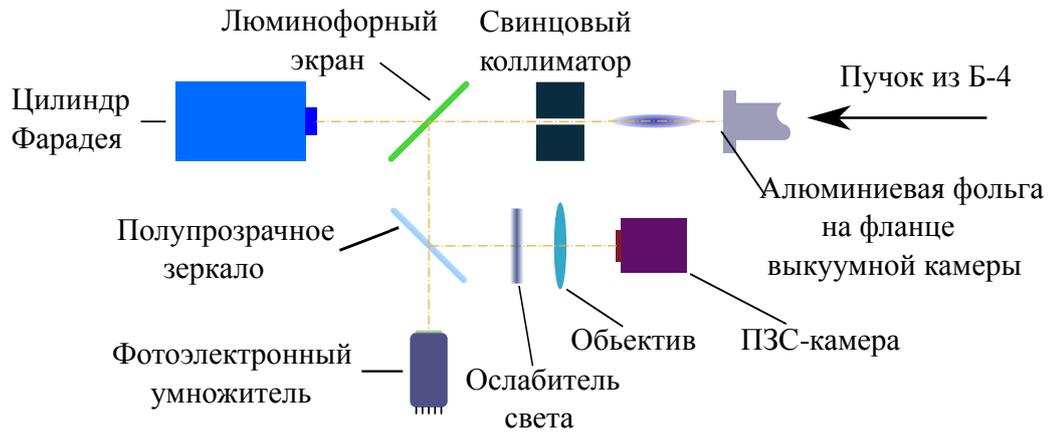


Рис. 3.7. Схема установки используемой для измерения зависимости светового выхода люминофоров от тока пучка заряженных частиц

ся между фотоумножителем и ПЗС-камерой. ПЗС камера использовалась для оценки количества света, излученного люминофором. Для этого она запускалась сигналом, синхронизированным с временем вылета пучка из Б-4, а время интегрирования выбиралось заведомо большим времени свечения люминофора. Искажение получаемых данных за счёт ограниченного динамического диапазона ПЗС-камеры исключалось использованием калиброванных светофильтров для ослабления светового потока. ФЭУ использовался для контроля линейности динамического диапазона ПЗС-камеры при низких плотностях пучка. Спектральная чувствительность используемых фотоумножителя и камеры представлены на рисунке 3.8. Типичное изображение пучка и его профили, регистрируемые в экспериментах ПЗС-камерой, показано на рисунке 3.9 (а, б).

В связи с тем, что регистрация света в люминофорном датчике осуществляется с помощью ПЗС-камер, работающих в видимом диапазоне, но при этом спектральная чувствительность ПЗС-матрицы может не быть максимальной в диапазоне излучения люминофора, для количественного анализа интенсивности испускаемого люминофором света была осуществлена калибровка используемой камеры. Калибровка проводилась лазерной указкой, излучавшей свет длиной волны  $532 \text{ нм}$ , близкой к максимуму чувствительности ПЗС-матрицы камеры (рисунок 3.8). Мощность излучения указки  $30 \pm 3 \text{ мВт}$

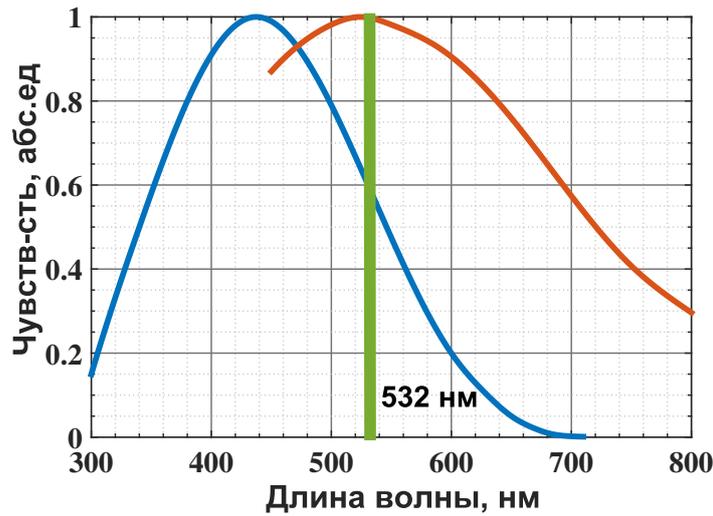


Рис. 3.8. Спектральная чувствительность ПЗС-камеры и ФЭУ, используемых во время измерений: синяя кривая – ФЭУ; красная – ПЗС-камера. Зеленой линией обозначена длина волны лазера, использованного для нормировки

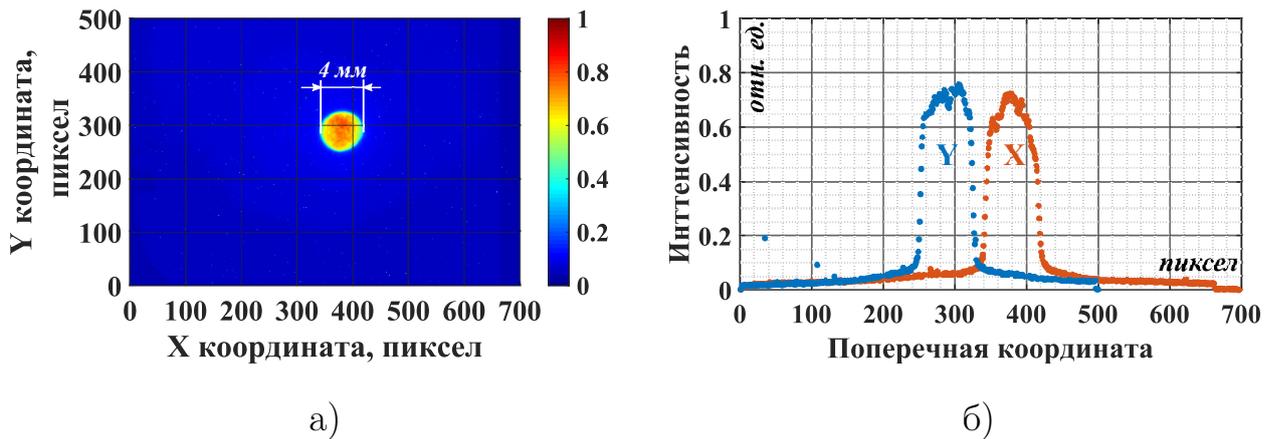


Рис. 3.9. Изображение пучка, регистрируемое ПЗС-камерой во время измерений (а) и его поперечные профили (б)

была определена с помощью калориметра ИМО-2. Во время калибровки камеры мощность излучения указки ослаблялась набором калиброванных светофильтров таким образом, что регистрируемая ПЗС-камерой при калибровке мощность составляла  $30 \pm 3 \text{ мкВт}$ , что соответствует полному потоку  $(9 \pm 4) \cdot 10^8 \text{ фотонов}$ . Время экспозиции ПЗС-камеры не изменялось и составляло  $1,5 \text{ мс}$ , как во время калибровки, так и в процессе измерения светового выхода. Следует принять во внимание, что все данные были нормированы на полученную калибровку лазером и относятся к фотонам с длиной волны

532 нм (максимум чувствительности матрицы ПЗС-камеры), а при оценке светового выхода не учитывалось влияние угла полного внутреннего отражения оптики, используемой в камере.

Люминофорные датчики используются на комплексе ВЭПП-4 в канале перепуска ВЭПП-3–ВЭПП-4М, а энергия пучков частиц транспортируемых по нему составляет около 1852 МэВ, по этому, с целью изучения зависимости светового выхода от плотности пучка для рабочей энергии канала, были проведены измерения на энергии инжекции в ВЭПП-4М (1852 МэВ). Пучок частиц выводился из канала перепуска ВЭПП-3 – ВЭПП-4 (рисунок. 3.10) через стенку вакуумной камеры в месте разведения электронов и позитронов в магните М7 [78], заряд пучка контролировался посредством датчика тока, имеющегося в канале. Схема установки, используемой для этих измерений, отличалась от изображённой на рисунке 3.7 тем, что для контроля заряда в пучке падающем на люминофор, здесь использовался токовый датчик расположенный в середине канала ВЭПП-3 – ВЭПП-4. Размер пучка в месте вывода из вакуумной камеры составляет  $\sigma_{x,y} \approx 1.5$  мм, регистрируемые в экспериментах на канале ВЭПП-3 – ВЭПП-4 изображение пучка и его профили приведены на рисунке 3.11 (а, б).

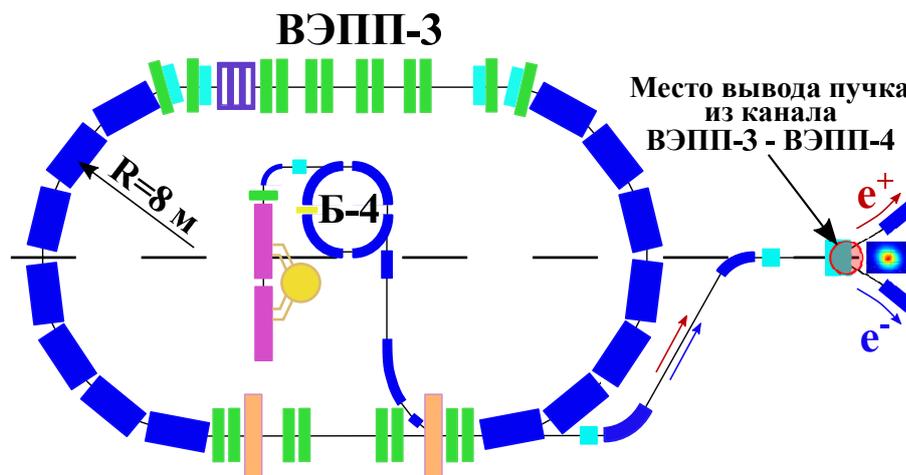


Рис. 3.10. Место вывода пучка из канала ВЭПП-3–ВЭПП-4М

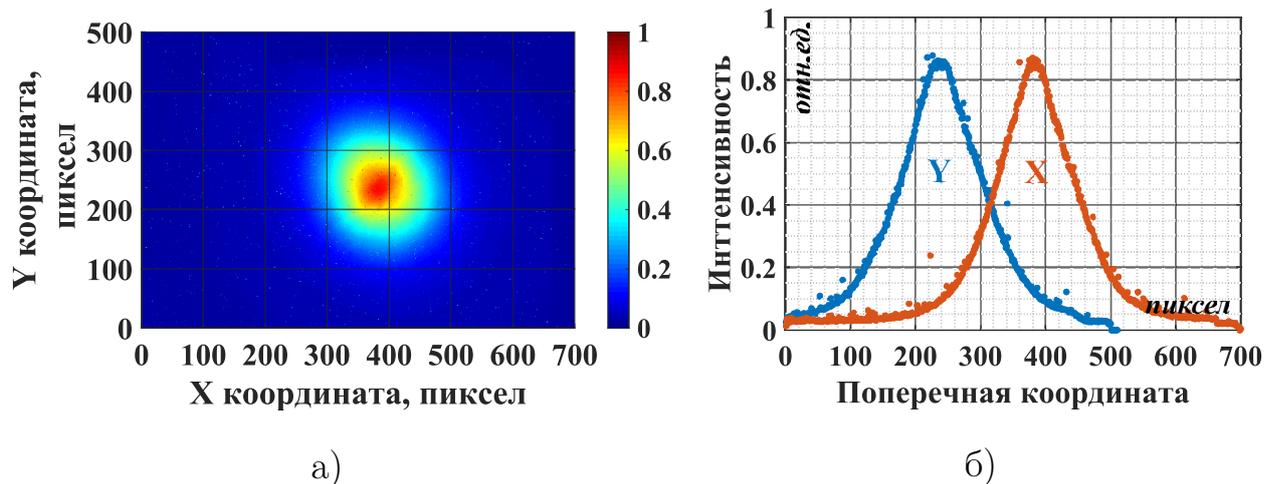


Рис. 3.11. Изображение пучка, регистрируемое ПЗС-камерой во время измерений (а) и его поперечные профили (б)

### 3.1.3. Результаты исследования светового выхода люминофоров под воздействием пучка частиц

Для исследования светового выхода порошковых люминофоров были изготовлены люминофорные экраны на основе пяти различных материалов (таблица 3.3). Все пять образцов были подготовлены по одной технологии — осаждением взвеси порошка в водном растворе силикатного клея. Подложкой служили алюминиевые пластины толщиной 1 мм, толщина осажденного слоя составляла приблизительно 0,2 мм, при размере зёрен порошка порядка 2-3 мкм. На основе каждого из материалов люминофоров изготавливалось по два идентичных образца экранов, при этом результаты измерений показали одинаковый световой выход для каждой пары образцов.

В ходе измерений выяснилось, что под воздействием пучка электронов, наибольшим световым выходом среди исследованных экранов на основе порошковых люминофоров обладает  $(ZnS, CdS) : Ag$  (согласно данным ПЗС-камеры, рисунок 3.12). Полученные зависимости светового выхода от плотности заряда ведут себя линейно вплоть до плотностей  $1.5 \cdot 10^{10} e^-/см^2$ , что видно по данным представленным на рисунке 3.12. Экспериментально полу-

ченные зависимости светового выхода кристаллов, нормированные на толщину экрана  $Al_2O_3 : Cr$  (0,2 мм) приведены на рисунке 3.13, очевидно, что световой выход исследованных образцов, аналогично приведённым выше зависимостям для порошковых люминофоров, (рисунок 3.12) сохраняет линейность до плотности пучка  $1.5 \cdot 10^{10} e^-/см^2$ .

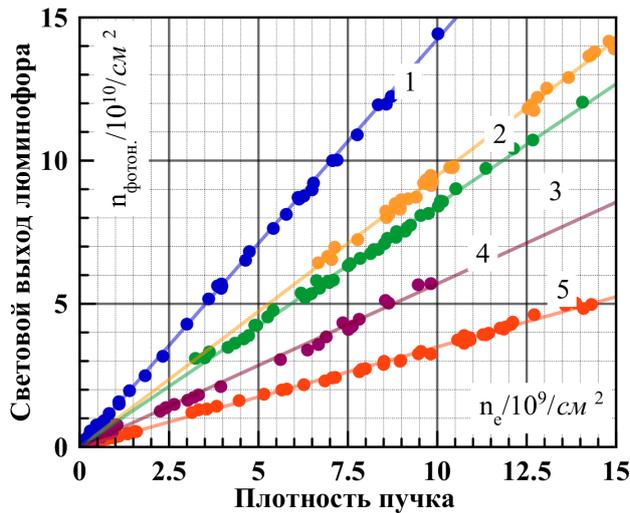


Рис. 3.12. Зависимость светового выхода порошковых люминофоров от плотности пучка  $e^-$  с энергией  $E=354$  МэВ:

- 1 –  $(ZnS, CdS) : Ag$ ;    2 –  $ZnS$ ;  
 3 –  $Gd_2O_2S : Eu$     4 –  $Gd_2O_2S : Tb$ ;  
 5 –  $Y_2O_2S : Tb$

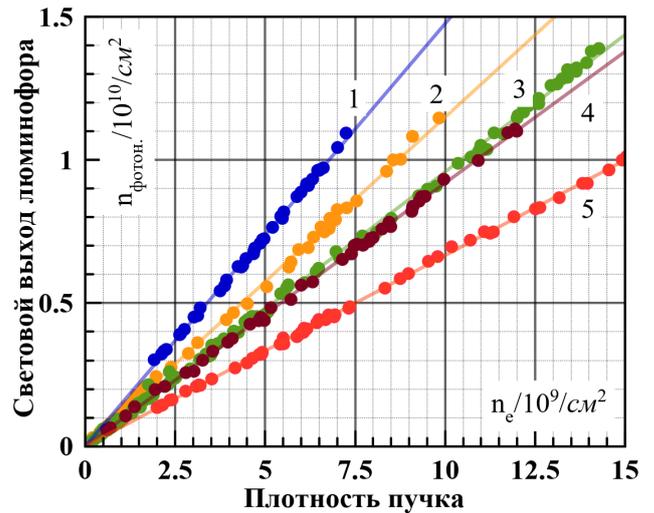


Рис. 3.13. Зависимость светового выхода кристаллических люминофоров от плотности пучка  $e^-$  с энергией  $E=354$  МэВ:

- 1 –  $CWO$ ;    2 –  $BGO$ ;    3 –  $YAG : Ce$ ;  
 4 –  $ZWO$ ;    5 – Рубин

Аналогичные измерения, но под воздействием пучка позитронов, проводились для экранов на основе  $(ZnS, CdS) : Ag$  и показало отсутствие отличий светового выхода, в пределах точности эксперимента, по сравнению с электронным пучком. Для сравнения на рисунке 3.14 приведены полученные зависимости для электронов и позитронов.

Серия измерений световой выход под воздействием частиц с энергией 1825 МэВ проводились с кристаллом  $YAG : Ce$ , который планировалось использовать в датчиках бустера NSLS-II, и наиболее эффективным, по полученным результатам, порошковым люминофором  $(ZnS, CdS) : Ag$  (рису-

нок 3.15) в диапазоне плотностей от  $2 \cdot 10^9$  до  $10^{11} n_e/cm^2$ . Как показали проведённые исследования линейность испытанных люминофоров сохраняется вплоть до плотности заряда  $10^{11} n_e/cm^2$ .

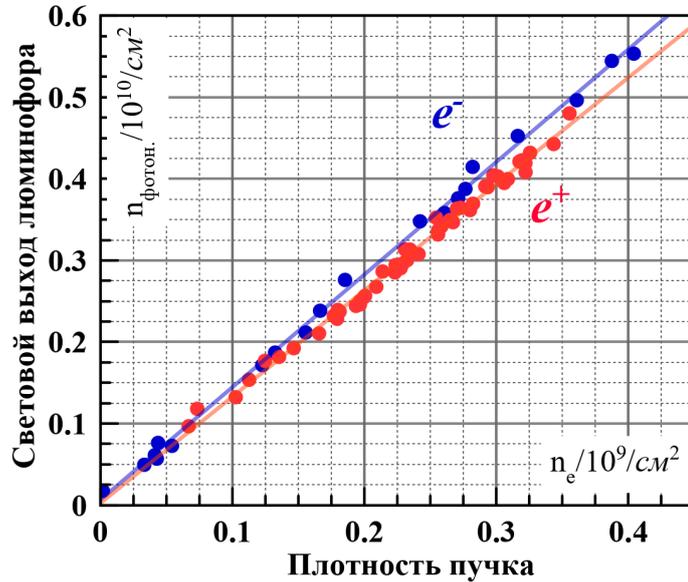


Рис. 3.14. Сравнение светового выхода люминофора  $(ZnS, CdS) : Ag$  под воздействием пучков электронов/позитронов

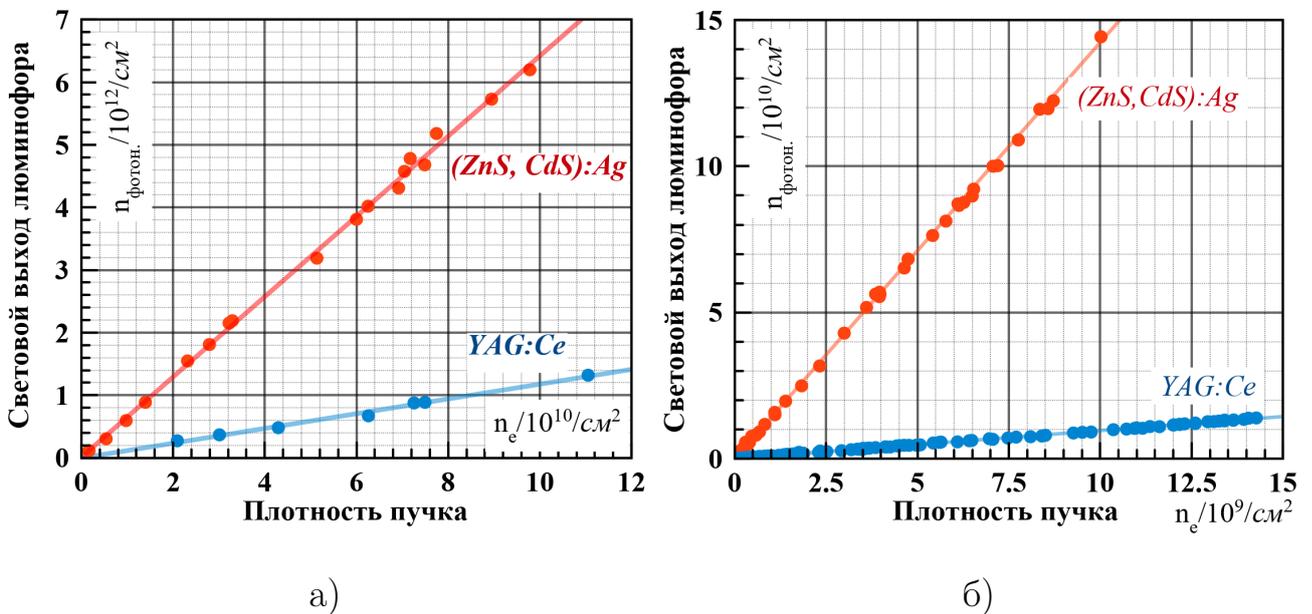


Рис. 3.15. Световой выход под воздействием пучка электронов с энергией 1825 МэВ (а). На рисунке (б) представлены зависимости для этих же экранов, но под воздействием частиц с энергией 354 МэВ

## 3.2. Измерения продольного профиля пучка заряженных частиц: датчик на основе излучения Вавилова-Черенкова

Продольное распределение заряда – важный показатель характеризующий качество пучка частиц на всем протяжении его пути от инжектора до накопителя, поэтому возможность его контроля во время работы установки значительно упрощает её эксплуатацию. Как правило, в циклических ускорителях наблюдение за продольным распределением заряда в пучке осуществляется посредством регистрации синхротронного излучения из поворотного магнита или специализированного устройства генерации (вигглер, ондулятор) [1], что исключает влияние диагностики на пучок (Глава 1). В то же время невозможность использования СИ для подобных наблюдений в линейных ускорителях вынуждает применять инструменты диагностики, оказывающие разрушающее воздействие на исследуемый пучок частиц. В качестве таких инструментов можно использовать фольгу для генерации переходного излучения или датчик использующий излучение Вавилова-Черенкова (ИВЧ), например на основе конического радиатора для регистрации частиц, предложенного Геттенгом в 1947 году [79; 80].

Инжекционный комплекс (ИК) ИЯФ СО РАН – это интенсивный источник электронных и позитронных сгустков на энергию до 510 МэВ, расчётное количество частиц в которых обеспечивает потребности работающих в ИЯФ СО РАН установок на встречных электрон-позитронных пучках. При этом сам ИК представляет собой сложный ускорительный комплекс, состоящий из линейного ускорителя электронов на энергию 285 МэВ, линейного ускорителя позитронов на 510 МэВ, а также кольца накопителя охладителя (НО) с каналами впуска и выпуска пучков [81]. Электронный и позитронный пучки, полученные и ускоренные в линейном ускорителе, захватываются поочеред-

но в накопитель и охлаждаются в нем, уменьшая за счет радиационного трения свои поперечный и продольный фазовые объемы. Охлаждённые пучки выпускаются в электронно-оптические каналы для поочередной инжекции в коллайдеры ВЭПП-2000 и ВЭПП-4М.

Так как ИК является своего рода «началом пути» частиц для коллайдеров ИЯФ СО РАН, то обеспечение его эффективной работы и входящих в него установок является важной задачей. Поэтому временные параметры сгустков электронов и позитронов необходимо контролировать уже на этапе прохождения линейного ускорителя (линака) для обеспечения максимальной эффективности их захвата в кольце НО ИК.

Эксперименты по исследованию продольного распределения заряда в пучке посредством датчика на основе эффекта Вавилова-Черенкова были реализованы на линейном ускорителе инжекционного комплекса ИЯФ СО РАН [18]. Целью этих экспериментов было изучение параметров пучка, генерируемого линейным ускорителем, с помощью стрик-камеры PS-1/S1, разработанной и изготовленной в ИОФ РАН (Москва) [23], посредством регистрации ИВЧ, генерируемого в кварцевом конусе, расположенном на оси вакуумной камеры ускорителя (рисунок 3.16), который ранее был установлен на канале линака для настройки односгусткового режима работы ускорителя с помощью созданной в ИЯФ стрик-камеры с разверткой на основе высокочастотного резонатора [82]. Длительность импульсов ИВЧ при взаимодействии пучков частиц со средой конуса совпадает с временным распределением частиц вдоль оси распространения при их движении в ускорителе, что позволяет определять временной профиль, а, следовательно, и регистрировать продольное распределение заряда сгустков электронов и позитронов при их ускорении в линаке. Поскольку частота следования сгустков электронов в линаке составляет десятки герц, то для исследования их продольного профиля невозможно применить диссектор [58] (Глава 2), рассчитанный на частоты следования импульсов на порядки выше. В связи с этим применение в такого

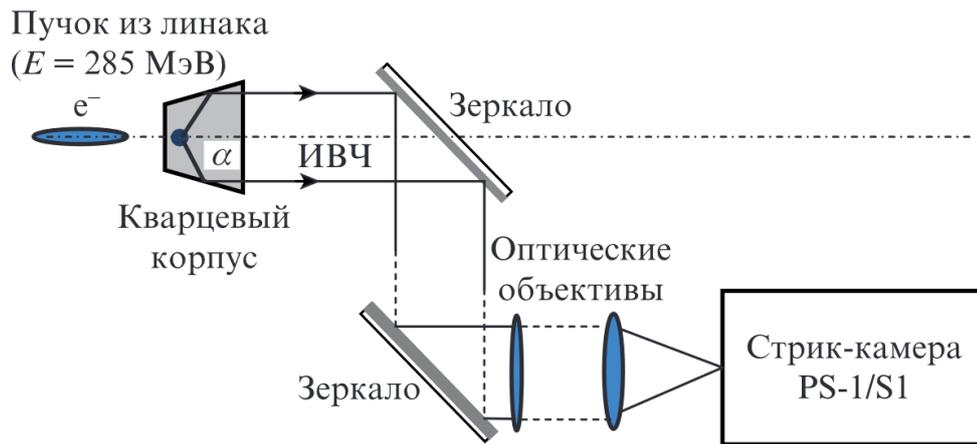


Рис. 3.16. Схема установки для изучения продольного распределения заряда в пучке линейного ускорителя ИК по регистрации излучения Вавилова-Черенкова с помощью стрик-камеры PS-1/S1

рода исследований стрик-камеры, работающей с частотой внешнего запуска в диапазоне от одиночного до 100 Гц, является оправданным.

### 3.2.1. Описание экспериментальной установки

В эксперименте для измерения длительности ИВЧ была использована стрик-камера модели PS-1/S1, основные характеристики которой приведены в работе [53]. Камера располагалась на оптическом столе, находившемся непосредственно в помещении линейного ускорителя. Кварцевый конус размещался внутри специализированного диагностического блока и вводился на ось вакуумной камеры электромагнитом. ИВЧ, генерируемое в конусе, выводилось наружу с помощью пары зеркал и фокусировалось двумя объективами непосредственно на фотокатод стрик-камеры (рисунок 3.16). Фактически, объективы строили на фотокатод стрик-камеры уменьшенное изображение светящейся области кварцевого конуса, при этом угол входа пучка в конус подстраивался вертикальным и горизонтальным магнитным корректором по максимуму сигнала. Регистрация полученных на выходном экране камеры изображений осуществлялся с помощью системы считывания на основе циф-

ровой ПЗС-камеры Prosilica GC1290. Получаемые цифровой камерой данные передавались в компьютер, где производилась дальнейшая обработка.

Необходимо отметить, что в процессе измерений как стрик-камера, так и ПЗС-камера показали устойчивую помехозащищенность и надежную работоспособность в условиях повышенного уровня электромагнитного и радиационного излучения и высокой (более  $40^{\circ}\text{C}$ ) температуры.

Кварцевый конус, играющий роль радиатора для генерации ИВЧ, имел угол при вершине позволяющий выводить генерируемый свет параллельным пучком нормальным к плоскости его основания, за счёт эффекта полного внутреннего отражения от конической поверхности (рисунок 3.17). Не трудно оценить, что для кварца с показателем преломления  $n_{\text{кварц}} = 1.46$  угол полного внутреннего отражения составляет

$$\varphi_{\min} = \arcsin\left(\frac{1}{n_{\text{кварц}}}\right) \approx 43.2^{\circ}.$$

При этом известно, что ИВЧ направлено под углом  $\theta$  к оси вдоль которой движется частица (рисунок 3.17), и этот угол можно определить из выражения [79; 83; 84]:

$$\theta = \arccos\left(\frac{1}{\beta n_{\text{кварц}}}\right) \approx 46.8^{\circ},$$

где  $\beta = v/c = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$ ,  $\gamma = E/E_e c^2$ ,  $E$  — энергия частиц пучка,  $E_e$  — энергия покоя электрона. Из схемы конуса на рисунке 3.17 можно видеть, что угол

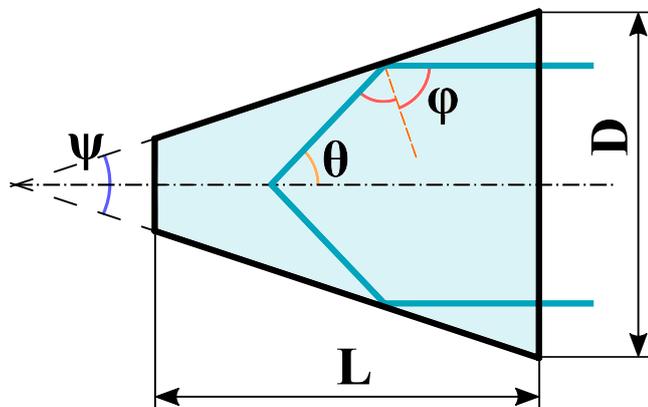


Рис. 3.17. Схема конуса, используемого в эксперименте для генерации излучения Вавилова-Черенкова

при вершине  $\Psi$ , позволяющий получить параллельный пучок света, должен удовлетворять равенству  $\Psi = \theta$ . При этом угол падения  $\varphi = 90^\circ - \theta/2 \approx 66.6^\circ$ , что удовлетворяет условию полного внутреннего отражения  $\varphi \geq \varphi_{min}$ .

Описанная методика измерения временной структуры пучка имеет несколько ограничений на временное разрешение, связанных как с дисперсией света в конусе, так и с влиянием его геометрических размеров. При этом дисперсионное расплывание импульса можно оценить, как

$$\tau = \frac{L}{c} \frac{dn}{d\lambda_m} (\lambda_{max} - \lambda_{min}) \approx 2 \text{ пксек}, \quad (3.2)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме,  $\lambda_{min}(400\text{нм}) - \lambda_{max}(700\text{нм})$  — диапазон длин волн излучения Вавилова-Черенкова в пределах чувствительности фотокатода стрик-камеры,  $\lambda_m = 0.5 (\lambda_{max} - \lambda_{min})$ ,  $L$  — длина кварцевого конуса. ИВЧ, испущенное кварцевым конусом, должно коллимироваться при отражении от его стенок в слабо расходящийся световой пучок. Однако из-за несоосности пучка с конусом и разнообразных оптических аберраций, наблюдаемая картина не является идеальной. В статическом режиме работы камеры форма изображения на выходном экране представляла подобие эллипса с размерами в координатах время-пространство 1-1,4 мм соответственно (рисунок 3.18).

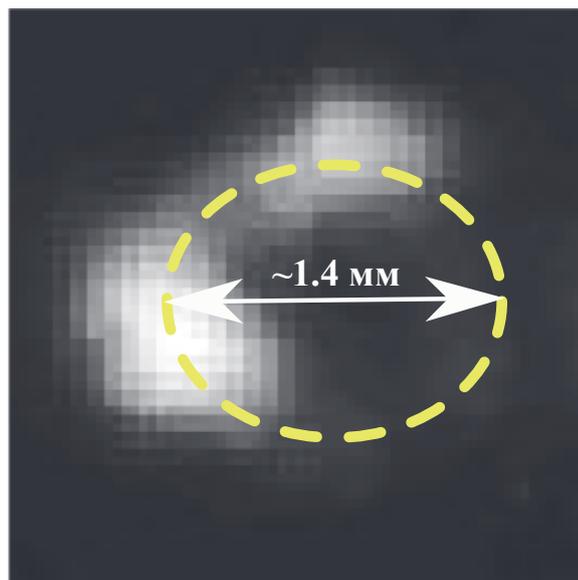


Рис. 3.18. Форма изображения на выходном экране стрик-камеры в режиме с отключённой развёрткой

Такой размер (1 мм) разрешаемого элемента изображения ограничивает временное разрешение рассматриваемого метода, которое с учётом величины предельного разрешения стрик-камеры, равной  $\sim 1$  пс, ухудшилось до  $\geq 10$  пс. Более того, в таких условиях падает плотность интенсивности исследуемого сигнала и для его детального исследования при длительности, например, более 100 пс на достаточно быстрых развёртках может просто не хватить света.

### 3.2.2. Результаты исследования структуры пучка в линейном ускорителе ИК ИЯФ СО РАН

Оценка количества фотонов в ИВЧ, испускаемых электронным пучком в оптическом диапазоне при прохождении через конус может быть произведена по выражению [85]:

$$N_{\gamma} = 2\pi n_e \alpha L \left( \frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{max}} \right) \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (3.3)$$

Здесь  $n_e$  – количество электронов в исследуемом пучке,  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $\lambda_{min}(400\text{нм}) - \lambda_{max}(700\text{нм})$  – диапазон длин волн излучения Вавилова-Черенкова в пределах чувствительности фотокатода стрик-камеры,  $L = 1$  см - длина кварцевого конуса. Отсюда, пучком с зарядом 1 пКл будет генерироваться порядка  $\sim 10^9$  фотонов. Учитывая квантовую эффективность фотокатода стрик-камеры, которая не хуже чем  $10^{-3}$  для видимого диапазона, получаем  $\sim 10^6$  фотоэлектронов, приходящихся на статический разрешаемый элемент размером  $1 \times 1.4$  мм. Такого количества фотоэлектронов может быть недостаточно для регистрации ИВЧ продолжительной длительности (более 100 пс) на быстрых развёртках, что и наблюдалось в последующих измерениях. В нашем случае это ограничение не имеет существенного значения для определения временного разрешения данного метода, величина которого, как отмечено выше, порядка 10 пс. Следует также упомянуть альтернативную методику для диагностики релятивистских пучков

заряженных частиц, основанную на применении безынерционного переходного излучения [86; 87], однако его интенсивность, в тех же условиях, ниже на 2-3 порядка.

Регистрация излучения пучка при длительности развёртки стрик-камеры 33 нс на экране диаметром 25 мм выявила наличие двух сгустков, генерируемых линейным ускорителем за один импульс (рисунок 3.19 (а)). Появление второго сгустка объясняется дефектом в формирующей линии электронной пушки линейного ускорителя является нежелательным обстоятельством, т.к. эти частицы не попадают в накопитель-охладитель, а теряются на стенках вакуумной камеры и создают наведённый радиационный фон в защищённом зале ускорителя.

Структура первого сгустка, захватываемого в НО, исследовалась при увеличенной скорости развёртки (10 нс/экран) и приведена на рисунке 3.19. Отчётливо видна модуляция интенсивности, период которой соответствует частоте 500 МГц, используемой в группирующей секции линейного ускорителя. На рисунках 3.19 (б) и (в) видно изменение структуры сгустка в процессе настройки линейного ускорителя, а на рисунке 3.19 (г) форма распределения в режиме работы с оптимальными параметрами.

Для дальнейшего исследования временной структуры отдельного импульса необходимо решить задачу существенного улучшения качества пространственного профиля ИВЧ (рисунок 3.17), генерируемого кварцевым конусом, с тем, чтобы осуществить острую фокусировку излучения на фотокатод стрик-камеры. Это позволит достичь предельного временного разрешения данной методики, сравнимого с разрешением электронно оптической камеры, а также повысить плотность интенсивности исследуемого сигнала для его надёжной регистрации при работе камеры на быстрых скоростях развёртки. Однако даже имеющиеся результаты позволяют судить о режиме работы линейного ускорителя и оптимизировать его параметры.

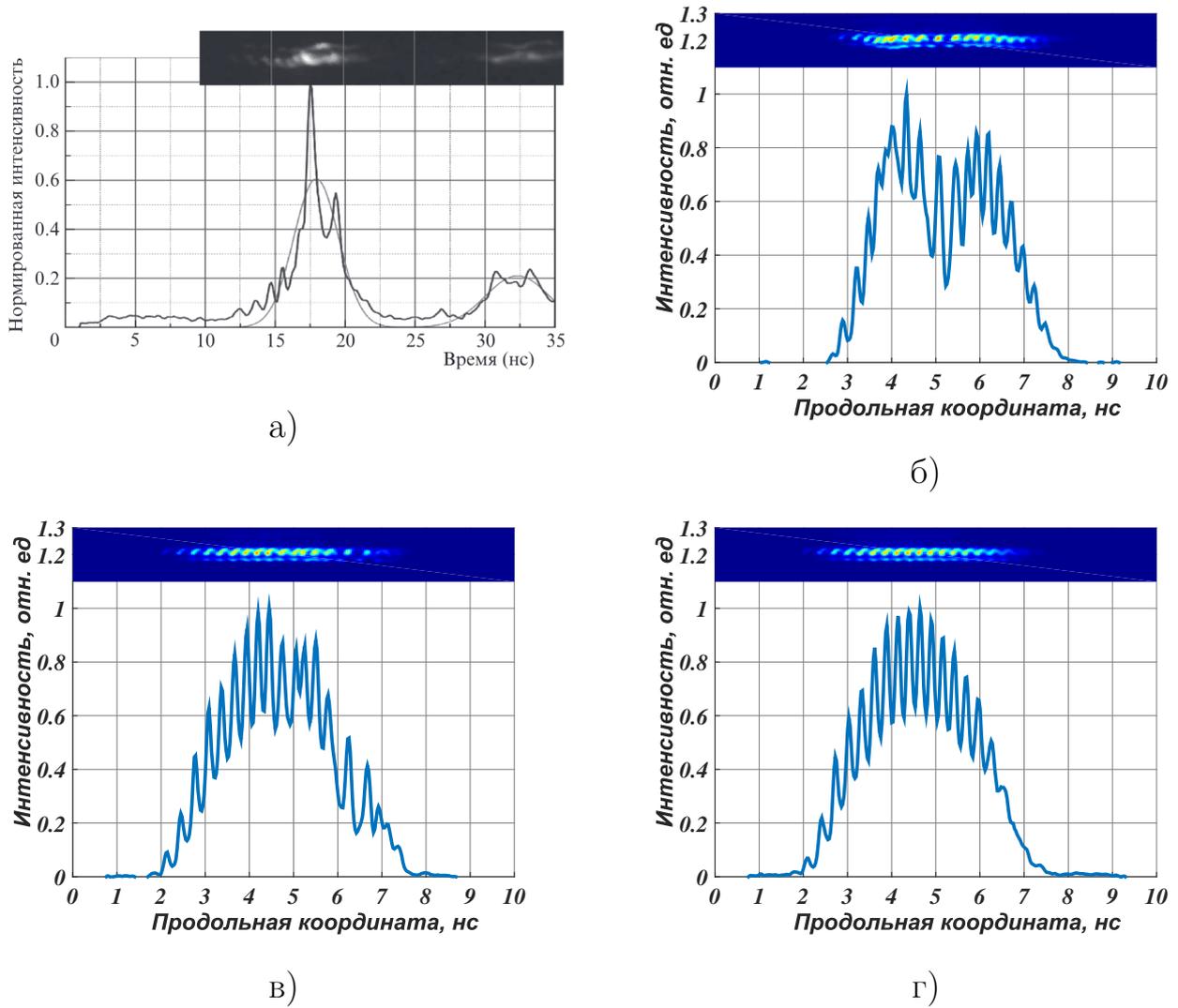


Рис. 3.19. Регистрируемая с помощью стрик-камеры PS-1/S1 структура сгустков, генерируемых линейным ускорителем: а – двумерный профиль двух сгустков за один импульс, скорость развёртки 33 *нс/экран*; б – структура первого сгустка зарегистрированная после переключения развертки на 10 *нс/экран*; в – структура первого сгустка зарегистрированная процессе оптимизации настроек структуры линейного ускорителя; г – форма распределения в режиме работы с оптимальными параметрами

### 3.3. Основные результаты главы 3

В связи с работами, проводимыми в ИЯФ СО РАН, над разработкой системы диагностики бустера источника СИ NSLS-II, включающей в себя люминофорные датчики пучка заряженных частиц и применением подобные устройств в на установках института, проведены измерения светового выхода десяти различных люминофорных материалов. Полученные результаты

говорят о том, что линейность образцов сохраняется вплоть до плотностей пучка  $1,5 \cdot 10^{11} n_e / \text{см}^2$ . Таким образом, насыщения светового выхода ни одного из люминофоров, в использованном диапазоне энергий, не было обнаружено. Длительность свечения ряда люминофоров позволяет легко регулировать динамический диапазон датчика изменяя время интегрирования (выдержку) камеры используемой для регистрации свечения. Так как люминофоры не являются высокоточной и постоянно используемой диагностикой необходимости в использовании дорогостоящего  $YAG : Ce$  нет. Полученные результаты легли в основу устного доклада на конференции [The 10<sup>th</sup> European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators \(DIPAC2011\)](#) и были опубликованы в её трудах [17].

Результаты проведённого исследования могут использоваться при разработке аналогичных устройств или возможной модернизации уже используемых установок в России и за рубежом. Опыт изготовления и технические решения использованные в люминофорных датчиках бустера NSLS-II послужили фундаментом подготовки конструкции подобной диагностики для коллайдера [Nuclotron-based Ion Collider Facility \(NICA\)](#), строящегося на базе лаборатории физики высоких энергий (ЛФВЭ) им. В. И. Векслера и А. М. Балдина Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ), в городе Дубна Московской области. Кроме того, конструкция разработанных люминофорных датчиков легла в основу концепта аналогичной диагностики на проектируемом [Сибирском Кольцевом Источнике Фотонов \(СКИФ\)](#). Фактически конструкция бустера NSLS-II будет воспроизведена для СКИФ в том числе люминофорные датчики, с небольшими изменениями обусловленными особенностями проявившимися во время их эксплуатации.

Исследована структура пучка электронов, испускаемого линейным ускорителем инжекционного комплекса ВЭПП-5, при помощи стрик-камеры  $PS - 1/S1$  и датчика на основе излучения Вавилова-Черенкова [18]. Зарегистрировано продольное распределение частиц в пучке, инжектируемом линей-

ным ускорителем за один импульс. Полученные данные позволили оптимизировать режим работы инжекционного комплекса ИЯФ. Камера  $PS - 1/S1$  продемонстрировала безотказность при работе в условиях высокого уровня электромагнитных помех и радиационного фона. В дальнейшем электронно-оптическая камера  $PS - 1/S1$  использовалась на всех циклических ускорителях ИЯФ СО РАН [23; 88; 89] и на источнике СИ «КИСИ-Курчатов» [6; 7], зарекомендовав себя как востребованный, надёжный и универсальный инструмент исследования продольной структуры пучков заряженных частиц.

## Заключение

Диссертация посвящена разработке и исследованию методов и приборов применимых в диагностике пучков заряженных частиц современных ускорительных установок. В работе рассматриваются приборы и методы позволяющие наблюдать и поперечное распределение заряда в пучке, и продольное. Описан диагностический комплекс разработанный, собранный и введённый в эксплуатацию при непосредственном участии автора. Подробно рассмотрены факторы влияющие на разрешение интерферометра, входящего в состав этой диагностики, а так же метод наблюдения за продольным распределением заряда в пучке с помощью электронно-оптического диссектора. Опыт создания и эксплуатации этого комплекса будет использован при реализации аналогичной диагностики на Сибирском кольцевом источнике фотонов (СКИФ).

Показана возможность достижения временного разрешения в пределах единиц пикосекунд с помощью диссектора, созданного на основе разработанного в ИОФ РАН электронно-оптического преобразователя ПИФ-01. Диагностика длины сгустка с помощью этого прибора успешно введена в действие на источнике СИ Metrology Light Source, а в экспериментах прибор показал все достоинства своего предшественника ЛИ-602 наряду со значительно улучшенным временным разрешением.

Описан метод наблюдения продольной структуры пучка в линейном ускорителе посредством регистрации излучения Вавилова-Черенкова, приводятся результаты исследования проведённого на линейном ускорителе инжекционного комплекса ИЯФ СО РАН. Полученные данные позволили оптимизировать режим работы инжекционного комплекса ИЯФ.

Исследована зависимость светового выхода от плотности пучка электронов для люминофорных экранов на основе ряда материалов. Опыт изготовления и технические решения использованные в описанных люминофорных датчиках бустера NSLS-II, послужили основой конструкции подобной диа-

гностики для коллайдера, строящегося на базе лаборатории физики высоких энергий (ЛФВЭ) им. В. И. Векслера и А. М. Балдина Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ) в городе Дубна.

Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю Мешкову Олегу Игоревичу, руководящему всеми работами, в которых был получен представленный материал, за определивший выполнение этой работы вклад, консультации и ценные замечания в процессе подготовки текста диссертации. Автор признателен сотрудникам ИЯФ СО РАН, ИОФ РАН, НИЦ «Курчатовский институт» и Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Берлин) принимавшим участие в работах, материал которых лёг в основу этого труда. Особую благодарность автор выражает Герману Михайловичу Тумайкину за внимательное чтение диссертации и конструктивные замечания относительно недостатков изложения материала.

## Список сокращений и условных обозначений

- АЦП — Аналого-цифровой преобразователь
- ВЧ-развёртка — Высокочастотная развёртка
- КИСИ-Курчатов — Курчатовский специализированный источник синхротронного излучения НИЦ «Курчатовский институт» (Россия, Москва)
- Мп — Мегапиксел (один миллион (1 000 000) пикселей, формирующих изображение, характеристика цифрового разрешения матрицы ПЗС камеры)
- НЧ-развёртка — Низкочастотная развёртка
- ПШПВ — Полная ширина на уровне половинной амплитуды
- СИ — Синхротронное излучение
- СКИФ — Сибирский кольцевой источник фотонов
- ИВЧ — Излучение Вавилова-Черенкова
- ИК — Инжекционный комплекс
- НО — Накопитель охладитель
- ЭОП — Электронно-оптический преобразователь
- $B$  — Магнитная индукция в  $Tл$ , если не указано иное
- MLS — Metrology Light Source, метрологический источник излучения в Берлине (Германия)
- NSLS-II — National Synchrotron Light Source ускорительный комплекс, источник синхротронного излучения в Брукхейвенской национальной лаборатории, США
- $n_e$  — Число заряженных частиц (электронов, позитронов) в пучке
- $\hbar \equiv h/2\pi \approx 1,054 \times 10^{-34}$  Дж · с — Постоянная Планка
- $c \approx 3,000 \times 10^8$  м/с — Скорость света в вакууме
- $m_e \approx 9,109 \times 10^{-31}$  кг — Масса покоя электрона
- $E_e \approx 0,511$  МэВ — Энергия покоя электрона
- $q_e \approx -1,602 \times 10^{-19}$  Кл — Заряд электрона
- $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Гн/м  $\approx 1,257 \times 10^{-6}$  Гн/м — Магнитная постоянная

$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi c^2} \times 10^7 \text{ м/Гн} \approx 8,854 \times 10^{-12} \text{ Ф/м}$  — Электрическая постоянная

$r_e = \frac{q_e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} \approx 2,818 \times 10^{-15} \text{ м}$  — Классический радиус электрона

## Список литературы

1. *Смалюк В. В.* Диагностика пучков заряженных частиц в ускорителях / Под ред. чл.-корр. РАН Н.С.Диканского. — Новосибирск : Параллель, 2009. — С. 294. — URL: <https://www.researchgate.net/publication/236875689>.
2. Методы оптической диагностики электрон-позитронных пучков и взаимодействия плазмы с сильноточным электронным пучком / О. Мешков [и др.] // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2012. — Февр. — Т. 43. — С. 451—499. — URL: [http://www1.jinr.ru/Pepan/2012-v43/v-43-2/04\\_vyach.pdf](http://www1.jinr.ru/Pepan/2012-v43/v-43-2/04_vyach.pdf).
3. Методы неразрушающей диагностики пучков заряженных частиц в ускорителях / П. Логачёв [и др.] // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2016. — Т. 47, № 2. — URL: [https://www1.jinr.ru/publish/Pepan/v-47-2/v-47-2\\_04\\_Logachev.pdf](https://www1.jinr.ru/publish/Pepan/v-47-2/v-47-2_04_Logachev.pdf).
4. New Station for Optical Observation of Electron Beam Parameters at Electron Storage Ring SIBERIA-2 / A. S. Stirin [и др.] // Proc. of IPAC'14 (Dresden, Germany). — Geneva, Switzerland : JACoW, 2014. — С. 3611—3613. — URL: <http://jacow.org/IPAC2014/papers/thpme151.pdf>.
5. The New Optical Device for Turn-to-turn Beam Profile Measurement / O. Meshkov [и др.] // Proc. of IPAC'14 (Dresden, Germany). — Geneva, Switzerland : JACoW, 2014. — С. 3617—3619. — URL: <http://jacow.org/IPAC2014/papers/thpme153.pdf>.
6. Recent Results From New Station for Optical Observation of Electron Beam Parameters at KCSR Storage Ring / O. Meshkov, V. Dorokhov, V. Borin [и др.] // Proc. of IBIC'16 (Barcelona, Spain). — Geneva, Switzerland : JACoW, 2017. — С. 509—512. — URL: <http://jacow.org/ibic2016/papers/tupg67.pdf>.

7. A new station for optical observation of electron beam parameters at electron storage ring SIBERIA-2 / O. Meshkov [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2016. — Дек. — Т. 11, № 12. — P12015—P12015. — DOI: [10.1088/1748-0221/11/12/p12015](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/12/p12015). — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/12/p12015>.
8. The New Optical Device for Turn to Turn Beam Profile Measurement / V. Dorokhov [и др.] // Proc. of IBIC'16 (Barcelona, Spain). — Geneva, Switzerland : JACoW, 2017. — С. 594—597. — URL: <http://jacow.org/ibic2016/papers/web104.pdf>.
9. Калибровка пикосекундного электронно-оптического диссектора / О.В.Анчугов [и др.] // Автометрия. — 2016. — Т. 16, № 3. — С. 108—115. — URL: [https://www.iae.nsk.su/images/stories/5\\_Autometria/5\\_Archives/2016/3/14\\_anchugov.pdf](https://www.iae.nsk.su/images/stories/5_Autometria/5_Archives/2016/3/14_anchugov.pdf).
10. A Picosecond Electron-Optical Dissector for Detecting Synchrotron Radiation / S. V. Andreev, O. V. Anchugov, N. Vorobiev [и др.] // Instruments and Experimental Techniques. — 2019. — Т. 62, № 2. — С. 208—213. — DOI: [10.1134/S0020441219020027](https://doi.org/10.1134/S0020441219020027).
11. Development, Calibration and Application of New-Generation Dissectors With Picosecond Temporal Resolution / O. Meshkov, V.L.Dorokhov [и др.] // Proc. of IBIC'16 (Barcelona, Spain). — Geneva, Switzerland : JACoW, 2017. — С. 206—209. — URL: <http://jacow.org/ibic2016/papers/mopg60.pdf>.
12. Direct temporal-resolution calibration of new-generation dissector / E. Zinin [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2016. — Март. — Т. 11.
13. *Zinin E., Meshkov O.* Optical dissector for longitudinal beam profile measurement // Journal of Instrumentation. — 2015. — Окт. — Т. 10. — P10024—P10024. — DOI: [10.1088/1748-0221/10/10/P10024](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/10/P10024).

14. Picosecond dissector with crossed sweep and optimization of picosecond dissector parameters / S. Andreev [и др.] // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. — 2019. — Т. 11051.
15. A Picosecond Image-Converter Dissector with a Crossed Sweep / S. Andreev [и др.] // Instruments and Experimental Techniques. — 2020. — Т. 63, № 1. — С. 87—91.
16. The optical dissector bunch length measurements at the Metrology Light Source / D. Malyutin [и др.] // Proceedings of the 6th International Beam Instrumentation Conference, IBIC 2017. — 2018. — С. 125—128.
17. Experimental comparison of performance of various fluorescent screens applied for relativistic electron/positron beam imaging / V. Dorokhov [и др.] // — Hamburg, Germany : Proceedings of DIPAC2011, 2011. — С. 558—560. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/DIPAC2011/papers/weob02.pdf>.
18. Регистрация излучения Вавилова–Черенкова в линейном ускорителе с помощью пикосекундной стрик-камеры / Н. С. Воробьев [и др.] // Квантовая электроника. — 2016. — Т. 46, № 9. — С. 860—862. — ISSN 1468-4799. — URL: <http://mi.mathnet.ru/rus/qe/v46/i9/p860>.
19. Пикосекундная электронно-оптическая камера PS-1/S1 в физическом эксперименте / Н. С. Воробьев [и др.] // Приборы и техника эксперимента. — 2016. — № 4. — С. 72—77. — ISSN 0032-8162. — DOI: [10.7868/S0032816216030289](https://doi.org/10.7868/S0032816216030289). — URL: <https://elibrary.ru/item.asp?doi=10.7868/S0032816216030289>.
20. Status and prospects of the injection complex of the Budker Institute of Nuclear Physics / A. Starostenko [и др.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2016. — Т. 13, № 7. — С. 957—961.

21. VEPP-4M Optical Beam Profile Monitor with a One-turn Temporal Resolution / O. Meshkov [и др.] // Proceedings of EPAC 2004. — 2004. — С. 2733—2735. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/e04/PAPERS/THPLT107.PDF>.
22. *Smaluk V., Meshkov O., Gurov S.* Application of the optical diagnostics during the commissioning of the booster of NSLS-II //. — Dresden, Germany : Proceedings of IPAC2014, 2014. — С. 3614—3616. — ISBN 978-3-95450-132-8. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2014/papers/thpme152.pdf>.
23. Регистрация синхротронного излучения пикосекундной стрик-камерой для диагностики пучков в циклических ускорителях / А. К. Верещагин [и др.] // Квантовая электроника. — 2016. — Т. 46, № 2. — С. 185—188. — ISSN 1468-4799. — URL: <http://mi.mathnet.ru/rus/qe/v46/i2/p185>.
24. Development, calibration and application of new generation dissector with picosecond temporal resolution / O. Meshkov, V.L.Dorokhov [и др.] // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. — SPIE, 2017. — 103280P.
25. Пикосекундный электронно-оптический диссектор для регистрации синхротронного излучения / С. В. Андреева [и др.] // Приборы и техника эксперимента. — 2019. — № 2. — С. 75—80. — ISSN 0032-8162. — DOI: [10.1134/S0032816219020022](https://doi.org/10.1134/S0032816219020022).
26. Пикосекундный диссектор со скрещенной разверткой / Я. Гетманов [и др.] // VIII Международная конференция по фотонике и информационной оптике. — Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 2019. — С. 555—556.
27. Turn-by-Turn Measurements for Beam Dynamics at Vepp-5 Damping Ring / M. Blinov [и др.] // Proc. of IPAC'16 (Busan, Korea). — Geneva, Switzerland :

- JACoW, 2016. — С. 3452—3454. — URL: <http://jacow.org/ipac2016/papers/thpmr031.pdf>.
28. Longitudinal beam distribution measurements in damping ring of VEPP-5 Injection Complex / V. Balakin [и др.] // Proc. of RuPAC'16 (Petersburg, Russia). — Geneva, Switzerland : JACoW, 2017. — С. 705—708. — ISBN 978-3-95450-181-6. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/rupac2016/papers/thpsc074.pdf>.
29. *Hofmann A.* Beam diagnostics with synchrotron radiation // Frontiers of Accelerator Technology. — WORLD SCIENTIFIC, 2013. — С. 538—590.
30. *Mitsuhashi T.* Beam profile and size measurement by SR interferometer, pp.: 399-427, Beam Measurement: Proceedings of the Joint US-CERN-Japan-Russia School on Particle Accelerators, Montreux, and CERN, Switzerland, 11-20 May, 1998 / под ред. S. Kurokawa [и др.]. — World Scientific, 1999. — ISBN 9789810238810. — URL: <https://books.google.ru/books?id=BMWpKZOjzmMC>.
31. *Кулипанов Г. Н., Скринский А. Н.* Использование синхротронного излучения: состояние и перспективы // Усп. физ. наук. — 1977. — Т. 122, № 7. — С. 369—418. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1977/7/a/>.
32. Теория излучения релятивистских частиц / Под ред. В.А. Бордовицына / В. Багров [и др.]. — Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2002. — С. 576. — ISBN 5-9221-0258-3.
33. *Кунц К.* Синхротронное излучение. Свойства и применения. — Москва : Мир, 1981.
34. *Михайлин В. В.* Синхротронное излучение в спектроскопии : учебное пособие. — Москва : МГУ, 2011. — С. 164. — (2). — ISBN 978-5-91304-248-4.
35. *Соколов А. А., Тернов И. М.* Релятивистский электрон. — Москва : Наука, 1974. — С. 392.

36. *Hofmann A.* The Physics of Synchrotron Radiation. — Cambridge University Press, 2004. — (Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology). — DOI: [10.1017/CB09780511534973](https://doi.org/10.1017/CB09780511534973).
37. Синхротронное излучение. Труды ордена Ленина физического института им. П. Н. Лебедева. Т. 80. — Москва : Наука, 1975. — С. 224.
38. *Hulbert S. L., Williams G. P.* Synchrotron Radiation Sources. — Upton, NY 11973, 07.1998. — NSLS BNL.
39. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. — Москва : Наука, 1973.
40. *С.А.Ахманов, С.Ю.Никитин.* Физическая оптика. — 2-е издание. — Москва : МГУ Наука, 2004. — ISBN 5-211-04858-X.
41. Магнитная система накопителя Сибирь-2 — специализированного источника СИ / А.Г.Валентинов [и др.]. — Новосибирск, 1989. — URL: [http://www.inp.nsk.su/images/preprint/1989\\_174.pdf](http://www.inp.nsk.su/images/preprint/1989_174.pdf). Препринт 89-174.
42. Kurchatov synchrotron radiation source facilities modernization / М. Blokhov [и др.] // Proceedings of RuPAC-2010. — Protvino, Russia, 2010. — С. 136—140. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/r10/papers/wechy02.pdf>.
43. *Naito T., Mitsuhashi T.* Very small beam-size measurement by a reflective synchrotron radiation interferometer // Phys. Rev. ST Accel. Beams. — 2006. — Дек. — Т. 9, вып. 12. — С. 122802. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.9.122802>.
44. Transverse beam size measurement system using visible synchrotron radiation at HLS II / К. Tang [и др.] // Chinese Physics C. — 2016. — Т. 40, № 9. — С. 097002. — URL: <http://stacks.iop.org/1674-1137/40/i=9/a=097002>.
45. *Takano S.* Beam diagnostics with synchrotron radiation in light sources // Proceedings of IPAC10. — 2010. — С. 2392—2396.

46. *Mitsubishi T. M.* Recent Progress in SR Interferometer // Proc. 1st Int. Beam Instrumentation Conf. (IBIC'12). — 2012. — Окт. — С. 576—584. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/IBIC2012/papers/weic02.pdf>.
47. Контроль смещения орбиты электронов и пучков излучения / А. Н. Артемьев [и др.] // Атомная энергия. — Москва, 2002. — Т. 93, № 6. — С. 448—451. — ISSN 0004-7163.
48. Развитие системы стабилизации положения пучков синхротронного излучения / В. А. Резвов [и др.] // Приборы и техника эксперимента. — Москва, 2008. — Т. 2. — С. 47—52. — ISSN 0032-8162.
49. *Sands M.* The Physics of Electron Storage Rings: An Introduction // Conf. Proc. C. — 1969. — Т. 6906161. — С. 257—411.
50. *Зинин Э. И.* Стробоскопический метод электронно-оптической хронографии с пикосекундным разрешением на основе диссектора с электростатической фокусировкой и отклонением, Препринт 81-84. — Новосибирск : ИЯФ СО АН СССР.
51. *Coppens J., Luijckx G., Zinin E.* Commissioning of a bunch length monitor at AmPS // Conf. Proc. C / под ред. S. Myers [и др.]. — 1996. — Т. 960610. — С. 1704—1706. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/e96/PAPERS/TUPL/TUP073L.PDF>.
52. The New Streak Image Tube PIF-01 / V. P. Degtyareva [и др.] // 16th Intl Congress on High Speed Photography and Photonics. Т. 0491 / под ред. M. L. Andre, M. Hugenschmidt. — International Society for Optics, Photonics. SPIE, 1985. — С. 239—242. — DOI: [10.1117/12.967917](https://doi.org/10.1117/12.967917). — URL: <https://doi.org/10.1117/12.967917>.
53. Использование пикосекундной стрик-камеры PS-1/S1 для диагностики многоканальных лазерных установок / С. Г. Гаранин [и др.] // Кванто-

- вая электроника. — 2014. — Т. 44, № 8. — С. 798—800. — URL: <http://mi.mathnet.ru/rus/qe/v44/i8/p798>.
54. *Zotter B., Kheifets S.* Impedances and wakes in high-energy particle accelerators. — 1998. — ISBN 978-981-02-2626-8.
55. *Limborg C., Sebek J.* Relaxation oscillations of the synchrotron motion caused by narrow band impedances // *Phys. Rev. E.* — 1999. — Т. 60. — С. 4823—4835. — DOI: [10.1103/PhysRevE.60.4823](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.60.4823).
56. Longitudinal Single-Bunch Instabilities for Different Operation Energies at ELETTRA / G. D. Ninno [и др.] // *Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference.* — 2003. — С. 2306—2308. — URL: <https://accelconf.web.cern.ch/p03/PAPERS/WPAG018.PDF>.
57. *Смалюк В. В.* Обзор коллективных неустойчивостей пучка в электрон-позитронных накопителях // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* — 2012. — Т. 43, № 2. — С. 401—405. — URL: [http://www1.jinr.ru/Репан/2012-v43/v-43-2/03\\_smal.pdf](http://www1.jinr.ru/Репан/2012-v43/v-43-2/03_smal.pdf).
58. *Zinin E.* Stroboscopic method of electro-optical picosecond-resolution chronography and its application in synchrotron radiation experiments // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.* — 1983. — Т. 208, № 1. — С. 439—441. — ISSN 0167-5087. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0167-5087\(83\)91165-1](https://doi.org/10.1016/0167-5087(83)91165-1). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167508783911651>.
59. *Арцимович Л., Лукьянов С.* Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях / под ред. Наука. — Главная редакция физико-математической литературы. — Москва, 1978.
60. *Соболева Н., Меламид А.* Фотоэлектронные приборы. — Москва : Высшая школа, 1974.

61. Тормозящие плёнки для пикосекундных диссекторов нового поколения / Н. В. Агеева [и др.] // Автометрия. — 2016. — Т. 52, № 3. — С. 100—107. — DOI: [10.15372/AUT20160313](https://doi.org/10.15372/AUT20160313). — URL: [https://www.iae.nsk.su/images/stories/5\\_Autometria/5\\_Archives/2016/3/13\\_ageeva.pdf](https://www.iae.nsk.su/images/stories/5_Autometria/5_Archives/2016/3/13_ageeva.pdf).
62. *Schelev M. Y., Serdyuchenko Y. N., Vaschenko G. O.* Femtosecond synchroscan streak camera // 22nd International Congress on High-Speed Photography and Photonics. Т. 2869 / под ред. D. L. Paisley, A. M. Frank. — International Society for Optics, Photonics. SPIE, 1997. — С. 154—156. — DOI: [10.1117/12.273403](https://doi.org/10.1117/12.273403). — URL: <https://doi.org/10.1117/12.273403>.
63. The New Streak Image Tube PIF-01 / V. P. Degtyareva [и др.] // Proceedings of 16th Intl. Congress on High Speed Photography and Photonics. Т. 0491. — 1985. — DOI: [10.1117/12.967917](https://doi.org/10.1117/12.967917).
64. О некоторых ограничениях на временное разрешение в изображающей субпикосекундной фотоэлектронике / М. Я. Щелев [и др.] // Квантовая электроника. — 2015. — Т. 45, № 5. — С. 455—461. — URL: <http://www.mathnet.ru/links/1ad5aea7d97887ed3cedcc8bc53dbc91/qe16176.pdf>.
65. *М.М.Бутслов.* Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. — Москва : Наука, 1978.
66. Metrology Light Source: The first electron storage ring optimized for generating coherent THz radiation / J. Feikes [и др.] // Phys. Rev. ST Accel. Beams. — 2011. — Март. — Т. 14, вып. 3. — С. 030705. — DOI: [10.1103/PhysRevSTAB.14.030705](https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.14.030705). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.14.030705>.
67. *Ries M.* Nonlinear Momentum Compaction and Coherent Synchrotron Radiation at the Metrology Light Source : дис. ... канд. / Ries Markus. — Berlin : Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I Humboldt-Universität, 2014.

68. *Jankowiak A., Wüstefeld G.* Low- $\alpha$  Operation of BESSY II and Future Plans for an Alternating Bunch Length Scheme BESSYVSR // Synchrotron Radiation News. — 2013. — Май. — Т. 26. — DOI: [10.1080/08940886.2013.791212](https://doi.org/10.1080/08940886.2013.791212).
69. Transverse Beam Profile Imaging of Few-Micrometer Beam Sizes Based on a Scintillator Screen / G. Kube [и др.] // Proc. of International Beam Instrumentation Conference (IBIC2015), Melbourne, Australia, 13-17 September 2015 (Melbourne, Australia). — JACoW. Geneva, Switzerland : JACoW, 2016. — С. 330—334. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IBIC2015/papers/tupb012.pdf>.
70. *Свэнк Р. К.* Характеристики сцинтилляторов // Усп. физ. наук. — 1956. — Т. 58, № 3. — С. 519—553. — DOI: [10.3367/UFNr.0058.195603e.0519](https://doi.org/10.3367/UFNr.0058.195603e.0519). — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1956/3/e/>.
71. *Пустоваров В.* Люминисценция твердых тел. — Издательство Уральского университета, 2017. — ISBN 978-5-7996-2088-2.
72. *Глобус М. Е., Гринёв Б. В.* Неорганические сцинтилляторы. — Харьков : Акта, 2000.
73. Inorganic Scintillators for Detector Systems: Physical Principles and Crystal Engineering / P. Lecoq [и др.]. — Springer, 2006. — (Particle Acceleration and Detection). — URL: <https://books.google.ru/books?id=dq3LnegUSWAC>.
74. *Казянкин О. Н., Марковский Л., другие И. М. и.* Неорганические люминофоры. — Химия, 1975.
75. *Шендрик Р. Ю.* Методы экспериментальной физики конденсированного состояния. Т. 3 / под ред. Ф. В. ИГУ. — Иркутск : Иркутский государственный университет, 2013.

76. *Lynch G. R., Dahl O. I.* Approximations to multiple Coulomb scattering // Nucl. Instrum. Meth. — 1991. — Т. В58. — С. 6—10. — DOI: [10.1016/0168-583X\(91\)95671-Y](https://doi.org/10.1016/0168-583X(91)95671-Y).
77. Review of Particle Physics / М. Tanabashi [и др.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Август. — Т. 98, вып. 3. — С. 030001. — DOI: [10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>.
78. Ускорительный комплекс ВЭПП-4 / А. Алешаев [и др.]. — Новосибирск, 2011. — URL: [http://www.inp.nsk.su/images/preprint/2011\\_020.pdf](http://www.inp.nsk.su/images/preprint/2011_020.pdf). ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН.
79. *Болотовский Б. М.* Излучение Вавилова - Черенкова: открытие и применение // Усп. физ. наук. — 2009. — Т. 179, № 11. — С. 1161—1173. — DOI: [10.3367/UFNr.0179.200911c.1161](https://doi.org/10.3367/UFNr.0179.200911c.1161). — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2009/11/c/>.
80. *Getting I. A.* A Proposed Detector for High Energy Electrons and Mesons // Phys. Rev. — 1947. — Январ. — Т. 71, вып. 2. — С. 123—124. — DOI: [10.1103/PhysRev.71.123](https://doi.org/10.1103/PhysRev.71.123). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.71.123>.
81. Статус и перспективы инжекционного комплекса ИЯФ / А.А.Старостенко [и др.] // Письма в ЭЧАЯ. — 2016. — Т. 13, № 7. — С. 1493—1499. — URL: [http://www1.jinr.ru/Pepan\\_letters/pan1\\_2016\\_7/41\\_Starostenko-1.pdf](http://www1.jinr.ru/Pepan_letters/pan1_2016_7/41_Starostenko-1.pdf).
82. Test of streak camera with high photoelectron beam density and energy / S. M. Gurov [и др.]. — 2007. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.725065>.
83. *Тамм И. Е., Франк И. М.* Когерентное излучение быстрого электрона в среде // Усп. физ. наук. — 1967. — Т. 93, № 10. — С. 388—393. — DOI:

- 10.3367/UFNr.0093.196710o.0388. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1967/10/o/>.
84. *Болотовский Б. М.* Теория эффекта Вавилова-Черенкова (III) // Усп. физ. наук. — 1961. — Т. 75, № 10. — С. 295—350. — DOI: 10.3367/UFNr.0075.196110k.0295. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1961/10/k/>.
85. *Зрелов В. П.* Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Т. 2. — Москва : Атомиздат, 1968.
86. *Гинзбург В. Л., Цытович В. Н.* Некоторые вопросы теории переходного излучения и переходного рассеяния // Усп. физ. наук. — 1978. — Т. 126, № 12. — С. 553—608. — DOI: 10.3367/UFNr.0126.197812a.0553. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/1978/12/a/>.
87. *Holldack K., Kamps T., P.Kuske.* Optical transition radiation based beam diagnostics at the bessy synchrotron radiation source and fel accelerators // — Lucerne, Switzerland : Proceedings of EPAC 2004, 2004. — С. 2532—2534. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e04/PAPERS/THPLT027.PDF>.
88. The Longitudinal Broadband Impedance and Energy Spread Measurements at VEPP-4M / V. Borin, V. L. Dorokhov, O. I. Meshkov [и др.] // RuPAC'16. — JACoW, 2017. — С. 650—652. — URL: <http://jacow.org/rupac2016/papers/thpsc052.pdf>.
89. The Logitudinal Broadband Impedance and Energy Spread Measurements at the VEPP-4M Electron-Positron Collider / V. Borin, V. Dorokhov, O. I. Meshkov [и др.] // Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'17), Copenhagen, Denmark, May, 2017. — Geneva, Switzerland : JACoW, 2017. — С. 3117—3119. — URL: <http://jacow.org/ipac2017/papers/wepik081.pdf>.

## Список иллюстративного материала

1.1	Геометрия, используемая для описания синхротронного излучения . . . . .	15
1.2	Расчётный спектр синхротронного излучения КИСИ-Курчатов .	18
1.3	Ограничение минимального видимого размера пучка из-за искривления орбиты . . . . .	19
1.4	Ограничение минимального видимого размера пучка из-за глубины резкости . . . . .	20
1.5	3D модель диагностической станции. . . . .	23
1.6	Медное зеркало с золотым напылением для вывода СИ . . . . .	24
1.7	Схема диагностического комплекса «Сибирь-2» . . . . .	25
1.8	Вертикальное распределение плотности мощности СИ на поверхности зеркала. . . . .	27
1.9	Фото камеры Prosilica GC1290 . . . . .	28
1.10	Квантовая эффективность камеры от длины волны . . . . .	29
1.11	Калибровка масштаба изображения ПЗС-матрицы . . . . .	31
1.12	Окно регистрации изображения пучка цифровой ПЗС-камеры .	31
1.13	Схема двухлучевого интерферометра . . . . .	32
1.14	Графический интерфейс программы взаимодействия с камерой интерферометра. . . . .	33
1.15	Профиль картины интерференции и погрешность определения размера пучка . . . . .	35
1.16	Спектральная характеристика полосового фильтра интерферометра . . . . .	36
1.17	Зависимости видности интерференционной картины и погрешности измерений от вертикального размера пучка . . . . .	37
1.18	Расчётные профили интерференционной картины и распределение плотности потока фотонов на диафрагме . . . . .	39

1.19	Коэффициент $M$ в зависимости от подсветки щели . . . . .	42
1.20	Увеличение размера пучка и профили интерференционных картин . . . . .	43
1.21	Избыток света проходящего одну из щелей от вертикального смещения диафрагмы и изменение размера . . . . .	45
1.22	Сопоставление результатов измерений вертикального размера пучка . . . . .	46
1.23	Схема и фото модуля фотодетекторов быстрого профилометра.	49
1.24	Сравнение шумов быстрых профилометров . . . . .	50
1.25	Профили сгустков регистрируемые быстрым профилометром . .	51
1.26	Спектрограмма сигнала регистрируемого профилометром . . .	52
1.27	Техническая аппаратная функция ЛИ-602 станции СОН . . . .	53
1.28	Результаты измерений длины сгустка в кольце «Сибирь-2» . . .	55
1.29	Продольное распределение пучков «Сибирь-2». . . . .	56
2.1	Фотография трубки диссектора ЛИ-602 и его корпуса . . . . .	59
2.2	Схема ЭОП диссектора ЛИ-602 . . . . .	60
2.3	Схема сканирования распределения заряда диссектором . . . .	61
2.4	Сигнал диссектора от постоянного источника света . . . . .	63
2.5	Калибровка временной шкалы диссектора . . . . .	63
2.6	Внешний вид трубки нового диссектора . . . . .	64
2.7	Схема ЭОП диссектора на основе ПИФ-01 . . . . .	65
2.8	Схема стенда измерения временного разрешения диссектора . .	68
2.9	Сигнал диссектора от двух лазеров . . . . .	69
2.10	Сигналы диссектора при калибровке стеклянной пластинкой . .	70
2.11	Схема кольца источника СИ MLS . . . . .	71
2.12	Синхронизация сигнала диссектора MLS . . . . .	73
2.13	Калибровка диссектора по постоянному источнику света . . . .	74
2.14	Техническая аппаратная функция диссектора MLS . . . . .	75

2.15	Калибровка тока пучка по интегралу сигнала диссектора . . . . .	76
2.16	Продольное распределение заряда в сгустке MLS . . . . .	76
2.17	Спектр продольных колебаний, регистрируемый диссектором . . . . .	77
2.18	Сравнение регистрируемого продольного распределение заряда в сгустке MLS . . . . .	78
2.19	Данные измерения длины пучка при помощи стрик-камеры и диссектора . . . . .	79
3.1	Люминофорный датчик . . . . .	82
3.2	Фотографии люминофоров . . . . .	86
3.3	Чертёж пластины люминофорного экрана . . . . .	87
3.4	Объектив используемый в люминофорных датчиках . . . . .	88
3.5	Пневмоцилиндр используемый в люминофорных датчиках . . . . .	89
3.6	Место вывода пучка из синхробетатрона Б-4 . . . . .	92
3.7	Схема измерения светового выхода люминофоров . . . . .	93
3.8	Спектральная чувствительность ПЗС-камеры и ФЭУ . . . . .	94
3.9	Профиль и изображение пучка на люминофоре (Б-4) . . . . .	94
3.10	Место выведения пучка из канала ВЭПП-3–ВЭПП-4М . . . . .	95
3.11	Профиль и изображение пучка (ВЭПП-3) . . . . .	96
3.12	Зависимость светового выхода порошковых люминофоров от плотности пучка . . . . .	97
3.13	Зависимость светового выхода кристаллических люминофоров от плотности пучка . . . . .	97
3.14	Световой выход люминофора под пучками $e^+/e^-$ . . . . .	98
3.15	Профиль и изображение пучка (ВЭПП-3). . . . .	98
3.16	Установка изучения продольного распределения заряда в пучке линака ИК . . . . .	101
3.17	Радиатор, используемый для генерации излучения Вавилова- Черенкова . . . . .	102

3.18	Изображение на выходном экране стрик-камеры при отключении развёртки . . . . .	103
3.19	Структура сгустков регистрируемая стрик-камерой . . . . .	106

## Список таблиц

1.1	Параметры накопителя «Сибирь-2» ускорительного комплекса «КИСИ-Курчатов» . . . . .	21
1.2	Расчётные параметры СИ из поворотного магнита. . . . .	24
1.3	Параметры монохромной ПЗС-камеры Prosilica GC1290 . . . . .	29
1.4	Сравнение параметров быстрых профилометров . . . . .	48
1.5	Основные параметры фотодетектора МЛФД. . . . .	49
2.1	Основные параметры диссектора на основе ПИФ-01 . . . . .	66
2.2	Основные параметры источника СИ MLS . . . . .	72
3.1	Параметры объектива люминофорного датчика. . . . .	88
3.2	Параметры пневмоцилиндра люминофорного датчика . . . . .	89
3.3	Параметры порошковых люминофоров. . . . .	91
3.4	Параметры кристаллических люминофоров. . . . .	91