#### ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ НАЦИОНАЛЬННЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

## БЛЕКО ВИТОЛЬД ВЛАДИСЛАВОВИЧ

# ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФИБЕРАХ

Специальность 01.04.20 -

«Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника»

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор Науменко Г.А.

### Оглавление

Стр.
ВВЕДЕНИЕ 4
Глава 1 Экспериментальная установка 16
1.1 Описание экспериментальной установки16
1.2 Обсуждение результатов главы 34
Глава 2 Экспериментальное исследование характеристик изучения Вавилова-
Черенкова, возникающего при прохождении релятивистских электронных
сгустков вблизи диэлектрических мишеней в миллиметровом диапазоне длин
волн
2.1 Результаты экспериментов по измерению характеристик излучения
Вавилова-Черенкова и дифракционного излучения при пролёте
релятивистских электронов вблизи плоской диэлектрической мишени 36
2.2 Результаты экспериментов по измерению спектрально-угловых
характеристик излучения Вавилова-Черенкова, индуцированного при
пролёте релятивистских электронов вблизи призматической мишени 40
2.2.1 Анализ вклада дифракционного излучения в общие
характеристики поляризационного излучения 43
2.2.2 Спектр дифракционного излучения и излучения Вавилова-
Черенкова46
2.3 Обсуждение результатов главы 49
Глава 3 Экспериментальное исследование характеристик поляризационного
излучения, возникающего в диэлектрических фиберах 50
3.1 Результаты экспериментов по измерению зависимости интенсивности
поляризационного излучения от относительной кривизны фибера 51
3.1.1 Результаты эксперимента по измерению спектра излучения на
выходе из изогнутого фибера на пучке реальных фотонов

3.1.3 Результаты экспериментов по измерению спектра
поляризационного излучения от прямого и изогнутого фибера на
релятивистском электроном пучке 59
3.2 Результаты экспериментов по измерению ориентационных
характеристик дифракционного излучения и излучения Вавилова-
Черенкова, возникающего при пролёте релятивистских электронов вблизи
диэлектрического фибера61
3.3 Результаты экспериментов по использованию фиберов для
невозмущающей диагностики пучков 66
3.4 Результаты эксперимента по измерению спектральных характеристик
поля электронных сгустков в заданной точке поперечного сечения 69
3.5 Обсуждение результатов главы71
Заключение
Список литературы

### введение

В настоящее время ускорители заряженных частиц высоких энергий являются основным инструментом для исследования внутренней структуры объектов микромира. Энергия получаемых пучков в ускорителях неуклонно возрастает. Чем больше энергия частиц, тем меньше длина волны. А чем меньше длина волны, тем меньше размеры объектов, которые можно исследовать, но тем больше размеры ускорителей и тем они сложнее. Стремление использовать в исследованиях все большие энергии привело к созданию коллайдеров. Самый большой из построенных находится в ЦЕРНе (Женева). Энергия ускоренных ионов свинца достигает 287 ТэВ (1,38 ТэВ в расчёте на каждый протон и нейтрон). Кроме того, В мире строится большое число источников синхротронного излучения 5-го поколения: электронные накопители и лазеры на Область применения свободных электронах. синхротронного излучения благодаря его свойствам весьма обширна: медицина и биология, нанотехнологии, материаловедение, прикладные и фундаментальные исследования. В лазерах на свободных электронах (ЛСЭ), рентгеновское излучение имеет диапазон частот от 100 эВ до 250 кэВ (1 мм – 10 нм), причем принципы, заложенные в ЛСЭ, позволяют относительно быстро перестраивать длину волны. Это делает ЛСЭ уникальной установкой для изучения кристаллов и других наноструктур. Несмотря на то, что каждый из ускорителей предназначен на решение определенных, свойственных именно ему, задач для успешной работы всех ускорительных комплексов необходимо осуществлять постоянный мониторинг состояния ускоряемого пучка (положение, эмиттанс и др.). Поскольку, в процессе формирования пучка он претерпевает изменения, влияющие на его форму или траекторию, то к качеству пучков, получаемых на современных ускорителях, предъявляют очень высокие требования. Поэтому эффективная и надежная эксплуатация ускорительных установок требует использование прецизионных и надежных систем диагностики пучка, будь то наладка и настройки ускорителя или установка необходимого экспериментаторам режима работы ускорителя.

За долгие годы развития средств диагностики пучков заряженных частиц, были созданы различные методики измерения параметров пучка. Ниже рассмотрим наиболее распространённые из них.

#### Люминофорный экран [1].

Наиболее простым средством, позволяющим определить положение и размеры пучка, является люминофорный экран, размещаемый на пути пучка. Пучок частиц, взаимодействуя с люминофором, возбуждает атомы, которые передают часть поглощенной энергии центрам люминесценции с последующим их возбуждением в излучающие состояние. Свет, испущенный люминофором, регистрируется ПЗС-камерой (ССД-камера). Вдвигая люминофорный экран в вакуумную камеру ускорителя под углом 45° с помощью дистанционно управляемого привода, можно по полученному изображению определить среднеквадратичные размеры пучка в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Основной недостаток люминофоров заключается, во-первых, в их разрушающем воздействии на пучок ускоряемых частиц. Во-вторых, люминесцентное покрытие обычно составляет порядка 20 мг/см<sup>2</sup>, что при интенсивной эксплуатации приводит к повреждению экранов из-за импульсных тепловых нагрузок. Нижний и верхний порог светимости люминофора искажает реальный профиль пучка. Кроме того, данный метод диагностики не применим в случае измерения поперечного профиля пучка с размерами менее 100 мкм, так как размеры высвечивающих зёрен экрана оказываются больше размеров падающего пучка.

#### Переходное излучение [2].

Для измерения поперечного профиля пучков с поперечными размерами менее 100 мкм подходит методика, основанная на обратном переходном излучении в оптическом диапазоне частот. Переходное излучение возникает при пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред с различной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  [3]. Суть явления состоит в том, что материал среды поляризуется полем движущейся заряженной частицы. Под действием кулоновского поля заряженной частицы электронные оболочки атомов материала мишени смещаются относительно ядра, что приводит к образованию

5

элементарного диполя, который в процессе релаксации испускает переходное излучение. Переходное излучение нашло применение регистрации для ультрарелятивистских заряженных частиц, в частности для электронов [4, 5]. Отметим, что протонов переходное излучение экспериментально для зарегистрировано в 1956 году [6]. Излучение возникает как «вперед», вдоль импульса движения частицы, так и «назад», под углом зеркального отражения к границе раздела сред. Угловое распределение фотонов переходного излучения сосредоточено в малых углах относительно траектории частицы  $\theta = \gamma^{-1}$ , где  $\gamma$  – Лоренц-фактор частицы. При этом потери частицы на генерацию переходного излучения много меньше её кинетической энергии. Данное свойство излучения, в совокупности с тем, что излучение будет сосредоточено в конусе углов, определяемых Лоренц-фактором частицы, позволяет использовать оптическое переходное излучение для измерения профиля пучка заряженных частиц. К тому же метод, основанный на регистрации оптического переходного излучения, позволяет измерять не только поперечные размеры пучка, но и его угловую расходимость, которая может быть определена ПО форме угловой ИЛИ Устройства, ориентационной зависимости переходного излучения. предназначенные для мониторинга поперечных размеров пучков по переходному излучению, представляют собой систему получения изображения сходную с люминофорами. К недостаткам применения переходного излучения лля диагностики пучков, можно отнести то, что разрешение оптических систем ограничено техническими особенностями. Так минимально измеренный профиль пучка составляет 5 мкм с разрешением 2 мкм. Кроме того, данный метод диагностики нельзя отнести к бесконтактной (невозмущающей) диагностике.

Дифракционное излучение [7].

Переходное и дифракционное излучение имеют одинаковую природу, с той лишь разницей, что дифракционное излучение генерируется при пролёте заряженной частицы вблизи неоднородностей мишени, что перспективно для целей невозмущающей диагностики пучков. В 1954 году впервые экспериментально было исследовано когерентное дифракционное излучение в

миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн [8]. Излучение генерировалось при пролёте электронного пучка (150 МэВ) через круглое отверстие в алюминиевой пластине. В оптическом диапазоне дифракционное излучение впервые наблюдалось в эксперименте на пучке Томского синхротрона с энергией электронов 200 МэВ, с угловой расходимостью пучка  $\sigma_{\theta} = 2.3$  мрад [9]. Угловое распределение дифракционного излучения можно использовать для оценки расходимости пучка [10], анализа его поперечных размеров [11] и энергии [12]. Основным недостатком методов диагностики, основанных на дифракционном излучении, является нижний предел прицельного параметра, который ограничен поперечными размерами пучка. Диагностика с помощью дифракционного излучения используется сегодня на КЕК АТГ (Япония), FLASH (Германия), Cornell (США) [13-15].

#### Излучение Смита-Парселла [16].

Частным случаем дифракционного излучения является излучение Смита-Парселла, где используется периодическая мишень, расположенная параллельно электронному пучку. И.М. Франк в 1942 году предположил, что электрон, пролетающий вблизи периодической структуры должен испускать поляризованный свет. Однако лишь в 1954 году С.Дж. Смит и Э.М. Парселл получили экспериментальное подтверждение этого эффекта. В их совместной работе [17] был использован электронный пучок с энергией ~ 300 кэВ, который пролетал над оптической решеткой с периодом d = 1.67 мкм, в результате наблюдалось электромагнитное излучение в видимом диапазоне длин волн. Смит и Парселл получили формулу, связывающую длину волны испускаемого излучения с углом наблюдения и периодом решетки:  $\lambda_n = L/n \cdot (1/\beta - \cos\theta)$ , где L – период решетки, n – порядок дифракции, и  $\theta$  – угол распространения излучения,  $\beta = v/c$ , c – скорость света в вакууме. Наличие жесткой корреляции между длиной волны излучения и углом наблюдения, позволяет наблюдать различные длины волн излучения под разными углами. Например, в эксперименте [18],

авторы использовали спектр когерентного излучения Смита-Парселла для определения длины электронных сгустков.

Излучение Вавилова-Черенкова [19].

При прохождении ультрарелятивистских электронов через жидкости и твердые тела возникает свечение, которое не является флуоресценцией, поскольку оно частично поляризовано (траектория электрона и вектор напряжённости поля лежат в одной плоскости) и не может быть потушено с помощью различных флуоресценции. Сообщение об добавок-гасителей ЭТОМ открытии было опубликовано в 1934 году в работе П.А. Черенкова и В.С. Вавилова [20, 21]. Позже данное излучение было названо в честь открывших его ученых, излучение Вавилова-Черенкова. В 1937 году И.Е. Тамм и И.М. Франк в совместной статье теоретически описали механизм излучения Вавилова-Черенкова [22]. Сам же эффект, состоит в том, что заряженная частица (электрон), движущаяся в среде с коэффициентом преломления n, с постоянной скоростью v, излучает электромагнитные волны в непрерывном спектре и в узком конусе. При этом излучение имеет место только в случае, если скорость частицы у превышает фазовую скорость света  $v_{\phi} = c/n$ , в этой среде: v > c/n. Вектор излучаемых волн **k** образует со скоростью *v* угол  $\theta$ :  $\cos \theta = c / v \cdot n$ .

В 1957 году Б.М. Болотовский в статье [23], рассмотрел случай, когда излучение Вавилова-Черенкова генерируется без взаимодействия электронов со средой. При прохождении заряженной частицы, вблизи мишени конечных размеров, поле этой частицы поляризует среду в области  $\propto \gamma \beta \lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны регистрируемого излучения. В этом случае излучение Вавилова-Черенкова генерируется без взаимодействия электронов со средой. Исследования в этой области представляют определённый интерес, поскольку становится возможным использование черенковского излучения в качестве одного из методов невозмущающей диагностики.

Синхротронное излучение [24].

Синхротронное излучение генерируется электронным пучком высокоэнергичных электронов в поле поворотных магнитов, либо в специальных устройствах: вигглерах и ондуляторах. Удобство использования синхротронного излучения заключается в возможности реализации невозмущающей диагностики пучков. Для измерения поперечного размера электронного сгустка в КЕК (Япония) был разработан интерферометр, работающий на синхротронном излучении в оптическом диапазоне частот. Интерферометр позволяет измерять поперечные размеры пучка до 5 мкм с разрешением менее 1 мкм. Измерительный интервал составляет 1 сек. К недостаткам данного метода можно отнести, наличие большой погрешности вносимой дисперсией света в оптической системе. В результате дисперсии лучи приходят в разное время, что меняет фазу интерферограммы для различных длин волн, интерферограмма становится размытой и функция «видности» снижается. Следует также заметить, что схема с использованием синхротронного излучения для диагностики пучка в линейном ускорителе не реализуема и сложно осуществима в циклических ускорителях электронов малой энергии.

Диагностика с использованием сеточного датчика [25].

Метод основан на взаимодействии пучка с металлической сеткой, состоящей из тонких, порядка нескольких микрон, проволочек, которые помешены на пути пучка. При взаимодействии пучка с проволочками на них индуцируется заряд, снимаемый с помощью многоканальных регистраторов. С помощью нескольких таких датчиков, размещенных в канале транспортировки пучка, можно динамически отслеживать поперечный размер получаемых сгустков. К ограничениям данного метода можно отнести, то, что при низких энергиях частицы пучка практически полностью теряют свою энергию на металлической сетке. А при большой энергии наблюдается процессы многократного рассеяния. Также имеются ограничения на измерение размеров пучка связанные с размерами самого датчика. Например, если толщина проволочек равна 10 микрометров, то невозможно измерить профиль пучка обладающего размерами порядка нескольких микрометров.

Лазерный интерферометр [26].

Лазерный луч делится на два, которые движутся в плоскости x, y с разных сторон от траектории электронного пучка и фокусируются в одной точке на пути его распространения. Вокруг этой точки формируется интерференционная картина. Движение электронного пучка через эту точку приводит к генерации комптоновских  $\gamma$ -квантов (высокоэнергичные электроны взаимодействуют с электромагнитным полем лазерного излучения), пучок поворачивают магнитом, а интенсивность  $\gamma$ -квантов регистрируются детектором. Число комптоновских  $\gamma$ -квантов, зависит от фазы пролёта сгустка. Измеряя распределение вероятности регистрации комптоновских фотонов, можно получить информацию о длине сгустка.

#### Диагностика с использованием фиберов [27].

Фиберы на сегодняшний день нашли широкое применение в физике ускорителей, в основном, в качестве датчиков потерь пучка [28-30]. Однако в настоящее время исследуется и другая возможность использования фиберов. [31-34], Например, В теоретических работах рассмотрена возможность использования свойства различных видов поляризационного излучения, индуцированного в фиберах электромагнитным полем релятивистских электронов для диагностики пучков современных ускорителей. Поляризационное излучение возникает при пролёте заряженной частицы через или вблизи фибера, когда кулоновское поле этой частицы индуцирует в среде токи (токи смещения), которые в этом случае, являются источниками различных типов излучения, таких, как переходное излучение, дифракционное излучение или излучение Вавилова-Черенкова. Физическая природа данных типов излучения едина и определяется поляризацией электронных оболочек атомов динамической среды полем пролетающей заряженной частицы. По этой причине для черенковского и дифракционного излучения, потери энергии заряженной частицы, связанные с возбуждением поляризационных токов в веществе, малы из-за отсутствия близких

взаимодействий, что используется для создания мониторов положения пучка. Например, в работах [35, 36] описывается методика определения поперечного профиля электронного сгустка с разрешением порядка нескольких микрон путем регистрации интенсивности излучения Вавилова-Черенкова, индуцируемого в массиве оптических фиберов.

К недостаткам использования фиберов при размещении их на пучке можно отнести изменение оптических характеристик фиберов при длительной радиационной нагрузке. Доказано, что использование оптических фиберов для диагностики высокоэнергичных частиц ограничено низкой радиационной стойкостью фиберов [37, 38]. Кроме того, интенсивная эксплуатация массивов фиберов для диагностики протонных и ионных пучков, приводит к довольно быстрому повреждению фиберов из-за импульсных тепловых и электрических нагрузок [39].

Подобных недостатков лишена невозмущающая методика определения поперечного профиля электронного сгустка или его положения относительно равновесной траектории. Методика основана на регистрации излучения Вавилова-Черенкова, в случае, когда сгусток электронов непосредственно не взаимодействует с фибером.

Механизм генерации поляризационного излучения, индуцированного в фиберах конечных геометрических размеров, представляет собой сложный и мало изученный процесс, который также зависит от параметров ускорительной системы. Например, в работе [40] авторы наглядно показали возможность одновременной генерации дифракционного излучения и излучения Вавилова-Черенкова от диэлектрической мишени при пролёте вблизи неё пучка заряженных частиц. Следовательно, логично предположить, что даже в рамках одинаковой геометрии эксперимента, возможна одновременная генерация различных видов поляризационного излучения, которую необходимо учитывать. Поэтому для получения достоверных результатов в ходе диссертационных исследований, необходимо провести предварительные эксперименты по исследованию свойств излучения Вавилова-Черенкова от диэлектрических мишеней различной конфигурации в присутствии дифракционного излучения.

Таким образом, эксперименты с использованием проверенных и хорошо зарекомендовавших себя методик, где подробно будут изучены спектральноугловые И ориентационные характеристики черенковского излучения OT диэлектрических мишеней конечной диэлектрической различных проницаемостью, позволят достичь поставленной цели в рамках проводимого диссертационного исследования. Интерес к исследованиям в миллиметровом диапазоне длин волн связан С тем, что В интересующем диапазоне пространственные характеристики поля электронов становятся макроскопическими и доступными для исследования имеющимся оборудованием.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование характеристик излучения Вавилова-Черенкова в миллиметровом диапазоне длин волн, сгенерированного при прохождении релятивистских электронов вблизи диэлектрических фиберов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Создание экспериментальной установки, которая позволяет измерять спектральные и ориентационные характеристики поляризационного излучения, индуцированного в диэлектрических фиберах электронными сгустками с энергией 6.1 МэВ.

 Провести экспериментальные исследования характеристик и механизмов генерации поляризационного излучения от диэлектрических мишеней различной конфигурации.

3. Экспериментально исследовать спектральные распределения И ориентационные зависимости поляризационного излучения, возникающего в диэлектрических фиберах, С целью его возможного применения В невозмущающей диагностики пучков.

#### Основные положения, выносимые на защиту:

1. Результаты измерений спектрально-угловых и ориентационных зависимостей поляризационного излучения, которое возникает в диэлектрических мишенях различной конфигурации под действием релятивистских электронных сгустков промежуточной энергии, показывающие наряду с вкладом излучения Вавилова-Черенков, значительный вклад дифракционного излучения.

2. Результаты измерений спектральных и ориентационных зависимостей интенсивности поляризационного излучения, индуцированного в изогнутых и прямых фиберах, демонстрирующие соответствие измеренных потерь излучения от радиуса изгиба фибера теоретическим расчётам.

3. Впервые экспериментально показано, что на коротких фиберах генерируются и распространяются затухающие поверхностные волны.

4. Экспериментально показана возможность невозмущающего измерения пространственного положения релятивистских электронных пучков с использованием фиберов.

5. Методика по измерению спектральных характеристик поля электронных сгустков, в заданной точке поперечного сечения.

#### Научная новизна работы

Впервые проведены измерения спектральных и ориентационных зависимостей поляризационного излучения, индуцированного в диэлектрических фиберах при прохождении сгруппированного сгустка электронов вблизи и сквозь фибер.

Впервые проведены экспериментальные исследования вклада дифракционного излучения и излучения Вавилова-Черенкова в общие радиационные характеристики поляризационного излучения, возникающего в диэлектрических фиберах.

Впервые экспериментально показано, что на поверхности короткого фибера генерируется и распространяются поверхностные волны.

Впервые исследована возможность использования фиберов в качестве спектрометрической аппаратуры.

#### Практическая значимость работы

Результаты настоящей работы ПО исследованию поляризационного излучения, индуцированного В диэлектрических мишенях различной конфигурации под действием электронных сгустков, могут быть использованы для создания новых и модернизации уже существующих диагностических станций характеристик пучков заряженных частиц. При этом характеристики пучка не испытывают заметных искажений, что позволяет использовать метод на основе излучения Вавилова-Черенкова в невозмущающей диагностике. Кроме того, выявленные особенности поляризационного излучения, сгенерированного в фиберах, во-первых, позволяют использовать фиберы в качестве монитора положения пучка. Во-вторых, измерять спектральные характеристики поля электронных сгустков в заданной точке поперечного сечения.

#### Личный вклад автора

Вклад автора в экспериментальных исследованиях заключался в постановке подготовке экспериментов, проведении измерений И обработки задач, полученных данных с последующей формулировкой основных выводов. Автор обсуждении полученных результатов, принимал активное участие В В представлении их на научных семинарах и подготовке публикаций.

#### Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях и семинарах:

1. XIX международная научно-практическая конференция студентов и молодых ученых «Современные техника и технологии» (ТПУ, г. Томск, Россия, 2013);

5th «International Particle Accelerator Conference» (Дрезден, Германия, 2014);

14

3. VI международная конференция «Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena» (г. Капри, Италия, 2014);

4. IV международный семинар «Advanced Generation of THz and Compton X-Ray Beams Using Compact Electron Accelerator» (г. Санкт-Петербург, Россия, 2014);

5. XI International Symposium of «Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures» (г. Санкт-Петербург, Россия, 2015).

### Список публикаций.

Основные результаты по теме диссертации изложены в 8 печатных изданиях, рекомендованных ВАК [41, 42, 58-60, 62-64].

#### Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 68 библиографических ссылок. Общий объем диссертации составляет 82 страницы. Работа содержит 48 рисунков и 1 таблицу.

### Глава 1 Экспериментальная установка

В этой главе представлено краткое описание ускорителя и используемой аппаратуры, которая необходима для проведения экспериментов на пучке релятивистских электронов в миллиметровом диапазоне длин волн. Как отмечалось ранее, целью проводимых экспериментальных исследований является изучение характеристик излучения Вавилова-Черенкова, сгенерированного при прохождении релятивистских электронов вблизи диэлектрических фиберов. Поэтому одной из задач настоящей диссертационной работы является создание экспериментальной установки для измерения спектральных и ориентационных характеристик черенковского излучения, индуцированного в диэлектрических фиберах электронными сгустками энергией 6.1 МэВ. Материалы, С представленные в главе, опубликованы в работах [41, 42].

#### 1.1 Описание экспериментальной установки

Все эксперименты проводились на пучке релятивистских электронов микротрона ФТИ ТПУ. Конструктивно, микротрон выполнен по неразрезной схеме с крышкой-магнитом. Ускорение электронов происходит в вакуумной камере, выполненной из латуни и рассчитанной на рабочее давление порядка  $(2-3)\cdot 10^{-6}$  Тор. Для расширения рабочей области магнитного поля на внешнем диаметре полюсов ( $d_{non} = 60$  см) укреплены шиммы. Полюса расположены друг от друга на расстоянии 120 см с точностью до  $\pm 0.1$  мм. Катушки, установленные на полюсах магнита, запитаны OT источников питания стабилизированного напряжения, точность которых по выходному току не хуже 0.5%, напряженность поля в зазоре магнита составляет 1070 Э.

Ускоряющий элемент микротрона представляет собой цилиндрический резонатор с отверстием на оси, помещенный в вакуумную камеру. Размеры и форма отверстия связи подбираются так, чтобы обеспечивалась максимальное преобразование СВЧ-мощности в энергию ускоренного электронного пучка. Проводящие внутренние поверхности резонатора выполнены из бескислородной меди и обработаны с высоким классом точности для получения хорошей добротности порядка 8000 – 9000. Чтобы создать высокое напряжение в ускоряющем резонаторе микротрона, используется магнетронный генератор радиоволн сантиметрового диапазона, работающий в диапазоне частот от 1 до 10 Гц в импульсном режиме. Связь резонатора с волноводом осуществляется через вакуумный волноводный тракт и ферритовый вентиль, который так же позволяет плавно регулировать фазу высокочастотной волны изменением тока в обмотках магнита вентиля.

Источником электронов является подогретый цилиндрический катод, выполненный из гексаборида лантана, диаметром 2.5 мм и длиной 6.5 мм, который крепится в танталовой державке, что обеспечивает электрический контакт и малый теплоотвод во всем диапазоне температур. Косвенный подогрев катода подразумевает использование цилиндрической спирали из вольфрамовой проволоки, удалённой от катода на расстояние 20 мм. Между спиралью и катодом прикладывается разность потенциалов равная 600 В, что достаточно для обеспечения тока эмиссии порядка 1–1.5 А.

Вывод электронного пучка из ускорительной камеры осуществляется магнитным конусным шунтом длиной 300 мм и диаметрами 12 и 30 мм. При такой компенсации удаётся вывести порядка 95 – 100% частиц с последней представляет собой Электронный пучок орбиты. последовательность 114 микроимпульсов с периодом MM характеризуется И параметрами, приведенными в таблице № 1 [43].

Энергия ускоренных электронов	6.1	МэВ
Длительность макроимпульса	4	мкс.
Длительность микроимпульса	20	псек.
Частота следования макроимпульсов	1 – 10	Гц
Количество микроимпульсов в макроимпульсе	104	ед.
Средний ток микротрона (при 10 Гц.)	2.4	мкА

Таблица 1. Параметры выведенного пучка микротрона.

Немоноэнергетичность пучка	±0.5	%
Размер пучка на выходе из микротрона	$4.5 \times 2.5$	ММ
Расходимость по горизонтали	$15 \times 10^{-3}$	рад
Расходимость по вертикали	$5 \times 10^{-3}$	рад

В микротроне из-за особенностей фазового движения частиц размеры ускоряемых сгустков во много раз меньше расстояния между сгустками [44]. Рассмотрим случай, когда длина волны исследуемого излучения меньше или сравнима с длиной микроимульса. Интенсивность излучения W квадратично зависит от величины заряда релятивисткой частицы q так, что  $W \sim q^2$ . Суммарная интенсивность отдельных электронов равна  $W \sim N \cdot e^2$ , где N – число электронов, e – заряд электрона. Далее рассмотрим излучение, испущенное электронов, слустком предельно малого размера, включающим в себя N электронов с зарядом Ne = q. Излучение заряда в этом случае будет  $W \sim q^2 = N^2 e^2$ , что в N раз больше суммарной интенсивности излучения N отдельных электронов. Учитывая тот факт, что для микротрона в области длин волн  $\lambda > 9$  мм, излучение электронного сгустка имеет когерентный характер, а населенность одного электронного сгустка равна  $N \approx 10^8$  электронов, то в связи с когерентностью процесса, интенсивность регистрируемого излучения возрастает на 8 порядков [43].

Электроны, ускоренные в микротроне направляются по вакуумному тракту, который состоит из двух дуплетов квадрупольных линз и поворотного магнита (см. рисунок 1.1). Первый дуплет линз установлен в промежуток между микротроном и поворотным магнитом, который изменяет угловое направление пучка на 50°, поворачивая электроны далее по вакуумопроводу во второй дуплет квадрупольных линз. Система из двух дуплетов квадрупольных линз, формирует пучок размером 4.5 × 2.5 мм, в горизонтальном и вертикальном направлении соответственно. Напряжение, подаваемое на токовые катушки линз, как и самого поворотного магнита, осуществляется от внешнего источника электропитания со стабилизацией по току не хуже 0.1%. В начале и в конце ускорительного тракта установлены индукционные датчики, позволяющие контролировать величину

тока, сам же вакуумопровод оканчивается фланцем с бериллиевой фольгой, толщина которой равна 50 мкм.



Рисунок 1.1 – Схема экспериментальной установки.

Непрерывная индикация тока осуществляться токовым датчиком, представляющим собой трансформатор, вторичная обмотка которого намотана на сердечник из пермаллоя диаметром 60 мм. Сигнал с витков поступает на с усилителя через катодный повторитель передаётся по усилитель, а коаксиальному кабелю с выводом показаний в пультовую ускорителя. В начале тракта диафрагма установлена с изменяемым сечением, позволяющая регулировать размеры пучка и ток. Для определения величины тока, уже непосредственно в экспериментальной области, используется цилиндр Фарадея с входной апертурой d = 50 см, выставленный прямо по пучку и подключенный к схеме управления экспериментом.

Контроль положения и размера пучка в экспериментальной зоне осуществляется с помощью сканера, состоящего из двух перпендикулярно

расположенных рассеивающих пластин. Поступательное движение пластин осуществляется под углом 45° с точностью до 10 мкм. Пучок выведенных электронов рассевается на пластинах и попадает на цилиндр Фарадея, расположенный после сканера, где фиксируется изменение интенсивности потока электронов. Профиль пучка, полученный путём сканирования пластинами, показан на рисунке 1.2.



Рисунок 1.2 – Поперечные размеры электронного пучка 4×4 мм<sup>2</sup>, продольная длина пучка в гауссовом приближении σ = 2.4 мм.

Положение пучка также контролируются с помощью выдвижного люминофорного экрана c нанесенной координатной сеткой, который располагается непосредственно на ПУТИ пучка сразу после выводного окна. Регистрируемое пятно, бериллиевого высвечивающееся на экране люминофора, фиксируется В режиме реального времени камерой видеонаблюдения.

Все эксперименты, которые выполнены на описанном выше ускорителе, проводились на открытом воздухе. Использование выведенного пучка электронов, незначительно сказалось на его угловой расходимости, однако на порядок увеличило темпы проводимых исследований, поскольку необходимость откачки дополнительной вакуумной камеры для проведения экспериментальных исследований В отсутствует. Значение данном случае диэлектрической проницаемости вакуума  $\varepsilon = 1$ , для воздуха значение  $\varepsilon$  близко к единице [45].

Для регистрации генерируемого поляризационного излучения от мишеней различной геометрии, был использован детектор DP-21M. Детектор DP-21M выполнен на основе широкополосной микрополосковой антенны с установленным на ней низкобарьерным (0.2 – 0.3 эВ) детекторным СВЧ диодом. Антенна с диодом размещены в дюралюминиевом корпусе, на внешней части которого расположен вывод питания на 12 В и канал передачи данных (см. рисунок 1.3). Рабочий диапазон длин волн детектора находится в пределах от 3 до 30 мм, средняя чувствительность в области длин волн от 8 до 30 мм составляет 0.3 В/Вт.



a)



Рисунок 1.3 – Внешний вид микрополосковой антенны – (а), внешний вид детектора DP-21M – (б).

Для проверки линейности показаний детектора был проведен эксперимент в геометрии обратного переходного излучения, схема которого приведена на рисунке 1.4. В качестве мишени генерации переходного излучения Для вклада. использовалась медная пластинка. подавления вносимого высокочастотной системой ускорителя, на используемый детектор устанавливали запредельный волновод диаметром d = 10 мм, обрезающим излучение с длиной волны более 17 мм. Генерируемое мишенью обратное переходное излучение проходит через поляризатор № 1, который выделяет наиболее интенсивную горизонтальную компоненту поля переходного излучения. Далее снимается угловое распределение обратного переходного излучения с последующей фиксацией параболического телескопа в одном из обнаруженных максимумов.

Под параболическим телескопом здесь и далее по тексту, будем понимать собранную систему параболического рефлектора (т.е. зеркала) ИЗ И установленного в его фокусе детектора электромагнитного излучения. Угловое разрешение телескопа, можно определить из соотношения r/f, где f – фокусное расстояние параболического зеркала, которое составляет величину ≈0.03 рад. Вторым шагом является установка вращающегося вокруг своей оси поляризатора <u>№</u> 2 между рефлектором и детектором, для последующей регулировки интенсивности обратного переходного излучения.



Рисунок 1.4 – Схема измерения линейности детектора DP-21M.

Таким образом, была получена зависимость интенсивности уровня сигнала с детектора DP-21M от угла поворота  $\theta$  поляризатора № 2, которая изменяется по закону квадрата косинуса:

$$I \sim A_1 + A_2 \cdot \cos^2(\theta - A_3). \tag{1.1}$$

где I – интенсивность,  $A_1 = 58.8$ ,  $A_2 = 2300$ ,  $A_3 = 20.1^{\circ}$  соответственно параметры аппроксимации. Выполнив аппроксимацию с помощью формулы (1.1), получаем зависимость, показанную на рисунке 1.5 прямой линией.

Здесь и далее в проведенных экспериментах на ускорителе, статистическая ошибка измерений в каждой точке составляет менее 3%. Наблюдаемый разброс в представленных зависимостях при измерении интенсивности когерентного

излучения вблизи порога когерентности обусловлен нестабильностью параметров электронных сгустков. Разброс имеет характер не случайной величины, а случайного процесса со своими временными характеристиками и не может быть корректно описан в рамках существующих подходов определения статистических ошибок.



Рисунок 1.5 – Экспериментально измеренная функция линейности детектора DP-21M. Точками показаны экспериментальные данные; линией – аппроксимация.

Из анализа приведенной зависимости следует, что используемый детектор электромагнитного излучения линеен по интенсивности во всем рабочем диапазоне.

Для задачи по измерению спектра исследуемого излучения был использован интерферометр на основе разделения фронта волны [46], схематически изображенный на рисунке 1.6. Конструктивно интерферометр представляет собой две параллельно расположенные прямоугольные дюралюминиевые пластины, одна из которых статична, а вторая осуществляет перемещение вдоль направления исходного излучения, при этом оставаясь параллельной неподвижной пластине. Интерферометр устанавливается так, чтобы угол падения излучения на пластины составлял 45°, после чего отраженное излучение собирается параболическим зеркалом (f = 190 мм) и фокусируется на детекторе электромагнитного излучения.



Рисунок 1.6 – Схема интерферометра, работающего на основе разделения фронта волны.

интерферограмма представляет собой Измеряемая зависимость интенсивности излучения от смещения  $\delta$  одной пластины относительно другой вдоль заданной линии. Смещение  $\delta = 0$  мм соответствует случаю, когда пластины интерферометра расположены в одной плоскости. Полученная таким образом интерферограмма позволяет, используя обратное преобразования Фурье, восстановить спектр излучения [47] с погрешностью не более 14%, (см. рисунок 1.7).



Рисунок 1.7 – Экспериментально измеренная интерферограмма – (а) и восстановленный спектр излучения – (б).

24

Основным элементом схемы управления экспериментом является микроконтроллер, который управляет драйверами используемых шаговых двигателей. Блок-схема сбора и обработки данных показана на рисунке 1.8.



Рисунок 1.8 – Блок-схема системы сбора данных и управления экспериментом.

Данные, полученные в ходе эксперимента, отображаются на экране монитора в режиме реального времени в графическом виде. Программа в автоматическом режиме осуществляет запись полученных данных в файл. Встроенные функции предварительной обработки результатов, позволяют проводить сглаживание полученных зависимостей, вычитание фона и дифференцирования зависимостей.

В ходе экспериментов по исследованию спектрально-угловых характеристик излучения релятивистских электронов в миллиметровом диапазоне длин волн, возникает проблема «ближней» зоны (зона Френеля) [48]. Негативным эффектом «ближней» зоны является усложнение интерпретации полученных экспериментальных данных. Что приводит к трудностям при сравнении экспериментальных результатов и теоретических расчётов.

Суть эффекта «ближней» зоны можно представить следующим образом. Пусть производится измерение углового распределения узконаправленного излучения двух когерентных источников (см. рисунок 1.9) на расстоянии *L*. Если

расстояние *а* между источниками намного меньше размера изображения *b* (т.е.  $a \ll b$ , см. рисунок 1.9а), то происходит почти полная интерференция излучения от обоих источников. В случае, когда расстояние  $a \approx b$  (рисунок 1.9б) происходит частичная интерференция или полное её отсутствие. Если рассматривать данные когерентные источники или их множество как один протяженный источник когерентного излучения с размером *a*, то, в случае, когда *a << b* говорят, что измерения производятся в «дальней» зоне (зона Фраунгофера), в противном случае (когда *a > b* или *a ~ b*) принято говорить о «ближней» зоне. Для переходного излучения эффективный размер источника излучения в случае бесконечной границы раздела равен  $a \approx \gamma \lambda$  [49]. Учитывая это, можно сказать, что эффект «ближней» зоны будет сохраняться вплоть до  $L \approx \gamma^2 \lambda$  от мишени.



Рисунок 1.9 – Интерференция излучения от когерентных источников, расположенных на расстоянии: *a* << *b* – «дальняя» зона – (а); *a* ~ *b* – «ближняя» зона – (б).

Для миллиметрового диапазона длин волн ( $\lambda \approx 10$  мм) при значении Лоренцфактора электрона  $\gamma \approx 12$ , эффект «дальней» зоны наблюдается на расстоянии ( $\gamma^2 \lambda \approx 1440$  мм). Размещение исследовательской аппаратуры на такой дистанции ( $L \approx 1440$  мм) от мишени не представляется возможным, так как в этом случае необходимо использовать большую апертуру детектора, что приведет к негативным эффектам, таким как захват фона высокочастотных систем ускорителя и т.д.

На рисунке 1.10 представлено угловое распределение переходного излучения от плоской проводящей мишени, измеренное в «ближней» зоне на

расстоянии от мишени 400 мм с угловым разрешением 0.12 рад  $\approx 1.25\gamma^{-1}$  (кривая 1). Кривой 2 представлена теоретическая зависимость, рассчитанная для условий эксперимента в приближении «дальней» зоны и в предположении Гауссова распределения электронов в банче длиной  $\approx 6$  мм на уровне 10% ( $\sigma = 2$  мм), с учётом угловой расходимости электронного пучка [50].



Рисунок 1.10 – Зависимость интенсивности излучения когерентного переходного излучения от угла наблюдения в «ближней» зоне: экспериментальная кривая – 1, теоретическая зависимость – 2.

Из анализа рисунка становится видно, что угловое распределение переходного излучения в «ближней» зоне существенно шире, чем характерное угловое распределение переходного излучения в «дальней» зоне.

Для устранения эффекта «ближней» зоны в работе [50] авторами был продемонстрирован метод измерения углового распределения излучения в «ближней» зоне, исключающий вклад в угловые характеристики размеров источника излучения. Влияние эффекта «ближней» зоны удалось избежать при использовании параболического телескопа (устройство которого было приведено ранее по тексту). Тем самым авторы добились адекватной интерпретации результатов экспериментов в терминах теоретических моделей, развитых в приближении «дальней» зоны излучения. Схема установки для измерения угловых характеристик излучения с использованием параболического телескопа приведена на рисунке 1.11.



Рисунок 1.11 – Схема экспериментальной установки для измерения угловых характеристик переходного излучения.

На детектор DP-21M был установлен запредельный волновод диаметром 10 мм, который обрезает фон, идущий от высокочастотной системы ускорителя ( $\lambda_{\kappa p} < 17$  мм). Измеренная зависимость интенсивности когерентного переходного излучения от угла  $\theta$ , при токе электронов в макроимпульсе 30 мА и длиной банча  $\approx 6$  мм, приведена на рисунке 1.12 [50].



Рисунок 1.12 – Зависимость интенсивности излучения когерентного переходного излучения от угла наблюдения измеренная с использованием параболической оптики: экспериментальная кривая – 1, теоретическая зависимость, полученная в приближении «дальней» зоны – 2.

Как показали авторы цитируемой работы [50], измеренная угловая зависимость когерентного переходного излучения, хорошо согласуется с теоретической. Различие приведенных величин по абсолютному значению можно интерпретировать как неточность в задании длины сгустка ускорителя и его пространственной формы.

В целом созданная установка позволяет провести все запланированные эксперименты по исследованию характеристик излучения Вавилова-Черенкова, сгенерированного при прохождении релятивистских электронов вблизи диэлектрических мишеней различной конфигурации.

Однако прежде приступать непосредственно чем к выполнению необходимо протестировать аппаратуру поставленных задач. и методику проведения экспериментов с использованием параболической оптики. Для этого был собран специальный стенд, на источнике миллиметрового излучения, где проводились экспериментальные исследования процесса преломления излучения в миллиметровом диапазоне длин волн на границе двух сред (диэлектрик – воздух) вблизи угла полного внутреннего отражения. Полученные в ходе эксперимента данные позволят выбрать оптимальную геометрию мишеней и схему экспериментов для реализации на выведенном пучке электронов с энергией 6.1 МэВ.

В качестве источника излучения использовался генератор миллиметрового излучения на основе диода Ганна, имеющий ярко выраженную квазимонохроматическую линию в спектре генерируемого излучения (см. рисунок 1.13). Длительность импульса излучения 5 мксек, частота следования импульсов излучения 100 Гц.

Рассмотрим схему прохождения фотонного пучка через диэлектрическую треугольную призму, представленную на рисунке 1.14а. При прохождении излучения через треугольную призму, направление его распространения меняется в результате преломления на гранях (см. рисунок 1.14б). Для удобства сравнения расчётов и полученных экспериментальных данных будем рассматривать преломление излучения только на выходной грани мишени.

29



Рисунок 1.13 – Экспериментально измеренный спектр генератора излучения.

Зная основные геометрические параметры мишени, можно найти связь между углом наблюдения  $\beta$  (угол между первоначальным направлением распространения излучения и направлением распространения излучения после прохождения через мишень) и углом  $\psi$  (угол преломления излучения на второй грани, отсчитываемый от нормали к этой грани). Что позволит перейти от измеряемого в эксперименте угла  $\beta$  к углу  $\psi$ , определяемого законом Снеллиуса.



Рисунок 1.14 – Внешний вид мишени (а) и схема прохождения излучения через мишень – (б).

Для этого эксперимента был собран тестовый стенд, схема которого представлена на рисунке 1.15. Источник излучения, описанный выше, установлен

в фокусе параболического зеркала № 1, что обеспечивает формирование квазипараллельного пучка излучения, которое попадает на мишень. Измерение угловых характеристик излучения выполнялось с помощью параболического телескопа, ось вращения которого находится на выходной грани мишени. Шаг хода телескопа программируемый и составляет 1°. Входная апертура детектора была уменьшена с помощью запредельного волновода с диаметром отверстия 15 мм ( $\lambda_{xp} < 25$  мм). Угол поворота мишени  $\phi$  так же менялся в ходе выполнения эксперимента. Собранную установку юстировали при помощи лазера и зеркал.



Рисунок 1.15 – Схема тестового стенда по измерению угловых характеристик генерируемоего излучения.

В результате серии измерений был получен массив экспериментальных данных об угле преломления  $\psi$  в широком диапазоне углов падения  $\psi$ 2. На рисунке 1.16 приведено сравнение экспериментальной (показана точками) и теоретической зависимости  $\psi(\psi 2)$ , которая представлена сплошной кривой, полученной из закона Снеллиуса.



Рисунок 1.16 – Зависимость между углом падения  $\psi^2$  и углом наблюдения  $\psi: \bullet$  – экспериментальные точки, сплошная линия – расчётная зависимость.

Сравнение с теорией показывает, что в нашем случае закон Снеллиуса точно соблюдается для малых углов преломления. При приближении угла падения  $\psi^2$  к углу полного внутреннего отражения 45°, в ходе эксперимента наблюдается отклонения от закона преломления. Это видимое расхождение вызвано рядом факторов. Во-первых, необходимо учитывать, что сформированный параболическим зеркалом пучок является квазипараллельным, т.е. расходящимся и наблюдаемое отклонение может быть объяснено вкладом расходимости сформированного пучка. Во-вторых, не стоит так же забывать о наличии спектральной дисперсии материала мишени, которая не была учтена при построении теоретической кривой.

В последующих экспериментальных исследованиях, для выяснения природы регистрируемого излучения, использовались одинаковые поглощающие экраны S-I и S-II. Свойства экранов поглощать излучение в миллиметровом диапазоне длин волн были проверены на стенде (см. рисунок 1.17) с помощью генератора миллиметрового излучения на основе диода Ганна.

Для этого по направлению распространения излучения фотонов был помещён зеркальный отражатель, от которого снималось угловое распределение отраженного излучения. Далее отражатель, закрывался поглощающим экраном S-I и проводилось повторное измерение угловой зависимости.



Рисунок 1.17 – Схема тестирования поглощающего экрана на источнике излучения, выполненного на основе диода Гана.

Таким образом, проведённые измерения выполнены в одинаковых условиях, что позволяет осуществить корректное сравнение полученных зависимостей (см. рисунок 1.18).



Рисунок 1.18 – Угловое распределение отраженного излучения, которое измерено по схеме, приведенной на рисунке 1.17: кривая 2 – отраженное излучение, кривая 1 – отраженное излучение, измеренное с установленным поглощающим экраном.

Как видно из сравнения приведенных угловых распределений излучения (рисунок 1.18), наблюдаемое излучение от источника (кривая 2) полностью исчезает при установке поглощающего экрана S-I на мишень, что подтверждает эффективность используемого подхода экранировки излучения.

#### 1.2 Обсуждение результатов главы

В данной главе приведено описание используемой экспериментальной установки в совокупности с методикой проведения экспериментов, которая в целом необходима для исследования характеристик и механизмов генерации поляризационного излучения OT диэлектрических мишеней различной конфигурации в миллиметровом диапазоне длин волн. Представленная методика измерения характеристик генерируемого поляризационного излучения с использованием параболического рефлектора на расстоянии  $L << \gamma^2 \lambda$  дает «ближней» полученных В корректного сравнения зоне возможность экспериментальных данных с результатами теоретического расчёта для «дальней» зоны излучения. Выработанные рекомендации в ходе выполнения работ на тестовом стенде позволили в дальнейшем избежать ряда критических ошибок при работе на выведенном пучке релятивистских электронов. Кроме того, полученные результаты в ходе стендовых измерений подтвердили работоспособность выбранной схемы проведения экспериментов.

Глава 2 Экспериментальное исследование характеристик изучения Вавилова-Черенкова, возникающего при прохождении релятивистских электронных сгустков вблизи диэлектрических мишеней в миллиметровом диапазоне длин волн

Как отмечалось во Введении, интерес к изучению свойств излучения Вавилова-Черенкова целей невозмущающей для диагностики пучков современных ускорителей обусловлен возможностью в эксперименте реализовать способ, когда генерация поляризационного излучения происходит без непосредственного взаимодействия пучка заряженных частиц с материалом мишени [23, 51, 52]. Поскольку частица в этом случае движется вблизи мишени, не пересекая её плоскость, то энергетические потери частицы будут малы из-за отсутствия близких взаимодействий. В рассматриваемом случае, при частицы, прохождении заряженной возле мишени конечных размеров, кулоновское поле этой частицы поляризует мишень, индуцируя в среде (мишени) поляризационный ток, который и является источником излучения [53-57]. В зависимости от выбранной геометрии эксперимента, поляризационный механизм излучения, исторически принято делить на ряд частных случаев, таких как излучение Вавилова-Черенкова, дифракционное излучение, излучение Смита-Парселла или переходное излучение.

В данной главе приведены экспериментальные результаты исследования процесса генерации черенковского излучения, индуцированного в плоской и призматической мишенях, релятивистскими электронными сгустками с энергией 6.1 МэВ. Кроме этого в главе проведен подробный анализ вклада, вносимого дифракционным излучением в общие радиационные характеристики поляризационного излучения. Экспериментальные исследования проводились в миллиметровом диапазоне длин волн. Материалы, представленные в главе, опубликованы в работах [42, 58-60].

## 2.1 Результаты экспериментов по измерению характеристик излучения Вавилова-Черенкова и дифракционного излучения при пролёте релятивистских электронов вблизи плоской диэлектрической мишени

Эксперимент проводился на выведенном пучке микротрона ФТИ ТПУ с энергией ускоренных электронов 6.1 МэВ, и током электронного пучка 2.4 мкА. Подробное описание установки приведено в первой главе в разделе 1.1. На рисунке 2.1 представлена схема экспериментальной установки для регистрации углового распределения поляризационного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.



Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки: S-I и S-II – поглощающие экраны.

В ходе эксперимента использовалась диэлектрическая мишень прямоугольной формы, высота которой b = 260 мм, толщина a = c = 40 мм. Мишень изготовлена из тефлона марки РТFE, с коэффициентом преломления n=1.41. Сгусток релятивистских электронов распространяется вблизи края мишени на расстоянии h=20 мм (h – кратчайшее расстояние между осью электронного пучка и краем мишени). В условиях данного эксперимента поворот мишени по часовой стрелке принят положительным.

Измерения ориентационных и угловых зависимостей проводились с использованием параболического телескопа с разрешением 2.6°, в фокусе
которого расположен детектор DP-21M. Измерение зависимости интенсивности излучения от угла наблюдения  $\theta$  проводились с шагом 1°. Методика проведения экспериментов с использованием параболического телескопа подробно описана в первой главе в разделе 1.1.

Рассмотрим природу исследуемого поляризационного излучения, возникающего при пролёте сгустка релятивистских электронов вблизи плоской диэлектрической мишени. По аналоги с проведённым авторами работы [40] экспериментом, где наблюдалась генерация дифракционного излучения в диэлектрической мишени призматической формы В условиях генерации излучения Вавилова-Черенкова, можно предположить, что генерация дифракционного излучения в основном происходит на грани мишени b (см. врезку на рисунке 2.1). За генерацию излучения Вавилова-Черенкова, в данном случае, отвечает грань а. Следовательно, если закрыть грань мишени b поглощающим экраном S-II (см. врезку на рисунке 2.1), то дифракционное излучение будет подавлено по сравнению с черенковским излучением. Эффективность использования поглощающих экранов В миллиметровом диапазоне длин волн подробно изложена в первой главе в разделе 1.1.

Для подтверждения этого предположения было решено разделить угловых эксперименты ПО измерению характеристик поляризационного излучения от прямоугольной диэлектрической мишени на релятивистском пучке электронов на два этапа. На первом этапе измеряется зависимость интенсивности поляризационного излучения от угла наблюдения  $\theta$  для различных углов поворота мишени  $\psi = 0^{\circ}$  и  $\psi = 20^{\circ}$ . При этом мишень в начале эксперимента установлена под углом  $\psi = 0^{\circ}$ , т.е. строго перпендикулярно направлению распространения пучка. В дальнейшем угол поворота мишени изменяется и составляет  $\psi = 20^{\circ}$ . На втором этапе на грань b мишени устанавливается поглощающий экран S-II, что позволяет подавить генерацию дифракционного излучения от этой грани. В результате чего регистрируется интенсивность углового распределения «чистого» излучения Вавилова-Черенова.

В последующих теоретических расчётах была использована аппроксимация тонкой мишени [53, 54], когда толщина экрана a много меньше его длины (b >> c) это означает что в теоретической модели не учитывается выход излучения через оба торца мишени. Следовательно, для корректного сравнения экспериментальных данных с теорией, на грань c необходимо установить поглощающий экран S-I (см. рисунок 2.1).

Экспериментально полученные теоретически рассчитанные И ориентационные зависимости интенсивности поляризационного излучения от угла наблюдения  $\theta$  для различных положений мишени  $\psi$ , приведены на рисунке 2.2 кривой с закрашенными точками. Теоретические зависимости, рассчитанные поляризационных методом токов, представлены сплошной линией. Экспериментальные зависимости, представленные полыми точками, соответствуют измерениям, проводимым по второму этапу, т.е. с установленным поглощающим экраном S-II на грань мишени b.



Рисунок 2.2 – Угловые распределения поляризационного излучения, измеренного от плоской тефлоновой мишени, для различных углов поворота мишени  $\psi$ : (a) – угол поворота мишени  $\psi = 0^{\circ}$ , (б) – угол поворота  $\psi = 20^{\circ}$ . Параметры расчёта:  $\gamma = 12$  мм,  $\varepsilon = \sqrt{1.41}$ ,  $\lambda = 11$  мм.

На рисунке 2.2 представлен сравнительный анализ зависимостей интенсивности излучения Вавилова-Черенкова, измеренного в ходе эксперимента, и дифракционного излучения от угла поворота  $\psi$  плоской тефлоновой мишени. Как следует из рисунка 2.2а интенсивность излучения Вавилова-Черенкова в

максимуме углового распределения подавлена, и основной вклад в общие радиационные характеристики поляризационного излучения вносит дифракционное излучение (кривая с закрашенными точками). Наблюдаемый эффект подавления черенковского излучения связан, во-первых, с наличием деструктивной интерференцией между излучением Вавилова-Черенкова и дифракционным излучением. Во-вторых, с тем, что в ходе эксперимента регистрируется обратное переходное излучение от параболического зеркала, которое использовалось в эксперименте для подавления эффекта «ближней» зоны. Данное предположение подтверждается путем установки поглощающего экрана S-II на грань *а* (кривая с полыми точками).

Увеличение угла поворота мишени  $\psi$  относительно первоначального положения на 20° приводит к нарушению условия деструктивной интерференции между дифракционным и черенковским излучениями, в результате чего наблюдается качественное согласование экспериментальных результатов с теоретическим расчётом (см. рисунок 2.2б).

Для определения направления максимального выхода излучения Вавилова-Черенкова в вакуум после его преломления на грани мишени, было использовано выражение, впервые полученное в работе [55]:

$$\cos\psi - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_{Ch}} + i\gamma^{-1} \sin\psi \Big| \to 0.$$
(2.1)

Приведенная формула при  $\psi \to 0$  переходит в классическое условие Вавилова-Черенкова  $cos\theta = 1/\sqrt{\epsilon}\beta$ , записанное с учётом преломления излучения на границе раздела двух сред. Из выражения (2.1) следует, что при угле поворота  $\psi = 0^{\circ}$  диэлектрической мишени с  $\varepsilon = \sqrt{1.41}$  для Лоренц-фактора электронов  $\gamma = 12$ , максимум интенсивности излучения Вавилова-Черенкова находится под углом  $\theta_{ch} = 60^{\circ}$ , что и наблюдалось в проведенном эксперименте (см. рисунок 2.2a, кривая с полыми точками). Проведя аналогичные вычисления для случая, когда угол поворота мишени  $\psi$  равен  $20^{\circ}$ , получаем смещение пика черенковского излучения в угловом распределении на  $20^{\circ}$  ( $\theta_{Ch} = 80^{\circ}$ ), что наблюдалось в эксперименте (см. рисунок 2.26, кривая с полыми точками).

Подобное смещение пиков излучения Вавилова-Черенкова при наклонном пролёте заряженной частицы вблизи диэлектрической мишени конечных размеров предсказывалось в теоретических работах [55, 56], однако до настоящего момента не имело экспериментального подтверждения.

### 2.2 Результаты экспериментов по измерению спектрально-угловых характеристик излучения Вавилова-Черенкова, индуцированного при пролёте релятивистских электронов вблизи призматической мишени

Экспериментальные исследования угловых характеристик излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при пролёте релятивистских электронов вблизи диэлектрической мишени призматической формы, проводились по описанной в первой главе в разделе 1.1 методике. Данная методика успешно реализована на гигагерцовом источнике излучения и далее прошла апробацию на выведенном пучке микротрона ФТИ ТПУ с энергией ускоренных электронов 6.1 МэВ и током электронного сгустка 2.4 мкА.

Удобство выполнения мишени в форме призмы (см. рисунок 1.14) по сравнению с ранее используемой плоской мишенью заключается в простоте вывода излучения из объёма мишени. Поскольку излучение, генерируемое на гране, которая располагается, вдоль траектории пучка и интерпретируемое, в данном случае, как излучение Вавилова-Черенкова, не испытывает преломление на выходной грани. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 2.3. Источником поляризационного излучения является тефлоновая мишень, выполненная в форме призмы с коэффициентом преломления *n*, в диапазоне длин волн от 10 мм до 20 мм равным  $1.41\pm0.1$ . Сгусток релятивистских электронов распространяется вблизи мишени на расстоянии  $h \le \gamma \lambda / 2\pi \approx 20$  мм. Для регистрации поляризационного излучения использовался детектор DP-21M, в эксперименте измерялась горизонтальная поляризация поля излучения (в плоскости излучения).



Рисунок 2.3 – Схема экспериментальной установки по исследованию спектрально-угловых характеристик поляризационного излучения от призматической мишени.

Экспериментально измеренное угловое распределение поляризационного излучения, представлено на рисунке 2.4.



Рисунок 2.4 – Измеренное угловое распределение интенсивности поляризационного излучения от тефлоновой призмы в зависимости от полярного угла наблюдения *θ*.

Из приведённого распределения видно, что максимум излучения под углом  $\theta = 45^{\circ}$  соответствует пику излучения Вавилова-Черенкова, положение которого определяется простым соотношением:

$$\arccos\theta = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}\beta} = 45^{\circ}.$$
 (2.2)

Излучение в диапазоне углов  $\theta$  от 0° до 25° вызвано дифракцией поля электронов в материале мишени, а также обусловлено наличием обратного переходного излучения от рефлектора телескопа.

Форма и ширина пиков, ввиду наличия корреляции между длиной волны излучения и углом наблюдения, указывает на наличие спектральной дисперсии материала мишени  $n = n(\lambda)$ . Качественно оценить спектральную дисперсию материала мишени позволят измерения спектрального распределения черенковского излучения в максимуме углового распределения.

Для этого использовался интерферометр с разделением фронта волны на основе двух зеркал, схема экспериментальной установки представлена на рисунке 2.5. Подробное описание используемого интерферометра дано в первой главе в разделе 1.1. Спектральный диапазон интерферометра был ограничен устанавливаемым на детектор запредельным волноводом с  $\lambda_{max} \approx 30$  мм.



Рисунок 2.5 – Схема экспериментальной установки для измерения спектра излучения Вавилова-Черенкова в максимуме  $\theta = 45^{\circ}$  углового распределения.

На рисунке 2.6 приведены измеренные спектры черенковского излучения в максимуме углового распределения  $\theta = 45^{\circ}$  и вблизи него  $\theta = 41^{\circ}$ , 47°. Ошибка регистрации интерферограмм и восстановления спектров составляет величину не больше 14%.



Рисунок 2.6 – Экспериментально измеренные спектры излучения Вавилова-Черенкова; кривая (1) соответствует восстановленному спектру в пике  $\theta = 41^{\circ}$ , кривая (2) –  $\theta = 47^{\circ}$  и кривая (3) –  $\theta = 45^{\circ}$ .

Из анализа приведенных спектров поляризационного излучения следует, что в максимуме своих значений спектры разнятся по форме и интенсивности, также наблюдается незначительное смещение пиков в коротковолновый диапазон. Ввиду наличия спектральной дисперсии материала мишени, в экспериментах по измерению углового распределения поляризационного излучения, будет наблюдаться незначительное уширения пиков в угловом распределении поляризационного излучения.

### 2.2.1 Анализ вклада дифракционного излучения в общие характеристики поляризационного излучения

Полученные результаты измерения угловой плотности поляризационного излучения (см. рисунок 2.4), возникающего при пролёте релятивистских электронных сгустков вблизи призматической мишени, показали, что в выбранной геометрии эксперимента значительный вклад в исследуемое поляризационное излучение может вносить дифракционное излучение.

Следовательно, для исследования характеристик «чистого» черенковского излучения в выбранной ранее геометрии эксперимента необходимо оценить вклад, вносимый дифракционным излучением в общие радиационные характеристики поляризационного излучения. Для этого были проведены измерения ориентационных зависимостей интенсивности поляризационного излучения при различных углах поворота призмы с использованием поглощающих экранов.

Схема эксперимента по исследованию вклада, вносимого дифракционным излучением при пролёте релятивистских электронов вблизи диэлектрической призмы, представлена на рисунке 2.7.



Рисунок 2.7 – Схема экспериментальной установки по измерению углового распределения интенсивности поляризационного излучения при различных углах поворота призмы: (a) – призма вращается вокруг точки *b* в отрицательную область углов (направление по часовой стрелке), (б) – призма вращается вокруг точки *a* в положительную область углов (против часовой стрелки).

Подробное описание мишени приведено в первой главе в разделе 1.1. Мишень размещалась на расстоянии 200 мм от выходного патрубка и была установлена на механизм, который позволял менять угол наклона  $\psi$  в ходе проведения эксперимента. Кратчайшее расстояние между гранью мишени, параллельной пучку, и осью электронного пучка (импакт-параметр) составляет величину h=15 мм. В условиях данного эксперимента поворот мишени против часовой стрелки соответствует области положительных углов  $\psi$ .

Экспериментально полученные ориентационные зависимости интенсивности поляризационного излучения от угла наблюдения  $\theta$  для различных углов поворота мишени  $\psi$ , приведены на рисунке 2.8.



Рисунок 2.8 – Зависимости интенсивности черенковского и дифракционного излучения от угла поворота мишени  $\psi$ . Экспериментальные результаты, измеренные в геометрии, когда грань вдоль пучка открыта (см. рисунок 2.7а) обозначены кривой с кружками, измерения в геометрии эксперимента (см. рисунок 2.7б), соответствующие дифракционному излучению представлены кривой с треугольниками. Величина ошибок измерения на рисунке не превышает размера точек, отражающих экспериментальные данные.

Как видно из рисунка 2.8, когда ось вращения мишени находится в точке *а* (см. рисунок 2.7б) и поглощающий экран S-II не зафиксирован на грани мишени *c* (т.е. не поворачивается вместе с мишенью в отличие от экрана S-I) то в ходе эксперимента регистрируется только дифракционное излучение (кривая обозначенная треугольниками). При угле поворота мишени  $\psi = 0^{\circ}$  интенсивность дифракционного излучения равна нулю, так как все грани мишени, где происходит генерация поляризационного излучения, закрыты поглощающими экранами и измеряется фон ускорительной системы (врезка на рисунке 2.7б). В

области положительных углов поворота мишени ( $\psi > 0^{\circ}$ ) интенсивность дифракционного излучения возрастает, что объясняется увеличением области взаимодействия кулоновского поля сгустка релятивистских электронов с постепенно открывающейся гранью *c*.

В измерениях, проведенных без поглощающего экрана S-II (см. врезку к рисунку 2.7a), когда угол поворота мишени  $\psi = 0^{\circ}$ , что соответствует параллельному пролету пучка электронов вдоль грани с, основной вклад в общие радиационные характеристики поляризационного излучения вносит излучение Вавилова-Черенкова (кривая обозначена кружками). Интенсивность дифракционного излучения по сравнению с излучением Вавилова-Черенкова подавлена наличием поглощающего экрана S-II на грани d, ближайшей к патрубку. Однако, по мере увеличения угла поворота мишени  $\psi > 0^{\circ}$  (ось вращения мишени находится в точке а) интенсивность излучения Вавилова-Черенкова в максимуме углового распределения начинает уменьшаться. Эффект подавления дифракционного излучения уже не так существенен, поскольку в ходе эксперимента изменяется эффективный прицельный параметр.

В области отрицательных углов поворота мишени ( $\psi < 0^{\circ}$ ), когда ось вращения мишени находится в точке *b* (см. врезку 2.7а), наблюдается подобная картина с подавлением черенковского излучения в ходе увеличения эффективного прицельного параметра.

### 2.2.2 Спектр дифракционного излучения и излучения Вавилова-Черенкова

С помощью метода поляризационных токов [56] проведём исследование спектральных зависимостей излучения Вавилова-Черенкова и дифракционного излучения, индуцированных в призматической мишени конечной диэлектрической проницаемости полем равномерно движущейся заряженной частицы. Схема генерации поляризационного излучения приведена на рисунке 2.9.

46



Рисунок 2.9 – Схема генерации поляризационного излучения, возникающего при равномерном пролёте заряженной частицы вблизи диэлектрической призмы.

Спектрально-угловое распределение поляризационного излучения в рассматриваемом случае будет определяться, согласно работе [56], следующим выражением:

$$\frac{d^{2}W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^{2} \left|\beta^{2} \cos^{2}(\theta-\alpha)\right|}{4\pi^{2}c \left|K^{2}\right|^{p^{2}}} \left|\frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)}\right|^{2} \times \left|1 - \frac{P \exp\left(i\frac{\omega}{\beta c} \ a \ ctg\phi\right) + \sum ctg\phi \exp\left(ia\frac{\omega}{\beta c}P\right)}{P + \sum ctg\phi}\right|^{2}}{P + \sum ctg\phi}\right|^{2} \times$$

$$\frac{\exp\left[-2\frac{\omega}{\gamma\beta c}(h + a \ ctg\phi)K\cos\alpha\right]}{(1-\beta^{2}\cos^{2}(\theta-\alpha) + \beta^{2}\sin^{2}\alpha (1-\sin^{2}(\theta-\alpha)\sin^{2}\phi) + 2\beta\sin\alpha\sin(\theta-\alpha)\cos\phi} \times$$

$$\left[\left|\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon(\omega)\cos(\theta-\alpha) + U}\right|^{2}\left|\cos\alpha\left(\gamma^{-1}\sin(\theta-\alpha) - iKU\cos\phi\right) + \sin\alpha\left(iK\sin(\theta-\alpha) + \gamma^{-1}U\cos\phi\right) - \gamma\beta U\sin(\theta-\alpha)\sin^{2}\phi\right|^{2} + \gamma^{2}\sin^{2}\phi\left|\frac{\sqrt{\varepsilon(\omega)}}{\cos(\theta-\alpha) + U}\right|^{2}\left(\sin^{2}(\theta-\alpha) + |U|^{2}\right) \times \left[1-\beta^{2}\cos^{2}(\theta-\alpha) + 2\beta\gamma^{-2}\sin\alpha\sin(\theta-\alpha)\cos\phi - \gamma^{-2}\sin^{2}\alpha(K^{2}-\gamma^{-2})\right],$$

$$(2.3)$$

где введены следующие обозначения:

$$U = \sqrt{\varepsilon(\omega) - \sin^{2}(\theta - \alpha)},$$

$$P = \cos \alpha - \beta U + i\gamma^{-1}K \sin \alpha,$$

$$\sum = \sin \alpha + \beta \sin(\theta - \alpha) \cos \phi - i\gamma^{-1}K \cos \alpha,$$

$$K = \sqrt{1 + (\gamma\beta \sin(\theta - \alpha) \sin \phi)^{2}}.$$
(2.4)

Здесь  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость материала мишени,  $\omega$  – частота испущенного излучения,  $\theta$  и  $\phi$  – соответственно, полярный и азимутальный углы (отсчитываются от осей координат),  $\alpha$  – угол пролёта заряженной частицы,  $h=b/\cos\alpha$  – прицельный параметр, b – импакт-параметр, a – сторона мишени ВС.

Приведенное выражение (2.3) для спектрально-угловой плотности поляризационного излучения описывает как дифракционное излучение, так и излучение Вавилова-Черенкова, соответствующее полюсу интенсивности:

$$\left|\cos\alpha - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta} + i\gamma^{-1}\operatorname{K}\sin\alpha\right| \to 0.$$
(2.5)

Спектры излучения Вавилова-Черенкова и дифракционного излучения рассчитаны на основании формулы (2.3) для фиксированного угла наблюдения, что соответствует максимумам углового распределения каждого из излучений, и приведены для различных углов поворота мишени на рисунке 2.10. Полярный угол будет удовлетворять условию Вавилова-Черенкова, а для дифракционного излучения полярный угол равен углу пролёта.



a)

Рисунок 2.10 – Спектральное распределение излучения Вавилова-Черенкова и дифракционного излучения, вычисленное на основе метода поляризационных токов и приведенное для двух положений мишени относительно пучка: (а) – угол поворота мишени  $\psi = 20^{\circ}$ . Сплошная кривая соответствует черенковскому спектру, пунктирная – дифракционному. Параметры моделирования:  $\varepsilon = 1.41^2$ , b = 15 мм, a = 175 мм,  $\lambda = 11$  мм,  $\gamma = 12$ .

Как следует из рисунка 2.10а, интенсивность черенковского излучения выше дифракционного при угле поворота мишени  $\psi = 0^{\circ}$ , и далее возрастает с увеличением длины волны вплоть до  $\lambda \approx 35$  мм. При изменении угла поворота мишени  $\psi$  на  $20^{\circ}$ , интенсивности излучения Вавилова-Черенкова и дифракционного сопоставимы (см. рисунок 2.10б).

#### 2.3 Обсуждение результатов главы

В настоящей главе представлены результаты экспериментального излучения Вавилова-Черенкова. исследования свойств возникающего при электронных вблизи прохождении релятивистских сгустков различных диэлектрических мишеней, в миллиметровом диапазоне длин волн. Изменение плоской диэлектрической мишени угла поворота относительно пучка релятивистских электронов приводит к эффекту смещения пиков наблюдаемого излучения Вавилова-Черенкова. Показано, что когда угол между траекторией частицы и мишенью составляет 20°, то максимум интенсивности излучения Вавилова-Черенкова смещается и определяется из выражения (2.1),ЧТО проведённые подтвердили измерения угловых характеристик излучения Вавилова-Черенкова от диэлектрического экрана (см. рисунок 2.2). Эффект излучения Вавилова-Черенкова при наклонном смещения пиков пролёте заряженной частицы вблизи диэлектрической мишени конечных размеров предсказан в работах [55, был 56] и был подтверждён теоретически экспериментально в данной работе. Проведённые измерения спектрально-угловых характеристик излучения Вавилова-Черенкова от диэлектрической призмы показали наличие спектральной дисперсии материала мишени, что сказывается на незначительном уширении пиков в угловом распределении исследуемого поляризационного излучения. В экспериментах с использованием поглощающих экранов S-I и S-II, был проанализирован вклад, вносимый дифракционным излучением обшие радиационные характеристики в регистрируемого поляризационного излучения. Приведено сравнение теоретически рассчитанных спектров излучения Вавилова-Черенкова дифракционного И излучения, индуцированных в диэлектрической мишени призматической формы, равномерно движущейся заряженной частицей.

### Глава 3 Экспериментальное исследование характеристик поляризационного излучения, возникающего в диэлектрических фиберах

Как было отмечено во Введении, существует возможность использования поляризационного излучения, индуцированного в диэлектрическом фибере, в качестве инструмента для диагностики пучка [35, 36]. В плане использования фиберов в диагностике пучков немаловажным свойством является возможность изгибания. Изменение изгиба фибера позволяет регулировать ИХ угла соотношение интенсивностей излучений различного типа. Так, например, в работе [61] авторы, путём размещения фиберов с нулевым углом изгиба вдоль пучка заряженных частиц, наблюдали распространение «чистого» излучения Вавилова-Черенкова по оси фибера. Однако авторами цитируемой работы не учитывался вклад дифракционного излучения, индуцированного на стенках фибера, а также возможную интерференцию дифракционного и черенковского излучений. Кроме того, следует обратить внимание на тот факт, что если радиус фибера сравним с длиной волны, то возникает дискретизация состояний электромагнитных волн, показанная, например, в работе [32]. Существенным фактором в распространении всех типов поляризационного излучения в фиберах Излучение является внутреннего отражения. будет угол полного распространяться по фиберу только в том случае, если генерируемое излучение распространяется внутри фибера под углом к его внутренней поверхности, меньшем, чем угол полного внутреннего отражения. В противном случае, излучение преломляется на границе поверхности фибера и покинет его.

В данной главе представлены результаты экспериментального исследования спектральных и ориентационных зависимостей интенсивности поляризационного излучения, генерируемого полем релятивистских электронов с энергией 6.1 МэВ в прямых и изогнутых фиберах. Показано, что на поверхности коротких фиберов генерируются и распространяются затухающие поверхностные волны. Продемонстрирована возможность невозмущающего измерения

пространственного положения релятивистского электронного пучка и проведены измерения спектральных характеристик поля электронных сгустков в заданной точке поперечного сечения с использованием фиберов. Материалы, представленные в главе, опубликованы в работах [62-64].

### 3.1 Результаты экспериментов по измерению зависимости интенсивности поляризационного излучения от относительной кривизны фибера

Как уже отмечалось ранее, немаловажным свойством, характеризующим фибер, является возможность его изгиба на произвольные углы. Изгибы фибера, как и различные неровности, на его поверхности, приводят к тому, что излучение распространяющиеся вдоль изогнутого диэлектрического фибера выходит за его пределы. Поэтому, прежде чем приступать к экспериментам с изогнутыми фиберами необходимо оценить степень затухания поляризационного излучения, распространяющегося внутри диэлектрического фебера в зависимости от степени его изгиба. Для учёта потерь излучения внутри фибера можно использовать модель, основанную на расчёте коэффициента затухания  $\alpha'$  [65]. Здесь под коэффициентом затухания  $\alpha'$  будем понимать меру уменьшения мощности поляризационного излучения распространяющегося в фибере, которая согласно [65] может быть записана в следующем виде:

$$\alpha'(\mathbf{u},w) = \frac{1}{2\omega} \sqrt{\frac{\pi}{2R}} \cdot \exp\left(\frac{2w^3 2R/d}{(1.5\omega d)^2}\right) \cdot \frac{u^2}{d(vK_1(w))^2}.$$
(3.1)

где u, *w* – безразмерные кинематические величины,  $\omega$  – частота излучения, *R* – радиус изгиба, *d* – диаметр фибера,  $v = \omega d / 2\sqrt{\varepsilon - 1}$ ,  $\sqrt{\varepsilon(\omega)} = 1.41$ ,  $K_1$  – функция Бесселя. Таким образом, интегрируя уравнение (3.1) по кинематическим переменным (u<sub>1</sub>, u<sub>2</sub>), (w<sub>1</sub>, w<sub>2</sub>):

$$\alpha = \int_{W_1}^{W_2} \int_{U_1}^{U_2} \alpha'(\mathbf{u}, w) \, du \, dw$$

несложно получить уравнение для интенсивности поляризационного излучения распространяющегося в изогнутом диэлектрическом фибере:

$$I = I_0 \exp^{-2\alpha \,\omega \Phi}. \tag{3.2}$$

где  $I_0$  – интенсивность поляризационного излучения при  $\Phi = 0$ ,  $\Phi = R/L$  – угол изгиба фибера, L – длина фибера.

Полученное выражение интенсивности поляризационного излучения от относительной кривизны фибера с усреднением по длине волны, будет использовано в дальнейшем для сравнения с экспериментальными результатами.

Эксперимент по измерению интенсивности поляризационного излучения релятивистских электронов на выходе из изогнутого фибера проводился на ускорителе электронов типа «микротрон», подробное описание установки приведено в первой главе в разделе 1.1. На рисунке 3.1 приведена схема эксперимента.



Рисунок 3.1 – Схема экспериментальной установки для измерения интенсивности поляризационного излучения в зависимости от относительной кривизны фибера.

Электронный пучок, выведенный из ускорителя, распространяется вблизи фибера, кулоновское поле пучка частиц индуцирует в фибере поляризационные токи, которые распространяются внутри изогнутого фибера и регистрируются детектором DP-21M. В эксперименте использовался цилиндрический фибер из органического полимера с диаметром d = 11 мм, длиной L = 600 мм с показателем преломления n = 1.5. Числовая апертура фибера NA = 1 [66]. Использование фибера из полимера связано с удобством изгибания последнего на большие углы и способностью восстанавливать первоначальную форму после снятия нагрузки.

Результаты измерения интенсивности поляризационного излучения в зависимости от угла изгиба фибера  $\Phi$  в диапазоне длин волн  $\lambda = 10 - 40$  мм приведены в сравнении с расчётом, выполненным по формуле (3.2), с нормировкой величины  $I_0$  теоретической кривой на экспериментальное значение, и представлены на рисунке 3.2.



Рисунок 3.2 – Сравнение теоретической и экспериментальных кривых интенсивностей поляризационного излучения для изогнутого фибера. Точки – экспериментальные результаты, сплошная линия – расчёт по формуле (3.2), штриховая линия – сглаженные экспериментальные данные.

Как следует из рисунка 3.2, потери интенсивности поляризационного излучения при изгибании фибера составили 50%. Столь существенные потери мощности поляризационного излучения в полимерном фибере в результате его изгиба возникают по двум причинам. Во-первых, потери возникают из-за того, что в изогнутом фибере центр модового пятна смещен относительно оси волокна на величину b, напрямую зависящую от радиуса изгиба волокна (см. рисунок 3.3).



Рисунок 3.3 – Схематичное изображение потерь мощности поляризационного излучения в месте изгиба фибера: (а) – в изогнутом волокне центр модового пятна смещен относительно оси волокна на величину b; (б) – в месте соединения «прямого» и изогнутого волокна их модовые пятна смещены относительно друг друга на величину b.

В результате чего модовые пятна прямого и изогнутого фибера вместе их соединения оказываются смещенными относительно друг друга также на величину b. Поэтому только часть мощности моды «прямого» волокна (диаметром P) передается моде изогнутого волокна, а остальная мощность рассеивается на границе раздела.

Во-вторых, потери мощности поляризационного излучения происходят в самом изогнутом фибре, когда величина изгиба заставляет излучение падать под углом к его внутренней поверхности больше критического. В этом случае, часть излучения преломляется на границе поверхности фибера, что приводит к выходу излучающей моды за его приделы.

Приведенная теоретическая зависимость качественно соответствует экспериментальной, видимое расхождение, связано с различными неровностями на границе раздела фибер-вакуум.

### 3.1.1 Результаты эксперимента по измерению спектра излучения на выходе из изогнутого фибера на пучке реальных фотонов

Экспериментальное исследование по измерению спектра излучения, распространяющегося по изогнутому фиберу, проводилось на пучке реальных фотонов в миллиметровом диапазоне длин волн. Для этого в качестве источника излучения использовался генератор миллиметрового излучения на основе диода Ганна, спектр которого приведен на рисунке 3.4. Длительность импульса излучения 5 мксек, частота следования импульсов излучения 100 Гц. Как видно из рисунка 3.4 в измеренном спектре излучателя присутствует ярко выраженная квазимонохроматическая линия, соответствующая длине волны  $\lambda \approx 28$  мм.



Рисунок 3.4 – Измеренный спектр гигагерцового излучателя, выполненного на основе диода Ганна.

Схема фибера измерения спектров излучения на выходе ИЗ С излучателя приведена 3.5. использованием гигагерцового на рисунке Используемый излучатель и выходной торец фибера расположены в фокусе параболических рефлекторов, обеспечивает квазипараллельный ЧТО пучок излучения. Фибер выполнен из органического полимера с диаметром d = 11 мм, длиной L = 600 мм, угол изгиба составил 0.98 рад, показатель преломления n = 1.5.



Рисунок 3.5 – Схема экспериментальной установки для измерения спектров излучения на выходе изогнутого фибера.

Измерение спектров излучения проводилось при открытом входном торце фибера и при закрытом экраном входном торце фибера (диаметр экрана равен диаметру фибера). Подробное описание интерферометра и принципа его действия приведено в первой главе в разделе 1.1. Также в ходе эксперимента измерялся фон системы, для чего фибер удаляли из экспериментальной схемы. На рисунке 3.6 представлены измеренные спектры излучения, распространяющегося по изогнутому фиберу.



Рисунок 3.6 – Спектры излучения, измеренные на выходе из диэлектрического изогнутого фибера: 1 – входной торец фибера открыт, 2 – входной торец фибера закрыт экраном, 3 – измерение без фибера (фон).

Из анализа представленных на рисунке 3.6 зависимостей следует, что максимум интенсивности излучения в диапазоне длин волн  $\lambda = 20 - 30$  мм определяется основной модой излучения HE<sub>11</sub>, распространяющейся внутри фибера. Сравнение полученных зависимостей также указывает на то, что наблюдаемые максимумы регистрируемого излучения слабо зависят от того установлен или удален экран с торца фибера. Подобный эффект можно ожидать, если на поверхности фибера генерируются затухающие поверхностные волны (evanescent surface wave), наличие которых показано в теоретической работе [34]. Отметим, что используемый полимерный фибер работает в многомодовом режиме.

## **3.1.2** Исследование роли затухающих поверхностных волн в распространении излучения вдоль фиберов

Как было отмечено ранее в разделе 3.1.1, при исследовании спектров излучения от диэлектрического изогнутого фибера, интенсивность излучения слабо зависит от наличия установленного экрана на входном торце фибера, (см. рисунок 3.6). Исходя из полученных результатов, была выдвинута гипотеза о том, что излучение генерируется и распространяется не только внутри, но и на поверхности фибера. При этом излучение распространяющиеся по поверхности фибера обусловлено затухающими поверхностными волнами [34], которые распространяются вдоль границы раздела двух сред (фибер/вакуум). Однако, вплоть до настоящего времени эффект генерации затухающих поверхностных волн на поверхности фибера экспериментально не был показан. Поэтому для подтверждения наличия затухающих поверхностных волн, распространяющихся вдоль поверхности фибера, была измерена зависимость интенсивности излучения от расстояния h до поверхности на середине длины фибера. Схема эксперимента приведена на рисунке 3.7.



Рисунок 3.7 – Схема экспериментальной установки по измерению интенсивности затухающих поверхностных волн, распространяющихся по фиберу в зависимости от расстояния *h*.

Детектор электромагнитного излучения DP-21M, в геометрии указанной на рисунке 3.7, установлен на середине длины фибера L/2 и имеет поступательную степень свободы. В ходе эксперимента по измерению интенсивности излучения, распространяющегося вдоль поверхности фибера, детектор перпендикулярно перемещается относительно его поверхности. В начале эксперимента детектор вплотную придвинут к поверхности фибера. Путём перемещения детектора производится регистрация зависимости интенсивности излучения от расстояния h до поверхности фибера, показанной на рисунке 3.8. В эксперименте использовался такой же полимерный фибер, как и описанный ранее, в пункте 3.1.1.



Рисунок 3.8 – Зависимость интенсивности излучения от расстояния *h* до поверхности фибера.

Из рисунка 3.8 видно, что при размещении детектора вблизи фибера регистрируются затухающие поверхностные волны, которые распространяются вдоль границы раздела двух сред и выходят за её приделы на расстояние меньшее половины длины волны ( $\lambda/2$ ). На расстоянии больше чем  $\lambda/2$  наблюдаемые волны не были зарегистрированы, следовательно, вся мощность излучения в затухающих поверхностных волнах сосредоточена вблизи границы раздела фибер/вакуум.

# 3.1.3 Результаты экспериментов по измерению спектра поляризационного излучения от прямого и изогнутого фибера на релятивистском электроном пучке

Измерение спектров поляризационного излучения, от прямого и изогнутого фибера на релятивистском электронном сгустке, проводилось в два этапа. На первом этапе, использовался прямой цилиндрический тефлоновый фибер с длиной L равной 400 мм, диаметр d = 10 мм, показатель преломления n = 1.41. При этом торец фибера располагался на расстоянии h = 15 мм от пучка, а угол поворота относительно пучка  $\theta$  составил 30°, (см. рисунок 3.9a). Далее от прямого фибера производилась регистрация интерференционной зависимости, из которой, используя обратные преобразования Фурье, можно восстановить спектр исследуемого поляризационного излучения. На втором этапе, вместо прямого фибера устанавливался цилиндрический изогнутый фибер выполненный из органического полимера с диаметром d = 11 мм, длиной L = 600 мм с показателем преломления n=1.5. Угол изгиба фибера Ф составил 0.98 рад. После чего проводились измерения спектра поляризационного излучения уже от изогнутого фибера, (см. Рисунок 3.96). Эксперимент проводился на выведенном пучке электронов с энергией 6.1 МэВ. Параметры пучка и использованный детектор электромагнитного излучения подробно описаны в первой главе в разделе 1.1.



Рисунок 3.9. Схема экспериментальной установки по измерению спектров поляризационного излучения: (a) – индуцированного в прямом фибере, (б) – индуцированного в изогнутом фибере.

В результате серии экспериментов были измерены спектры поляризационного излучения, индуцированного в прямом и изогнутом фибере релятивистским электронным пучком (см. рисунок 3.10).



Рисунок 3.10. Сравнение спектров поляризационного излучения от прямого тефлонового фибера – (а) и (б) от изогнутого полимерного фибера.

Как видно из анализа рисунка 3.10 приведенные спектры для прямого и изогнутого фиберов не сильно различаются друг от друга. Минимальная длина волны, распространяющаяся внутри обоих фиберов составила  $\lambda_{min} > 15$  мм. В диапазоне длин волн  $\lambda = 22 - 30$  мм наблюдается максимум интенсивности поляризационного излучения соответствующего основной моде излучения HE<sub>11</sub>. Регистрируемый пик поляризационного излучения в диапазоне длин волн  $\lambda = 30 - 40$  мм, по-видимому, обусловлен вкладом затухающих поверхностных волн, эффект от которых наблюдался ранее и подробно описан в разделе 3.1.2.

### 3.2 Результаты экспериментов по измерению ориентационных характеристик дифракционного излучения и излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при пролёте релятивистских электронов вблизи диэлектрического фибера

Рассмотрим случай, когда поляризационное излучение индуцируется в материале фибера полем релятивисткой заряженной частицы (электрона), пролетающей вблизи фибера на значительном удалении от его концов. В этом случае излучение в фибере может генерироваться без прямого взаимодействия заряженной частицы с материалом фибера, т.к. кулоновское поле этой частицы поляризуют область размером  $\gamma\beta\lambda/2\pi$  и наводит в среде поляризационные токи. Эти токи, в свою очередь, в зависимости от параметров эксперимента, будут являться источниками как дифракционного излучения, так и излучения Вавилова-Черенкова [64]. Для качественного понимания процессов взаимодействия кулоновского поля заряженной частицы с фибером воспользуемся методом «виртуальных фотонов» [67, 68]. Согласно методу «виртуальных фотонов» дифракционное излучение можно представить, как преломление кулоновского поля релятивистских электронов на поверхности фибера. Излучение Вавилова-Черенкова будет являться результатом интерференции излучения, индуцированного в фибере кулоновским полем релятивистского электрона в каждой точке его траектории. Следовательно, в эксперименте необходимо

рассмотреть две геометрии расположения фиберов относительно пучка электронов:

1) Электронный сгусток и фибер лежат в одной плоскости, так как это показано на рисунке 3.11а. В этом случае прицельным параметром *h* является расстояние между электронным сгустком и торцом фибера *c*. В этой геометрии, согласно предложенной концепции, будет в основном задействован дифракционный механизм генерации излучения в фибере.

2) Фибер расположен под электронным сгустком на расстоянии h (см. рисунок 3.11б), при этом конец фибера находится на расстоянии  $l > \gamma \beta \lambda / 2\pi$  от электронного сгустка, тем самым, исключая взаимодействие кулоновского поля электронов с торцом фибера *c* и *d* (см. врезку на рисунке 3.11а). В этом случае, поляризационное излучение, возникающие в материале фибера при пролёте заряженной релятивисткой частицы на значительном удалении от его торцов, будет, в основном, обусловлено черенковским механизмом.

Эксперимент проводился на установке типа «микротрон» с энергией ускоренных электронов 6.1 МэВ. В эксперименте использовались прямые цилиндрические тефлоновые фиберы диаметром 10 мм и длиной 400 мм с показателем преломления *n*=1.41. Излучение фибера ИЗ выводилось непосредственно в детектор DP-21M, закреплённый на дальнем конце фибера d. Аппаратная реализация схемы эксперимента позволяет изменять угол  $\theta$  между пучком и фибером без изменения прицельного параметра h, и измерять зависимость интенсивности излучения из фибера от  $\theta$  при различных значениях прицельного параметра. Область изменения прицельного параметра определяется поперечным распределением поля электронов, характерный размер которого составляет величину порядка  $\propto \gamma \beta \lambda$ . Для условий эксперимента,  $\gamma = 12$ ,  $\lambda = 10$ мм,  $\beta \approx 1$  эффективная область взаимодействия поля электрона с веществом составит ≈120 мм.



Рисунок 3.11 – Схема экспериментальной установки по исследованию зависимости интенсивности поляризационного излучения от положения фибера относительно пучка заряженных частиц: (а) – электронный пучок и фибер расположены в одной плоскости, (б) – фибер расположен под пучком электронов.

Результаты эксперимента, проводимого по первому этапу, приведены на рисунке 3.12а, где показана интенсивность поляризационного излучения, измеренная в зависимости от угла поворота фибера  $\theta$  (см. рисунок 3.11а) при различных значениях прицельного параметра h. Для выяснения природы регистрируемого излучения была измерена аналогичная предыдущей зависимость, только ближний к пучку торец фибера c закрыли проводящим экраном с диаметром равным диаметру фибера. Полученные зависимости представлены на рисунке 3.126. Для удобства сравнения полученные зависимости приведены в одинаковом масштабе интенсивности излучения.



Рисунок 3.12 – Интенсивность поляризационного излучения в зависимости от прицельного параметра *h* при различных значениях угла поворота фибера  $\theta$ : (a) – входной торец фибера *c* открыт, (б) – входной торец фибера *c* закрыт экраном.  $\bullet - \theta = 20^{\circ}, \bullet - \theta = 30^{\circ}, \bullet - \theta = 50^{\circ}, \blacktriangle - \theta = 70^{\circ}, \lor - \theta = 90^{\circ}.$ 

Из анализа рисунка 3.12а видно, что при открытом торце фибера с в диапазоне углов  $\theta$  от  $20^{\circ}$  до  $30^{\circ}$  наблюдается максимум поляризационного излучения, природа которого будет классифицироваться как дифракционное излучение. Поскольку излучение Вавилова-Черенкова в данном случае из-за малых значений угла поворота фибера  $\theta < 45^{\circ}$  покидает фибер через боковые стенки и не регистрируется детектором. Это является следствием того, что угол распространения черенковского излучения внутри фибера близок к углу полного внутреннего отражения, который для тефлона составляет величину  $\approx 45^{\circ}$  и закона Снеллиуса. При закрытом торце фибера с рассчитывается ИЗ интенсивность дифракционного излучения в области  $\theta$  от  $20^{\circ}$  до  $30^{\circ}$  подавлена. Вместе с тем профиль интенсивности излучения в области углов  $\theta > 50^{\circ}$  и 10 мм < h < 60 мм, сохраняется без изменений и слабо зависит от установленного экрана, (см. рисунок 3.12). Следовательно, в этом случае поляризационное излучение возникает в материале фибера из-за черенковского механизма

64

генерации. Причем максимум распределения излучения Вавилова-Черенкова не зависит от наличия экрана на торце *с* фибера (см. рисунок 3.12б).

На втором этапе эксперимента, фибер располагался под электронным сгустком так, что геометрический центр фибера находился строго под пучком, (см. рисунок 3.11б). Выбранная геометрия эксперимента позволяет измерять интенсивность поляризационного излучения в зависимости от угла  $\theta$  при разных прицельных параметрах *h* (см. рисунок 3.13).



Рисунок 3.13 – Зависимости интенсивности излучения в геометрии с рисунка 3.116 как функция от угла поворота фибера  $\theta$  приведенная для различных значений прицельного параметра h: • -h=0 мм, ▲ -h=30 мм.

Несложно заметить, что в данной геометрии эксперимента, когда центр фибера расположен строго под пучком, ориентационные зависимости имеют ярко выраженный осциллирующий характер (рисунок 3.13), ЧТО быть может обусловлено отражениями внутри фибера. Для проверки наличия вклада отражения от торца фибера с, были проведены аналогичные измерения, но для случая, когда конец фибера закрыли поглотителем. Проведенные измерения показали идентичные результаты, что указывает на отсутствие отражений. Следовательно, наблюдаемые осцилляции не связаны с переотражениями от конца фибера и могут возникать из-за того, что компоненты поля электронов по разные стороны от электронного пучка направлены противоположно друг другу. Поле электронов в свою очередь генерирует излучение Вавилова-Черенкова с противоположными фазами в левой и правой половине фибера. Интерференция

данного излучения может вызывать наблюдаемые осцилляции в угловой зависимости. Кроме того, не стоит забывать об затухающих поверхностных волнах, которые в данном случае могут вносить свой вклад. Стоит отметить, что в проведённом эксперименте наблюдается слабая зависимость регистрируемой интенсивности поляризационного излучения от значения прицельного параметра.

# 3.3 Результаты экспериментов по использованию фиберов для невозмущающей диагностики пучков

Использование диэлектрических фиберов для невозмущающей диагностики пучков, основано на измерении электромагнитного поля, создаваемого заряженными частицами пучка. В частности, идея состоит в том, что из-за наличия деструктивной интерференции в случае симметричного расположения фиберов относительно пучка будет наблюдаться ярко выраженный минимум, (см. рисунок 3.14). Пучок, распространяется вдоль оси фибера на расстоянии  $\delta$  от центра фибера и поляризует область в пространстве вокруг себя, размер которой составляет величину порядка  $\propto \gamma\beta\lambda$ .



Рисунок 3.14 – Пример полученного сигнала с фиберов.

Если пучок смещается, то электромагнитное поле пучка соответственно смещается (относительно фиберов), условие деструктивной интерференции при этом нарушается. Следовательно, на величину отклонения пучка должен сместиться и наблюдаемый ранее минимум. Таким образом, задача использовать фиберы в качестве датчика положения пучка, сводится к нахождению нулевой позиции центрированного пучка с последующим динамическим моделированием его поперечного смещения от оси.

Общая схема стенда с использованием датчика положения пучка представлена на рисунке 3.15. Датчик состоит из двух изолированных и фиберов, равноудалённых от пучка и выполненных из органического полимера с диаметром 11 мм, длиной 600 мм и с показателем преломления n=1.5. Источником диагностируемого пучка является микротрон ФТИ ТПУ с энергией ускоренных электронов 6.1 МэВ, и током электронного пучка 2.4 мкА. Подробное описание установки приведено в первой главе в разделе 1.1.



Рисунок 3.15 – Схема экспериментальной установки для измерения пространственного положения релятивистского электронного пучка.

В начале эксперимента определяется профиль пучка (см. рисунок 1.2), методика контроля положения и размера пучка в экспериментальной зоне с помощью сканера, состоящего из двух перпендикулярно расположенных рассеивающих пластин, подробно изложена в первой главе в разделе 1.1. Поскольку в ходе эксперимента пучок стабилен и не претерпевает смещения по оси  $\delta$ , то для моделирования подобной ситуации необходимо смещать сам датчик. Подобное искусственное смещение на заранее заданную позицию позволяет оценить точность проводимых измерений. На рисунке 3.16 представлены результаты эксперимента по моделированию работы датчика положения пучка для следующих параметров смещения сгустка  $\delta = 0$  мм, 5 мм, 7 мм и 15 мм. Использованное оборудование обеспечивает минимальный задаваемый шаг смещения лучше 0.5 мм.



Рисунок 3.16 – Положение сигнала в зависимости от смещения  $\delta$  датчика положения пучка: • –  $\delta = 0$  мм, • –  $\delta = 5$  мм, • –  $\delta = 7$  мм, • – 15 мм.

Для определения минимума интенсивности, зависимости на рисунке 3.16 были продифференцированы методом непараметрической статистики. Полученные первые производные представлены на рисунке 3.17.



Рисунок 3.17 – Положение сигнала в зависимости от смещения  $\delta$  датчика положения пучка: • –  $\delta = 0$  мм, • –  $\delta = 5$  мм, • –  $\delta = 7$  мм, • – 15 мм.

Как видно из полученных зависимостей, приведенных на рисунке 3.17, наблюдается прямая корреляция между смещением датчика положения пучка и наблюдаемым положением минимума интенсивности излучения, т.е. смещая датчик на  $\delta = 5$  мм, наблюдаемый минимум интенсивности излучения сдвигается по оси на 5 мм и т.д. Проведенные серии экспериментов с искусственным смещением оси пучка  $\delta$  на 0 мм, 5 мм, 7 мм и 15 мм, показали воспроизводимость результатов. Использованный подход измерения положения пучка применим в широком диапазоне отклонений пучка от оси. Также предложенный метод, является невозмущающим способом диагностики и позволяет в процессе работы ускорителя в режиме реального времени контролировать положение пучка.

### 3.4 Результаты эксперимента по измерению спектральных характеристик поля электронных сгустков в заданной точке поперечного сечения

Для эксперимента по измерению спектральных характеристик поля электронных сгустков в заданной точке поперечного сечения, был разработан и собран прецизионный измерительный стенд. Схема стенда приведена на рисунке 3.18. Стенд установлен в экспериментальной зоне ускорителя (описанного в первой главе В разделе 1.1) И состоит ИЗ двух фиберов, детектора электромагнитного излучения, средств перемещения по одной координате на основе шагового двигателя. Центры фиберов разнесены на расстояние d (задается оператором), и центрированы относительно выведенного пучка. Фиберы выполнены из органического полимера с диаметром 11 мм, длиной 600 мм и с показателем преломления *n*=1.5.

Поскольку при перемещении фибера его длина не меняется, а значит и время распространения излучения в фибере постоянно, то перемещение фибера по координате  $\delta$  (продольное перемещение) вызовет сдвиг фаз, который будет зависеть только от относительного положения фиберов, что и приводит к регистрации интерференционной картины.



Рисунок 3.18 – Схема экспериментальной установки для определения спектра излучения в заданной точке.

Предполагая цилиндрическую симметрию поля электронных сгустков, фиберы устанавливались по обе стороны пучка на расстоянии d/2 (d = 20 мм). Область поперечного распределения поля электронов, составляет величину порядка  $\propto \gamma \beta \lambda$ , что ограничивает расстояние  $d \leq \gamma \beta \lambda$ . Затем при помощи шаговых двигателей один из фиберов начинает перемещаться по координате  $\delta$ , в то время как другой остаётся неподвижным. Во время движения фибера строится интерферограмма (см. рисунок 3.19) из которой, используя обратное преобразование Фурье, восстанавливается спектр излучения [47].



Рисунок 3.19 – Экспериментально измеренная интерферограмма (а) для *d* = 20 мм и восстановленный из интерферограммы спектр излучения – (б).

Поскольку предполагается, что разработанная методика позволяет проводить измерения спектральных характеристик поля электронных сгустков в любой заданной точке поперечного сечения, то следующую интерферограмму необходимо получить для других значений d. Цикл проводимых измерений тождественен выше приведенному за исключением выбранной точки (d = 60 мм), в которой был померен спектр (см. рисунок 3.20).



Рисунок 3.20 - Спектр излучения для d = 60 мм.

Как видно из сравнения спектров, приведенных на рисунке 3.196 и 3.20, наблюдается изменение спектра поля электронов. Предложение использовать диэлектрические фиберы для измерения спектральных характеристик поля электронных сгустков в любой точке поперечного сечения позволяет измерить интерферограмму и на её основе построить спектр. Динамический диапазон работы стенда оказался достаточным для работы в условиях используемого ускорителя. Следует заметить, что предложенный метод можно использовать только в той спектральной области, в которой в фибере выполняется многомодовый режим.

#### 3.5 Обсуждение результатов главы

В настоящей главе приведены результаты экспериментального исследования характеристик поляризационного излучения, индуцированного в фибере релятивистским электронным пучком в миллиметровом диапазоне длин волн. Показано, что в зависимости от геометрии расположения фибера относительно траектории распространения сгустка электронов, возникающие поляризационное излучение может генерироваться через различные механизмы. Если электронный сгусток и фибер лежат в одной плоскости, то при  $\theta \leq 45^{\circ}$  преобладающим механизмом генерации поляризационного излучения внутри фибера будет дифракционное излучение. Изменение угла поворота фибера в область больших углов  $\theta > 50^{\circ}$  приводит к подавлению дифракционного излучения в вритри фибера и уже излучение Вавилова-Черенкова даёт основной вклад в регистрируемое излучение. Черенковский механизм генерации излучения внутри фибера является преобладающим, когда конец фибера отнесен от электронного сгустка на расстояние  $h > \gamma \beta \lambda$ . Продемонстрированно, что регистрируемые осцилляции в зависимости интенсивности излучения от угла поворота фибера  $\theta$  для разных значений h, возникают из-за интерференции компонент поля электронов.

Проведенные измерения потери мощности поляризационного излучения в фибере в результате изгиба последнего на 2.5 рад составили 50% от первоначальной (фибер прямой). Показано, что экспериментальные зависимости интенсивности поляризационного излучения для изогнутого фибера качественно соответствуют теоретически рассчитанным.

В экспериментах по исследованию спектров излучения на выходе из фибера показано, что излучение распространяется не только внутри фибера, но и на его поверхности. Наглядно наличие затухающих поверхностных волн, распространяющихся вдоль раздела двух сред (фибер/вакуум), границы подтверждается тем, что экранирование входного торца фибера слабо сказывается на регистрируемой интенсивности. Основной захват излучения, в случае экранировки торца фибера, происходит его боковой поверхности. на Подтверждением последнего служит эксперимент, где затухающие поверхностные волны были зарегистрированы непосредственно у поверхности и на середине фибера.
Способ измерения пространственного невозмущающего положения релятивистского электронного пучка с помощью фиберов был протестирован на пучке релятивистских электронов микротрона ФТИ ТПУ. В данных условиях были получены путём искусственного смещения оси пучка  $\delta$  на 0 мм, 5 мм, 7 мм и 15 мм, достоверные результаты, с погрешностью в районе – 0.5 мм. Также предложена методика по измерению спектральных характеристик поля электронных сгустков, позволяющая получить спектры излучения на основе экспериментально измеренных интерферограмм в заданной точке поперечного сечения.

## Заключение

Основные результаты работы:

1. Результаты измерений спектрально-угловых и ориентационных зависимостей поляризационного излучения, возникающего при прохождении релятивистских электронных сгустков вблизи различных диэлектрических мишеней, в миллиметровом диапазоне длин волн. Подтвердили, что изменение плоской диэлектрической мишени угла поворота относительно пучка релятивистских электронов приводит к эффекту смещения пиков наблюдаемого Вавилова-Черенкова. Проведённые измерения излучения ориентационных зависимостей поляризационного излучения от диэлектрической призмы с использованием поглощающих экранов S-I и S-II позволили, проанализировать вносимый дифракционным излучением В обшие вклад. радиационные характеристики регистрируемого излучения.

2. Впервые проведены измерения зависимости интенсивности поляризационного излучения от изогнутого фибера для электронного пучка с энергией 6.1 МэВ. Результаты эксперимента качественно согласуются с результатами теоретических оценок по модели, базирующейся на расчёте коэффициента затухания.

3. Измерения спектров поляризационного излучения, индуцированного в прямом и изогнутом фибере релятивистским электронным пучком. Позволили установить, что в случае экранировки входного торца фибера, основной захват излучения происходит на его боковой поверхности.

4. Впервые зарегистрированы затухающие поверхностные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела двух сред (фибер/вакуум) и выходящие за её приделы на расстояние, меньшее половины длины волны падающего излучения ( $\lambda/2$ ).

5. Впервые выполнены измерения ориентационных характеристик дифракционного излучения и излучения Вавилова-Черенкова возникающего при пролёте релятивистских электронов вблизи диэлектрического фибера.

74

Проведённые эксперименты показали, что в зависимости от геометрии расположения фибера относительно траектории распространения сгустка электронов, возникающие поляризационное излучение может генерироваться через различные механизмы.

6. Впервые продемонстрирована возможность невозмущающего измерения пространственного положения релятивистского электронного пучка с использованием диэлектрических фиберов.

7. С использованием построенного измерительного стенда, базирующегося на диэлектрических фиберах, впервые проведены прямые измерения спектральных характеристик поля электронных сгустков с энергией 6.1 МэВ в заданной точке поперечного сечения.

Благодарности. В заключение автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю профессору Г.А. Науменко за помощь и внимание к работе, А.С. Конькову и В.В. Соболевой за внимательное прочтение диссертации, полезные советы и конструктивные обсуждения. Мне также хотелось выразить благодарность персоналу (Н.А. Лашук, Г.А. Саруев) микротрона ФТИ ТПУ за предоставленное пучковое время.

## Список литературы

- A Radiation Resistant Chromium Activated Aluminum Oxide Scintillator / Allison R.W., Brokloff R.W., McLaughlin R.L. et al. // Lawrence Berkley Radiation Laboratory. – Technical Report No. UCRL-19270. – July 1969.
- Beam profile measurement at 30 GeV using optical transition radiation / Catravas P., Leemans W.P., Esarey E. et al. // Proc. PAC 1999 – New York, 1999. – Pp. 2111–2113.
- Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. – Москва: Наука, 1984. – 360 с.
- Fabjan C.W., Fischer H.G. Particle detectors // Rep. Progr. Phys. 1980. Vol. 43. – Pp. 1003–1063.
- Kleinkhecht K. Particle detectors // Phys. Rep. 1982. Vol. 84. Pp. 85– 161.
- Goldsmith P., Jelley L.V. Optical transition radiation from protons entering metal surfaces // Philos. Mag. – 1959. – Vol. 4, no. 43. – Pp. 836 – 844.
- Fiorito R.B., Rule D.W. Diffraction radiation diagnostics for moderate to high-energy charged particle beams // Nucl. Instrum. Meth. B. – 2001. – Vol. 173. – Pp. 67–82.
- Observation of coherent diffraction radiation from bunched electrons passing through a circular aperture in the millimeter- and submillimeter-wavelength regions / Shibata Y., Hasebe S., Ishi K. et al. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 52, no. 6. Pp. 6787-6794.
- Экспериментальное обнаружение оптического дифракционного излучения / Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 67, № 10. – С. 760–764.
- Болотовский Б.М., Галстян Е.А. Дифракция и дифракционное излучение // УФН. – 2000. – Т. 170, № 8. – С. 809–829.

- Castellano M. A new non-intercepting beam size diagnostics using diffraction radiation from a slit // Nuc. Instr. and Meth. In Phys. Res. A. – 1997. – Vol. 394. – Pp. 275–280.
- Fiorito R.B., Rule D.W., Kimura W.D. Noninvasive beam position, size, divergence and energy diagnostics using diffraction radiation // AIP Conf. Proc. – 1999. –Vol. 472. – Pp. 725–734.
- Development of optical diffraction radiation beam size diagnostics at KEK Accelerator Test Facility / Karataev P., Hayano H., Muto T. et al. // Proc. EPAC. – Lucerne, Switzerland, 2004. – Pp. 2643–2645.
- Non-intercepting electron beam transverse diagnostics with optical diffraction radiation at the DESY FLASH Facility / Chiadroni E., Castellano M., Cianchi A. et al. // Proc. PAC07. Albuquerque, New Mexico, USA, 2007. Pp. 3982–3984.
- Development of a Diffraction Radiation Monitor for Noninvasive Transverse Beam Size Measurements at CesrTA / Bobb L., Lefevre T., Mazzoni S. et al, // ICFA Beam Dyn. Newslett. – 2013. – Vol. 62. – Pp. 116–123.
- 16. A new type of high-resolution position sensor for ultra-relativistic beams / Doucas G., Kimmitt M., Brownell J. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2001. Vol. 474. Pp. 10-18.
- Smith S.J., Purcell E.M. Visible light from localized surface charges moving across a grating // Phys. Rev. – 1953. – Vol. 92. – Pp.1069–1073.
- First measurements of the longitudinal bunch profile of a 28.5 GeV beam using coherent Smith-Purcell radiation / Blackmore V., Doucas G., Perry C. et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2009. Vol. 12. Pp. 032803.
- 19. Шевелёв М.В., Исследование свойств когерентного излучения релятивистских электронов в макроскопических структурах для создания средств диагностики пучков: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.20 /

Шевелев Михаил Викторович. – Томск: ФГБОУ ВПО НИ ТПУ, 2012. – 96 с.

- 20. Черенков А.П. Видимые свечения чистых жидкостей под действием *γ* радиации // ДАН СССР. 1934. Т. 2, № 8. С. 451.
- Вавилов С.И. О возможных причинах синего γ-свечения жидкости // ДАН СССР. – 1934. – Т. 2, № 8. – С. 457.
- Тамм И.Е., Франк И.М. Когерентное излучение быстрого электрона в среде // ДАН СССР. – 1937. – Т. 14, №3. – С. 107.
- Болотовский Б.М. Теория эффекта Вавилова–Черенкова // УФН. 1957. – Т. 62. вып. 3. – С. 201–246.
- Naito T., Mitsuhashi T. Very small beam-size measurement by a reflective synchrotron radiation interferometer // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2006. Vol. 9. Pp. 122802.
- Beam Measurement System of VEPP-2000 Injection Channels / Berkaev D., Ostanin I., Kozak V. et al. // Proc. of RuPAC 2008. Zvenigorod, Russia, 2008. Pp. 276–278.
- Tenenbaum P., Shintake T. Measurement of small electron-beam spots // ARNPS. – 1999. – Vol. 49. – Pp. 125–162.
- 27. Progress Report on Development of a High Resolution Transverse Diagnostic based on Fiber Optics / Tikhoplav R., Agustsson R., Andonian G. et al. // Proceedings of IPAC'12. Louisiana, USA, 2012. Pp. 996–998.
- Распределённый датчик потерь пучка на основе черенковского излучения в оптоволокне / Мальцева Ю.И., Еманов Ф.А., Петренко А.В., Присекин В.Г. // УФН. – 2015. – Т. 185, № 5. – С. 553–556.
- Intermite A., Putignano M., Wolski A. First calibration of a Cherenkov beam loss sensor at ALICE using SiPM // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2012. – Vol. 677. – Pp. 80–88.
- Forck P. Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics // Joint University Accelerator School. – Darmstadt, Germany, 2011. – 153 c.

- Artru X., Ray C. Photon production by charged particles in narrow optical fibers // Proceedings of the SPIE. – 2007. – Vol. 6634. – Pp. 66340Y.
- Artru X., Ray C. Interference and shadow effects in the production of light by charged particles in optical fibers// Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. - 2008. - Vol. 266. - Pp. 571-586.
- 33. Artru X., Ray C. Radiation Induced by Charged Particles in Optical Fibers
   // Selected Topics on Optical Fiber Technology. 2012. Pp. 571–586.
- Artru X., Ray C. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2013. Vol. 309. Pp. 162–166.
- Transverse beam profile diagnostic using fiber optic array / Wu S., Andonian G., Campese T. et al. // Proc. of PAC 2013. – Pasadena, CA USA, 2013. – Pp. 1205–1207.
- 36. A High Resolution Transverse Diagnostic based on Fiber Optics / Agustsson R., Andonian G., Murokh A. Tikhoplav R. // Proc. of IPAC'10. – Kyoto, Japan, 2010. – Pp. 1203–1205.
- 37. Effect of neutron- and gamma-radiation on glass optical waveguides / Maurer R.D., Schiel E.J., Kronenberg S., Lux R.A. // Appl. Opt. – 1973. – Vol. 12, no. 9. – Pp. 2024.
- Evans B.D., Sigel G.H. Permanent and transient radiation induced losses in optical fibers// IEEE Trans. Nucl. Sci. 1974. Vol. 21, no. 6. Pp. 113–118.
- 39. Effects of Radiation on Optical Fibers/ Fuhua Liu, Yuying An, Ping Wang et al. // Recent Progress in Optical Fiber Research. 2012. Pp. 431–450.
- 40. Науменко Г.А., Потылицын А.П., Шевелёв М.В., Попов Ю.А. // Письма в ЖЭТФ. – 2011. – Т. 94. – №4. – С.280–283.
- Блеко В.В., Соболева В.В., Шевелёв М.В. Исследование прохождения излучения через диэлектрическую среду в миллиметровом диапазоне длин волн вблизи угла полного внутреннего отражения // Изв. ВУЗов. Физика. – 2011. – Т. 54, № 11/2. – С. 295–299.

- Bleko V.V., Konkov A.S., Soboleva V.V. Coherent diffraction and Cherenkov radiation of relativistic electrons from a dielectric target in the millimeter wavelength range // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. – 2015. – Vol. 355. – Pp. 129–131.
- 43. Coherent Diffraction Radiation of a 6-MeV Microtron Electron Beam / Aleinik A.N., Aryshev A.S., Kalinin B.N. et al. // JETP Letters. 2002. Vol. 76, no. 6. Pp. 337–340.
- 44. Капица С.П., Мелехин В.Н. Микротрон. М.: Наука, 1969. 211 с.
- 45. Корицкий Ю.В. Электротехнические материалы. 3-е изд., перераб. М.: Энергия, 1976. 320 с.
- 46. Измерение длины электронных сгустков на основе когерентного дифракционного излучения / Науменко Г.А., Потылицын А.П., Шевелёв М.В., и др. // Изв. ВУЗов. Физика. 2009. Т. №11/2. С. 254–260.
- 47. Froehlich L. Bunch length measurements using a Martin-Puplett interferometer at the VUV-FEL // DESY-THESIS 2005-011, FEL-THESIS 2005-02. 2005. 56 p.
- Verzilov V.A. Transition radiation in the pre-wave zone // Phys. Lett. A. –
   2000. Vol. 273. Pp. 135–140.
- Науменко Г.А. Дифракционное излучение релятивистских электронов и диагностика пучков: Диссертация на соискание степени доктора физико-математических наук: 01.04.20 / Науменко Геннадий Андреевич. – Томск: ТПУ ФГНУ НИИ ЯФ, 2007. – 249 с.
- 50. Измерение угловых характеристик переходного излучения в ближней и дальней волновых зонах / Калинин Б.Н., Науменко Г.А., Потылицын А.П., и др. // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т. 84, №3. – С. 136–140.
- 51. Observation of coherent Cerenkov radiation from a solid dielectric with short bunches of electrons / Takahashi T., Shibata Y., Ishi K., et al. // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 62, no.6. – Pp. 8606–8611.

- 52. Investigation of coherent Cerenkov radiation generated by 6.1 MeV electron beam passing near the dielectric target / Potylitsyn A.P., Popov Yu.A., Sukhikh L.G. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2010. Vol. 236. P. 012025.
- 53. Карловец Д.В., Потылицын А.П. Дифракционное излучение от экрана конечной проводимости // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90, № 5. С. 368–373.
- 54. Карловец Д.В. К теории поляризационного излучения в средах с резкими границами // ЖЭТФ. – 2011. – Т. 140, № 1. – С. 36–55.
- 55. Кручинин К.О., Карловец Д.В. Развитие теории дифракционного излучения для поверхностей конечной проводимости // Изв. ВУЗов. Физика. – 2012. – Т. 55, № 1. – С. 10–16.
- 56. Шевелёв М.В., Коньков А.С. Особенности генерации излучения Вавилова-Черенкова при пролете заряженной частицы вблизи диэлектрической мишени // ЖЭТФ. – 2014. – Т. 145, № 4. – С. 579– 590.
- 57. Shevelev M.V., Konkov A.S., Aryshev A.S. Soft-x-ray Cherenkov radiation generated by a charged particle moving near a finite-size screen // Phys. Rev. A. 2015. Vol. 92. Pp. 053851.
- 58. Блеко В.В., Соболева В.В., Шевелёв М.В. Спектрально-угловые характеристики излучения Вавилова-Черенкова при пролёте релятивистских электронов вблизи мишени // Изв. ВУЗов. Физика. 2012. Т. 55, № 11/2. С. 146–150.
- 59. Блеко В.В., Соболева В.В. Вклад дифракционного излучения при генерации излучения Вавилова-Черенкова релятивистскими электронами в диэлектрических мишенях // Изв. ВУЗов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 11/2. – С. 210–214.
- Polarization Radiation in a Teflon Target / Naumenko G., Potylitsyn A., Shevelev M., et al. // J. Phys. Conf. Ser. – 2014. – Vol. 517. – Pp. 012004.

- Update on beam loss monitoring at CTF3 for CLIC / Devlin L.J., Welsh C.P., Effinger E. et al. // Proceedings of IBIC 2013. Oxford, UK, 2013. WEPC43.
- Когерентное излучение релятивистских электронов в диэлектрических фиберах в миллиметровом диапазоне длин волн / Науменко Г.А., Потылицын А.П., Блеко В.В., Соболева В.В. // Письма в ЖЭТФ. – Т. 100, вып. 12. – С. 881–884.
- Coherent radiation of relativistic electrons in dielectric fibers / Naumenko G.A., Potylitsyn A.P., Bleko V.V., Soboleva V.V. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. – 2015. – Vol. 355. – Pp. 125–128.
- Coherent diffraction and Cherenkov radiation from short electron bunches in fibers / Naumenko G.A., Bleko V.V., Potylitsyn A.P., Soboleva V.V. // IPAC Proc. – Dresden, Germany, 2014. – p. 3632–3634.
- 65. Marcuse D. Curvature loss formula for optical fibers // J. Opt. Soc. Amer.
  B. 1976. Vol. 66. Pp. 216–220.
- Гауэр Дж. Оптические системы связи: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1989. – 504 с.
- 67. Fermi E. Über die Theorie des Stoßes zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen // Z. Phys. 1924 Vol. 29, no. 1. Pp. 315–327.
- Williams E.J. Correlation of Certain Collision Problems with Radiation Theory // Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat. Phys. Medd. – 1935. – Vol. 13, no. 4. – Pp. 1–50.