

Сухих Леонид Григорьевич

**ИЗМЕРЕНИЕ РАЗМЕРОВ МИКРОННЫХ
ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ВЫСОКОЙ
ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ ПЕРЕХОДНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ**

Специальность 01.04.20 —
«Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Томск — 2018

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

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

Официальные оппоненты: **Кубанкин Александр Сергеевич**,
доктор физико-математических наук,
ФГАОУ ВО «Белгородский государственный национальный исследовательский университет»,
кафедра теоретической и математической физики, профессор

Мешков Олег Игоревич,
доктор физико-математических наук,
ФГБУН Институт ядерной физики им.
Г.И. Будкера СО РАН,
заведующий сектором 1-31

Стриханов Михаил Николаевич,
доктор физико-математических наук, профессор,
ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
ректор

Ведущая организация: ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»

Защита состоится «21» июня 2018 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета Д 212.269.05 на базе ФГАОУ ВО НИ ТПУ по адресу: 634050, г. Томск, проспект Ленина, д. 2а, ауд. 326.

С диссертацией можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ФГАОУ ВО НИ ТПУ и на сайте: <http://portal.tpu.ru/council/912/worklist>.

Автореферат разослан « » 2018 года.

Ученый секретарь

диссертационного совета

Д 212.269.05, к-т физ.-мат. наук



Кожевников А.В.

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

В настоящее время в мире успешно эксплуатируется Большой Адронный Коллайдер, на котором уже был обнаружен бозон Хиггса и проходят дальнейшие исследования по поиску явлений «новой физики». Несмотря на то, что с обнаружением бозона Хиггса найдены все «ингредиенты» стандартной модели, остается ещё целый ряд нерешённых проблем, к которым относятся вопросы тёмной материи, (в Стандартной модели нет подходящего кандидата на эту роль), единственность бозона Хиггса и его элементарность ¹. Поэтому необходимо измерять с максимально возможной точностью не только базовые параметры бозона, но и константы связи, включая константу самодействия. Помимо бозона Хиггса ещё одной областью тестирования стандартной модели является детальное исследование свойств t-кварка, который является самой тяжелой частицей в Стандартной модели. В ряде теоретических моделей свойства t-кварка отличаются от свойств, предсказанных Стандартной моделью. Также масса t-кварка связана с массой бозона Хиггса и W-бозона, поэтому прецизионное измерение их масс может позволить верифицировать или опровергнуть имеющиеся теоретические построения.

Для нахождения новых частиц за пределами Стандартной модели и для детального исследования свойств бозона Хиггса и t-кварка обсуждается постройка нового электрон-позитронного линейного коллайдера. В мире разрабатывается два проекта электрон-позитронного коллайдера высоких энергий: Международный линейный коллайдер (ILC) ² и Компактный линейный коллайдер (CLiC) ³. Для эффективной работы коллайдера необходимо поддерживать высокую светимость в месте встречи. Для этого эмиттанс пучка должен измеряться и контролироваться на протяжении всего цикла ускорения. В случае проекта CLiC планируется создание примерно 800 станций измерения поперечного размера пучка, из которых 130 станций с пространственным разрешением 1 мкм (!). При этом энергия электронного и позитронного пучка изменяется в диапазоне от 2,9 ГэВ до 1500 ГэВ. В настоящее время не существует готовых решений для создания станций мониторинга поперечного размера пучка линейного ускорителя с таким разрешением.

¹Yamamoto H. Future e + e - Linear colliders - Physics motivation and physics reach // Annalen der Physik. – 2016. – Vol. 528, (1-2). – Pp. 145-150.

²Официальный сайт проекта линейного электрон-позитронного коллайдера [Электронный ресурс]. — 2017. — URL: <http://www.linearcollider.org/ILC> ; Доступ свободный

³Официальный сайт проекта компактного линейного электрон-позитронного коллайдера (CLiC) [Электронный ресурс]. — 2017. — URL: <http://clic-study.web.cern.ch/> ; Доступ свободный.

Стандартным механизмом для визуализации поперечного профиля электронного⁴ пучка является механизм обратного переходного излучения в видимом диапазоне длин волн. Обратное переходное излучение генерируется при пересечении пучком заряженных частиц, летящих в вакууме, некоторой мишени⁵. Излучение генерируется в виде конуса с осью в направлении зеркального отражения от поверхности мишени. Положение максимума излучения определяется энергией пучка. Генерируемое излучение радиально поляризовано. Его интенсивность и соотношение между компонентами поляризации определяется свойствами мишени и геометрией задачи. Мишени выбираются исходя из двух критериев, первым из которых является хорошая отражающая способность в видимом диапазоне длин волн, а вторым – стойкость к нагреву под действием пучка. Обратное переходное излучение, генерируемое мишенью, с помощью тонкой линзы или более сложной оптической схемы собирается на детекторе, формируя изображение излучающего пучка.

При снижении размеров пучка до уровня в несколько длин волн излучения (до единиц микрометров) важную роль начинает играть функция визуализации одиночного электрона, которая характеризует пространственное распределение и в дальнейшем для удобства обозначается как SPF (single-particle-function). Кратко можно отметить, что влияние SPF (эффект дифракционного предела) приводит к тому, что Гауссов пучок при снижении своего размера ниже некоторого порога, определяемого свойствами оптической схемы, начинает визуализироваться с деформациями, что приводит к неверной оценке истинного размера пучка. При дальнейшем снижении размера Гауссов пучок визуализируется как двугорбое распределение с минимумом на оптической оси⁶. Как правило, для стандартных оптических схем, использующих длину волны излучения $\lambda = 500$ нм и оптическую систему с числовой апертурой $NA = 0,1$ рад двугорбые распределения будут появляться при размере пучка менее $\sigma \leq 2$ мкм (σ – размер пучка, среднеквадратичное отклонение, rms) в случае отсутствия аберраций и расфокусировки (режим доминирования SPF). Влияние SPF будет чувствоваться для пучков с размером $\sigma \leq 20$ мкм даже в идеальном случае. Наличие сферических, хроматических

⁴В данном случае нет разницы между электронным и позитронным пучком.

⁵В данном случае процесс описан в приложении к практической диагностике поперечного размера пучка, поэтому опущена ненужная в данном случае общность рассмотрения процесса генерации переходного излучения.

⁶Castellano M., Verzilov V. Spatial resolution in optical transition radiation beam diagnostics // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. – 1998. – Vol. 1, no. 6. – Pp. 1-9.; Kube G. Imaging with Optical Transition Radiation, Transverse Beam Diagnostics for the XFEL: tech. rep. / DESY, MDI. – 2008. – 24 pp.

и иных аберраций, так же как ошибок в юстировке оптической схемы, может уширить SPF и существенно ухудшить разрешающую способность монитора.

Развитие физики и техники ускорения электронных пучков привело к тому, что имеющиеся и достаточно широко используемые мониторы по измерению поперечного профиля электронных пучков на основе обратного переходного излучения в видимом диапазоне длин волн достигли своих пределов. В случаях, когда поперечные или продольные размеры электронных сгустков (микросгустков) сопоставимы по порядку величины с длиной волны, используемой в мониторе, наблюдаются существенные искажения получаемых изображений пучка. В связи с этим возникает вопрос, можно ли, и если можно, то как, совершенствовать мониторы на основе обратного переходного излучения для измерения поперечных размеров/профилей пучка с характерными размерами порядка микрометров?

Так как фундаментальные ограничения связаны с длиной волны обратного переходного излучения, то подход, связанный со снижением длины волны излучения, используемой в мониторе, является очевидным ответом на поставленный выше вопрос. Переход в ультрафиолетовый спектральный диапазон или даже в диапазон вакуумного ультрафиолета позволит пропорционально уменьшению длины волны излучения снизить влияние дифракционного предела, а также генерировать излучение в некогерентном режиме. Выбор данного пути сопряжён с рядом сложностей, в основном технического характера, что неминуемо отражается на экономической эффективности такого монитора. С другой стороны, в случае некогерентного излучения в видимом диапазоне при малых поперечных размерах пучка для определения его размеров можно, в принципе, использовать и изображение, полученное при доминировании SPF, как продемонстрировано в работе ⁷.

Таким образом, актуальность настоящего исследования продиктована необходимостью модернизации методов диагностики поперечного профиля электронного пучка для достижения ими пространственного разрешения не хуже 1 мкм.

Целью данной работы является исследование возможностей использования мониторов поперечного профиля пучка на основе обратного переходного излучения в видимом диапазоне длин волн за дифракционным пределом и в спектральном диапазоне длин волн вакуумного ультрафиолета для улучшения разрешающей способности метода.

⁷First observation of the point spread function of optical transition radiation / P. Karataev [et al.] // Physical Review Letters. – 2011. – Vol. 107, no. 17. – P. 174801.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать теоретическую модель для расчёта изображений одиночных электронов (SPF) и пучка, получаемых при визуализации обратного переходного излучения от наклонной мишени.
2. Разработать подходы к определению истинного размера электронного пучка с Гауссовым профилем при его визуализации на основе обратного переходного излучения при доминировании SPF.
3. Провести экспериментальные измерения поперечного профиля электронного пучка с энергией $E_e \sim 1$ ГэВ с размером порядка единиц микрометров на основе обратного переходного излучения в видимом диапазоне длин волн.
4. Провести теоретические и экспериментальные исследования характеристик обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета ($\lambda \approx 20$ нм).
5. Разработать оптическую схему и впервые измерить поперечный размер электронного пучка на основе визуализации обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета ($\lambda \approx 20$ нм).

Научная новизна работы заключается в том, что:

1. Была разработана модель для расчёта изображений пучка от наклонных мишеней. Были получены результаты теоретического моделирования 3D изображений пучка при пересечении наклонной мишени, где впервые в мире теоретически продемонстрирован и объяснён эффект глубины фокуса при визуализации обратного переходного излучения. Разработанный подход позволяет получать изображения пучка как для σ - и π -компонент поляризации излучения, так и для неполяризованного излучения.
2. Была разработана универсальная функция аппроксимации вертикальной проекции изображения пучка, полученного с использованием σ -компоненты излучения, которая позволяет определить размер пучка как в случае двугорбого распределения (существенное влияние SPF), так и в случаях, когда влияние SPF меньше, т.е. распределение по-прежнему одnogорбое, но не Гауссово.
3. Впервые в мире были проведены экспериментальные исследования по визуализации поперечного профиля электронного пучка микрометровых размеров с использованием двухзеркального объектива Шварцшильда в видимом диапазоне длин волн. Поперечный про-

филь электронного пучка с вертикальным размером $\sigma_y \simeq 1,5$ мкм был визуализирован как с помощью обратного переходного излучения, так и с помощью излучения тонкого сцинтиллятора. Анализ изображений пучка, полученных на основе обратного переходного излучения, показал, что разработанная функция аппроксимации вполне эффективна. Также было показано, что использование объектива Шварцшильда для визуализации обратного переходного излучения имеет как ряд преимуществ, таких как отсутствующая хроматическая абберрация, так и ряд сложностей, например, нет ясности с эффективной числовой апертурой объектива при использовании узконаправленного излучения.

4. Впервые в мире были экспериментально получены двумерные изображения пространственного распределения обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета ($\lambda \approx 20$ нм).
5. Впервые в мире были получены изображения электронного пучка с использованием обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета ($\lambda \approx 20$ нм). Визуализация обратного переходного излучения проходила с использованием сферического многослойного зеркала, что позволило для одной и той же экспериментальной установки получить изображения в спектральных диапазонах вакуумного ультрафиолета и видимого света, напрямую сравнить их и объяснить имеющиеся различия с использованием разработанной теоретической модели.

Практическая значимость заключается в том, что полученные теоретические модели и экспериментальные данные закладывают научно-технические основы для создания нового поколения мониторов по диагностике поперечного профиля электронного пучка с субмикрометровым разрешением. Разработанные теоретические модели позволяют рассчитывать ожидаемые изображения пучка с учётом неидеальной фокусировки оптической системы, а также проводить анализ экспериментально получаемых изображений пучка даже по единственному изображению без проведения сложных процедур калибровки. Полученные экспериментальные результаты показывают, что возможно использование двухзеркальных микроскопических объективов с большим коэффициентом увеличения оптической системы (объектив Шварцшильда) для получения изображений пучка. Показана принципиальная возможность и техническая реализуемость разработки и создания мониторов поперечного профиля пучка в спектральном диапазоне вакуумного

ультрафиолета, что, в принципе, позволяет получать изображения пучков с минимальными размерами порядка $\sigma_y \approx 50$ нм. Полученные результаты вносят важный вклад в развитие международного проекта уровня «мегасайнс» – проекта Международного линейного коллайдера.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Методика расчёта и анализа изображений пучков заряженных частиц, получаемых при визуализации обратного переходного излучения, впервые показавшая влияние эффекта глубины фокуса на получаемые изображения электронных пучков, а также впервые показавшая возможность измерения (оценки) размера электронного пучка даже в случае расфокусированного изображения.
2. Результаты апробации и верификации разработанной методики при измерении поперечных размеров микронных электронных пучков ускорителя Mainz Microtron МАМI-В с помощью оптики Шварцшильда в видимом спектральном диапазоне, показавшие возможность измерения электронных пучков размером порядка $\sigma_y \simeq 1,5$ мкм на основе переходного излучения и излучения сцинтилляторов.
3. Концепция монитора поперечного профиля электронного пучка с субмикронным разрешением на основе обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета, позволяющего измерять размеры электронных пучков порядка 100 нм.
4. Первое в мире наблюдение пространственных распределений обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета и визуализация поперечного профиля электронного пучка на его основе.
5. Результаты анализа изображений поперечного профиля электронного пучка, полученного в одинаковых условиях, в спектральных диапазонах вакуумного ультрафиолета и видимого света, подтверждающие концепцию монитора на примере сгустка с размером порядка 10 мкм.

Личный вклад. состоит в выборе направления проведения исследований, разработке теоретических подходов и проведении теоретических расчётов, планировании и подготовке экспериментальных исследований, участии во всех экспериментальных исследованиях, обработке и анализе экспериментальных данных, подготовке и написании статей. Совместно с А.П. Потылицыным было изначально сформулировано направление развития исследований в область обратного переходного излучения в спектральном диапазоне

вакуумного ультрафиолета. Экспериментальные исследования проводились на разрезном микротроне МАМИ-В (Институт ядерной физики университета Гутенберга, г. Майнц, Германия) с энергией пучка $E_e = 855$ МэВ. Экспериментальная работа была проведена в сотрудничестве автора данной работы, профессора А.П. Потылицына – ведущего научного сотрудника ТПУ и научного консультанта данной диссертации, доктора Геро Кубе (Gero Kube) – сотрудника научно-исследовательского центра «Немецкий электронный синхротрон DESY» (г. Гамбург, Германия), и доктора Вернера Лаута (Werner Lauth) – сотрудника Института ядерной физики университета Гутенберга, (г. Майнц, Германия). Анализ поперечного размера пучка, полученного на основе измерения с помощью сцинтиллятора, выполнен Г. Кубе. Объектив Шварцшильда был разработан и изготовлен в Физическом институте Академии Наук имени П.В. Лебедева (г. Москва) и любезно предоставлен И.А. Артюковым. Многослойное сферическое зеркало было изготовлено и испытано Сашей Байт (Sasa Bajt) – сотрудницей научно-исследовательского центра «Немецкий электронный синхротрон DESY» (г. Гамбург, Германия). Проведение экспериментальных исследований на ускорителе МАМИ-В проходило при участии и технической помощи аспирантов и сотрудников Томского политехнического университета Ю.А. Попова⁸, А.В. Вуколова и А.И. Новокшенова. Теоретические расчёты характеристик обратного переходного излучения и экспериментальная верификация части общих положений (эффекты предволновой зоны, расчёт характеристик излучения в области вакуумного ультрафиолета и др.) проводились в Томском политехническом университете при участии Г.А. Науменко, С.Р. Углова и С.Ю. Гоголева.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

- на международных симпозиумах «Radiation from relativistic electrons in periodical structures, RREPS» (2007, Прага, Чехия; 2009, Звенигород, Московская обл. Россия; 2013, Ереван, Армения; 2015, С.-Петербург, Россия; 2017, Гамбург, Германия);
- на первой международной конференции «Technology and Instrumentation in Particle Physics, TIPP» (Цукуба, Япония, 2009);
- на втором конгрессе «EUV and X-Ray Optics: Synergy between Laboratory and Space» (2011, Прага, Чехия);
- на восьмой и десятой европейской конференции «Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators, DIPAC» (2007, Венеция, Италия; 2011, Гамбург, Германия);

⁸В настоящее время сотрудник Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна, Московская обл., Россия)

- на третьей – шестой международной конференции «International Particle Accelerator Conference, IPAC» (2012, Новый Орлеан, Луизиана, США; 2013, Шанхай, Китай; 2014, Дрезден, Германия; 2015, Ричмонд, Вайоминг, США)
- Международной конференции «International Beam Instrumentation Conference, IBIC» (2015, Мельбурн, Австралия)
- Семинарах кафедры Прикладной физики Томского политехнического университета, семинарах кафедры 67 Национального ядерного университета «МИФИ», лаборатории MDI, DESY (г. Гамбург, Германия).

Публикации. Основные результаты работы изложены в 31 работе, из которых 21 публикация в реферируемых научных журналах, входящих в перечень ВАК.

Содержание работы

Во **Введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель, ставятся задачи работы, сформулированы научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

Первая глава посвящена обзору методов диагностики поперечного размера/профиля электронных пучков микрометровых размеров, их преимуществам и недостаткам. Они включают в себя методы, основанные на взаимодействии электронного пучка с материальной проволочкой и с лазерным пучком, на измерении характеристик синхротронного излучения, переходного излучения, дифракционного излучения и излучения сцинтилляторов.

Среди всех методов рекордсменом по минимальным измеряемым размерам пучка является метод лазерной интерферометрии (монитор Шинтаке). Метод позволяет измерять пучки в диапазоне вертикальных размеров $\sigma_y = (25 \div 6000)$ нм и горизонтальных размеров $\sigma_x = (2,5 \div 100)$ мкм. Этот метод несколько эффективен, настолько дорог и сложен, а потому не пригоден для массового использования. При этом следует отметить, что монитор Шинтаке (возможно 2 монитора) обязательно будет использоваться для измерения размеров электронного и позитронного пучков в секции финального фокуса будущего коллайдера.

Монитор, основанный на взаимодействии лазерного излучения с электронным пучком имеет разрешение на уровне единиц микрометров, с достижимым разрешением 1 мкм (разрешение определяется длиной волны лазера и дифракционным пределом). Скорее всего один или несколько таких мони-

торов будут включены в проект коллайдера, но главными их недостатками является высокая стоимость создания и эксплуатации, трудоёмкость поддержания в рабочем состоянии сложной лазерной системы.

Обычные проволочные сканеры могут работать с пучками с размером $\sigma_y \geq 5$ мкм; они не дороги, но сканирование одиночного сгустка невозможно. Проволочки также регулярно перегорают, что требует их замены, связанной с вскрытием вакуумной системы ускорителя. Снижение минимального измеряемого размера пучка технически сложно.

Синхротронное излучение малоприменимо в линейных ускорителях, так как отсутствуют магниты с большим углом поворота пучка, что позволило бы вывести синхротронное излучение наружу.

Приемлемыми кандидатами на роль диагностики для линейных электрон-позитронных коллайдеров остаются сцинтилляторы, для которых не до конца ясен нижний порог по разрешению. Продемонстрированные к настоящему моменту «промышленные» образцы измеряют электронные пучки с размером порядка $\sigma_y \geq 10$ мкм, хотя есть экспериментальные данные, показывающие, что это не предел.

Также интересным кандидатом на роль механизма излучения для монитора является дифракционное излучение от целевой мишени. Характеристики данного излучения необходимо тщательно исследовать для снижения минимального измеряемого размера пучка, который на настоящий момент составляет $\sigma_y \simeq 14$ мкм с использованием излучения в видимом диапазоне длин волн. В настоящее время идут работы по измерению поперечного размера пучка с использованием дифракционного излучения в УФ диапазоне ($\lambda \simeq 200$ нм).

Вторая глава посвящена вопросам моделирования изображений одиночных электронов и пучков от наклонных мишеней на основе обратного переходного излучения.

В рамках классической оптики разрешение полученного изображения обычно обсуждается в терминах «функции точки» (point-spread function), которая полностью определяется используемой оптической системой. В случае визуализации на основе обратного переходного излучения характеристики изображения точечного источника (одной заряженной частицы) будут определяться не только оптической системой, но и характеристиками обратного переходного излучения, которое возбуждается при прохождении заряженных частиц с Лоренц-фактором γ через вещество с диэлектрической проницаемостью ϵ . Чтобы избежать путаницы с классической функцией точки, рас-

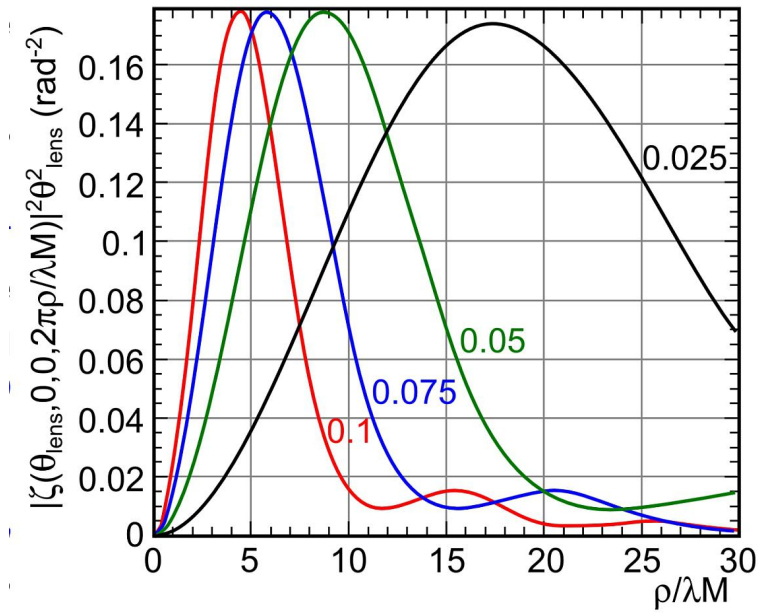


Рис. 1 — Пространственное распределение SPF для различных угловых апертур линзы (θ_m) в радианах. По оси абсцисс отложена координата на детекторе, λ — длина волны излучения, M — коэффициент увеличения оптической системы

пределение, генерируемое на детекторе одиночной частицей, будем называть single-particle-fucntion (SPF).

Согласно результатам теоретических исследований пространственное распределение SPF для переходного излучения имеет двугорбую структуру с нулём на оптической оси⁹. Положение максимумов в распределении зависит от длины волны излучения λ , числовой апертуры линзы θ_m и точности юстировки. На рисунке 1 показано положение максимума распределения SPF для различных апертур линзы при условии идеальной фокусировки.

При увеличении поперечного размера пучка с Гауссовским распределением происходит замазывание провала, что в первом приближении может быть математически описано сверткой SPF и поперечного распределения электронов в пучке. Таким образом, при малых размерах электронного пучка с Гауссовым распределением такой пучок визуализируется как двугорбая структура или одногорбая структура с негауссовым распределением. Такие изображения будем называть изображениями пучка при доминировании SPF.

Расчёт поля излучения на поверхности детектора после прохождения идеальной тонкой линзы в аксиально-симметричном случае даёт следующий

⁹Castellano M., Verzilov V. Spatial resolution in optical transition radiation beam diagnostics // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. – 1998. – Vol. 1, no. 6. – Pp. 1-9.

результат:

$$E_{x_i, y_i}^i(x_i, y_i, \lambda) = \frac{2e}{\lambda M \beta c} \frac{\{x_i, y_i\}}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2}} \times \int_0^{\theta_m} d\theta \frac{\theta^2}{\theta^2 + (\beta\gamma)^{-2}} J_1 \left(\frac{2\pi \sqrt{x_i^2 + y_i^2} \theta}{\lambda M} \right) \times \exp \left(-i \frac{\pi}{\lambda} a^2 \theta^2 \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right) \right). \quad (1)$$

Здесь e – заряд электрона, $M = b/a$ – коэффициент увеличения оптической системы, c – скорость света, x_i, y_i – координаты детектора, β – скорость электрона в долях скорости света, γ – Лоренц-фактор электрона, J_1 – функция Бесселя, λ – длина волны излучения, a – расстояние от источника до линзы, b – расстояние от линзы до детектора, f – фокусное расстояние линзы, $\theta = \frac{\sqrt{x_i^2 + y_i^2}}{a}$ – полярный угол. Интегрирование ведется по всей апертуре линзы.

Для целей данной работы в дальнейшем будем полагать только, что $\Delta a, \Delta b \neq 0$ (отклонения от номинальных значений). Тогда фазовый множитель выражения (1) записывается как:

$$-i \frac{\pi}{\lambda} (a_0 + \Delta a)^2 \theta^2 \left(\frac{1}{f_0 + \Delta f(\lambda)} - \frac{1}{a_0 + \Delta a} - \frac{1}{b_0 + \Delta b} \right), \quad (2)$$

где $\Delta f(\lambda)$ учитывает возможную хроматическую аберрацию. Индексы 0 означают идеальные условия, т.е. $f_0^{-1} = a_0^{-1} + b_0^{-1}$. С учётом наших предположений интеграл (1) не может быть упрощён и должен вычисляться численно.

Расчёты изображений электрона или пучка на основе обратного переходного излучения в дальнейшем приведены при $\gamma = 1673$, $L = a + b = 1183$ мм, $M = b/a = 41,95$, $\lambda = 400$ нм, $\theta_m = 0,10$ рад, $|R_\sigma|^2 = 1$ и $|R_\pi|^2 = 0$, если не указано другое.

Наличие ненулевой расфокусировки $\Delta a \neq 0$ приводит к существенному уширению SPF относительно номинальных значений.

В рамках развитого подхода возможно также рассчитывать изображения пучка на основе обратного переходного излучения, генерируемого в направлении «назад» наклонной мишенью. Результирующее изображение, очевидным образом, является суммой изображений от каждого электрона (мы рассматриваем случай некогерентного излучения). В случае, если изображения от всех электронов одинаковы, но смещены, как, например, в случае нормального падения пучка на мишень, результирующее изображение можно получить простой свёрткой SPF и поперечной плотности электронного пучка. Данный способ, однако, неприменим, если каждый электрон генерирует

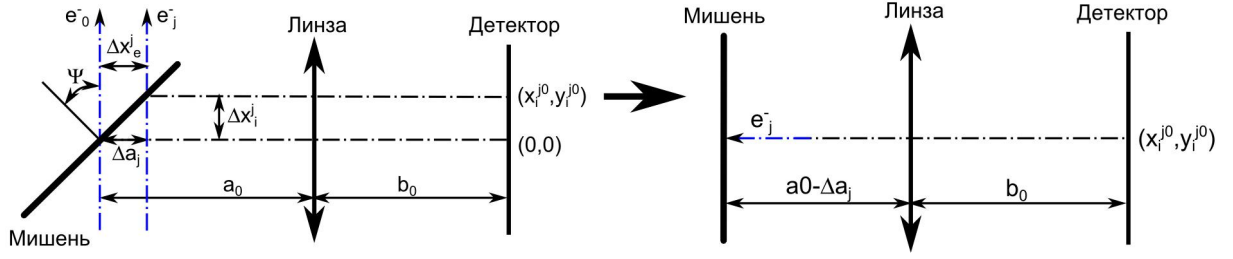


Рис. 2 — Схема расчёта для случая наклонной геометрии и некоторые обозначения

свое собственное изображение, отличное от изображения других электронов. В случае генерации излучения наклонной мишенью происходит именно это – изображения различных электронов отличаются и зависят от положения электрона в пучке. Для получения изображения пучка необходимо суммировать изображения от всех электронов. Предположим, что мишень повернута относительно оси y_s на угол Ψ . На первый взгляд, поворот мишени приводит к существенному усложнению расчётов, так как нарушается аксиальная симметрия и интегрирование должно проводиться в декартовых координатах, что приводит к четырехкратному интегралу. Однако, воспользовавшись тем фактом, что свойства обратного переходного излучения в предположении $\gamma \gg 1$ не зависят от угла поворота мишени Ψ , возможно решить задачу, используя простое выражение (1). Схема, объясняющая сущность метода, показана на рисунке 2.

Для расчёта изображения от j -го электрона, обозначенного как e_j^- на рисунке 2, можно использовать эквивалентную геометрию, являющуюся аксиально-симметричной. В данном случае необходимо учесть тот факт, что точка взаимодействия j -го электрона с мишенью находится вне фокальной плоскости линзы, т.е. параметр $\Delta a_j \neq 0$. Таким образом, для расчёта изображения пучка необходимо рассчитать набор распределений SPF в зависимости от обеих координат детектора, учтя, что каждая точка испускания, сдвинутая вдоль мишени на Δx_e^j , имеет собственную функцию SPF. Данное различие является следствием того, что величина параметра расфокусировки Δa зависит от положения электрона в пучке, т.е. $\Delta a_j = \Delta x_e^j \tan \Psi$. Также необходимо учитывать геометрический сдвиг j -го распределения SPF на детекторе по отношению к центральному $\Delta x_i^j = \Delta x_e^j$. Для электронов, сдвинутых в вертикальном направлении на величину Δy_e^j , все распределения SPF предполагались одинаковыми, но сдвинутыми в плоскости детектора на величину $\Delta y_i^j = \Delta y_e^j$. Для того, чтобы получить изображение пучка, необходимо просуммировать все отдельные распределения SPF с весом, определяемым поперечным распределением пучка. В данной работе рассматривались дву-

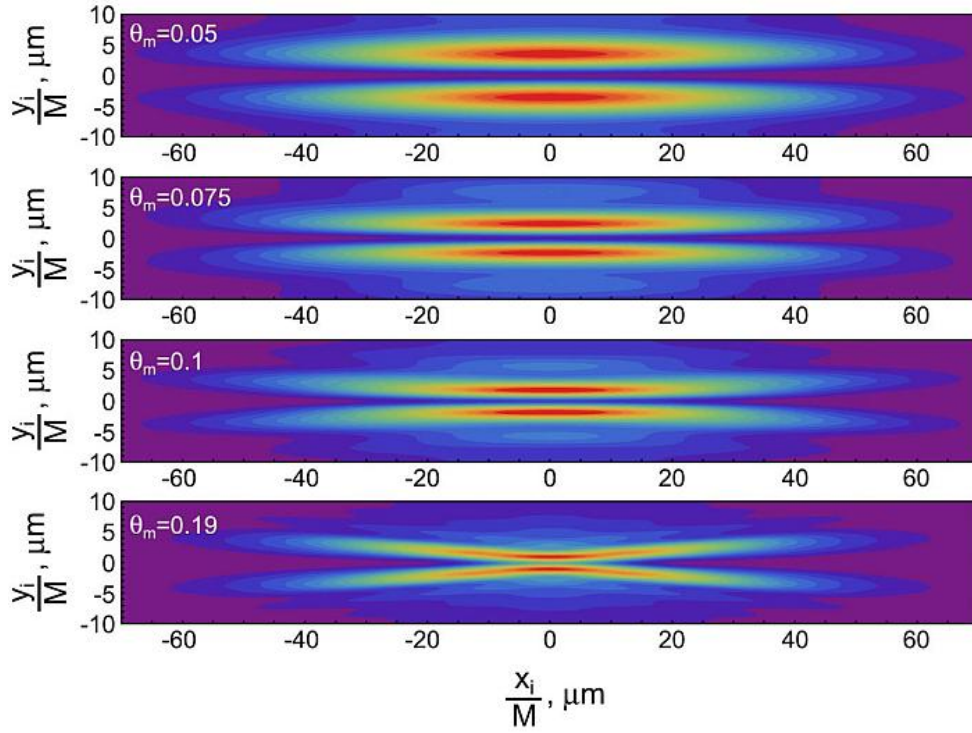


Рис. 3 — Примеры рассчитанных двумерных изображений пучка для размеров пучка $\sigma_x = 30$ мкм, $\sigma_y = 0,4$ мкм и для различных апертур линзы θ_m : (сверху-вниз) $\theta_m = 0,05$ рад, $\theta_m = 0,075$ рад, $\theta_m = 0,10$ рад, $\theta_m = 0,19$ рад

мерные Гауссовы пучки, которые описываются величиной горизонтального и вертикального среднеквадратического отклонения σ_x и σ_y , соответственно.

На рисунке 3 показаны двумерные изображения пучка ($\sigma_x = 30$ мкм, $\sigma_y = 0,4$ мкм), построенные по развиваемому подходу для угла наклона мишени $\Psi = 45^\circ$ и различных апертур линзы. Общие параметры расчёта указаны выше. Из приведенного на рисунке 3 примера видно, что увеличение апертуры линзы θ_m приводит к снижению расстояния между пиками в центральной части изображения, где соблюдается условие фокусировки. В то же время на краях изображения с ростом апертуры увеличивается деформация изображения, приводящая к появлению бананообразной формы. Этот эффект выражен ярче всего для $\theta_m = 0,19$ рад. В этом случае межпиковое расстояние в центре изображения существенно меньше, чем на краях изображения. Как уже упоминалось ранее, бананообразная форма изображения пучка наблюдалась в работе ¹⁰ для мишени, повернутой на угол $\Psi = 45^\circ$. Наблюдаемый эффект по своей сути является эффектом глубины фокуса, который, как хорошо известно, более выражен для больших числовых апертур линзы.

¹⁰Extremely low emittance beam size diagnostics with sub-micrometer resolution using optical transition radiation / K. Kruchinin [et al.] // Proceedings of IBIC 2013: Proceedings of the 2nd International Beam Instrumentation Conference. – 2013. – Pp. 615-618.

Задачу аппроксимации изображений при доминировании SPF можно разделить на две части. Сначала необходимо найти простую аналитическую функцию для аппроксимации распределения чистой SPF. Затем необходимо адаптировать данную функцию к изображению пучка, т.е. учесть замазывание минимума и дальнейшие деформации при наличии Гауссова распределения излучателей.

Для аппроксимации центральной части распределения чистой SPF (при выполнении условия идеальной фокусировки) можно использовать следующую функцию:

$$f_1(y_i) = q_0 y_i^2 \exp[-q_1^{-2} y_i^2] . \quad (3)$$

Здесь q_0 и q_1 – свободные параметры аппроксимации, причем q_0 описывает амплитуду распределения, а q_1 – положение максимума пространственного распределения SPF.

Важной особенностью предложенной функции аппроксимации f_1 (3) является то, что результатом её свертки с распределением Гаусса является аналитическая функция:

$$\begin{aligned} f_2(y_i) &= \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}q_2} \exp\left[-\frac{y_0^2}{2q_2^2}\right] * f_1 \right) (y_i) = \\ &= \frac{q_0 q_1^2}{q_2} \frac{1}{\sqrt{2q_1^{-2} + q_2^{-2}}} \frac{2q_2^4 + q_1^2(q_2^2 + y_i^2)}{(q_1^2 + 2q_2^2)^2} e^{-\frac{y_i^2}{q_1^2 + 2q_2^2}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где q_2 – свободный параметр, описывающий размер пучка (средне-квадратичное отклонение). В дальнейшем мы будем обозначать его как $\sigma_y^{fit} \equiv q_2$. Во время процедуры аппроксимации для упрощения множитель $q_0 q_1^2 / q_2$ заменялся на единый свободный масштабирующий параметр Q_0 .

Для более эффективного анализа изображений пучка и учёта «хвостов» распределения функция аппроксимации может быть модернизирована следующим образом:

$$\begin{aligned} f_1^{mod}(y_i) &= q_0 y_i^2 (\exp[-q_1^{-2} y_i^2] + q_3 \exp[-(q_4 q_1)^{-2} y_i^2]) \\ f_3(y_i) &= Q_0 \left(\frac{1}{\sqrt{2q_1^{-2} + q_2^{-2}}} \frac{2q_2^4 + q_1^2(q_2^2 + y_i^2)}{(q_1^2 + 2q_2^2)^2} e^{-\frac{y_i^2}{q_1^2 + 2q_2^2}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{q_3}{\sqrt{2(q_4 q_1)^{-2} + q_2^{-2}}} \frac{2q_2^4 + (q_4 q_1)^2(q_2^2 + y_i^2)}{((q_4 q_1)^2 + 2q_2^2)^2} e^{-\frac{y_i^2}{(q_4 q_1)^2 + 2q_2^2}} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Модернизация функции аппроксимации заключается в появлении второго слагаемого, которое должно учесть влияние «хвостов» распределения SPF. Из-за этого появляются два дополнительных параметра q_3 и q_4 . Значения свободного параметра q_3 должны находиться в диапазоне $q_3 \in [0,1]$, а начальное его значение для процедуры аппроксимации было установлено равным $q_3^{in} = 0,1$. Параметр q_4 не является свободным параметром аппроксимации. Величина данного параметра определяется положением второго максимума в распределении SPF по отношению к положению первого максимума. В случае идеальной фокусировки величина параметра q_4 была принята равной $q_4 = 3,5$.

Ещё одной особенностью разработанной функции аппроксимации (5) является то, что она позволяет восстановить размер пучка в «слепой зоне», когда получаемое изображение пучка не является ни двугорбым, ни Гауссовым распределением. Так как с использованием предложенной аппроксимирующей функции возможно использовать не только центральную часть распределений, но и расфокусированные части изображения, появляется возможность определения размеров пучка при наличии артефактов в центральной части изображения пучка. Следует, однако, упомянуть, что использование боковых частей распределения не является «стандартным режимом» для разработанной функции аппроксимации, так как распределение SPF для расфокусированной системы деформировано по сравнению со случаем идеальной фокусировки. В случае расфокусировки распределение SPF плохо описывается как функцией f_1 выражения (3), так и функцией f_1^{mod} выражения (5).

На рисунке 4 показано рассчитанное изображение пучка, вертикальное сечение которого аппроксимировалось с использованием функции (5). Расчёт был проведён для $\theta_m = 0,19$ рад, $\lambda = 400$ нм и $\sigma_y = 1$ мкм. Аппроксимация была проведена для трёх вертикальных сечений, полученных для различных горизонтальных позиций ($x_i = 0$, $x_i/M = 10$ мкм, $x_i/M = 20$ мкм). На рисунке 4 точками показаны профили, а линиями тех же цветов – полученные кривые. Для аппроксимации использовались все точки распределения. В результате получились следующие значения размеров пучка: $\sigma_y^{fit} = 1,16 \pm 0,06$ мкм при $x_i = 0$, $\sigma_y^{fit} = 1,08 \pm 0,02$ мкм при $x_i/M = 10$ мкм и $\sigma_y^{fit} = 0,92 \pm 0,01$ мкм при $x_i/M = 20$ мкм. Как видно из полученных данных, величины извлечённых размеров пучка находятся в разумном согласии с истинным размером пучка. Максимальное расхождение составляет 16%.

На рисунке 5 показано сравнение размеров пучка, полученных в результате аппроксимации (σ_y^{fit}) различными функциями, в зависимости от истинного размера пучка. Для аппроксимации использовались функции Гаусса и

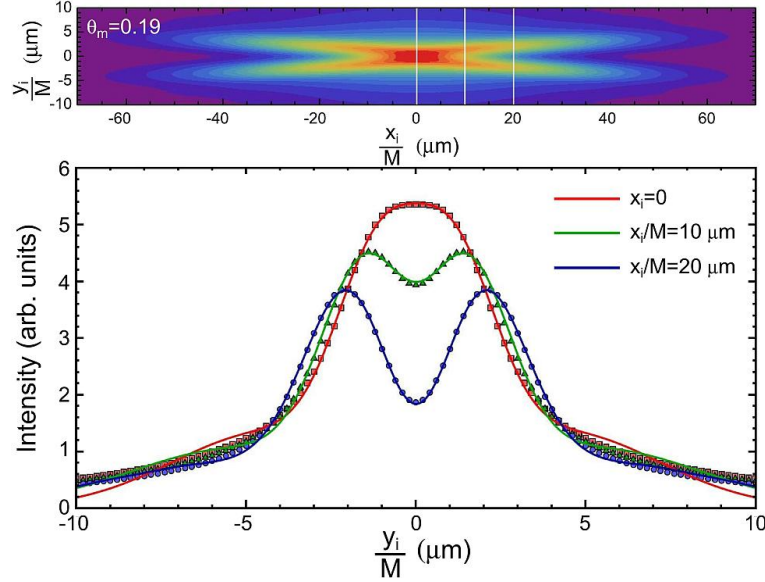


Рис. 4 — Верхний рисунок: Изображение пучка, рассчитанное для $\theta_m = 0,19$ рад, $\lambda = 400$ нм, $\sigma_y = 1$ мкм. Белые линий показывают сечения.

Нижний рисунок: Сравнение вертикальных профилей изображения пучка, взятых для различных координат x_i и аппроксимации функцией (5). Точками показаны рассчитанные профили, линиями показаны кривые аппроксимации. $x_i = 0$ (красные квадраты/линия, $\sigma_y^{fit} = 1,16 \pm 0,06$ мкм), $x_i/M = 10$ мкм (зелёные треугольники/линия, $\sigma_y^{fit} = 1,08 \pm 0,02$ мкм) и $x_i/M = 20$ мкм (синие точки/линия $\sigma_y^{fit} = 0,92 \pm 0,01$ мкм).

предложенная функция выражения (5). Для данного сравнения был рассчитан набор различных изображений пучка в диапазоне размеров $(0,4 \div 20)$ мкм при $\theta_m = 0,10$ рад, $\lambda = 400$ нм, σ -поляризация. Вертикальные профили брались при $x_i = 0$. Аппроксимация проводилась в автоматическом режиме, т.е. все изображения пучка загружались и анализировались одинаковыми функциями при одинаковом алгоритме и начальных параметрах. Для данной автоматической процедуры при использовании аппроксимации функцией (5) величина параметра q_1 была зафиксирована и составила $q_1 = 1,71$ мкм. Параметр $q_1 = 1,71$ мкм отвечает за положение первого максимума в распределении SPF и зависит от параметров оптической системы, а не от размера пучка. В случае анализа реальных изображений пучка положение максимума может быть определено из двугорбого распределения.

Из рисунка 5 можно видеть, что аппроксимация на основе выражения (5) даёт хорошее согласие полученных размеров пучка с истинными размерами как для изображений пучка имеющих ненулевую контрастность (серая штриховая линия на рисунке 5 показывает границу), так и для изображений в «слепой зоне». Аппроксимация на основе распределения Гаусса даёт очень большие расхождения с истинным размером пучка практически для всех размеров за исключением самых больших, где эффект влияния SPF

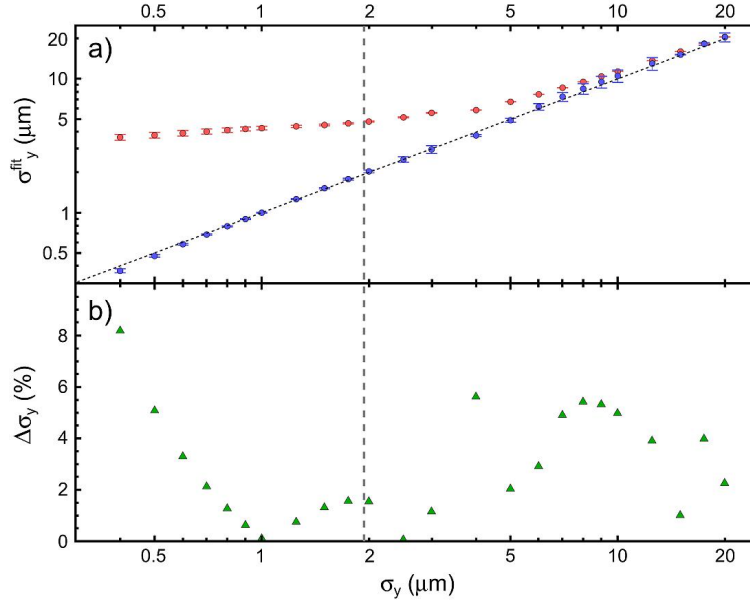


Рис. 5 — (a) Сравнение разных функций аппроксимации, использованных для извлечения вертикальных размеров пучка из рассчитанных значений. Набор параметров для расчёта: $\theta_m = 0,10$ рад, $\lambda = 400$ нм и σ -поляризация. Тёмные точки: функция аппроксимации (5), светлые точки: функция Гаусса. Чёрная сплошная линия показывает идеальное совпадение между истинным и извлечёнными размерами пучка, серая штриховая линия показывает размер пучка, при котором контрастность становится нулевой.

(b) Относительная разница между истинным и извлечёнными размерами пучка для функции аппроксимации (5).

пренебрежимо мал. В нашем случае обе функции аппроксимации дают хорошее согласие извлечённых размеров пучка и истинных размеров пучка при $\sigma_y > 10$ мкм. Максимальная расходимость между истинным размером пучка и извлеченным с использованием функции (5) лежит в пределах 10 %, как видно из рисунка 5b.

Третья глава посвящена экспериментальному исследованию визуализации обратного переходного излучения с помощью оптики Шварцшильда в видимом диапазоне длин волн.

Эксперименты по визуализации поперечного профиля электронных пучков с микронным вертикальным размером были проведены на ускорителе в Германии. Разрезной микротрон МАМИ-В с энергией электронного пучка 855 МэВ расположен в Институте Ядерной физики Университета им. Гутенберга (г. Майнц, Германия). Особенностью данного ускорителя является квази-непрерывный электронный пучок, который позволяет контролировать не только средний ток пучка, но и регулировать время экспозиции. Таким образом, для данного ускорителя отсутствует проблема синхронизации работы ускорителя и детектирующей аппаратуры. Поперечный эмиттанс пучка

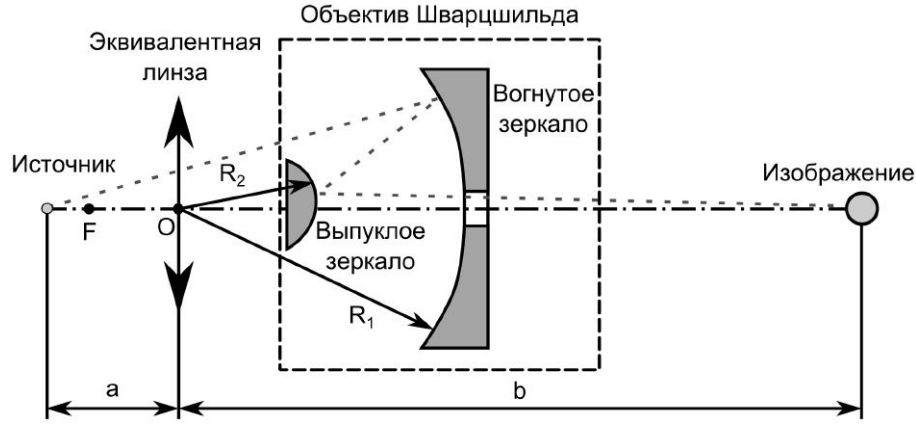


Рис. 6 — Схема получения изображения с использованием объектива Шварцшильда

достаточно мал, что позволяет фокусировать электронный пучок до микронных размеров ($\varepsilon_y^e = 1 \text{ нм} \cdot \text{рад}$ и $\varepsilon_x^e = 9 \text{ нм} \cdot \text{рад}$).

Так как задачей эксперимента было изучение особенностей визуализации поперечного профиля электронного пучка микронных размеров, необходимо было подобрать эффективную оптическую схему, которая позволила бы существенно увеличивать изображение пучка с внесением минимального числа aberrаций. Для нашего эксперимента мы использовали двухзеркальный объектив Шварцшильда, изготовленный в Лаборатории рентгеновской оптики ФИАН (г. Москва). Объектив Шварцшильда (см. рисунок 6) состоит из двух зеркал, первое из которых является большим вогнутым зеркалом с радиусом кривизны R_1 с центральным отверстием, а второе – малое выпуклое зеркало с радиусом кривизны R_2 . В рамках параксиального приближения объектив Шварцшильда может быть представлен как тонкая линза, расположенная в общем центре кривизны обоих зеркал ¹¹. На рисунке 6 показана схема получения изображения с помощью объектива.

На рисунке 6 точкой Z_0 обозначено положение объекта, точкой Z_i положение изображения, точка O показывает положение эквивалентной тонкой линзы с фокусным расстоянием F . Фокусное расстояние эквивалентной тонкой линзы может быть рассчитано следующим образом:

$$F = \frac{R_1 R_2}{2(R_2 - R_1)}, \quad R_1 > R_2 \quad (6)$$

Коэффициент увеличения объектива Шварцшильда M_0 также зависит от соотношения радиусов кривизны зеркал $r = R_1/R_2$:

$$M_0 = \frac{r - 1 \pm \sqrt{r}}{r - 1 \mp \sqrt{r}} \quad (7)$$

¹¹Artyukov I. Schwarzschild objective and similar two-mirror systems // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. – 2012. – Vol. 8678. – 86780A.

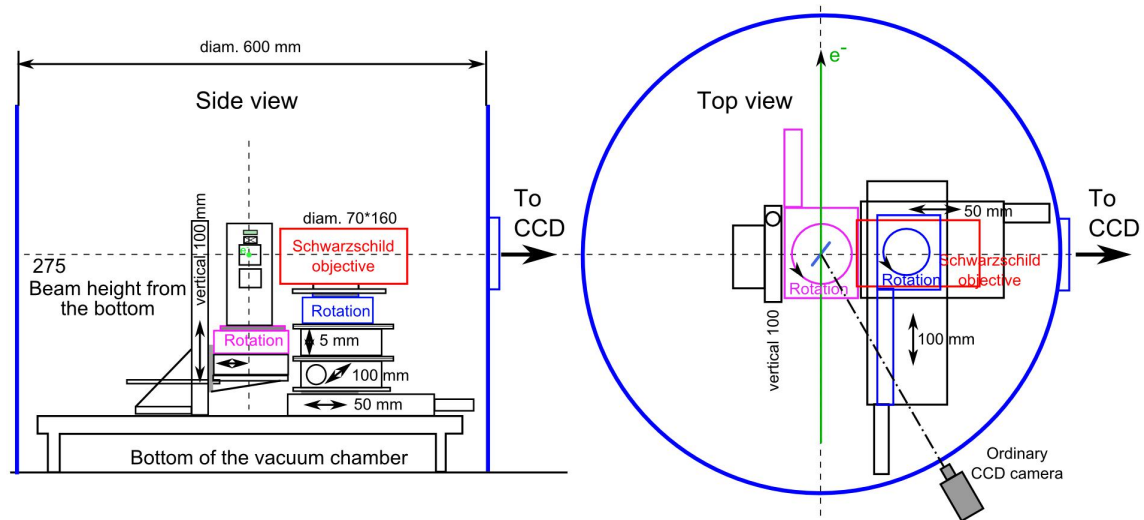


Рис. 7 — Схематическое изображение экспериментальной станции для получения изображения с использованием объектива Шварцшильда. Схема выполнена с соблюдением масштаба

Номинальное фокусное расстояние эквивалентной тонкой линзы для используемого объектива составляло $f = 26,9$ мм, а номинальная числовая апертура – $NA = 0,19$ рад. На рисунке 7 приведено схематическое изображение геометрии эксперимента, а именно той его части, которая включала объектив Шварцшильда и была расположена в вакуумной камере.

Набор из нескольких мишеней был установлен на центральном гониометре, который позволял менять мишени за счёт вертикального перемещения, смещать мишени перпендикулярно оси пучка в горизонтальном направлении и вращать их вокруг оси. Мишени включали в себя алюминиевую мишень на кремниевой подложке, многослойную мишень Mo/Si на кремниевой подложке и сцинтиллятор LYSO ($\text{Lu}_{2-x}\text{Y}_x\text{SiO}_5 : \text{Ce}$) толщиной 200 мкм. Многослойная мишень Mo/Si на кремниевой подложке была оптимизирована для работы с излучением в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета с длиной волны $\lambda_c = 19$ нм при угле ориентации мишени $\alpha = 45^\circ$. Однако, данная мишень использовалась только для визуализации излучения в спектральном диапазоне видимого света.

Объектив Шварцшильда был расположен на отдельном гониометре, который позволял перемещать объектив вдоль всех трёх координат, осуществлять его поворот относительно вертикальной оси в автоматическом режиме и наклон оси объектива относительно горизонтальной плоскости в ручном режиме. Ход перемещения объектива перпендикулярно оптической оси (вдоль оси пучка) позволял полностью убрать объектив с оси пучка. Из рисунка 7 видно, что схема проведения эксперимента достаточно сложна, так как заложена возможность дистанционного управления 7 приводами. Перемещение

объектива Шварцшильда вдоль оптической оси описывается координатой lxt . Благодаря большой вакуумной камере удалось установить всё требуемое оборудование в вакууме. Это позволило работать с «недостаточно контролируемым» электронным пучком. В данном случае это вызвано тем, что на участке линии пучка от поворотного магнита до центра вакуумной камеры имеется 4 квадрупольных линзы и всего 2 пары поворотных магнитов, расположенных между квадрупольными дублетами.

Так как объектив Шварцшильда своим малым зеркалом перекрывает конус обратного переходного излучения ($\gamma^{-1} \simeq 0,6$ мрад), то использовалась «внеосевая» геометрия ($\Psi = 49^\circ$). В ходе эксперимента использовалась оптическая система состоящая из набора фильтров (светофильтр, плавленый кварц, непрозрачный экран) и ПЗС камеры. Синий светофильтр (цветное стекло) имел центральную длину волны $\lambda_c = 400$ нм (FWHM=140 нм). Плавленый кварц пропускал всё излучение в видимом диапазоне. В качестве ПЗС камеры использовалась научная ПЗС-камера ANDOR DO434 BN, которая имеет матрицу 1024×1024 пикселя при размере пикселя 13×13 мкм². Отличительной особенностью этой 16-битной вакуумной камеры является чувствительность к фотонам с энергией от 1 эВ до 10 кэВ, которая достигается благодаря ПЗС-матрице с обратной засветкой Marconi CCD47-10 без покрытий. Данная камера позволяет охлаждать матрицы, что обеспечивает низкий темновой ток. Из-за отсутствия покрытия на матрице весь оптический тракт от вакуумной камеры до ПЗС-камеры был вакуумирован. Расстояние от мишени до ПЗС-камеры составляло примерно $L_1 = (1183 \pm 5)$ мм, что обеспечивало коэффициент увеличения $M_1 = (41,95 \pm 0,19)$. Таким образом, размер каждого пикселя составляет 0,31 мкм.

В рамках экспериментального исследования визуализации профиля электронного пучка с использованием объектива Шварцшильда были получены изображения пучка от различных мишеней переходного излучения и сцинтиллятора. Поляризационные характеристики излучения не исследовались, регистрировалось излучение с поляризацией, определяемой материалом мишени и геометрией эксперимента. В данном разделе представлены результаты измерения для мишени Mo/Si, так как для неё было получено больше данных. Результаты измерения сцинтиллятора представлены в качестве референсных. Данные по эксперименту со сцинтиллятором взяты из совместной работы ¹².

¹²Transverse Beam Profile Imaging of Few-Micrometer Beam Sizes Based on a Scintillator Screen / G. Kube [et al.] // Proceedings of IBIC-2015 - International Beam Instrumentation Conference; Melbourne, Australia. – 13-17 September 2015. – Pp. 330-334.

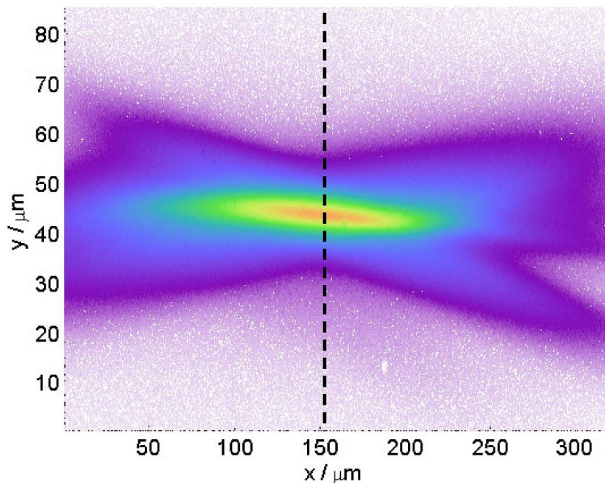


Рис. 8 — Пример изображения пучка с использованием сцинтиллятора

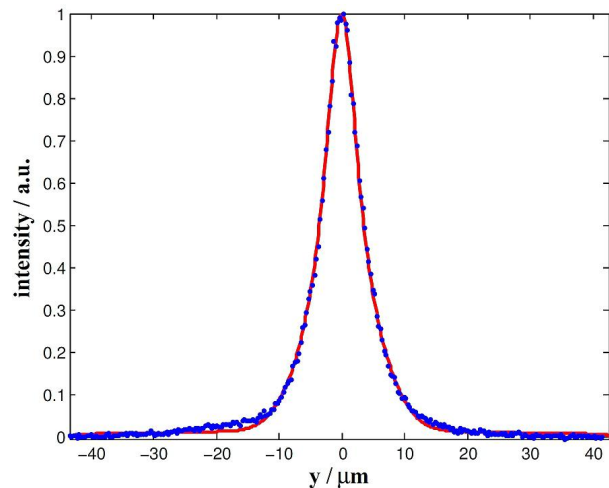


Рис. 9 — Сравнение экспериментального профиля (точки) и результатов моделирования (сплошная линия)

Поверхность сцинтиллятора LYSO толщиной $t = 200$ мкм была наклонена на угол $\alpha = 45^\circ$ относительно оси пучка, а угол наблюдения составлял 90° . На рисунке 8 показано измеренное изображение пучка, которое анализируется в дальнейшем. Данное изображение было получено в режиме одного макроимпульса ускорителя длительностью 0,8 с, с зарядом $Q = 200$ пКл.

На рисунке 8 можно видеть, что центральное ядро пучка похоже на распределение Гаусса, но имеет более широкие хвосты, которые вызваны как самим сцинтиллятором, так и влиянием эффекта глубины фокуса оптической системы. Горизонтальная позиция вдоль оси x —, где выполняется условие фокусировки, определяется в месте перетяжки (самого узкого места) в распределении вдоль оси y —. Экспериментально эффект глубины фокуса виден при перемещении объектива Шварцшильда вдоль оптической оси. Для анализа использовалось только распределение вдоль вертикальной оси, отмеченное на рисунке 8 штриховой линией. Для описания свойств излучения от сцинтиллятора и для прямого сравнения с экспериментом использовалась достаточно простая модель в программе по расчёту оптических систем *Zemax*, которая была разработана доктором Г. Кубе.

На рисунке 9 показано сравнение между вертикальными профилями изображения пучка, полученными в моделировании (сплошная линия) и в эксперименте (точки). В ходе расчёта наилучшее согласие между экспериментальными данными и результатами модели было получено при размере пучка $\sigma_y = 1,44$ мкм и числовой апертуре линзы $NA_{mod} = 0,2$ рад, которая достаточно хорошо совпадает с числовой апертурой объектива Шварцшильда ($NA_{SchO} = 0,19$ рад). Полученный размер пучка показывает, что сцинтилляторы могут использоваться для измерения размеров пучка порядка единиц

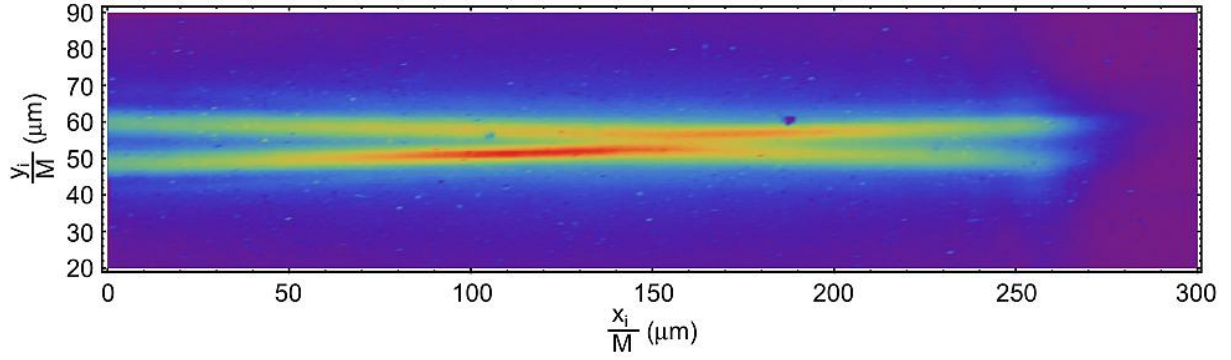


Рис. 10 — Экспериментально полученное изображение пучка при использовании мишени Mo/Si и синего светофильтра 400 нм.

микрометров, что существенно лучше результатов, полученных ранее. Несовпадение числовой апертуры может быть вызвано использованием линзы вместо реального объектива Шварцшильда, так как в объективе Шварцшильда центральная часть маскирована. Ниже приведено несколько результатов моделирования для оценки разрешающей способности скантллятора, влияния числовой апертуры и учёта длины волны излучения. Полученный размер пучка $\sigma_y = 1,44$ мкм использовался в качестве референсного.

На рисунке 10 показано полученное изображения пучка от мишени Mo/Si. Ток пучка составлял $I = 27,7$ нА, что соответствовало заряду $Q = 22,16$ нКл на один макроимпульс ускорителя (населённость $N_e \approx 1,4 \cdot 10^{11} e^-$). Изображение было получено при суммировании 50 сбросов ускорителя при использовании синего светофильтра $\lambda = 400$ нм. Положение объектива Шварцшильда вдоль оптической оси составляло $l_{xt} = 1700$ мкм. Из рисунка 10 видно, что Гауссов пучок визуализировался как двугорбое изображение (т.е. имеется существенное влияние SPF) бананообразной формы (т.е. присутствует эффект глубины фокуса). Визуально полученное изображение похоже на изображение, полученное в работе ¹³ и на изображения, рассчитанные ранее. При этом имеется видимая асимметрия между верхней и нижней половиной изображения пучка, которая выражается в том, что максимум интенсивности приходится не на точку максимальной фокусировки.

На рисунке 11 показано распределение вертикального размера пучка, полученного из анализа различных вертикальных проекций изображения пучка от Mo/Si мишени (см. рисунок 10). Полученные размеры пучка (σ_y^{fit}) и неопределённости процесса аппроксимации ($\Delta\sigma_y^{\text{approx}}$) отмечены точками с ошибками. Штриховыми линиями показана неопределённость, связанная с аппроксимацией и неточностью определения положения максимума q_1 . В

¹³Extremely low emittance beam size diagnostics with sub-micrometer resolution using optical transition radiation / K. Kruchinin [et al.] // Proceedings of IBIC 2013: Proceedings of the 2nd International Beam Instrumentation Conference. – 2013. – Pp. 615-618.

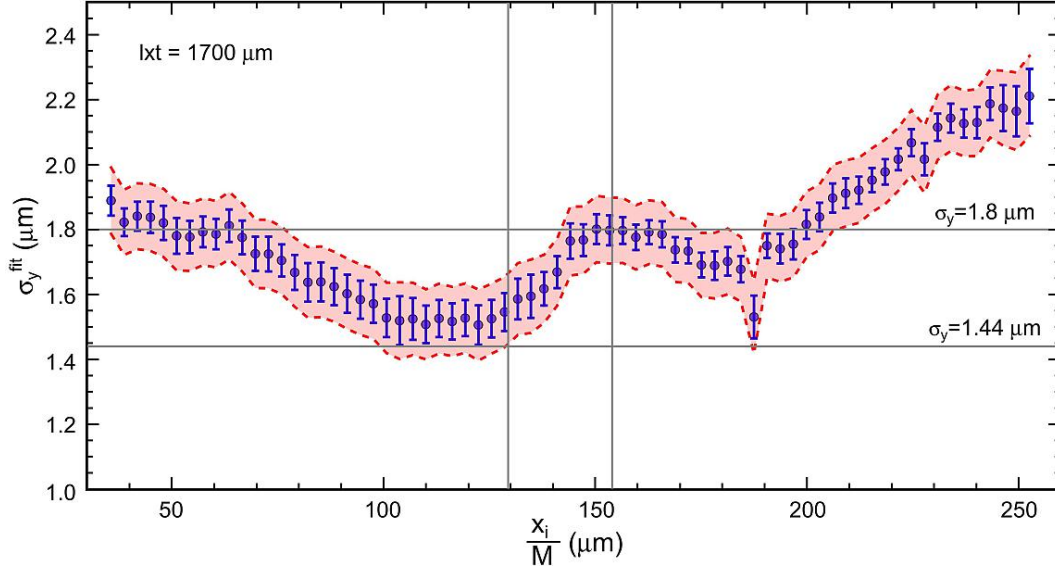


Рис. 11 — Набор размеров пучка, полученных из вертикальных проекций изображения пучка, показанного на рисунке 10

данном случае:

$$\Delta\sigma_y^{\text{fit}} = \sqrt{(\Delta\sigma_y^{\text{approx}})^2 + \Delta q_2(\Delta q_1)}, \quad (8)$$

где $\Delta q_2 = 0,588\Delta q_1$, а величина Δq_1 в первом приближении принята равной половине эффективного размера пикселя детектора ($\Delta q_1 = 0,5 \text{ pix} = 0,15 \text{ мкм}$). Вертикальные серые линии показывают положение наилучшей фокусировки и положение центра пучка, полученное из горизонтального профиля пучка, горизонтальные серые линии показывают размер пучка, оцененный с помощью сцинтиллятора ($\sigma_y = 1,44 \text{ мкм}$), и размер $\sigma_y = 1,8 \text{ мкм}$ (то есть оценку размера пучка на основе обратного переходного излучения).

Из рисунка 11 можно видеть, что размер пучка меняется от примерно $\sigma_y^{\text{fit}} \approx 1,5 \text{ мкм}$ в области горизонтальных размеров $x_i/M = (100 - 130) \text{ мкм}$ до $\sigma_y^{\text{fit}} \approx 2,2 \text{ мкм}$ в области горизонтальных размеров $x_i/M \approx 250 \text{ мкм}$. При этом в области идеальной фокусировки ($x_i/M = 154 \text{ мкм}$) размер пучка составляет $\sigma_y^{\text{fit}} = 1,8 \text{ мкм}$. Как было показано в теоретическом анализе функции аппроксимации вертикальных профилей пучка наибольшую точность предложенный метод имеет в области идеальной фокусировки оптической системы. Поэтому, для данного изображения разумной представляется оценка размера пучка, равная $\sigma_y^{\text{fit}} = (1,8 \pm 0,1) \text{ мкм}$.

Из приведённых примеров анализа пучка по набору сечений (вертикальных проекций) можно сказать, что данный способ позволяет получить достаточно много информации о размере пучка и проанализировать данный размер в случае, если имеются некоторые артефакты в области идеальной фокусировки.

Возвращаясь к вопросу о совпадении размеров пучка, полученных из измерений с сцинтиллятором и с использованием обратного переходного излучения, нужно напомнить, что в ходе эксперимента оптическая схема после объектива Шварцшильда состояла только из светофильтра и ПЗС-камеры, а поляризаторы не использовались. Таким образом в ходе эксперимента регистрировалось излучение с поляризацией, определяемой коэффициентами отражения Френеля для материала мишени, $|R_\sigma|^2$ и $|R_\pi|^2$. SPF для π -компоненты поляризации представляет собой распределение с центральным максимумом, которое может существенно деформировать двугорбое распределение SPF, получаемое для σ -компоненты поляризации. Использование функции аппроксимации (5), разработанной для чистой σ -компоненты поляризации, для такого «смешанного» излучения должно, очевидно, приводить к переоценке реального размера пучка¹⁴.

В четвертой главе приведено описание экспериментального исследования характеристик спектрально-углового распределения обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета и эксперимента по визуализации профиля пучка в указанном диапазоне длин волн.

Рассмотрим следующую задачу. Электрон с зарядом e движется с относительной скоростью $\beta = v/c$ (c – скорость света) и, соответственно, Лоренц-фактором $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$) вдоль оси z (см. рисунок 12). Электрон пересекает мишень в начале координат в нулевой момент времени. Мишень предполагается бесконечной в поперечной плоскости (xy). С практической точки зрения предположение бесконечных размеров означает, что поперечные размеры мишени как минимум в несколько раз больше, чем эффективный радиус поля электрона порядка $\gamma\lambda$, где λ – длина волны излучения. Мишень изготовлена из однородного материала с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\hbar\omega)$, которая зависит лишь от энергии фотона $\hbar\omega = 2\pi\hbar c/\lambda$. Мишень повернута на угол α по отношению к траектории электрона. В результате пересечения электроном мишени генерируется обратное переходное излучение в широком спектральном диапазоне, которое испускается в направлении зеркального отражения и регистрируется ПЗС детектором.

При рассмотрении процессов генерации излучения в спектральных диапазонах видимого света и, особенно, вакуумного ультрафиолета необходимо учитывать реальные диэлектрические свойства материалов мишени. Исходя из этого в рамках современной теории переходного излучения можно исполь-

¹⁴Размер пучка, получаемый в процессе аппроксимации больше истинного из-за дополнительного замазывания провала.

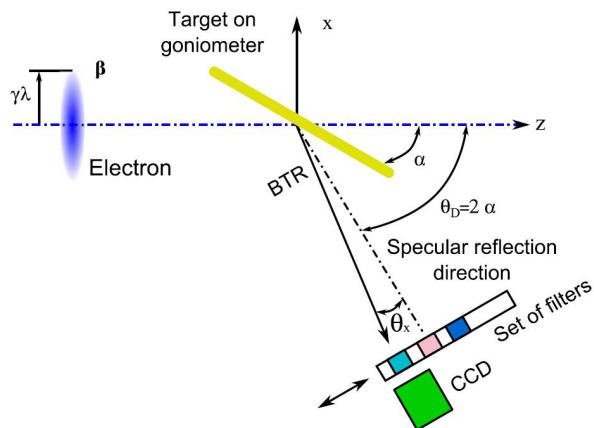


Рис. 12 — Схема теоретического расчёта и проведения эксперимента по генерации обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета

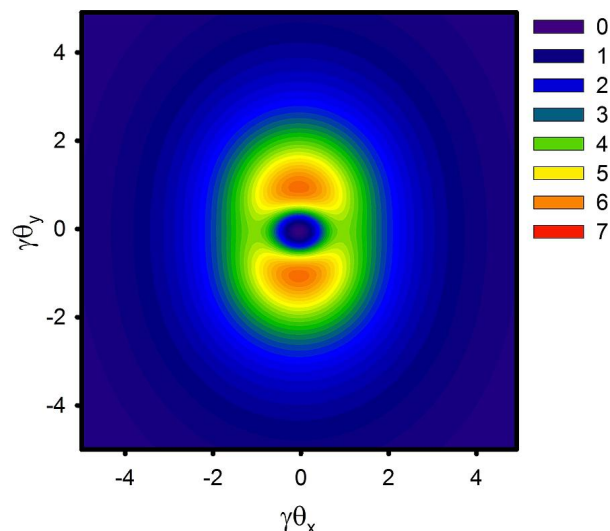


Рис. 13 — Угловое распределение переходного излучения, при взаимодействии 10^{10} электронов с молибденовой мишенью под углом $\alpha = 28,1^\circ$; $E_e = 855$ MeV, $\lambda = 20$ нм

зовать два подхода, первый из которых основан на расчёте характеристик излучения от идеально-отражающей мишени с учётом коэффициентов отражения ¹⁵, а второй – на основе метода зарядов-изображений, развитый в работе В. Е. Пафомова ¹⁶.

Таким образом, можно использовать две модели для расчёта спектрально-угловых характеристик обратного переходного излучения от наклонной неидеально-проводящей мишени. Спектрально-угловая плотность излучения по модели В.Е. Пафомова определяется диэлектрической проницаемостью мишени, а по модели двойного токового слоя – коэффициентами отражения, которые являются функцией диэлектрической проницаемости.

В ходе экспериментов использовалась мишень из молибдена, который был выбран из-за своих высоких коэффициентов отражения в спектральной области вакуумного ультрафиолета (30 – 100) эВ для углов падения $\alpha \leq 30^\circ$. Диэлектрическая проницаемость молибдена в спектральной области от

¹⁵Karlovets D., Potylitsyn A. Generalized surface current method in the macroscopic theory of diffraction radiation // Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics. – 2009. – Vol. 373, no. 22. – Pp. 1988-1996.

¹⁶Пафомов В. Излучение заряженной частицы при наличии границ раздела // Труды ФИАН. – 1969. – Т. XLIV. – С. 28–167.

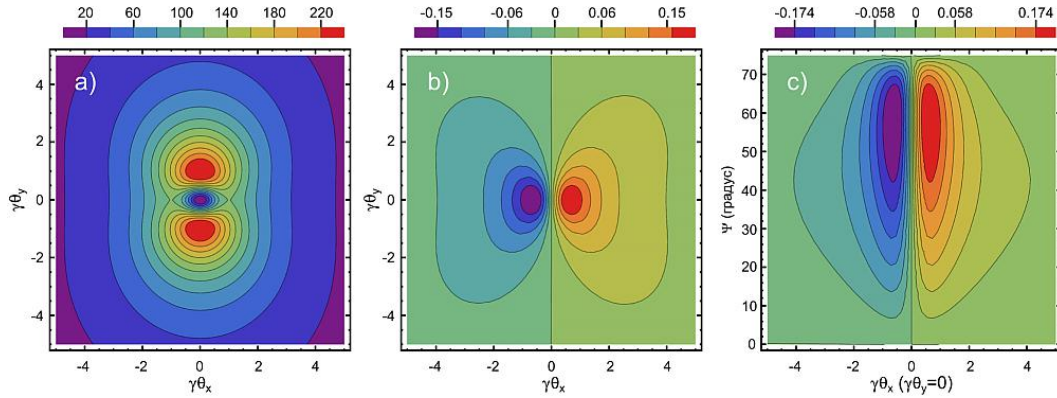


Рис. 14 —

- а) Угловое распределение обратного переходного излучения, рассчитанное по методу двойного токового слоя). $\Psi = 45^\circ$, $E_e = 855$ МэВ, $\hbar\omega = 5$ эВ
 б) Разница распределения интенсивности излучения, рассчитанная по методу двойного токового слоя и методу В.Е. Пафомова
 с) Зависимость разницы интенсивности излучения, построенной по двум подходам, от горизонтального угла θ_x при $\theta_y = 0$ и угла поворота мишени Ψ

1 до 30 эВ была взята из работы ¹⁷. Коэффициенты отражения молибдена в области от 30 до 150 эВ были взяты из базы данных ¹⁸.

На рисунке 14а показано угловое распределение интенсивности монохроматического обратного переходного излучения рассчитанного для молибденовой мишени, расположенной под углом $\Psi = 45^\circ$, энергии электронов $E_e = 855$ МэВ, энергии фотона $\hbar\omega = 5$ эВ. Указанное распределение было рассчитано по методу двойного токового слоя. Распределение было построено для обеих компонент поляризации.

На рисунке 14б показана разность интенсивностей излучения, построенных по методу двойного токового слоя и методу В.Е. Пафомова. Учтены обе компоненты поляризации, параметры расчёта такие же, как для рисунка 14а. Из сравнения рисунков 14а и 14б можно видеть, что оба подхода дают результаты, сходящиеся достаточно хорошо. Различие на уровне 0,1% интенсивности наблюдается только для распределения горизонтальной (π -) компоненты излучения.

На рисунке 14с показана зависимость разницы интенсивности излучения от горизонтального угла θ_x при $\theta_y = 0$ и угла поворота мишени Ψ . Из рисунка 14с можно видеть, что с ростом угла Ψ (переход к более скользящим углам падения) возрастает разница между двумя подходами. Однако в диа-

¹⁷Manzke R. Optical Properties of Molybdenum by Electron Energy Loss Spectroscopy // physica status solidi (b). – 1980. – Vol. 97, no. 1. – Pp. 157-160.

¹⁸Henke B., Gullikson E., Davis J. X-ray interactions: Photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E = 50$ -30,000 eV, $Z = 1$ -92 // Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1993. – Vol. 54, no. 2. – Pp. 181-342. – URL: http://henke.lbl.gov/optical_constants/.

пазоне экспериментальных углов $\Psi < 75^\circ$ разница пренебрежимо мала. При углах $\Psi > 75^\circ$, разница в интенсивности излучения, даваемая двумя подходами, возрастает, но рассмотрение этого эффекта выходит за рамки данной работы. Можно только предположить, что имеет место влияние продольной компоненты поля электрона, которой мы пренебрегли для метода поляризационных токов.

Таким образом, из рисунка 14 можно сделать вывод, что совпадение результатов расчётов спектрально-угловых характеристик обратного переходного излучения по двум подходам практически идеальное (лучше чем 0,7%), что позволяет в дальнейшем использовать только подход двойного токового слоя для идеально отражающей мишени с коэффициентами Френеля для учёта реальных свойств материала мишени.

Из рисунка 13 видно, что максимумы излучения приходятся на углы $\theta_x, \theta_y = \gamma^{-1}$. Отсутствие аксиальной симметрии в угловом распределении излучения объясняется различием коэффициентов отражения для молибдена для указанной длины волны излучения и геометрии генерации излучения.

Эксперименты по исследованию пространственных характеристик обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета были проведены на ускорителе в Германии, который описан в предыдущей главе. Принципиальная схема эксперимента показана на рисунке 12. В экспериментальной камере пучок взаимодействует с мишенью, генерируя обратное переходное излучение в широком спектральном диапазоне. Пространственное распределение излучения регистрируется ПЗС-камерой, которая расположена на расстоянии $l = 1010$ мм от центра мишени. Для выбора различных спектральных диапазонов используется набор фильтров, которые установлены между детектором и мишенью.

Мишень представляла собой молибденовый слой толщиной 500 нм, напыленный на кремниевую подложку толщиной 500 мкм с поверхностной шероховатостью лучше чем 0,5 нм. Поперечные размеры мишени составляли 40×10 мм². Мишень закреплялась на дистанционно управляемом гониометре для прецизионной ориентации относительно оси пучка. Гониометр позволял поворачивать мишень относительно вертикальной оси (менять угол α), сдвигать мишень по горизонтали (перпендикулярно пучку), а также в вертикальном направлении. На этом же гониометре был закреплен проволочный сканер, который позволял измерять размеры электронного пучка.

Во время эксперимента использовались две геометрии: угол ориентации мишени $\alpha = 28,1^\circ$ и $\alpha = 67,5^\circ$. Выбор этих геометрий обусловлен тем, что выход фотонов обратного переходного излучения в спектральном диа-

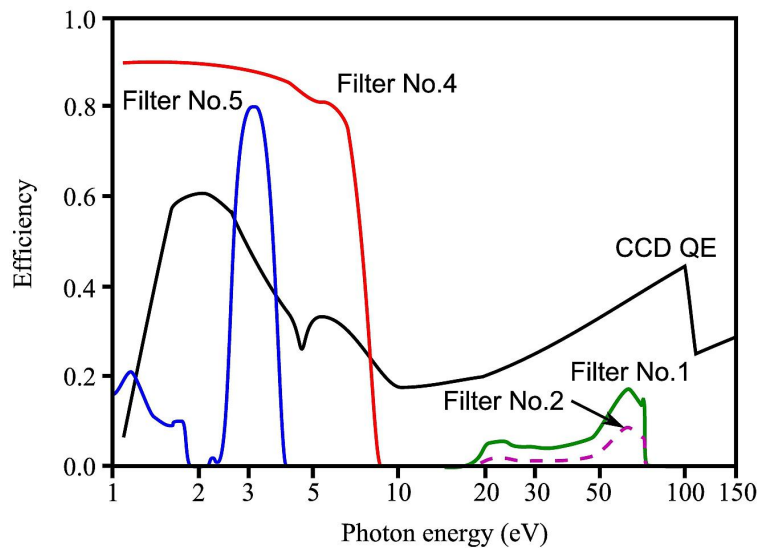
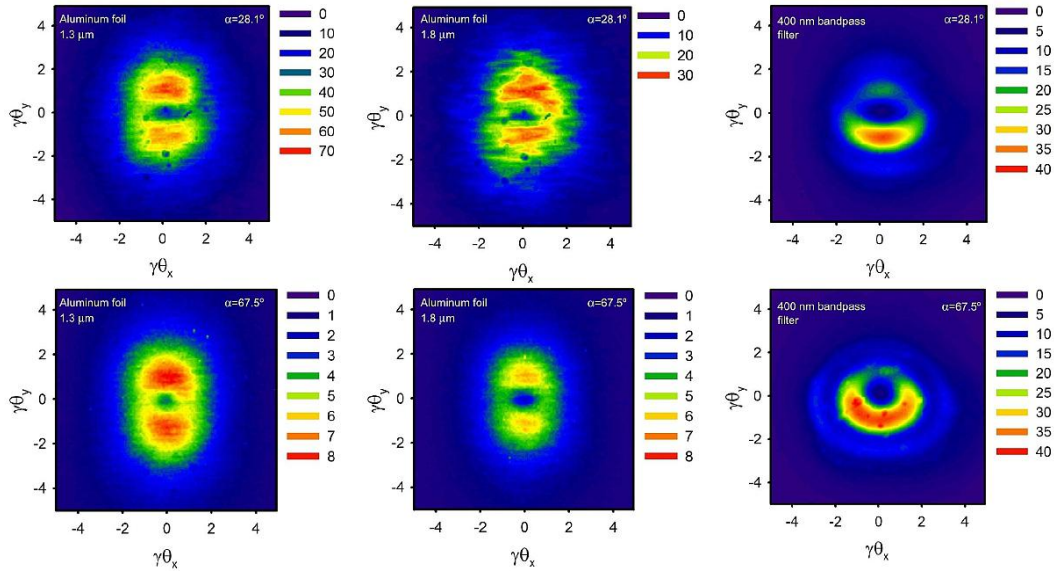


Рис. 15 — Квантовая эффективность ПЗС-камеры (CCD QE) и кривые пропускания используемых фильтров. Кривая для фильтра №3 не показана, чтобы не загромождать рисунок

пазоне вакуумного ультрафиолета существенно выше при скользящих углах падения, чем при нормальных углах. При этом выход в спектральной области видимого света не должен существенно меняться, что позволяет косвенно подтвердить, что в эксперименте будет регистрироваться именно излучения в области вакуумного ультрафиолета.

Пространственные распределения обратного переходного излучения регистрировались с помощью научной ПЗС-камеры ANDOR DO434 BN, которая имеет матрицу 1024×1024 пикселя при размере пикселя 13×13 мкм². На рисунке 15 показана квантовая эффективность данной камеры в диапазоне от 1 до 150 эВ согласно данным производителя. Для снижения темнового тока во время эксперимента камера была охлаждена до минус 40 градусов Цельсия.

Для «переключения» между спектральными диапазонами использовался дистанционно управляемый набор фильтров, установленный в вакуумном тракте. Данный набор состоял из трех алюминиевых фольг различной толщины, плавленого кварца и оптического светофильтра с центральной длиной волны пропускания 400 нм. Дополнительно имелась возможность полного пропускания всего спектра излучения и полного поглощения алюминиевой пластинкой толщиной 1 мм. Кривые пропускания фильтров показаны на рисунке 15. Для оптических фильтров (плавленый кварц и синий светофильтр) данные по пропусканию были получены из документации производителей.



а) верхний ряд — $\alpha = 28,1^\circ$
 б) нижний ряд — $\alpha = 67,5^\circ$

Рис. 16 — Примеры пространственных распределений обратного переходного излучения в видимом диапазоне и диапазоне вакуумного ультрафиолета для пучка №1. Фильтры указаны на рисунке

Пропускание алюминиевых фильтров было получено из базы данных¹⁹. Алюминиевые фольги непрозрачны для видимого света, но пропускают в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета благодаря L-краю алюминия ($\hbar\omega_L \approx 72$ эВ).

Рисунок 16 показывает примеры измеренных пространственных распределений обратного переходного излучения как в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета, так и в видимом диапазоне. Распределения были получены для обеих геометрий. В дальнейшем полученные распределения будут сравниваться с точки зрения отсчётов ПЗС для ультрафиолетового диапазона. Из сравнения геометрий наблюдения (верхний и нижний ряды) видно, что интенсивность излучения в видимом диапазоне остается практически постоянной, а в диапазоне вакуумного ультрафиолета (после алюминиевых фильтров) интенсивность существенно зависит от угла наклона мишени, как это и ожидалось из коэффициентов Френеля. Формы распределений в ультрафиолетовом диапазоне схожи с теоретическим расчётом.

Следует отметить, что интенсивность обратного переходного излучения в диапазоне вакуумного ультрафиолета для геометрии $\alpha = 28,1^\circ$ и Al фильтра толщиной 1,3 мкм примерно в два раза больше чем интенсивность излучения в видимом диапазоне после синего светофильтра.

¹⁹Henke B., Gullikson E., Davis J. X-ray interactions: Photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E = 50\text{--}30,000\text{ eV}$, $Z = 1\text{--}92$ // Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1993. – Vol. 54, no. 2. – Pp. 181–342. – URL: http://henke.lbl.gov/optical_constants/.

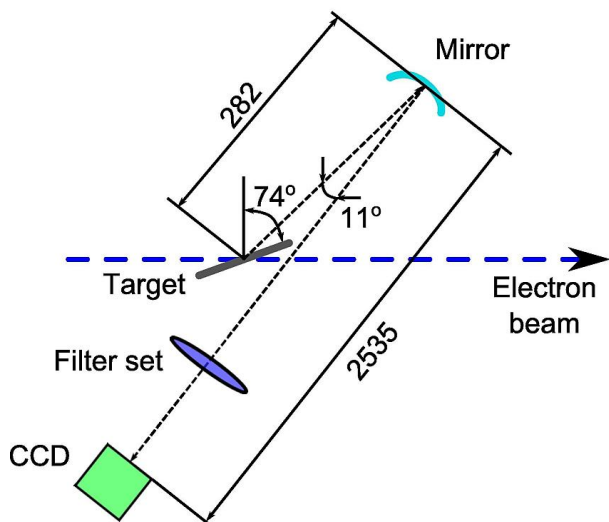


Рис. 17 — Схема проведения эксперимента по визуализации поперечного размера электронного пучка при использовании обратного переходного излучения в спектральных диапазонах видимого света и вакуумного ультрафиолета

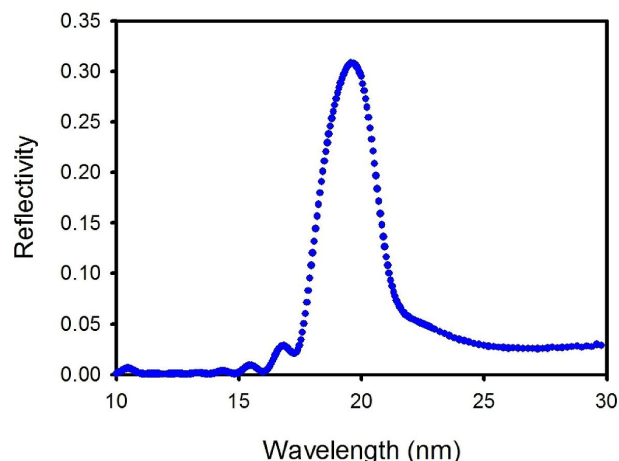


Рис. 18 — Спектральная зависимость отражающей способности многослойного Mo/Si зеркала, измеренная на пучке синхротрона BESSY II (Берлин, Германия)

На рисунке 17 показана схема эксперимента по визуализации поперечного профиля электронного пучка в спектральных диапазонах видимого света и вакуумного ультрафиолета. Данный эксперимент был проведен в 2012 году на электронном пучке разрезного микротрона МАМІ-В с энергий 855 МэВ. Основные характеристики ускорителя были описаны ранее. Электронный пучок взаимодействует с мишенью, генерируя переходное излучение в широком спектральном диапазоне. Излучение фокусируется и монохроматизируется в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета специально изготовленным многослойным сферическим зеркалом. Данное зеркало формирует изображение электронного пучка на чипе ПЗС камеры. В данном эксперименте использовалась та же самая ПЗС камера, что и ранее. Расстояние от мишени до зеркала составляло примерно 282 мм, а расстояние от зеркала до ПЗС камеры – $L = 2535$ мм, что обеспечивало коэффициент увеличения в оптической системе примерно равным $M = 8$ при фокусном расстоянии зеркала $f = 250$ мм. Выбор спектрально диапазона осуществлялся с помощью набора фильтров, характеристики которых показаны на рисунке 15.

Мишень для данного эксперимента состояла из монослоя молибдена толщиной 50 нм с шероховатостью менее 0,5 нм, напыленную кремниевую подложку толщиной 0,7 мм. Поперечные размеры мишени составляли 50×50 мм². Мишень монтировалась на гониометрическую систему, которая позволяла ди-

станционно управлять её вращением, а также смещать мишень вдоль и поперек оси электронного пучка для точной юстировки. Угол между нормалью к поверхности мишени и осью пучка составлял $\alpha = 74^\circ$.

Фокусирующее сферическое зеркало, состоящее из слоев Mo/Si, диаметром 25,4 мм и фокусным расстоянием 250 мм было разработано и изготовлено в DESY (г. Гамбург, Германия) для данного эксперимента. Зеркало устанавливалось на дистанционно управляемый гониометр, который позволял вращение и наклон относительно вертикальной оси. На рисунке 18 показана кривая отражения зеркала, измеренная в лаборатории РТВ, на пучке синхротрона BESSY II (Берлин, Германия) Национального немецкого метрологического института. Максимальный коэффициент отражения зеркала составляет около 31 % на длине волны 19,55 нм (64 эВ). Ширина полосы отражения зеркала (ПШПВ) составляла 2,6 нм ($\Delta\lambda/\lambda = 13\%$).

Для калибровки оптической системы в видимом диапазоне использовалась мишень, состоящая из матрицы чёрных точек, нанесённых на прозрачное стекло с шагом 0,5 мм. Перед экспериментом данная мишень устанавливалась на место мишени переходного излучения и облучалась синим светодиодом. Во время настройки оптической системы расстояние между мишенью и зеркалом изменялось таким образом, чтобы получить «наилучшую» фокусировку. С учётом аберраций оптической системы, вызванных использованием сферического зеркала, отражающего под углом, полученные расстояния представляли собой компромисс между вертикальным и горизонтальным размером пучка. Вертикальный и горизонтальный калибровочный коэффициенты системы не были равны и составляли 1,43 мкм и 1,69 мкм на пиксель.

С помощью квадрупольных линз были получены 7 различных конфигураций электронного пучка, изображение которых были получены в ходе эксперимента. В настоящем разделе представлены результаты, полученные для наиболее интересных профилей пучка, которые достаточно полно образом характеризуют полученные данные. Для сравнения представлены изображения, полученные в видимом диапазоне с использованием светофильтра $\lambda_c = 400$ нм (обозначены как BP - bandpass) и алюминиевых фильтров различной толщиной: 1,3 мкм, 1,8 мкм, 2,45 мкм.

Для извлечения размеров пучка из полученных изображений необходимо определиться с поляризационным составом обратного переходного излучения от молибденовой мишени в рассматриваемых спектральных диапазонах. На рисунке 19 показаны зависимости коэффициентов отражения Френеля от энергии фотона для молибдена при величине угла падения $\alpha = 16^\circ$. Вертикальные серые штриховые линии показывают энергии фотонов, соответствующие

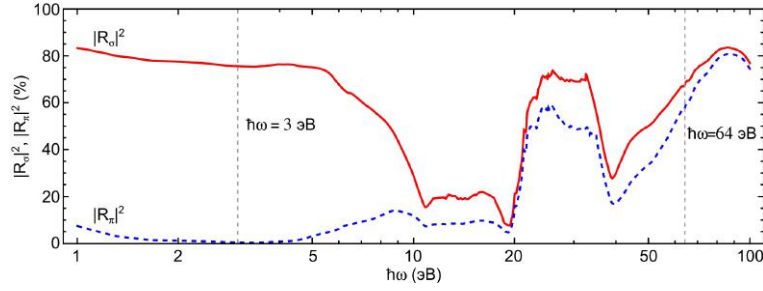


Рис. 19 — Зависимость коэффициентов отражения молибдена от энергии фотона для угла падения $\alpha = 16^\circ$. Вертикальные серые штриховые линии показывают энергии фотонов, соответствующие используемым в эксперименте фильтрам

ющие используемым в эксперименте фильтрам. Из рисунка 19 видно, что в случае видимого диапазона можно считать, что имеется только σ -компонента поляризации, а для спектрального диапазона вакуумного ультрафиолета излучение неполяризовано. Для многослойного зеркала Mo/Si коэффициенты отражения различных компонент поляризации практически одинаковы при углах, соответствующих экспериментальным. Таким образом, излучение в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета, регистрируемое детектором, в первом приближении можно считать неполяризованным.

Перейдём непосредственно к зарегистрированным изображениям пучка. На рисунке 20 представлены изображения пучка, полученные от пучка с зарядом примерно 1,9 нКл. Изображения для видимого диапазона были усреднены за 20 сбросов, а изображения в диапазоне вакуумного ультрафиолета - за 100 сбросов. Для наглядности показаны изображения пучка в области вакуумного ультрафиолета для трёх различных фольг-фильтров.

На рисунке 21 представлены для сравнения вертикальные и горизонтальные проекции изображений в видимом диапазоне и диапазоне ВУФ (Al, 1,3 мкм). Каждая проекция нормирована на максимум для удобства сравнения.

Изображение пучка в видимом диапазоне шире, чем в диапазоне ВУФ. Оба изображения можно аппроксимировать распределением Гаусса, что в результате даст следующие вертикальные размеры пучка: $\sigma_y^{\text{BP}} = (54,7 \pm 0,1)$ мкм и $\sigma_y^{\text{EUV}} = (42,6 \pm 0,2)$ мкм.

Рассмотрим другие конфигурации пучков. Наиболее интересное изображение было получено при максимальном снижении размера электронного пучка. На рисунке 22 показаны изображения этого пучка, полученные в видимом диапазоне и в диапазоне вакуумного ультрафиолета. Изображение пучка, полученное в видимом диапазоне со всей очевидностью деформировано из-за влияния SPF, в то время как изображение в ВУФ имеет один макси-

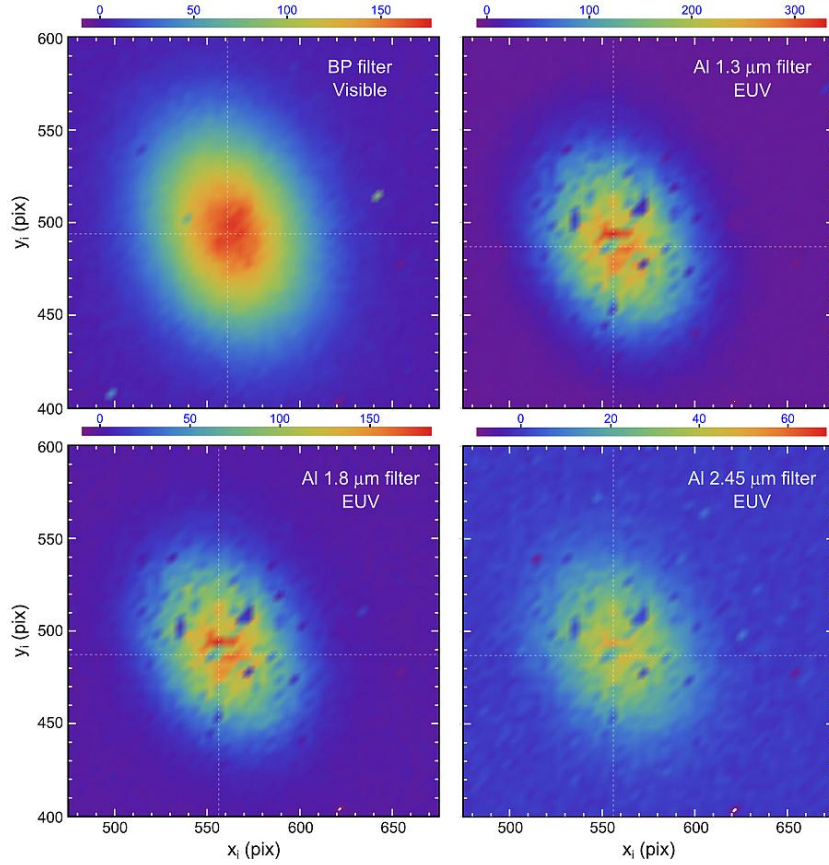


Рис. 20 — Изображения пучка конфигурации 1 в разных спектральных диапазонах, полученные при использовании разных фильтров

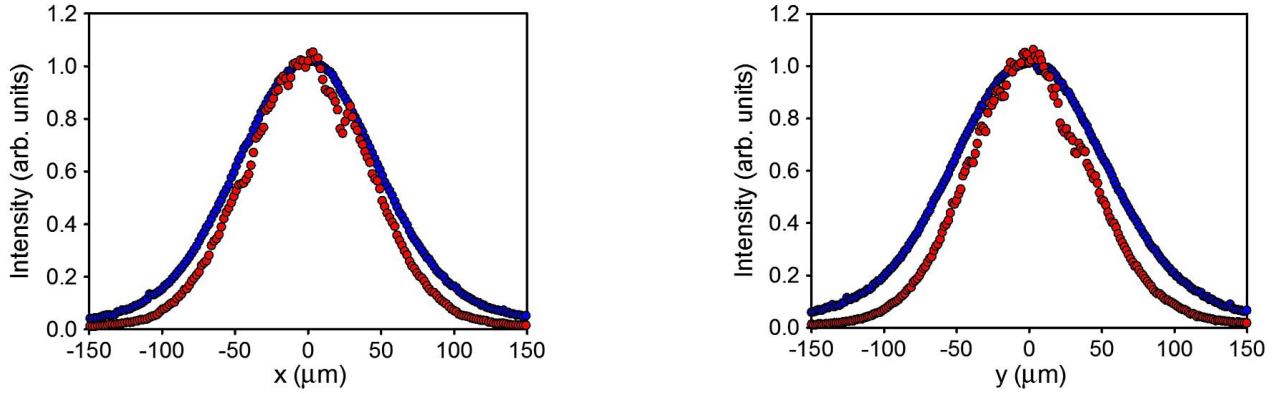


Рис. 21 — Горизонтальная (слева) и вертикальная (справа) проекции пучка конфигурации 1, изображенного на рисунке 20, в видимом (синие точки) и ВУФ (красные точки) диапазонах

мум. Разница в интенсивностях излучения в данном случае ещё больше, чем в случае, рассмотренном выше на рисунке 20.

Измеренное с помощью синего светофильтра двугорбое распределение аппроксимировалось разработанной функцией (5). В результате аппроксимации был получен размер пучка $\sigma_y^{fit} = (12,1 \pm 0,1)$ мкм при положении максимума в распределении SPF равным $q_1 = (18,5 \pm 0,1)$ мкм. Аппроксимация вертикальной проекции пучка, полученного в спектральном диапазоне вакуумного

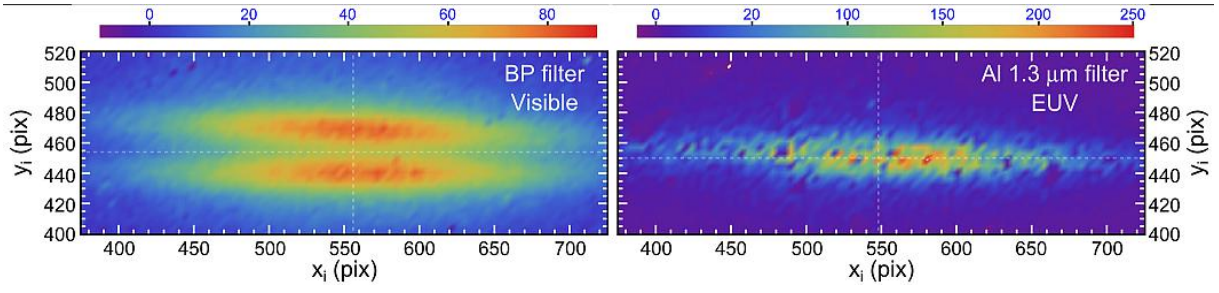


Рис. 22 — Изображения пучка конфигурации 2 в разных спектральных диапазонах, полученные при использовании разных фильтров

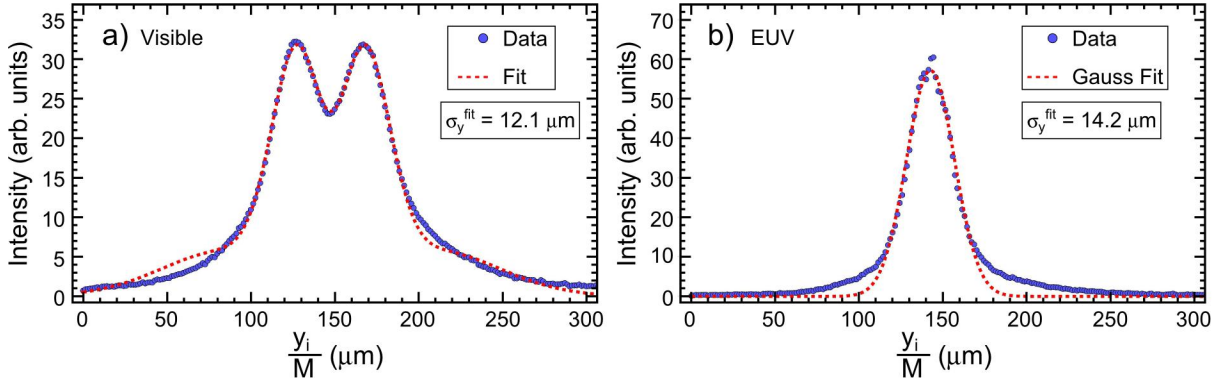


Рис. 23 — Вертикальные проекции изображений пучка конфигурации 2 в разных спектральных диапазонах (точки) и результаты аппроксимации

ультрафиолета, функцией Гаусса даёт размер пучка $\sigma_y^{fit} = (14,3 \pm 0,2)$ мкм. На рисунке 23 показаны исходные проекции и результат аппроксимации. Сходимость данных результатов я оцениваю как хорошую.

Основной вопрос вызывает широкое расположение максимума в распределении чистой SPF для видимого диапазона ($q_1 = (18,5 \pm 0,1)$ мкм). Предполагаемой причиной является расфокусировка сферического зеркала и наличие аберраций в оптической системе. В связи с тем, что сферическое зеркало поворачивает излучение, не удаётся провести расчёт, используя развитый ранее подход. Для оценки и интерпретации экспериментальных результатов был проведён простой расчёт вертикальных распределений чистой SPF для σ -компоненты поляризации для двух длин волн $\lambda_{vis} = 400$ нм и $\lambda_{EUV} = 20$ нм при наличии расфокусировки.

В экспериментальном случае $\theta_m \approx 0,045$ рад, а величина расфокусировки была выбрана равной $\Delta a = 1,45$ мм. Были рассчитаны четыре функции распределения SPF для указанных выше длин волн и для случаев как идеальной фокусировки, так и расфокусировки. Полученные функции показаны на рисунке 24. Можно видеть, что такая большая расфокусировка ($\Delta a/a = 0,5\%$) приводит к существенной деформации функций SPF, особенно для спектрального диапазона вакуумного ультрафиолета. В обоих спек-

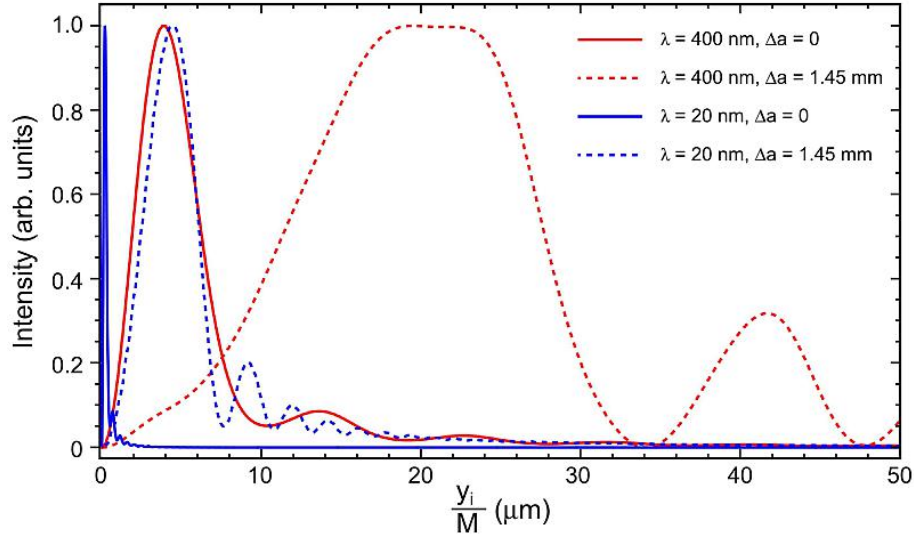


Рис. 24 — Рассчитанные функции SPF для видимого и ВУФ диапазона при отсутствии и наличии расфокусировки

тральных диапазонах расфокусировка приводит к появлению длинных осциллирующих хвостов и существенному уширению положения максимума.

Представленные на рисунке 24 функции SPF сворачивались с распределением Гаусса с размером $\sigma_y^{real} = 12$ мкм. На рисунке 25 приведены полученные результаты для всех четырех случаев. Показаны чистая SPF, профиль Гауссова пучка с размером $\sigma_y^{real} = 12$ мкм и результат свёртки. Из данного рисунка можно видеть, что в случае нулевой расфокусировки в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета имеется полное совпадение истинного профиля пучка с результатом свёртки. В случае видимого диапазона и идеальной фокусировки есть расхождение между истинным и полученным размером пучка, примерно такое же как и в случае расфокусированного излучения в вакуумном ультрафиолете. Расфокусированная оптическая система в видимом диапазоне даёт двугорбое распределение.

Аппроксимации распределений на рисунках 25a)c)d) распределением Гаусса дают размеры пучка $\sigma_y^{fit} = 14$ мкм, $\sigma_y^{fit} = 12$ и $\sigma_y^{fit} = 14,2$ мкм, соответственно. Аппроксимация распределения с рисунка 25b) функцией (5) даёт размер пучка $\sigma_y^{fit} = 11,7$ мкм и положение максимума в чистой SPF $q_1 = 18,5$ мкм. Таким образом, полученные расчётные и экспериментальные данные о вертикальном размере пучка совпадают достаточно хорошо между собой, что подтверждает природу наблюдаемого двугорбого распределения в видимом диапазоне и одnogорбого распределения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета. Рисунок 26 показывает сравнение рассчитанных данных для расфокусированного излучения в диапазоне видимого света и вакуумного ультрафиолета и экспериментальных данных. Для удобства сравне-

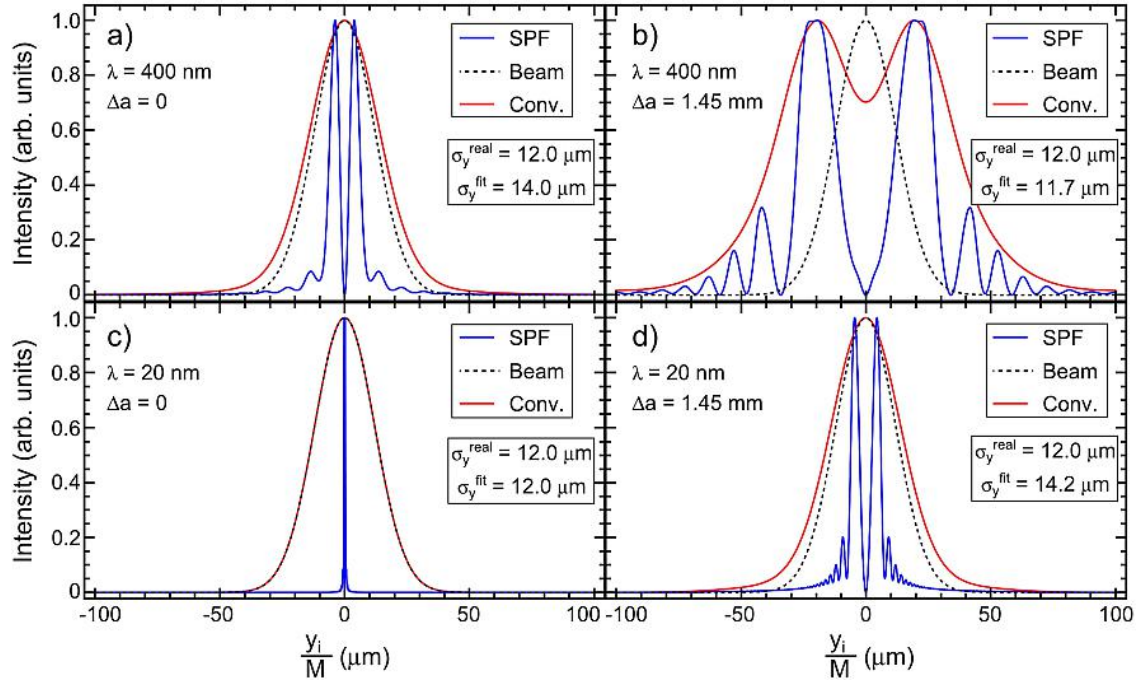


Рис. 25 — Результаты свертки функций SPF для видимого и ВУФ диапазона при отсутствии и наличии расфокусировки с Гауссовым пучком размером $\sigma_y^{real} = 12$ мкм. Представлены результаты аппроксимации и полученные значения размера пучка σ_y^{fit}

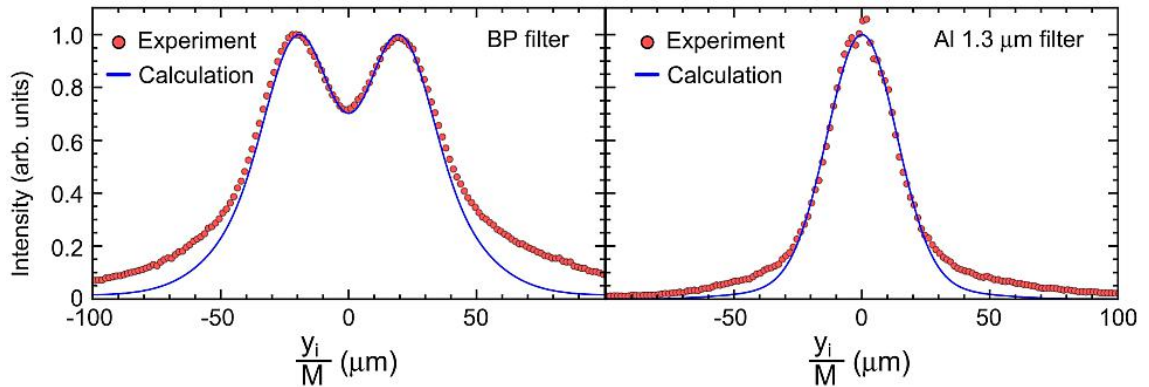


Рис. 26 — Сравнение рассчитанных профилей пучка для $\Delta a = 1,45$ мкм и экспериментально измеренных проекций пучка в видимом и ВУФ диапазоне при $\sigma_y^{real} = 12$ мкм

ния интенсивности были нормированы на максимум и центры распределений размещены на оси. В центральной части распределения имеется очень хорошее совпадение, хотя хвосты расходятся, что может скорее всего объясняется наличием неучтённых aberrаций оптической системы.

В **заклЮчении** приведены основные результаты работы, которые включают следующие **Выводы**:

В данной работе показано, что

- Визуализация обратного переходного излучения является одним из наиболее перспективных и проработанных вариантов измерения (мониторинга) поперечного размера пучков микрометровых размеров с

суб-микрометровым разрешением. Несмотря на доминирование SPF (дифракционного предела) в видимом диапазоне при размерах пучка порядка единиц микрометров возможно измерять поперечные размеры пучка за дифракционным пределом.

- Разработанная теоретическая модель построения изображений электронных пучков от наклонных мишеней с учётом возможных хроматических aberrаций позволяет проводить «численные эксперименты», определяя необходимые параметры установок и оптических систем. Разработанная модель может использоваться для верификации расчётов численных кодов, основанных на распространении света (ZEMAX и др.). Разработанная модель работоспособна для длин волн от вакуумного ультрафиолета до инфракрасного диапазона и учитывает используемый материал мишени.
- Найденная функция аппроксимации проекций (профилей) изображений, полученных при доминировании SPF, позволяет определять абсолютные значения поперечного размера пучка в предположении его Гауссового профиля. Для использования данной функции не требуется проведение сложных процедур самокалибровки, и указанная функция позволяет работать во всём диапазоне размеров пучка (при существенном влиянии SPF, при слабом влиянии SPF, при пренебрежимо малом влиянии SPF).
- Проведенный эксперимент по визуализации поперечного профиля пучка в видимом диапазоне длин волн показал, что:
 1. На основе излучения тонкого сцинтиллятора и обратного переходного излучения при доминировании SPF возможно измерять размеры пучков порядка 1,5 мкм.
 2. Использование двухзеркальных объективов Шварцшильда для визуализации переходного излучения возможно и является удобным для получения большого увеличения при минимизации влияния хроматической и сферической aberrации.
 3. Результаты расчёта по разработанной модели и результаты эксперимента качественно сходятся, учитывается влияние обеих компонент поляризации.
 4. Разработанная функция аппроксимации позволяет определить вертикальный размер электронного пучка на основе изображений, полученных при доминировании SPF. Использование разработанной функции аппроксимации позволяет существенно упростить анализ изображений и, в будущем, автоматизировать его.

5. Точность определения вертикального размер пучка на основе обратного переходного излучения (не учитывая систематической погрешности) составляет порядка 0,1 мкм (оценка ошибки аппроксимации).
- Проведенный эксперимент по исследованию свойств обратного переходного излучения и визуализации пучка в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета показал, что:
1. Переходное излучение в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета уверенно регистрируется ПЗС-камерой без усиления, его интенсивность выше, чем предсказано теорией, угловые распределения хорошо описываются теорией.
 2. Визуализация поперечного профиля электронного пучка в диапазоне видимого света и ультрафиолета на основе однозеркальной оптической схемы показала принципиальную возможность использования данного спектрального диапазона в мониторинге профиля пучка.
 3. Анализ полученных результатов (изображений пучков в разных диапазонах) с использованием разработанной теоретической модели построения изображений и найденной функцией аппроксимации показал очень хорошее согласие размеров пучков, полученных в спектральных диапазонах вакуумного ультрафиолета и видимого света.
 4. Визуализации обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета является очень перспективной методикой для измерения пучков с размером порядка $\sigma_y \approx 100$ нм.

Публикации автора по теме диссертации

1. **Сухих Л.Г.** Измерение угловых характеристик переходного излучения в ближней и дальней волновых зонах / *Б.Н. Калинин, ... Л.Г. Сухих [и др.]* // Письма в ЖЭТФ. — 2006. — Т. 84, № 3. — С. 136—140.
2. **Sukhikh L.** Angular distribution of coherent transition radiation from 6 MeV electron beam / *V. Cha, ... L. Sukhikh. [et al.]* // Proceedings of SPIE. V. 6634. — 2007. — Pp. 663416.
3. **Sukhikh L.** Focusing of optical transition and diffraction radiation by a spherical target / *L. Sukhikh [et al.]* // Proceedings of 8th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators, DIPAC 2007. — 2007. — P. 259-261.

4. **Sukhikh L.** Focusing of transition radiation from a paraboloidal target / *G. Naumenko, ... L. Sukhikh. [et al.]* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2008. — V. 266, No. 17. — P. 3733-3737.
5. **Sukhikh L.** Observation of focusing effect in optical transition and diffraction radiation generated from a spherical target / *L. Sukhikh [et al.]* // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2009. — V. 12, No. 7. — P. 071001.
6. **Сухих Л.Г.** Обратное переходное излучение релятивистских частиц в области вакуумного ультрафиолета как возможное средство для диагностики пучков / *Гоголев С.Ю., Сухих Л.Г., Потылицын А.П.* // Известия Томского политехнического университета. — 2009. — Т. 315, № 2. — С. 62-66.
7. **Sukhikh L.** Macroscopic effect of the shadow of the electromagnetic field of relativistic electrons / *G. Naumenko, ... L. Sukhikh. [et al.]* // JETP Letters. — 2009. — V. 90, No. 2. — С. 96-101.
8. **Sukhikh L.** Backward transition radiation in EUV-region as a possible tool for beam diagnostics / *Sukhikh L., Gogolev S., Potylitsyn A.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2010. — V. 623, No. 1. — С. 567-569.
9. **Sukhikh L.** Backward transition radiation in EUV-region as a possible tool for beam diagnostics / *Sukhikh L., Gogolev S., Potylitsyn A.* // Journal of Physics: Conference Series. — 2010. — V. 236. — P. 012011.
10. **Sukhikh L.** “Shadowing” of the electromagnetic field of relativistic charged particles / *G. Naumenko, ... L. Sukhikh. [et al.]* // Journal of Physics: Conference Series. — 2010. — V. 236. — P. 012004.
11. **Sukhikh L.** Investigation of the surface current excitation by a relativistic electron electromagnetic field / *G. Naumenko, ... L. Sukhikh. [et al.]* // Journal of Physics: Conference Series. — 2010. — V. 236. — P. 012024.
12. **Sukhikh L.** Development of microwave and soft X-ray sources based on coherent radiation and Thomson scattering / *A. Aryshev, ... L. Sukhikh. [et al.]* // Journal of Physics: Conference Series. — 2010. — V. 236. — P. 012009.
13. **Sukhikh L.** A compact soft X-ray source based on Thomson scattering of Coherent Diffraction Radiation / *A. Aryshev, ... L. Sukhikh. [et al.]* // Proceedings of IPAC 2010 - 1st International Particle Accelerator Conference. — 2010. — P. 196–198.
14. **Сухих Л.Г.** Исследование динамики электромагнитного поля релятивистских электронов при взаимодействии с мишенями / *Г. Науменко, ... Сухих Л. [и др.]* // Известия высших учебных заведений. Физика. — 2010. — 10-2. — С. 161-166.
15. **Сухих Л.Г.** Экспериментальное исследование возбуждения поверхностных токов полем релятивистских электронов / *Г. Науменко, ... Сухих Л. [и др.]* // Известия высших учебных заведений. Физика. — 2010. — 10-2. — С. 167-172.
16. **Сухих Л.Г.** Исследование динамики поля релятивистских электронов, рассеянных магнитным диполем / *Г. Науменко, ... Сухих Л. [и др.]* // Известия высших учебных заведений. Физика. — 2010. — 10-2. — С. 173-177.
17. **Sukhikh L.** Experimental investigations of backward transition radiation characteristics in extreme ultraviolet region / *L. Sukhikh [et al.]* // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. V. 8076. — 2011. — 80760G.
18. **Sukhikh L.** Experimental investigations of backward transition radiation from flat target in extreme ultraviolet region / *L. Sukhikh [et al.]* // Proceedings of the 10th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators, DIPAC-2011. — 2011. — С. 544-546.

19. **Sukhikh L.** Electromagnetic field features at interaction of relativistic electron with matter / *G. Naumenko, ... L. Sukhikh. [et al.]* // Nuovo Cimento della Societa Italiana di Fisica C. — 2011. — V. 34, No. 4. — P. 285-295.
20. **Sukhikh L.** Transition radiation from a cylindrical target and transverse beam size diagnostics / *Potylitsyn A., Sukhikh L.* // Proceedings of DIPAC 2011 - Proceedings of the 10th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators. — 2011. — P. 410-412.
21. **Sukhikh L.** Beam profile imaging based on backward transition radiation in the extreme ultraviolet region / *L. Sukhikh [et al.]* // Proceedings of IPAC 2012 - International Particle Accelerator Conference 2012. — 2012. — P. 819-821.
22. **Sukhikh L.** Transverse beam profile diagnostics using point spread function dominated imaging with dedicated de-focusing / *G. Kube, ... L. Sukhikh [et al.]* // Proceedings of IPAC 2013: Proceedings of the 4th International Particle Accelerator Conference. — 2013. — C. 488-490.
23. **Сухих Л.Г.** Исследование ВУФ-излучения, генерируемого электронами с энергией 5,7 МэВ при взаимодействии с периодической структурой многослойного рентгеновского зеркала / *Углов С.Р., ... Сухих Л.Г. [и др.]* // Известия Высших Учебных Заведений. Физика. — 2013. — Т. 56, 11-2. — С. 219-224.
24. **Sukhikh L.** Backward transition radiation in the extreme ultraviolet region as a tool for the transverse beam profile diagnostic / *L. Sukhikh [et al.]* // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2014. — V. 17, No. 11. — P. 112805.
25. **Sukhikh L.** EUV radiation generated by 5.7 mev electron beam in multilayer periodical structure / *S. Uglov, ... L. Sukhikh [et al.]* // Proceedings of IPAC 2014: Proceedings of the 5th International Particle Accelerator Conference. — 2014. — C. 3503-3505.
26. **Sukhikh L.** Investigation of the characteristics of EUV backward transition radiation generated by 5.7 MeV electrons in mono- and multilayer targets / *S. Uglov, ... L. Sukhikh [et al.]* // Journal of Physics: Conference Series. — 2014. — V. 517, No. 1. — P. 012009.
27. **Sukhikh L.** Observation of quasimonochromatic radiation in the vacuum ultraviolet region generated by 5.7-MeV electrons in a multilayer mirror / *S. Uglov, ... L. Sukhikh [et al.]* // JETP Letters. — 2014. — V. 100, No. 8. — C. 503-507.
28. **Sukhikh L.** Observation of subterahertz monochromatic transition radiation from a grating / *A. Potylitsyn, ... L. Sukhikh [et al.]* // JETP Letters. — 2016. — V. 104, №11. — P. 806-810.
29. **Sukhikh L.** Simulation of transition radiation based beam imaging from tilted targets / *Sukhikh L.G., Kube G., Potylitsyn A.P.* // Physical Review Accelerators and Beams. — 2017. — V. 20, No. 3. — P. 032802.
30. **Sukhikh L.** Monochromatic coherent grating transition radiation in sub-THz frequency range / *G. Naumenko, ... L. Sukhikh [et al.]* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2017. — V. 402. — P. 153-156.
31. **Sukhikh L.** Observation of soft X-ray Cherenkov radiation in Al / *S. Uglov, ... L. Sukhikh [et al.]* // EPL. — 2017. — V. 118, No. 3. — P. 34002.