

ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи



Шевелев Михаил Викторович

**КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОЕ
ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ УМЕРЕННО
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

ДИССЕРТАЦИЯ
в виде научного доклада
на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

1.3.6 – Оптика

Томск — 2026

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» (ФГАОУ ВО НИ ТПУ).

Научный консультант: **Потылицын Александр Петрович**
доктор физико-математических наук, профессор
ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»,
профессор-консультант

Официальные оппоненты: **Эпп Владимир Яковлевич**
доктор физико-математических наук, профессор
ФГБОУ ВО «Томский государственный педагогический университет», кафедра теоретической физики, профессор

Внуков Игорь Евгеньевич
доктор физико-математических наук, профессор
ФГАОУ ВО Белгородский государственный Национальный исследовательский университет, кафедра теоретической и экспериментальной физики, профессор

Чесноков Юрий Андреевич
доктор физико-математических наук
ФГБУ «Государственный научный центр Российской Федерации – Институт физики высоких энергий» Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», ведущий научный сотрудник Отдела пучков

Защита состоится «28» октября 2026 г. в 14 часов 30 минут на заседании диссертационного совета ДС.ТПУ.02 Национального исследовательского Томского политехнического университета по адресу: 634034, г. Томск, ул. Савиных 7/2, корпус 18, стр. 2, аудитория 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Томского политехнического университета по адресу: г. Томск, ул. Белинского, 53 и на сайте: dis.tpu.ru

Отзывы на научный доклад, заверенные печатью, просим отправлять по адресу: Российская Федерация, 634050, г. Томск, пр-кт Ленина, д. 30, Томский политехнический университет, Учёному секретарю Учёного совета ТПУ.

Научный доклад разослан « ____ » _____ 2026 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
ДС.ТПУ.02, к.ф.-м.н.



Н.И. Николаева

Оглавление

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	5
ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДОКЛАДА	23
1 Формирование электронного пучка в высокочастотном фотоинжекторе линейного ускорителя LUCX	23
1.1 Генерация электронного пучка и измерение времени отклика полупроводникового Cs ₂ Te фотокатода	23
1.2 Основные выводы по разделу	37
2 Экспериментальное исследование поляризационного излучения на периодических структурах в субтерагерцовом диапазоне частот	38
2.1 Экспериментальная установка для ТГц-исследований: манипулятор мишени и регистрирующая аппаратура	40
2.2 Моделирование и оптимизация параметров коротких электронных сгустков в программном комплексе ASTRA	45
2.3 Квазимонохроматическое поляризационное излучение электронных сгустков на металлической решётке	49
2.4 Экспериментальное исследование поляризационного излучения, генерируемого двумя электронными сгустками: методы диагностики частоты их следования	65
2.5 Основные выводы по разделу	69
3 Квазимонохроматическое излучение, генерируемое модулированным электронным пучком на периодических структурах в гигагерцевом диапазоне частот	71
3.1 Когерентное переходное и дифракционное излучения модулированного электронного пучка	72
3.2 Излучение умеренно релятивистских электронов вблизи многослойной призмы	77
3.3 Поляризационное излучение на диэлектрической решётке	83
3.4 Переходное излучение на адаптивной наклонной решётке	86
3.5 Основные выводы по разделу	90
4 Квазимонохроматическое оптическое излучение Вавилова-Черенкова	92
4.1 Теоретическое исследование монохроматизации излучения Вавилова-Черенкова в дисперсионных средах для умеренно релятивистских ионов	93
4.2 Экспериментальный стенд на микротроне ТПУ	98
4.3 Экспериментальное исследование спектрально-угловых распределений излучения Вавилова-Черенкова от умеренно релятивистского пучка на микротроне ТПУ	99

4.4 Основные выводы по разделу	107
5 Поляризованное излучение вблизи края фотопоглощения	110
5.1 Гибридное излучение в рентгеновской области частот	111
5.2 Спектральные характеристики поляризованного излучения в области «окна прозрачности» воды	118
5.3 Излучение от многослойной мишени	124
5.4 Основные выводы по разделу	132
ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ	133
Публикации по теме диссертации	135

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

Развитие лазерных технологий и ускорительной техники привело к созданию компактных высокочастотных электронных пушек с фотокатодом. Интерес к генерации коротких электронных сгустков с высокой частотой повторения обусловлен несколькими причинами.

Во-первых, современные установки со встречными пучками, являющиеся основным инструментом исследования микромира, нуждаются в увеличении светимости. Во-вторых, генерация электронного пучка с малым значением эмиттанса и высокой частотой повторения является важной технологией для развития и использования таких источников электромагнитного излучения, как лазеры на свободных электронах и источники рентгеновского излучения на основе комптоновского рассеяния.

Указанные источники излучения идеально подходят для получения изображений биологических объектов, разработки новых систем диагностики и радиационной терапии злокачественных опухолей в медицине, а также для детального изучения структуры веществ и материалов в химии и материаловедении.

Новые возможности формирования электронных сгустков субпикосекундной длительности с терагерцовой частотой следования непосредственно от фотокатода стимулировали теоретические и экспериментальные исследования, направленные на применение поляризационных механизмов излучения (таких как переходное излучение (ПИ) или излучение Вавилова-Черенкова (ИВЧ)), в разработке новых и усовершенствовании существующих методов диагностики пучков современных ускорителей, в развитии новых методов ускорения заряженных частиц под действием кильватерных полей и в создании малогабаритных источников монохроматического излучения в терагерцовой области частот.

Интерес к данному механизму излучения обусловлен, в первую очередь, простыми условиями его возникновения: излучение образуется в результате динамической поляризации атомных оболочек среды полем прямолинейно движущейся релятивистской заряженной частицы с постоянной скоростью (при пренебрежении потерями на излучение релятивистской частицы).

Условием обеспечения развития компактных монохроматических источников излучения на основе высокочастотных электронных пушек с фотокатодом является проведение всестороннего исследования механизмов генерации поляризационного излучения.

Выполнение эффективного научного исследования требует научно-технического обеспечения процесса: разработки новых методов формирования электронного пучка, состоящего из нескольких сгустков субпикосекундной длительности с регулируемым временем задержки между ними; проведения моделирования динамики электронного пучка в фотоинжекторе; развития новых и совершенствования существующих методов диагностики временной структуры умеренно релятивистских электронных пучков, состоящих из сгустков субпикосекундной длительности; проектирования и создания экспериментальных установок для измерения спектрально-угловых характеристик поляризационного излучения в различных спектральных диапазонах; развития теоретических моделей, позволяющих оценивать влияние различных экспериментальных условий на характеристики излучения и учитывать одновременное возникновение нескольких видов поляризационного излучения.

В этой связи теоретическое и экспериментальное исследование механизмов генерации поляризационного излучения умеренно релятивистских заряженных частиц является актуальной задачей.

Степень разработанности темы исследования

В силу различных обстоятельств за последние полвека сложилась интересная ситуация с терминологией различных видов поляризационного излучения. Дело в том, что исследователи, независимо друг от друга, изучали условия возникновения и характеристики различных видов поляризационного излучения, и, несмотря на единую природу излучения, каждый вид излучения получил индивидуальное название. Таким образом, физика излучения заряженных частиц пополнялась новой терминологией.

Лишь сравнительно недавно появились теоретические и экспериментальные работы, в которых авторы продемонстрировали единую природу данных видов излучений и заложили основы теоретического описания всех видов поляризационного излучения^{1,2,3}. Особая заслуга в разработке единого формализма принадлежит двум научным школам: томской, возглавляемой профессором А.П. Потылицыным, и московской – под руководством профессора М.И. Рязанова. Благодаря совместным исследованиям томской и московской теоретических школ был развит новый метод решения задачи генерации поляризационного излучения равномерно движущейся заряженной частицей при наличии

¹Карловец Д.В. Дифракционное излучение от экрана конечной проводимости / Д.В. Карловец, А.П. Потылицын // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 90, № 5. – С. 368-373.

²Карловец Д.В. К теории поляризационного излучения в средах с резкими границами / Д.В. Карловец // ЖЭТФ. – 2011. – Т. 140, № 1. – С. 36-55.

³Науменко Г.А. Обнаружение дифракционного излучения в диэлектрической мишени в условиях генерации излучения Вавилова-Черенкова / Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, М.В. Шевелев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2011. – Т. 90, № 4. – С. 280-283.

среды произвольной формы и произвольной проводимости. Данный метод известен в современной литературе под названием «метод поляризационных токов».

Спектрально-угловые характеристики поляризационного излучения зависят от геометрии излучения, формы и диэлектрических свойств радиатора, следовательно, у исследователей всегда возникал соблазн в разработке мишени, которая, помимо основного назначения – источника излучения, выполняла дополнительные функции, например, монохроматора. Рассмотрим кратко основные работы наших предшественников в области генерации монохроматического поляризационного излучения. Особое внимание уделим возникшим противоречиям и нерешенным задачам.

Общеизвестно, что заряженная частица, проходящая через периодическую структуру, генерирует излучение на каждом периоде. Из-за конструктивной интерференции спектр излучения под фиксированным углом является монохроматическим с частотой, определяемой периодом и скоростью заряда. Зависимость частоты излучения от периода структуры, скорости заряда и угла наблюдения называют дисперсионным соотношением. Именно это соотношение определяет частоты монохроматических линий в спектрах ондуляторного излучения или ПИ от многослойной мишени, а ширина спектральной линии зависит от количества периодов структуры.

В работе⁴ впервые было показано, что существует другая возможность получения монохроматического излучения, и дисперсионное условие может быть обобщено на случай, когда оптическая решётка (периодическая структура) наклонена под углом к траектории заряда, и заряд пересекает её исключительно в одной точке. В такой геометрии только кулоновское поле заряда взаимодействует с периодической структурой.

Авторы вышеуказанной работы впервые наблюдали квазимонохроматическое излучение, впоследствии названного ими «grating transition radiation» (GTR), в оптическом диапазоне длин волн и зарегистрировали несколько порядков дифракции излучения от решётки при её пересечении электронным пучком с энергией 3 – 13 МэВ. Поскольку частота спектральной линии GTR зависит от двух углов: угла наклона решетки и угла наблюдения, то авторы статьи предложили использовать схему GTR, как перестраиваемый источник квазимонохроматического излучения.

⁴Henri P. Grating transition radiation: A source of quasimonochromatic radiation / P. Henri, O. Haerberè, P. Rullhusen [et al.] //Phys. Rev. E. – 1999. – Vol. 60. – P. 6214.

Впоследствии теория ПИ от периодической поверхности получила развитие в работах^{5,6}, где авторы очень подробно разобрали случаи генерации излучения от решёток с прямоугольным, треугольным и синусоидальным профилем.

В 2000 году научным коллективом под руководством А.П. Потылицына⁷ была рассмотрена геометрия излучения, когда заряд пролетает в вакууме вблизи решётки под некоторым углом, и получено новое дисперсионное соотношение. Данная зависимость является обобщением дисперсионного соотношения Смита-Парселла, поскольку при угле наклона решетки относительно импульса заряда, равном нулю, она совпадает с известным соотношением Смита-Парселла⁸.

Если релятивистский заряд не пересекает решётку, расположенную вне плоскости наблюдения, к которой принадлежит траектория движения заряда, а пролетает вблизи неё на расстоянии меньше эффективного радиуса затухания кулоновского поля, то в этом случае должно возникать квазимонохроматическое дифракционное излучение. По примеру GTR оно может быть названо «grating diffraction radiation» (GDR).

Очевидно, что GDR обладает преимуществом по сравнению с GTR, поскольку в рассмотренной геометрии пучок заряженных частиц непосредственно не контактирует с решёткой. С решёткой взаимодействует только электромагнитное поле частиц. Генерация GDR происходит без повреждения мишени и критического изменения параметров пучка. До нашей работы⁹ данный вид поляризованного излучения не был исследован ни теоретически, ни экспериментально.

При генерации поляризованного излучения сгустком заряженных частиц возможна реализация когерентного механизма излучения, который характеризуется квадратичной зависимостью мощности излучения от населенности сгустка и выполняется в случае, когда заряженные частицы в сгустке излучают в фазе, т.е. когда длина сгустка меньше длины волны излучения.

Например, для экспериментального исследования характеристик дифракционного излучения от решётки в миллиметровом и ТГц диапазонах необходимо сформировать электронные сгустки длительностью от сотен фемтосекунд до единиц пикосекунд. Чтобы увеличить эффективность механизма генерации когерентного монохроматического излучения, необходимо сформировать элек-

⁵Baghiyan R.A. Investigation of transition radiation from a regular-roughness interface // Phys. Rev. E. – 2001. – Vol. 64. – Article number 026610.

⁶Mkrtchyan A.R. Transition radiation on dynamic periodic interface / A.R. Mkrtchyan, A.P. Potylitsyn, V.R. Kocharyan [et al.] // Phys. Rev. E. – 2016. – Vol. 93. – Article number 022117.

⁷Potylitsyn A.P. Resonant diffraction radiation from an ultra-relativistic particle moving close to tilted grating / A.P. Potylitsyn, P.V. Karataev, G.A. Naumenko // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 61. – P. 7039.

⁸Smith S.J. Visible Light from Localized Surface Charges Moving across a Grating / S.J. Smith, E.M. Purcell // Phys. Rev. – 1953. – Vol. 92. – P. 1069.

⁹Aryshev A. Observation of grating diffraction radiation at the KEK LUCX facility / A. Aryshev, A.P. Potylitsyn, G.A. Naumenko, M. Shevelev [et al.] // Sci. Rep. – 2020. – Vol. 10. – Article number 7589.

тронный пучок, в котором частота следования сгустков будет сопоставима с длиной волны излучения. В этом случае максимум интенсивности излучения будет пропорционален квадрату количества сгустков, а ширина спектральной линии обратно пропорциональна числу сгустков.

За последние десять лет особое место за рубежом стали занимать исследования, направленные на генерацию электронных сгустков с частотой следования суб-ТГц. Традиционные подходы, с точки зрения ускорительной техники, включают в себя разнообразные методы компрессии пикосекундных сгустков^{10,11,12}. Отдельно отметим метод формирования последовательности сгустков с пикосекундным разделением при помощи магнитной системы «emittance exchanger» в сочетании с применением поперечной маски^{13,14}, а также двухэтапный метод, основанный на воздействии кильватерного поля на энергетический разброс в исходном пучке с последующим формированием коротких сгустков электронного пучка в магнитном компрессоре^{15,16}. Все представленные методы имеют существенный недостаток – для своей реализации они требуют достаточно большой длины ускорительного тракта, что снижает компактность установки. Подобный электронный пучок может быть сформирован при облучении фотокатода высокочастотной электронной пушки фемтосекундными лазерными импульсами с ТГц частотой следования.

Самым распространенным методом временного формирования лазерного импульса является применение эффекта двойного лучепреломления в кристаллах^{10,17}. Этот метод достаточно прост в реализации: один короткий поляризованный лазерный импульс, входящий в кристалл, расщепляется на два, каждый из которых движется со своей групповой скоростью, связанной с определенным направлением электрического поля. После стопки из N кристаллов можно получить последовательность 2^N реплик исходного импульса. К сожалению, рассматриваемый подход не позволяет плавно регулировать расстояние между

¹⁰Chiadroni E. Characterization of the THz radiation source at the Frascati linear accelerator / E. Chiadroni, M. Bellaveglia, P. Clvani [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 2013. – Vol. 84. – Article number 022703.

¹¹Nozawa I. Measurement of < 20 fs bunch length using coherent transition radiation / I. Nozawa, K. Kan, J. Yang [et al.] // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2014. – Vol. 17. – Article number 072803.

¹²Ferrario M. Experimental Demonstration of Emittance Compensation with Velocity Bunching / F. Ferrario, D. Alesini, A. Bacci [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 104. – P. 054801.

¹³Muggli P. Generation of Trains of Electron Microbunches with Adjustable Subpicosecond Spacing / P. Muggli, V. Yakimenko, M. Babzien [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 101. – Article number 054801.

¹⁴Sun Y.-E. Tunable Subpicosecond Electron-Bunch-Train Generation Using a Transverse-To-Longitudinal Phase-Space Exchange Technique / Y.-E. Sun, P. Piot, A. Johnson [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 105. – Article number 234801.

¹⁵Antipov S. Experimental Observation of Energy Modulation in Electron Beams Passing through Terahertz Dielectric Wakefield Structures / S. Antipov, C. Jing, M. Fedurin [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 108. – Article number 144801.

¹⁶Antipov S. Subpicosecond Bunch Train Production for a Tunable mJ Level THz Source / S. Antipov, M. Babzien, C. Jing [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 111. – Article number 134802.

¹⁷Yan L. UV pulse shaping for the photocathode rf gun / L. Yan, Q. Du, Y. Du [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. – 2011. – Vo. 637. – P. S127.

лазерными импульсами в соответствии с требованиями ускорительной физики. Время задержки между лазерными импульсами можно варьировать только путем изменения толщины кристаллов.

Одной из альтернатив представленному подходу является метод формирования временной структуры лазерного импульса, основанный на применении фазовой и амплитудной маски в фокальной плоскости оптического стретчера с нулевой дисперсией. Этот метод обычно используется для создания низкоэнергетических макроимпульсов, состоящих из сверхкоротких импульсов^{18,19}. Повреждение маски, находящейся в фокальной плоскости стретчера, препятствует использованию рассматриваемого метода для получения высокоэнергетических импульсов. Количество импульсов в макроимпульсе и расстояние между импульсами также определяются конструкцией пространственной маски. К сожалению, данный метод нельзя применить для генерации большого количества лазерных импульсов.

За последнее время ряд авторов предложили использовать сложные оптические схемы, основанные на базе различных интерферометров, для формирования лазерных импульсов с ТГц частотой следования. Например, в работах^{20,21} авторы показали применение продольной интерференции импульсов пикосекундного лазера для формирования нескольких электронных сгустков длительностью порядка сотни фемтосекунд. Рассматриваемый подход имеет сильную чувствительность к линейно-частотной модуляции спектра (spectral chirp) начальных лазерных импульсов и не позволяет генерировать электронные сгустки одинаковой длины с различным расстоянием и балансом заряда между ними.

Для модуляции лазерных импульсов также может быть использован интерферометр Майкельсона (ИМ): применение большого числа светоделителей и оптических линий задержки позволяет сформировать макроимпульс, состоящий из 2^k импульсов, где k - положительное целое число^{22,23,24}. Итальянская группа исследователей предложила использовать гибридную схему, поместив в каждое плечо классического ИМ по одному двулучепреломляющему кристаллу. Таким

¹⁸Siders C.W. Efficient high-energy pulse-train generation using a 2^n -pulse Michelson interferometer / C.W. Siders, J.L. W. Siders, A.J. Taylor [et al.] // Appl. Opt. – 1998. – Vol. 37. – P. 5302.

¹⁹Boscolo M. Generation of short THz bunch trains in a rf photoinjector / M. Boscolo, M. Ferrario, I. Boscolo [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. – 2007. – Vol. 577. – P. 409.

²⁰Neumann J.G. Terahertz laser modulation of electron beams / J.G. Neumann, R.B. Fiorito, P.G. O'Shea [et al.] // J. Appl. Phys. – 2009. – Vol. 105. – Article number 053304.

²¹Shen Y. Tunable Few-Cycle and Multicycle Coherent Terahertz Radiation from Relativistic Electrons / Y. Shen, X. Yang, G.L. Carr [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 107. – Article number 204801.

²²Marinelli A. High-intensity double-pulse X-ray free-electron laser / A. Marinelli, D. Ratner, A.A. Lutman [et al.] // Nat. Commun. – 2015. – Vol. 6. – P. 6369.

²³Liu Sh. Generation of prebunched electron beams in photocathode rf gun for THz-FEL superradiation / Sh. Lui, Y.-Ch. Huang // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. – 2011. – Vol. 637. – P. S172.

²⁴Ding Yu. Two-bunch self-seeding for narrow-bandwidth hard x-ray free-electron lasers / Yu. Ding, Z. Huang, R.D. Ruth // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2010. – Vol. 13. – Article number 060703

образом, был достигнут компромисс между регулированием временем задержки между импульсами и использованием эффекта двойного лучепреломления в кристаллах²⁵.

В нашей работе²⁶ мы разработали и провели испытание лазерной системы на базе двухпроходного ИМ, которая позволяет генерировать до четырёх импульсов фемтосекундной длительности с возможностью регулирования времени задержки между импульсами от 70 фемтосекунд до нескольких десятков пикосекунд. Облучая фотокатод высокочастотной пушки лазерными импульсами от разработанной лазерной системы, нам удалось подтвердить генерацию электронного пучка, состоящего из двух или четырёх электронных сгустков субпикосекундной длительности, с возможностью регулирования времени задержки между ними. Данная лазерная система позволила измерить время отклика полупроводникового Cs₂Te фотокатода²⁷ и провести ряд экспериментов по исследованию свойств различных видов квазимонохроматического поляризованного излучения^{28,29,30,31,32,33}.

Метод генерации квазимонохроматического поляризованного излучения на основе эффекта Вавилова-Черенкова является одним из самых очевидных и простых. Данный вид поляризованного излучения возникает при движении заряженных частиц в веществе со сверхсветовой скоростью. Согласно классической теории спектрально-угловые характеристики ИВЧ будут определяться скоростью частицы и диэлектрическими свойствами радиатора.

Таким образом, благодаря спектральной дисперсии материала радиатора и геометрии эксперимента (угол наблюдения и угол наклона мишени) можно

²⁵Villa F. Laser pulse shaping for high gradient accelerators / F. Villa, M.P. Anania, M. Bellaveglia [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. – 2016. – Vol. 829. – P. 446.

²⁶Shevelev M. Generation of a femtosecond electron microbunch train from a photocathode using twofold Michelson interferometer / M. Shevelev, A. Aryshev, N. Terunuma, J. Urakawa // Phys. Rev. Accel. Beams – 2017. – Vol. 20. – Article number 103401.

²⁷Aryshev A. Femtosecond response time measurements of a Cs₂Te photocathode / A. Aryshev, M. Shevelev, Y. Honda [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2017. – Vol. 111. – Article number 033508

²⁸Naumenko G. Monochromatic coherent grating transition radiation in sub-THz frequency range / G. Naumenko, A. Aryshev, A. Potylitsyn, M. Shevelev [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. – 2017. – Vol. 402. – P. 153-156.

²⁹Lekomtsev K. Sub-THz radiation from dielectric capillaries with reflectors / K. Lekomtsev, A. Aryshev, A.A. Tishchenko, M. Shevelev [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. – 2017. – Vol. 402. – P. 148-152.

³⁰Aryshev A. Monochromaticity of coherent Smith-Purcell radiation from finite size grating / A. Aryshev, A. Potylitsyn, G. Naumenko, M. Shevelev [et al.] // Phys. Rev. Accel. Beams. – 2017. – Vol. 20. – Article number 024701.

³¹Zhang H. Non-destructive measurements and monitoring of separation of charged particle micro-bunches / H. Zhang, I.V. Konoplev, A.J. Lancaster, H. Harrison, G. Doucas, A. Aryshev, M. Shevelev [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2017. – Vol. 111. – Article number 043505.

³²Harrison H. A Fabry-Pérot interferometer with wire-grid polarizers as beamsplitters at terahertz frequencies / H. Harrison, A.J. Lancaster, I.V. Konoplev, G. Doucas, A. Aryshev, M. Shevelev [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 2018. – Vol. 89. – Article number 035116.

³³Шкитов Д.А. Измерение поляризационных характеристик когерентного дифракционного излучения в субтерагерцовом диапазоне / Д.А. Шкитов, А.П. Потылицын, Г.А. Науменко, М.В. Шевелев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2019. – Т. 109. – с. 809-814.

пространственно разложить спектр ИВЧ на квазимонохроматические линии. В данном случае уместна прямая аналогия с опытом И. Ньютона³⁴.

Первые экспериментальные и теоретические исследования посвященные генерации квазимонохроматического ИВЧ в оптической области частот были опубликованы в 2010-х годах^{35,36}. В 2021 году была экспериментально продемонстрирована возможность вывода в вакуум части конуса ИВЧ из кварцевой пластинки с высоким значением показателя преломления при наклонном падении ультрарелятивистского электронного пучка на мишень³⁷. Авторам удалось обнаружить монохроматические линии в спектре исходного излучения, и измерить зависимость частоты спектральной линии от угла наклона кварцевой пластинки относительно траектории пучка.

Данная геометрия излучения является перспективной для разработки метода измерения энергии ионных пучков. Как показано в нашей работе³⁸, оптическое ИВЧ умеренно релятивистских ионов в алмазной мишени, обладающей спектральной дисперсией, становится квазимонохроматичным, а частота спектральной линии зависит от энергии иона и от геометрии эксперимента.

Известно, что резкий порог возникновения ИВЧ вместе с существованием в веществах областей аномальной дисперсии вблизи краёв фотопоглощения электронами внутренних оболочек атома позволяют генерировать монохроматическое ИВЧ в рентгеновской области спектра^{39,40,41}. Не удивительно, что данная особенность черенковского излучения привлекла внимание со стороны исследователей, так как она открывает широкие возможности по созданию монохро-

³⁴Newton I. Opticks: or, A treatise of the reflexions, refractions, inflexions and colours of light. Also two treatises of the species and magnitude of curvilinear figures / I. Newton – London : Printed for Sam. Smith, and Benj. Walford, Printers to the Royal Society, at the Prince's Arms in St. Paul's Church-yard, 1704. – 213 p.

³⁵Takabayashi Y. First studies of 500-nm Cherenkov radiation from 255-MeV electrons in diamond crystal / Y. Takabayashi, E.I. Fiks, Yu.L. Pivovarov // Phys. Lett A. – 2015. – Vol. 379 – P. 1032-1035.

³⁶Potylitsyn A.P. Vavilov-Cherenkov radiation in an inclined dielectric plate and violation of azimuthal symmetry / A.P. Potylitsyn, S.Yu. Gogolev // Phys. Part. Nucl. Lett. – 2019. – Vol. 16 – P. 127-132.

³⁷Potylitsyn A. First observation of quasi-monochromatic optical Cherenkov radiation in a dispersive medium (quartz) / A. Potylitsyn, G. Kube, A. Novokshonov [et al.] // Phys. Lett A. – 2021. – Vol. 417 – Article number 127680.

³⁸Potylitsyn A. Monochromatic optical Cherenkov radiation of moderately relativistic ions in radiators with frequency dispersion / A. Potylitsyn, B.A. Alekseev, A.V. Vukolov, **M.V. Shevelev** [et al.] // JETP Lett. – 2022. – Vol. 115 – P. 439-443.

³⁹Bazylev V.A. Cherenkov radiation as a intense X-ray source / V.A. Bazylev, V.I. Glebov, E.I. Denisov [et al.] // JETP Lett. – 1976. – Vol. 24. – P. 371-374.

⁴⁰Moran M.J. Grazing-incidence Cherenkov X-ray generation / M.J. Moran, B. Chang, M.B. Schneider // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. – 1990. – Vol.48. – P. 287-290.

⁴¹Uglov S.R. Observation of soft X-ray Cherenkov radiation in Be and Si foils / S.R. Uglov, A.V. Vukolov // JINST. – 2021. – Vol. 16. – Article number 07043.

матических источников рентгеновского излучения, особенно в области «окна прозрачности» воды (284 – 543 эВ)^{42,43,44}.

Авторами цитируемых работ были выявлены многие особенности рентгеновского ИВЧ, возникающего как при непосредственном пересечении заряженными частицами тонких фольг, так и при пролёте заряда вблизи них. Однако без должного внимания со стороны исследователей долгое время оставался один интересный феномен – генерация гибридного излучения.

Гибридное излучение проявляет одновременно не только некоторые свойства слагающих его типов излучения, но и ряд отличительных особенностей. Впервые данный вопрос в теории черенковского эффекта в условии генерации ПИ обсуждался в работах И.М. Франка, В.П. Зрелова и Я. Ружички^{45,46}. Более сложный случай генерации гибридного излучения был рассмотрен С.Н. Галяминым и А.В. Тюхтиным^{47,48}, когда авторы анализировали электромагнитное поле движущегося точечного заряда в присутствии метаматериала, у которого диэлектрическая и магнитная восприимчивость одновременно принимают отрицательные значения.

В работе М. Морана и Б. Чанга⁴⁹ авторами было замечено, что при одновременной генерации рентгеновского ИВЧ и ПИ в пластине конечной толщины, будут возникать определённые области в спектрально-угловом распределении, в которых ИВЧ будет испытывать существенное влияние со стороны переходного. К сожалению, данное замечание осталось без должного внимания на протяжении многих лет. В то время как другой тип гибридного излучения на основе суперпозиции черенковского и синхротронного излучения⁵⁰ уже давно получил практическую реализацию в качестве источника рентгеновского излучения^{51,52}.

⁴²Knulst W. Cherenkov radiation in the soft X-ray region: towards a compact narrowband source: Ph.D. thesis / Technische Universitat Eindhoven. – 2004.

⁴³Kaplan A.E. Radiation efficiency of water-window Cherenkov sources using atomic-shell resonances // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 86. – Article number 024107.

⁴⁴Knulst W. High-brightness, narrowband, and compact soft X-ray Cherenkov sources in the water window / W. Knulst, M.J. van der Wiel, O.J. Luiten [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 83. – P. 4050-4052.

⁴⁵Frank I.M. Transition radiation and the Cherenkov effect // Phys. Usp. – 1962. – Vol. 4. – P.740-746.

⁴⁶Zrelov V.P. Hybrid radiation and its properties IV / V.P. Zrelov, J. Ruicka // Nucl. Instrum. and Methods. – 1979. – Vol. 160. – P. 327-336.

⁴⁷Galyamin S.N. Reversed Cherenkov-Transition Radiation by a Charge Crossing a Left-Handed Medium Boundary / S.N. Galyamin, A.V. Tyukhtin, A. Kanareykin, P. Schoessow // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 103. – Article number 194802.

⁴⁸Galyamin S.N. Electromagnetic field of a moving charge in the presence of a left-handed medium / S.N. Galyamin, A.V. Tyukhtin // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 81. – Article number 235134.

⁴⁹Moran M.J., Chang B. Soft x-ray generation by the Cherenkov effect. – 1987.

⁵⁰Rynne T.M. The angular distribution of synchrotron-Cherenkov radiation / T.M. Rynne, G.B. Baumgartner, T. Erber // J. Appl. Phys. – 1978. – Vol. 49. – P. 2233-2240.

⁵¹Yamada H. Measurement of angular distribution of soft X-ray radiation from thin target in the tabletop storage ring MIRRORCLE-20SX / H. Yanada, D. Minkov, Y. Shimura [et al.] // J. Synchrotron Rad. – 2011. – Vol. 18. – P. 702-707.

⁵²Yamada H. Tabletop atorage ring MIRRORCLE extreme ultraviolet lithography source / H. Yamada, D. Minkov, T. Hayashi [et al.] // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS. – 2012. – Vol. 11. – P. 1-6.

В наших работах^{53,54,55} представлено детальное исследование и объяснение спектрально-угловых, и поляризационных свойств гибридного излучения. Расчётным путём показано влияние скользящих углов пролёта частицы сквозь мишень на фотонный выход рентгеновского излучения за счёт эффекта пространственного перераспределения интенсивности излучения. Установлена невозможность усиления фотонного выхода ИВЧ за счёт применения слоистых мишеней с вакуумными промежутками вследствие высокого поглощения излучения в радиаторе. В рамках диссертационного исследования продемонстрировано влияние аномальной дисперсии комплексной диэлектрической проницаемости на спектр ПИ.

Цель диссертационной работы

Цель работы заключалась в исследовании методов генерации монохроматического излучения умеренно релятивистских заряженных частиц, перспективных с точки зрения разработки новых источников излучения и методов диагностики пучков заряженных частиц.

Основная идея работы состоит в исследовании объединения различных механизмов генерации поляризационного излучения заряженных частиц с целью повышения степени монохроматичности.

Объект исследования – электромагнитное излучение релятивистских заряженных частиц.

Предмет исследования – механизмы генерации квазимонохроматического поляризационного излучения.

Основные задачи исследований

1. Определить способ генерации и формирования электронного пучка, состоящего из последовательности коротких сгустков, наилучшим образом удовлетворяющего требованиям компактного источника излучения в ТГц области частот.
2. Разработать и протестировать двухпроходной ИМ для генерации четырёх лазерных импульсов с регулируемым временем задержки между ними.

⁵³Shevelev M. Spectral and polarization characteristics of X-ray hybrid radiation / M. Shevelev, A. Konkov, B. Alekseev // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. – 2020. – Vol. 464. – P. 117-122.

⁵⁴Shevelev M. Spectral Characteristics of Polarization Radiation in the Water Window Range / M.V. Shevelev, A.S. Konkov, S.R. Uglov [et al.] // Quantum Beam Sci. – 2024. – Vol. 8. – Article number 6.

⁵⁵Konkov A. X-ray Cherenkov radiation from a relativistic charge in a periodic multilayer structure / A. Konkov, M. Shevelev // Rad. Phys. Chem. – 2026. – Vol. 240. – Article number 113385.

3. Осуществить генерацию электронного пучка, состоящего из двух и четырёх коротких сгустков с регулируемой частотой следования, в высокочастотном фотоинжекторе линейного ускорителя LUCX.
4. Разработать метод измерения времени отклика фотокатодов и провести измерения времени отклика полупроводникового фотокатода из теллурида цезия Cs₂Te.
5. Провести моделирование процесса инжекции и динамики электронного пучка в фотоинжекторе линейного ускорителя LUCX, а также выбрать оптимальный режим работы фотоинжектора и определить основные параметры лазерного импульса для сохранения минимальных продольных размеров электронных сгустков в экспериментальной области.
6. Разработать экспериментальную станцию для проведения широкого круга исследований в области получения и применения суб-ТГц поляризованного излучения и провести экспериментальное исследование различных механизмов генерации монохроматического поляризованного излучения при взаимодействии пучка умеренно релятивистских электронов с металлической решеткой и диэлектрическим волноводом в суб-ТГц области частот.
7. Провести экспериментальное исследование различных механизмов генерации монохроматического поляризованного излучения при взаимодействии пучка умеренно релятивистских электронов с периодической мишенью в ГГц области частот.
8. Провести теоретическое исследование механизма генерации монохроматического ИВЧ в видимой области спектра, возникающего при пересечении умеренно релятивистских ионов диэлектрического радиатора, обладающего частотной дисперсией, с целью разработки нового метода диагностики ионных пучков.
9. Разработать экспериментальный стенд для исследования характеристик ИВЧ в видимой области спектра, генерируемого умеренно релятивистским электронным пучком. Провести измерения спектральных и поляризационных характеристик ИВЧ от различных радиаторов в зависимости от выбора экспериментальной геометрии.
10. Разработать аналитические модели для расчёта спектрально-угловых и поляризационных характеристик излучения, генерируемого заряженной частицей при наклонном пересечении экрана конечных размеров и много-

слоистой мишени, в области ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения (30 – 3000 эВ).

11. Провести исследование влияния размеров и диэлектрических свойств материала экрана, а также угла пересечения частицы с экраном на характеристики гибридного излучения в рентгеновской области спектра.

Методология и методы исследования

Методологической основой диссертационной работы являются экспериментальные и теоретические методы исследования. В работе применён комплекс методов научных исследований, включающий: анализ и обобщение международного опыта по формированию и диагностике коротких электронных сгустков, методики регистрации и измерения спектральных характеристик оптического и субтерагерцового излучения, аппарат классической электродинамики, компьютерное моделирование, методы численного моделирования, а также методы статистической обработки результатов измерений.

Положения, выносимые на защиту

1. Двухпроходной ИМ, интегрированный в фемтосекундную лазерную систему на основе кристаллов сапфира, допированных титаном (Ti:Sa), способен обеспечить генерацию в высокочастотном фотоинжекторе электронного пучка, состоящего из последовательности четырёх коротких электронных сгустков с регулируемым временем задержки и распределением заряда между сгустками.
2. Предполагается, что комбинация метода облучения Cs₂Te фотокатода двумя лазерными импульсами с регулируемым временем задержки и метода нулевой фазы в однометровой ускоряющей структуре линейного ускорителя LUCX позволит экспериментально определить время отклика полупроводникового фотокатода с разрешением менее 370 фс.
3. Предполагается, что дифракционная решётка, расположенная вне плоскости наблюдения (к которой принадлежит траектория движения электронного пучка), будет генерировать квазимонохроматическое излучение для фиксированного угла наблюдения. При этом угол наклона решётки относительно импульса электронов позволяет управлять положением спектральной линии излучения.

4. Взаимодействие заряженной частицы, пролетающей вблизи диэлектрической периодической мишени, приводит к генерации квазимонохроматического ИВЧ в ГГц-диапазоне частот, причём степень монохроматизации спектра определяется параметрами периодической структуры мишени.
5. Спектр квазимонохроматического оптического ИВЧ умеренно релятивистских ионов, пересекающих тонкую диэлектрическую пластинку, определяется совокупным влиянием трёх факторов: угла наклона радиатора, частотной дисперсии коэффициента преломления материала радиатора и скорости ионов.
6. При наклонном пересечении заряженной частицей титановой фольги в области «окна прозрачности» воды (280 – 520 эВ) возникает гибридное поляризационное излучение, характеризующееся спектральной асимметрией в угловом распределении излучения.

Научная новизна работы

1. Предложен и реализован метод формирования электронного пучка, состоящего из четырёх коротких электронных сгустков. Метод позволяет регулировать время задержки и распределение заряда между сгустками.
2. Предложен и реализован метод измерения времени отклика фотокатода высокочастотной электронной пушки. Измеренное время отклика Cs₂Te фотокатода составляет величину не более 370 фс.
3. Предложен и реализован метод измерения времени задержки между короткими электронными сгустками на основе эффекта Смита-Парселла.
4. Экспериментально обнаружено квазимонохроматическое дифракционное излучение в суб-ТГц области частот от металлической решетки.
5. Экспериментально подтверждено повышение монохроматичности когерентного излучения от металлической решетки для спектральных линий высших порядков дифракции.
6. Экспериментально подтверждено, что классическое условие распространения ИВЧ существенно модифицируется в случае наклонного пролёта заряженной частицы вблизи диэлектрической мишени и определяется ориентацией излучающего слоя относительно траектории частицы.
7. Впервые зарегистрировано квазимонохроматическое ИВЧ в ГГц области частот от диэлектрической решетки.

8. Предложена и реализована дифракционная решетка с адаптивными стрипами для генерации квазимонохроматического излучения.
9. Предложена концепция метода прецизионного измерения энергии умеренно релятивистского ионного пучка на основе квазимонохроматического ИВЧ.
10. Разработана теоретическая модель, позволяющая проводить расчёты спектрально-угловых и поляризационных характеристик излучения, генерируемого заряженной частицей при наклонном пересечении, как экрана, так и многослойной структуры, в области ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения (30 – 3000 эВ).
11. Теоретически установлена спектральная асимметрия в монохроматической области гибридного излучения, возникающего при наклонном пересечении заряженной частицей мишени в области окна «прозрачности» воды.
12. Установлено, что поляризационные характеристики ИВЧ определяются комплексом факторов: геометрическими условиями и диэлектрическими свойствами радиатора.
13. Теоретически установлено, что спектральные характеристики ПИ от пластинки обладают резонансным поведением, как в направлении «вперёд», так и «назад» в области частот близких к краям фотопоглощения К-, L-оболочек материала радиатора.
14. Теоретически установлено, что параметрическое черенковское излучение, возникающее в периодической структуре при выполнении кинематического условия Тамма-Франка, подавляет выход ИВЧ, которое возникает в каждой отдельной фольге за счёт эффекта деструктивной интерференции.

Теоретическая и практическая значимость

Применение двухпроходного ИМ, интегрированного в фемтосекундный лазер фотоинжектора линейного ускорителя LUCX (High Energy Accelerator Research Organization, г. Цукуба, Япония) позволило решить задачу формирования модулированного электронного пучка с регулируемой частотой следования сгустков и измерить время отклика полупроводникового Cs₂Te фотокатода. Разработанный метод генерации электронного пучка нашел практическое применение при проектировании ускорителя Delhi Light Source в Inter-University Accelerator Center (г. Нью-Дели, Индия).

В рамках диссертационного исследования была разработана экспериментальная станция на базе линейного ускорителя LUCX (г. Цукуба, Япония), которая предоставляет уникальные возможности для проведения научных исследований в области генерации суб-ТГц излучения умеренно релятивистских электронов, а также в создании новых методов диагностики для точного определения характеристик коротких электронных сгустков, включая их длительность и частоту следования.

Обнаруженные и апробированные методы монохроматизации поляризованного излучения имеют важное практическое значение. На их основе возможно разработать новые источники ТГц излучения. Отличительными особенностями таких источников станут монохроматичность и возможность плавной перестройки частоты. Принцип их работы основан на взаимодействии модулированных пучков умеренно релятивистских электронов с периодическими структурами, что позволяет получать излучение с заданными характеристиками.

Предложенный метод измерения энергии ионов, основанный на анализе квазимонохроматического ИВЧ, планируется к апробации на ионном пучке нуклотрона Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна, Россия). В случае успешного подтверждения заявленной точности метод будет внедрён в систему мониторинга энергии в ускорительном комплексе NICA.

Проведенное исследование привело к существенному продвижению в понимании механизмов генерации ИВЧ в рентгеновской области спектра. Полученные теоретические обобщения имеют важное прикладное значение в двух ключевых областях: разработке новых источников мягкого рентгеновского излучения и совершенствовании методов спектроскопического исследования структуры и состава различных материалов.

Степень достоверности и апробация результатов работы

Достоверность и обоснованность результатов диссертационной работы подтверждается систематическим характером исследований, использованием апробированных экспериментальных методик, проведением измерений на различных установках, сопоставлением и хорошим совпадением результатов экспериментов с результатами теоретического расчёта и численного моделирования, практической реализацией результатов диссертационной работы при создании конкретных устройств, используемых в настоящее время в High Energy Accelerator Research Organization (г. Цукуба, Япония) и Inter-University Accelerator Center (г. Нью-Дели, Индия).

Основные результаты работы докладывались на Международном симпозиуме «*Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures*» в 2013 г. (г. Ере-

ван, Армения), в 2015 г. (г. Санкт-Петербург, Россия) и в 2019 г. (г. Белгород, Россия), на Международной конференции «*Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena*» в 2016 г. (г. Дезенцано-дель-Гарда, Италия) и в 2018 г. (о. Искья, Италия), на Международной конференции «*International Conference on Electron, Positron, Neutron and X-Ray Scattering under External Influence*» в 2019 г. (г. Ереван, Армения) и в 2025 г. (г. Ереван, г. Мегри, Армения), на Международном рабочем семинаре «*Advance Generation of THz and X-rays using Compact Accelerators*» в 2013 г. (г. Цукуба, Япония), в 2014 г. (г. Санкт-Петербург, Россия), в 2016 г. (г. Цукуба, Япония) и в 2017 г. (г. Нью-Дели, Индия), на Международной конференции «*International Particle Accelerator Conference*» (IPAC) в 2016 г. (г. Бусан, Южная Корея), в 2017 г. (г. Копенгаген, Дания), на ежегодном собрании Японского общества ускорителей заряженных частиц «*Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*» в 2013 г. (г. Нагоя, Япония), в 2015 г. (г. Цуруга, Япония), в 2016 г. (г. Чiba, Япония), в 2018 г. (г. Нагаока, Япония) и в 2019 г. (г. Киото, Япония), на Международном научном семинаре памяти профессора В.П. Саранцева «*Проблемы коллайдеров и ускорителей заряженных частиц*» в 2022 г. (г. Алушта, Россия), на Международном конгрессе «*International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects*» в 2022 г. (г. Томск, Россия), на Международной научной школе по радиационной физике имени академика Альпика Мкртчяна в 2022 г. (г. Ереван, Армения), в 2025 г. (г. Гюмри, Армения), а также на рабочих семинарах LUCX-группы Организации по изучению высокоэнергетических ускорителей (High Energy Accelerator Research Organization) в 2012–2017 гг. (г. Цукуба, Япония).

Отдельные результаты, представленные в диссертационной работе были объединены в цикл научных работ под названием «Исследование свойств поляризационного излучения релятивистских электронов от макроскопических структур», удостоены Медали РАН с премией для молодых ученых (2018 год) в составе научного коллектива: А.С. Коньков и М.В. Шевелев.

Диссертационная работа была выполнена при поддержке проектов № 14-02-31642 мол_а, № 18-52-50002 ЯФ_а, № 18-32-00385 мол_а Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проекта Приоритет-2030-НИИ-061-198-2025, проектов № 3.1903.2017/ПЧ, № FSWW-2023-0003 и № FSWW-2026-0046 программы «НАУКА» Министерства Образования и Науки РФ, проекта Министерства образования, культуры, спорта, науки и техники Японии, грантов № 23226020 и 24654076 JSPS KAKENHI, а также международного исследо-

вательского проекта The Leverhulm Trust Network (IN-2015-012), курируемого Оксфордским университетом (Великобритания).

Публикации. Личный вклад автора

По теме диссертации опубликовано 42 работы, в том числе 41 статья в журналах включенных в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук (из них 30 статей в зарубежных научных журналах, входящих в Web of Science, и 11 работ в российских научных журналах, переводные версии которых входят в Web of Science), и 1 монография.

Представленные в работе основные результаты получены автором лично или совместно с соавторами при непосредственном участии автора. При выполнении всех работ автор принимал активное участие как в постановке, так и в решении задач. Личный вклад автора заключается в определении концепции и реализации метода генерации лазерных импульсов с регулируемой частотой повторения, в юстировке лазерной системы фотоинжектора, настройке и калибровке измерительных приборов и системы управления мишенным узлом, в численном моделировании динамики электронного пучка в фотоинжекторе для определения оптимальных параметров лазерного импульса с целью сохранения минимального продольного размера электронного сгустка в экспериментальной области, выборе методик проведения экспериментальных исследований, в подготовке и проведении измерений, в непосредственном решении теоретических задач, в численном моделировании на основе полученных аналитических моделей, в обработке и анализе полученных данных и подготовке публикаций по результатам исследований.

Работы по модернизации лазерной системы и разработке экспериментальной станции для ускорительного комплекса LUCX были выполнены в составе группы, включающей автора работы, А.С. Арышева, Ёюсуке Хонда (Yousuke Honda), Масафуми Фукуда (Masafumi Fukuda) и Набухиро Терунума (Nabuhiro Terunuma), Джунжи Уракава (Junij Urakawa); в проведении экспериментальных исследований на линейном ускорителе LUCX участие принимали все основные члены коллаборации AGeTaX: автор работы, А.С. Арышев, Ёюсуке Хонда (Yousuke Honda), Джунжи Уракава (Junij Urakawa), А.П. Потылицын, Г.А. Науменко, Д.А. Шкитов, Л.Г. Сухих, К.В. Лекомцев, И.В. Коноплёв, Ханна Харрисон (Hannah Harrison), Эндрю Ланкастер (Andrew Lancaster), Хуэйбо Чжан (Huibo Zhang); измерения основных характеристик поляризованного излучения на базе томского микротрона были выполнены совместно с А.П. Поты-

лицыным, Г.А. Науменко, А.В. Вуколовым, С.Р. Угловым, Б.А. Алексеевым, Д.А. Шкитовым, П.В. Каратаевым, Ю.М. Черепенниковым, Е.Х. Бакштом, В.Ф. Тарасенко, А.Г. Бураченко; ряд аналитических и численных результатов в задаче об излучении, генерируемого заряженной частицей при наклонном пересечении, как экрана, так и многослойной структуры, в области ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения (30 – 3000 эВ) был получен совместно с А.С. Коньковым. Соавторы, принимавшие участие в отдельных исследованиях, представлены в списке основных публикаций диссертации. Все результаты, составляющие научные положения, выносимые на защиту, научную новизну и ценность диссертации получены автором лично.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДОКЛАДА

1 Формирование электронного пучка в высокочастотном фотоинжекторе линейного ускорителя LUCX

Для достижения цели диссертационной работы требовалось разработать метод генерации электронного пучка, состоящий из нескольких коротких (длительность несколько сотен фемтосекунд) сгустков, с возможностью плавной регулировки времени задержки между ними в диапазоне от десятков фемтосекунд до единиц пикосекунд.

Обзор и анализ существующих методов формирования модулированных электронных пучков с ТГц-частотой следования приведен в нашей работе²⁶.

На основании проведённого анализа наиболее простой и надёжной представляется схема формирования электронного пучка с заданными свойствами путём облучения фотокатода последовательностью коротких лазерных импульсов. Для генерации лазерных импульсов ТГц-частоты следования классическая схема ИМ является наиболее предпочтительной, поскольку она позволяет с помощью светоделителей и оптических линий задержки формировать последовательности, состоящие из 2^k импульсов, где k - положительное целое число. При этом в схеме легко контролировать временную задержку между импульсами в последовательности.

1.1 Генерация электронного пучка и измерение времени отклика полупроводникового Cs₂Te фотокатода

Рассмотрим реализацию предложенной идеи. В качестве исходной лазерной системы была использована коммерческая система на основе Ti:Sa лазера, применявшаяся для генерации электронного пучка в фотоинжекторе ускорительного комплекса LUCX.

Рисунок 1(а) показывает принцип работы исходной лазерной системы с применением технологии усиления чирпированного импульса с последующим сжатием в оптическом компрессоре. Оригинальная система работает следующим образом: сверхкороткие (фемтосекундной длительности) лазерные импульсы возникают в Ti:Sa осцилляторе и чирпируются во времени с помощью дисперсионной линии задержки, состоящей из пары дифракционных решёток, до

²⁶Shevelev M. Generation of a femtosecond electron microbunch train from a photocathode using twofold Michelson interferometer // Phys. Rev. Accel. Beams. – 2017. – Vol. 20. – Article number 103401.

пикосекундной длительности. Усиление лазерных импульсов происходит в два этапа. На первом этапе импульсы усиливаются в регенеративном усилителе до нескольких микроджоулей, затем проходят через многопроходной Ti:Sa усилитель для увеличения энергии до уровня миллиджоулей. После усиления вторая пара дифракционных решёток сжимает лазерный импульс до фемтосекундной длительности.

Для генерации четырёх импульсов с регулируемой задержкой между ними используется двухпроходный ИМ. Интерферометр был установлен непосредственно после регенеративного усилителя (см. рисунок 1(а)), что позволило применять стандартные оптические компоненты для длины волны 800 нм и избежать работы с высокоэнергетическими лазерными импульсами.

Общая схема двухпроходного ИМ приведена на рисунке 1(б). Двойное прохождение лазерных импульсов достигается за счёт комбинации поляризационного светоделителя, четвертьволновых и полуволновых пластинок, а также призмы Малафеева-Порро. Первая полуволновая пластинка формирует падающий свет, поляризованный в плоскости под углом 45° к плоскости падения на поляризационный светоделитель. В данной схеме интенсивности отражённого и проходящего импульсов равны интенсивностям ортогональных плоскостей поляризации.

Далее каждый импульс проходит через четвертьволновую пластинку перед отражением от одного из зеркал интерферометра (неподвижное зеркало или подвижное зеркало № 1 на рисунке 1(б)). Плоскость поляризации лазерных импульсов поворачивается на 90° за два прохода через четвертьволновую пластинку. В результате импульс, который изначально отражался, теперь проходит через поляризационный светоделитель, и наоборот. Таким образом, оба импульса достигают призму Малафеева-Порро.

Когда отраженные импульсы возвращаются к поляризационному светоделителю, они проходят через полуволновую пластинку, которая обеспечивает поляризацию света под углом 45° к плоскости падения на светоделитель. В итоге каждый импульс разделяется на две реплики. Два прохода через четвертьволновую пластинку позволяют вывести лазерные импульсы из интерферометра (см. четвертьволновые пластинки перед фиксированным и подвижным зеркалами на рисунке 1(б)).

Регулировка времени задержки между лазерными импульсами осуществляется с помощью линейных трансляторов. Для поворота поляризационных состояний на одинаковый угол все четыре импульса проходят через регулирующую полуволновую пластинку перед многопроходным усилителем. Эффективность

представленной схемы составляет 50%, поскольку в многопроходном усилителе и компрессоре лазерных импульсов используется только вертикальная компонента поляризации. Энергетический чирп лазерных импульсов предотвращает любые нежелательные явления интерференции между соседними импульсами, когда время задержки свыше 70 фс.

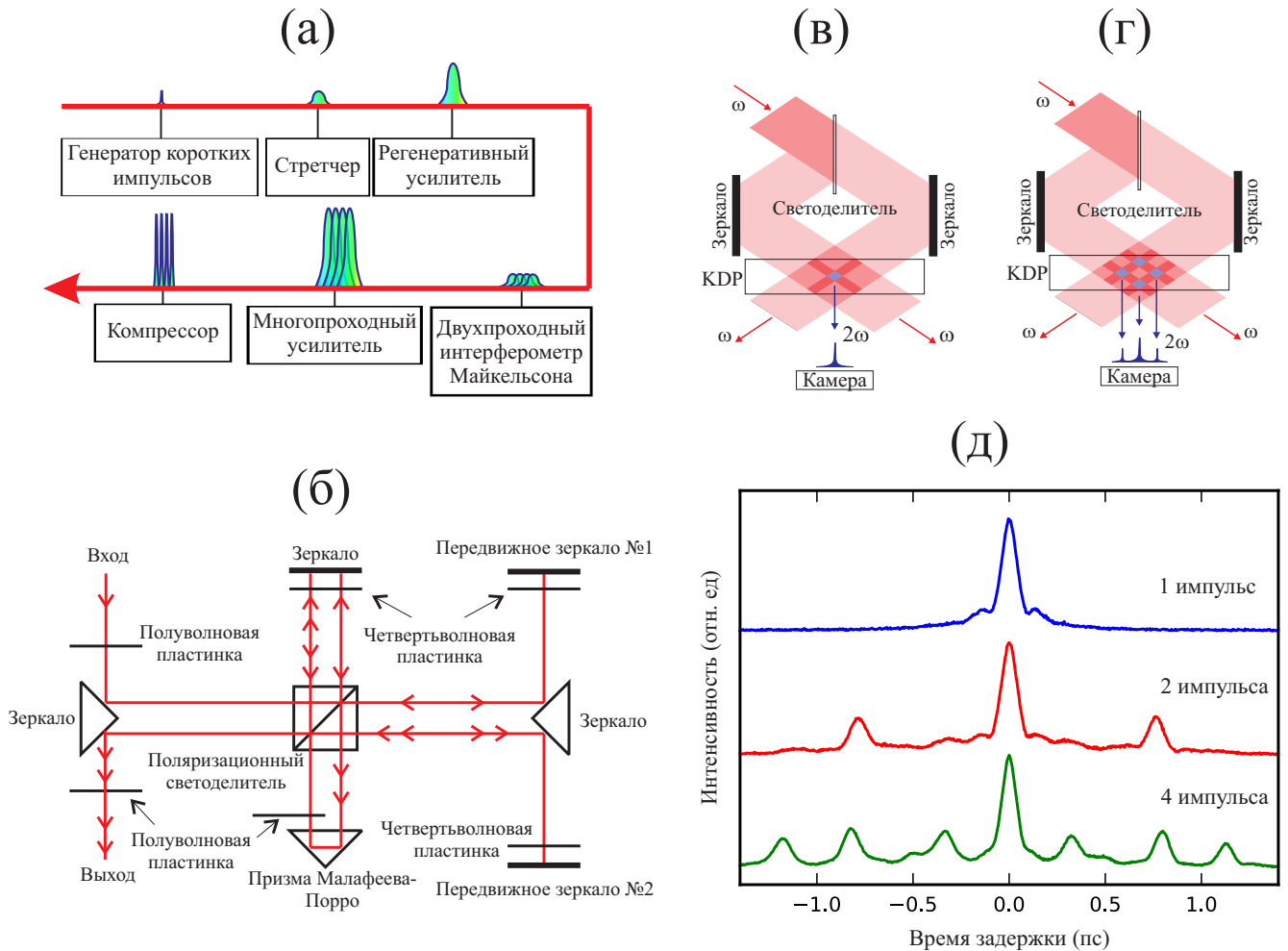


Рисунок 1 – (а) Принципиальная схема лазерной системы на основе усиления чирпированных импульсов; (б) схема двухпроходного ИМ; схема фемтосекундного одноимпульсного автокоррелятора для различных режимов взаимодействия лазерных импульсов в кристалле KDP: (в) один импульс; (г) два импульса; (д) результаты измерений автокорреляционных зависимостей

В процессе усиления импульсы достигают энергии 2 мДж на импульс в многопроходном усилителе на основе Ti:Sa кристалла. Затем выполняется компрессия импульсов до длительности 50 фс (среднеквадратичное значение). На выходе лазерной системы на основной гармонике Ti:Sa лазера (800 нм) доступна энергия 1.3 мДж на импульс.

Контроль длительности импульсов и управление временной задержкой между ними осуществлялся с помощью фемтосекундного одноимпульсного автокоррелятора. Методика основана на регистрации пространственного распределения энергии второй гармоники, генерируемой в кристалле дигидрофосфата

калия (KDP) при нелинейном взаимодействии двух импульсов с заданными апертурами.

Принцип метода показан на рисунке 1(в) для упрощенной модели лазерного импульса с прямоугольной временной формой и однородным поперечным распределением интенсивности. Анализ взаимодействия двух импульсов в кристалле KDP демонстрирует характерную картину: при наличии дополнительного импульса в распределении второй гармоники появляются три пика (см. рисунок 1(г)). Важным параметром является расстояние между центральным и сателлитными пиками, которое точно соответствует временной задержке между импульсами.

Благодаря автокоррелятору становится возможным детальное исследование временного распределения фемтосекундных импульсов и точное измерение временных задержек. Примеры автокорреляционной зависимости для разного количества импульсов показаны на рисунке 1(д).

Разработанная лазерная система позволяет генерировать до четырёх импульсов с точной регулировкой временной задержки между ними и оптимизацией энергетического баланса в каждой паре импульсов.

В связи с высокой квантовой эффективностью фотокатода на основе Cs_2Te в УФ диапазоне частот был выполнен теоретический расчёт коллинеарной оптической схемы преобразования частоты с использованием двух кристаллах β -бората бария.

Измерения показали, что максимальная энергия выходного импульса составила 0.05 мДж при коэффициенте преобразования энергии фемтосекундных лазерных импульсов из основной гармоники в третью, равном 3.8%.

Экспериментальные исследования генерации четырёх сгустков в рамках одного радиочастотного импульса были проведены на базе ускорительного комплекса LUCX. Принципиальная схема эксперимента показана на рисунке 2.

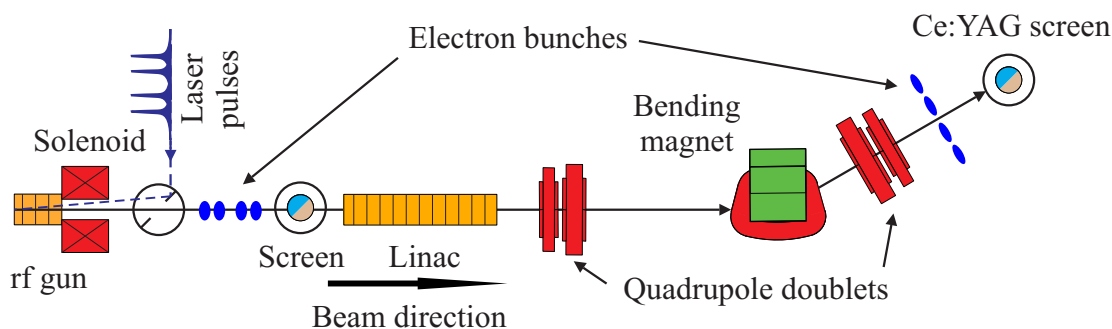


Рисунок 2 – Принципиальная схема установки LUCX, показывающая расположение квадрупольных линз, поворотного магнита и диагностических экранов

Ускорительный комплекс LUCX включает следующие компоненты: фотоинжектор, ускоряющую структуру, квадрупольные линзы, магнитные корректоры для управления положения электронного пучка, поворотные электромагниты электромагнит и могильник электронного пучка.

Фотоинжектор линейного ускорителя – технически сложное устройство, состоящее из 3.6-секционной ускоряющей структуры, фотокатода и соленоида. Ускоряющая структура выполнена в виде резонатора на стоячей волне с 4 ячейками и рабочей частотой 2856 МГц. Секции изготовлены из бескислородной меди в мастерских КЕК. Конструктивной особенностью является наличие отверстия в торцевой части для установки катода.

Процесс генерации фотоэлектронов осуществляется посредством облучения катода лазерным импульсом с длиной волны 266 нм. Для эффективной работы используются два типа катодов: медный катод и катод из Cs_2Te . После генерации фотоэлектроны ускоряются в ВЧ-поле до энергии 8 МэВ.

Основная ускоряющая структура LUCX представляет собой линейный ускоритель с постоянным градиентом бегущей волны длиной 80 см. Устройство изготовлено из бескислородной меди в мастерских КЕК и конструктивно представляет собой высокочастотный резонатор, состоящий из 12 цилиндрических секций.

В рамках ускорительного комплекса LUCX реализована комплексная система диагностики параметров электронного пучка, базирующаяся на совокупности специализированных измерительных устройств и магнитных элементов.

Диагностика токовых характеристик осуществляется с помощью двух основных измерительных систем: цилиндр Фарадея – эталонное устройство для интегральной оценки тока пучка, и индукционные датчики тока – вспомогательный инструмент для оперативного мониторинга токовых параметров.

Позиционирование пучка обеспечивается высокоточным монитором положения кнопочного типа, оснащённым четырёхэлектродной системой детектирования. Данные мониторы позволяют осуществлять непрерывный контроль пространственного положения пучка и отслеживать его динамику.

Визуальный контроль пучка реализуется посредством нескольких независимых систем визуализации: сцинтилляционная диагностика на базе флуоресцентных экранов из оксида алюминия (AF995R производства Demarquest Co.), диагностика на основе Се:YAG-сцинтилляторов и система на основе оптического ПИ.

Энергетический анализ пучка выполняется с использованием комплексной системы диагностики, включающей специализированный экран наблюдения в

сочетании с поворотным магнитом. Данная конфигурация позволяет проводить детальный анализ энергетического распределения и осуществлять точную настройку параметров пучка.

Представленный диагностический комплекс обеспечивает полную характеристику параметров электронного пучка и служит основой для проведения высокоточных экспериментальных исследований.

Основные параметры электронного пучка после ускоряющей секции представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Номинальные рабочие параметры фотоинжектора LUCX и УФ-лазера для фотокатода

Параметр	Значение
Размер лазерного пятна УФ-лазера на катоде, $\sigma_x^L \times \sigma_y^L$	от 354×420 мкм ²
Длительность импульса УФ-лазер, σ_z^L	100 фс
Энергия электронов (типичное значение)	8 МэВ
Максимальный заряд сгустка, Q_{\max}	50 пКл
Длина сгустка, σ_z^E	от 100 фс до 10 пс
Частота повторения (типичное значение)	3.13 Гц
Нормированный эмиттанс, $\epsilon_x \times \epsilon_y$	$4.7 \times 6.5 \pi$ мм·мрад

В ходе экспериментальных исследований был применён метод нулевой фазировки⁵⁶ с целью верификации процесса генерации четырёх электронных сгустков. При прохождении электронного пучка через ускоряющую структуру в нулевой фазе ускорения средний прирост энергии равен нулю, но электронные сгустки в пучке получают дополнительный энергетический разброс. В результате формируется специфический профиль распределения энергии между сгустками, определяемый характеристиками режима работы структуры.

Когда электронные сгустки проходят через спектрометр, происходит их пространственное разделение: различные временные срезы сгустков отображаются в разных положениях на экране Се:YAG. Данный метод широко применяется для измерения среднеквадратичной длины электронного сгустка, однако он требует тщательной калибровки и точных значений начальных параметров пучка.

Детальное описание процесса калибровки по энергии (для одного сгустка с зарядом 1 пКл) и временной калибровки системы представлено в нашей работе²⁶.

В ходе экспериментов при установке высокочастотной фазы линейного ускорителя в нулевое значение были выполнены измерения временного распределения пучка на экране Се:YAG. Полученные результаты подтвердили формирова-

⁵⁶Wang D.X. Measurement of femtosecond electron bunches using a rf zero-phasing method / D.X. Wang, G.A. Krafft, C.K. Sinclair // Phys. Rev. E. – 1998. – Vol. 57. – Article number 2283.

²⁶Shevelev M. Generation of a femtosecond electron microbunch train from a photocathode using twofold Michelson interferometer // Phys. Rev. Accel. Beams. – 2017. – Vol. 20. – Article number 103401.

ние четырёх сгустков в электронном пучке и позволили определить временные интервалы между ними. На рисунке 3 представлены результаты измерений, демонстрирующие характерные распределения плотности электронов в пучке при различных значениях временной задержки между парами лазерных импульсов. На серии последовательных изображений, зафиксированных на экране, наблюдается динамическое перемещение пары электронных сгустков в направлении слева направо – от низкой к высокой энергии.

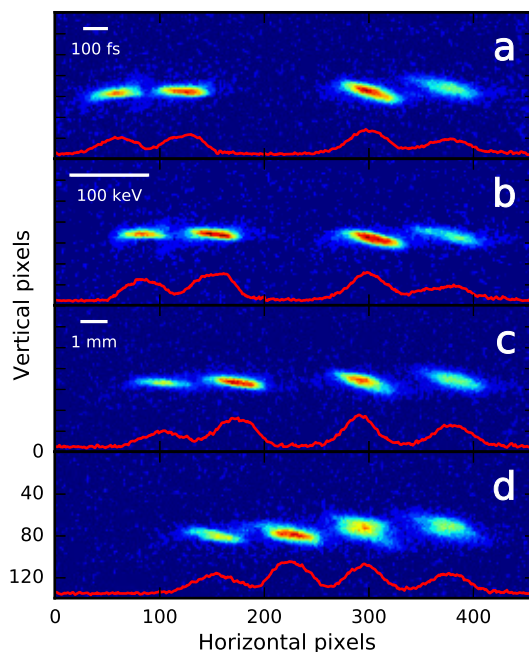


Рисунок 3 – Примеры распределения плотности электронов в пучке, измеренные на люминофорном экране при настройке режима ускорительной структуры в нулевой фазе; фаза ускорения в фотоинжекторе составляет 20° , временная задержка, определяемая подвижным зеркалом № 2, равна 0.7 пс; изображения (a), (b), (c) и (d) соответствуют временной задержке подвижного зеркала № 1 1.20, 1.10, 0.88 и 0.66 пс соответственно

Параллельно проводилась регистрация кросс-корреляционных зависимостей основных гармоник лазерных импульсов для определения временного интервала между ними.

В работе²⁷ проведён детальный анализ ограничений разработанной схемы. Исследование механизма формирования двух сгустков показало, что минимальное расстояние между ними определяется эффектами пространственного заряда и временем отклика Cs_2Te фотокатода (менее 370 фс). Следующее ограничение связано с тем, что максимальная задержка между сгустками определяется начальной фазой ускорения ВЧ-пушки. При изменении временной задержки

²⁷Aryshev A. Femtosecond response time measurements of a Cs_2Te photocathode / A. Aryshev, M. Shevelev, Y. Honda [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2017. – Vol. 111. – Article number 033508.

между лазерными импульсами и фазой ВЧ-пушки происходит ускорение сгустков при различных значениях амплитуды поля. Это приводит к отклонению расстояния между сгустками от номинальных величин.

Для детальной демонстрации влияния фазового рассогласования между лазерными импульсами и ВЧ-пушкой на стабильность расстояний между сгустками⁵⁷ были проведены измерения профилей распределения электронной плотности в пучке. Исследования выполнялись на экране Се:YAG при изменении фазы в ВЧ-пушке. Экспериментальные данные (см. рисунок 4) свидетельствуют о том, что при изменении фазы процесса ускорения в ВЧ-пушке в сторону увеличения наблюдается синхронное возрастание расстояний между всеми сгустками.

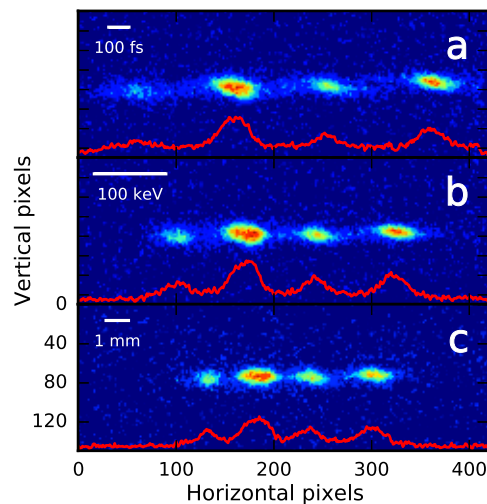


Рисунок 4 – Примеры распределения плотности электронов в пучке, измеренный на люминофорном экране при настройке режима ускорительной структуры в нулевой фазе; изображения (a), (b) и (c) соответствуют значениям фазы ускорения в фотоинжекторе 25°, 15° и 10°; временные задержки, определяемые подвижными зеркалами № 1 и № 2, равны 0.66 пс и 0.70 пс соответственно

Эффект скорости группировки становится значимым в двух случаях: при формировании пучка, состоящего из большого количества сгустков и при увеличении временной задержки между сгустками до нескольких пикосекунд.

С другой стороны, данный эффект можно использовать как дополнительный инструмент для точной регулировки расстояния между всеми сгустками.

Особенности конфигурации двухпроходного ИМ обеспечивают контроль интенсивности лазерных импульсов как внутри пар, так и между ними. Это позволяет регулировать распределение заряда между сгустками в электронном пучке.

⁵⁷Iijima H. Experimental verification of velocity bunching via shot-by-shot measurement at s-band photoinjector and linac / H. Iijima, M. Uesaka, T. Ueda [et al.] // Jpn. J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 44. – Article number 5249.

На рисунке 5 показано, что регулировка полуволновой пластины в схеме двухпроходного ИМ даёт возможность осуществлять селективное подавление заряда пар сгустков в пучке и/или сгустков в паре. Возможность регулирования плотности заряда сгустков в модулированном пучке имеет важное значение для создания компактных кильватерных ускорителей. В таких системах первый сгусток формирует поле, а второй использует его для ускорения.

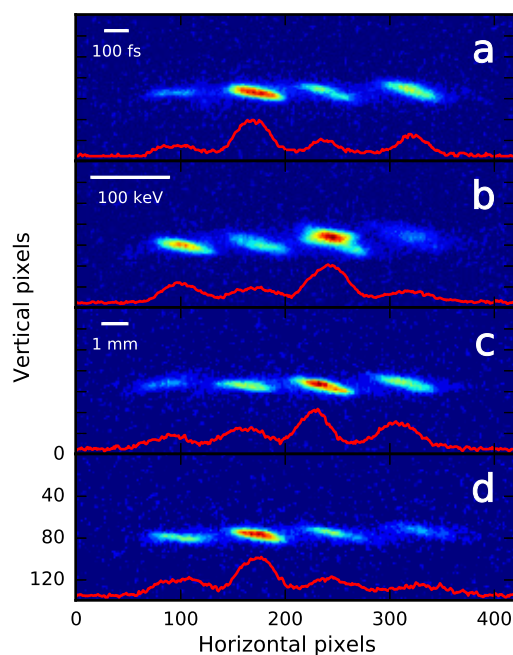


Рисунок 5 – Примеры распределения плотности электронов в пучке, измеренный на люминофорном экране при настройке режима ускорительной структуры в нулевой фазе при изменении положения вращения полуволновых пластинок в двухпроходном ИМ; фаза ускорения в ВЧ-пучке составляет 20° , временные задержки, определяемые подвижными зеркалами № 1 и № 2, равны 0.66 пс и 0.70 пс соответственно

Возможности данной схемы для работы с более высокими зарядами электронных сгустков не ограничены характеристиками лазерной системы, поскольку обеспечивается необходимый запас энергии.

Однако эксплуатация системы с повышенными зарядами приведёт к тому, что ограничения, связанные с пространственным зарядом пучка, существенно изменят результирующие характеристики сгустков⁵⁸. В качестве потенциальных решений проблемы можно предложить повышение градиента ускоряющего поля и увеличение числа сгустков в рамках одного ускоряющего ВЧ-импульса.

Предлагаемая конфигурация ИМ допускает масштабирование вплоть до 4-, 6- или 8-кратного сложения, что обеспечивает генерацию до 32 сгустков. Макси-

⁵⁸Shevelev M. Influence of space charge effect in femtosecond electron bunch on coherent transition radiation spectrum / M. Shevelev, A. Aryshev, Y. Honda [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. – 2017. – Vol. 402. – P. 134-138.

мальное число сгустков, которые могут быть ускорены в одном ВЧ-импульсе, ограничивается длиной самих сгустков и временными промежутками между ними. При увеличении длины макроимпульса фазовые различия на катоде приводят к неоднородному разделению сгустков, различиям в длине сгустков, их энергии и энергетическому разбросу электронов в сгустках после ускорения в ВЧ-пушке.

Расширение временных задержек в плечах ИМ даёт возможность системе генерировать модулированные электронные пучки в последовательных ВЧ-импульсах ускоряющего поля фотоинжектора с сохранением идентичной фазы, что соответствует результатам исследования⁵⁹.

В развитие темы данного раздела, представим процесс разработки и экспериментальной проверки метода определения времени отклика фотокатода.

Метод измерения включал следующие этапы: облучение Cs_2Te фотокатода двумя лазерными импульсами с регулируемым временем задержки; применения метода нулевой фазы в однометровой ускоряющей структуре линейного ускорителя LUCX для формирования дополнительного энергетического разброса электронных сгустков; прохождение электронного пучка через поворотный магнит и регистрацию электронного пучка на люминофорном экране. В результате серии измерений было определено минимальное время отклика Cs_2Te фотокатода, которое составило 370 фс.

Под временным откликом фотокатода мы понимаем длительность процесса эмиссии электронов, искажённую стохастическим размытием вследствие процессов рассеяния в приповерхностном слое. Это явление приводит к двум ключевым эффектам: увеличению эффективной длительности электронных импульсов и формированию протяжённых временных «хвостов» распределения. Как следствие, возникают фундаментальные ограничения на минимальную длительность одиночного электронного сгустка и предельное временное разрешение при генерации последовательности сгустков. Эти ограничения определяются характеристиками материала фотокатода.

За последнее десятилетие исследовано значительное количество перспективных материалов для фотокатодов. В настоящее время основной выбор материала сосредоточен вокруг нескольких вариантов: металлы (Cu и Mg), полупроводники с положительным электронным сродством (ПЭС), включая Cs_2Te , Cs_3Sb и CsK_2Sb , а также полупроводники с отрицательным электронным сродством (ОЭС), такие как GaAs . Как правило, металлы обладают длительным сроком службы, коротким временем отклика, высоким порогом лазерного поврежде-

⁵⁹Marsh R.A. Initial performance measurements of multi-GHz electron bunch trains / R.A Marsh, D.J. Gibson, Y. Hwang // in Proceedings of 8th International Particle Accelerator Conference – 2017. Copenhagen. – P. 795.

ния, но низкой квантовой эффективностью (QE). Фотокатоды с ОЭС работают в видимой области спектра, демонстрируют высокую QE, однако чувствительны к окислению и требуют работы в условиях сверхвысокого вакуума, а также характеризуются увеличенным временем отклика. Фотокатоды с ПЭС, особенно Cs₂Te, обладают хорошей устойчивостью к лазерному повреждению и, согласно опубликованным данным⁶⁰, демонстрируют сравнительно короткое время отклика порядка пикосекунд, при этом не существует принципиальных ограничений для достижения ещё более быстрых временных характеристик⁶¹. Результаты численного моделирования методом Монте-Карло выявили, что расчётное время отклика фотокатода Cs₂Te составляет приблизительно 400 фс⁶².

Эти данные получили косвенное экспериментальное подтверждение при генерации электронных сгустков в режиме «blow-out» на фотоинжекторе с фотокатодом аналогичного типа⁶³.

На начальной стадии ускорения в фотоинжекторе формируется электронный пучок с преобладанием сил пространственного заряда⁶⁴. Соответственно, минимальная длительность сгустка и временное разрешение внутри пучка определяются: временем отклика фотокатода, величиной ускоряющего поля, размером лазерного пятна на фотокатодe и длительностью лазерного импульса.

Экспериментальные исследования проводились на линейном ускорителе LUCX. Для формирования последовательности сгустков применялась Ti:Sa лазерная система, оснащённая двухпроходным ИМ.

В двухпроходной схеме ИМ при блокировке входного канала, направленного на неподвижное зеркало, формируются два импульса, разделённые по времени. Временная задержка между импульсами задаётся положением единственного подвижного зеркала: относительное временное смещение пропорционально удвоенному перемещению зеркала.

Спектральная ширина пикосекундных лазерных импульсов (до многопроходного усилителя) составляет 25 нм. При временном разделении более 70 фс это исключает интерференцию между импульсами⁶³. Для контроля времени задержки импульсов на выходе лазерной системы был интегрирован автокоррелятор.

⁶⁰Kong S.H. Photocathodes for free electron lasers / S.H. Kong, J. Kinross-Wright, D.C. Nguyen, R.L. Sheffield // Nucl. Instrum. and Methods. Sec. A. – 1995. – Vol. 358. – P. 272-275.

⁶¹Clendenin J.E., Kotseroflou T., Mulhollan G.A., Palmer D.T., Schmerge J.F. Report No. SLAC-PUB-8355 – 2000.

⁶²Ferrini G. A Monte Carlo simulation of low energy photoelectron scattering in Cs₂Te / G. Ferrini, P. Michelato, F. Parmigiani // Solid State Commun. – 1998. – Vol. 106. – P. 21-26.

⁶³Piot A. Formation and acceleration of uniformly filled ellipsoidal electron bunches obtained via space-charge-driven expansion from a cesium-telluride photocathode / P. Piot, Y.-E. Sun, T.J. Maxwell [et al.] // Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams. – 2013. – Vol. 16. – Article number 010102.

⁶⁴Serafini L. Beam dynamics in rf guns and emittance correction techniques // Nucl. Instrum. and Methods. Sec. A. – 1994. – Vol. 340. – P. 40-51.

⁶³Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – Москва: Изд. Наука, 1973.

Полученные автокорреляционные функции выступают референсным временным профилем⁶⁴ для распределения импульсов, что позволяет проводить точное сопоставление с параметрами электронного пучка.

Фотокатод, облучаемый парой лазерных импульсов с регулируемой задержкой (от единиц пикосекунд до полного перекрытия), обеспечивает генерацию двух пространственно разделённых электронных сгустков.

Экспериментальная установка соответствует ранее описанной схеме (см. рисунок 2). Единственное отличие: фотокатод подвергнулся воздействию двух лазерных импульсов, а не четырёх. Таким образом, в фотоинжекторе генерируются два электронных сгустка, которые ускоряются до энергии 7 МэВ.

В исследовании также применён метод нулевой фазировки в ускоряющей структуре. Благодаря этому в линейном ускорителе устанавливается взаимосвязь между временем прихода электронов и их энергией, что приводит к различию энергетических параметров двух электронных сгустков на выходе.

При прохождении через поворотный магнит с дисперсией 250 мм временные срезы преобразуются в пространственное разделение на люминесцентном экране.

Перед измерением времени отклика фотокатода была проведена калибровка энергии без энергетического чирпа для каждого сгустка. Для временной калибровки системы была исследована зависимость между значением ВЧ-фазы и смещением центра тяжести изображения пучка на экране спектрометра (рисунок 6(a)-(c)).

Детальное описание процесса калибровок представлено в работе²⁷.

Минимальное энергетическое (и, соответственно, временное) разделение между двумя сгустками можно рассматривать как оценку времени отклика фотокатода.

Этот параметр определяется исключительно интервалом между лазерными импульсами, но имеет три принципиальных ограничения: время отклика фотокатода (характеристика материала), эффект пространственного заряда в фотоинжекторе, который проявляется через деформацию поперечного профиля пучка (кулоновское расталкивание), уширение продольного распределения (энергетический разброс), и разрешение энергетического спектрометра при нулевом значении фазы в ускоряющей структуре (определяет минимально регистрируемый временной интервал).

⁶⁴Salin F. Single-shot measurement of a 52-fs pulse // Appl. Opt. – 1987. – Vol. 26. – P. 4528-4531.

²⁷Aryshev A. Femtosecond response time measurements of a Cs₂Te photocathode / A. Aryshev, M. Shevelev, Y. Honda [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2017. – Vol. 111. – Article number 033508.

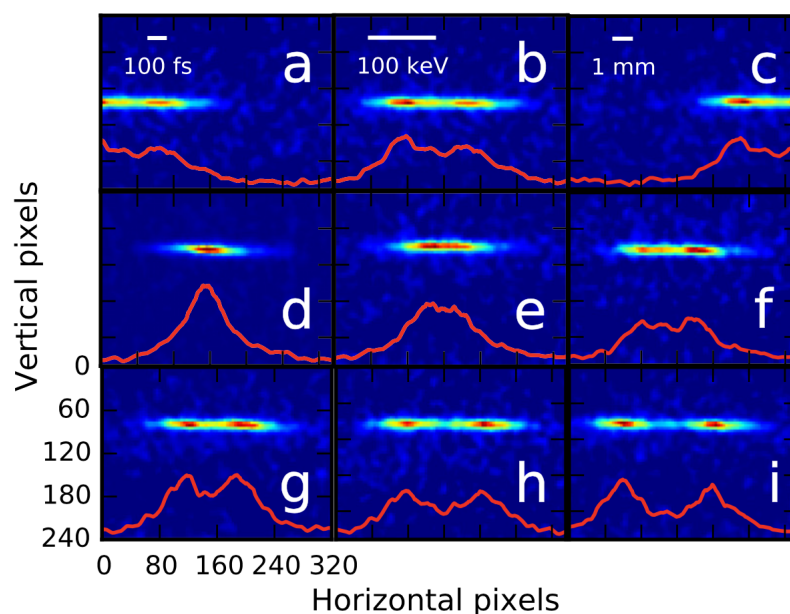


Рисунок 6 – Примеры распределения электронной плотности, измеренные для (a) -0.25° (b) 0° и (c) 0.25° ускоряющей фазы; (d)–(i) распределения электронной плотности для двух сгустков, измеренное для ускоряющей фазы 0° ; (d) 4.8 мм, (e) 4.815 мм, (f) 4.825 мм, (g) 4.850 мм, (h) 4.865 мм и (i) 4.875 мм относительных положений зеркала ИМ

Для доказательства данного утверждения был разработан дополнительный метод механической калибровки. В его основе лежит регистрация изменения времени прибытия одного сгустка при варьировании расстояния между сгустками на экране Се:YAG. Ускоряющая структура при этом работает в режиме нулевой фазы.

На последовательности изображений (рисунок 6(d)–(i)) чётко прослеживается постепенное увеличение разности энергий между двумя сгустками. Для подтверждения временных интервалов между лазерными импульсами параллельно проводились измерения автокорреляционных кривых (вставка на рисунке 7).

Вертикальная проекция изображения на экране и автокорреляционные функции лазерных импульсов были аппроксимированы двойной гауссовой функцией. Корреляция пиковых разделений исследовалась при изменении положения зеркала ИМ. Для каждой точки данных выполнялось по 100 последовательных измерений.

Результаты демонстрируют согласованный масштабный коэффициент 107.95 ± 9.40 фс/мм для горизонтального размера изображения на экране Се:YAG, что находится в пределах погрешности фазовой калибровки.

Моделирование экспериментальных условий проводилось с использованием пакета ASTRA⁶⁵ (рисунок 7). Результаты демонстрируют: влияние пространственного заряда и высокую степень согласования с экспериментальными дан-

⁶⁵Flöttmann K. A Space Charge Tracking Algorithm – URL: <http://www.desy.de> (дата обращения: 09.04.2026).

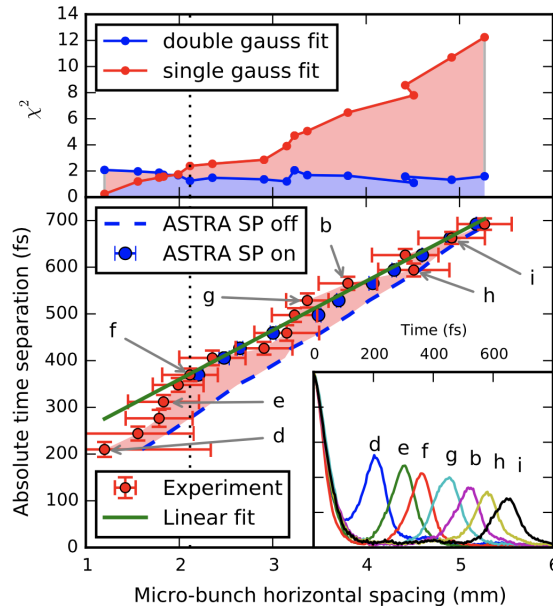


Рисунок 7 – Верхняя часть: сравнение нормированного значения χ^2 для одинарной и двойной гауссовой аппроксимации экспериментальных данных; нижняя часть: зависимость горизонтального распределения между сгустками от временного разделения с линейной функцией аппроксимации (зеленая кривая): наклон 107.95 ± 9.40 фс/мм; синяя пунктирная линия соответствует результатам моделирования в программном пакете ASTRA при учёте сил пространственного заряда (режим SP-on); синие точки представляют результаты моделирования без учёта сил пространственного заряда (режим SP-off); вставка: результаты измерений автокорреляционных зависимостей; маркеры соответствуют рисунку 6

ными. На верхней части рисунка 7 представлено сравнение среднеквадратичных отклонений (χ^2) для двух моделей аппроксимации: одинарная гауссова функция и двойная гауссова функция. Экспериментальные данные показали среднеквадратичное разделение пиков величиной 90.5 кэВ (или 369.48 ± 27 фс). Эти результаты подтверждаются моделированием в ASTRA и сравнением различных функций аппроксимации. Для данных с меньшим разделением пиков характерно постепенное перекрытие распределений и более точное соответствие одинарной гауссовой функции. Экспериментальное энергетическое разрешение в данном исследовании ограничивается горизонтальной дисперсией спектрометра. Однако расчёты демонстрируют, что предельное достижимое разделение пиков не превышает нескольких процентов. Основная причина этого – хроматические aberrации в тракте транспортировки электронного пучка.

Предложенный метод позволяет эффективно оценивать время отклика Cs_2Te фотокатода. Он применим и к другим фотокатодным материалам, используемым в таких приложениях, как генерация электронных пучков в фотоинжекторах, формирование модулированных пучков и резонансное возбуждение кильватерных полей в плазменных и диэлектрических структурах.

Генерация электронного пучка на установке LUCX позволила нам в дальнейшем провести исследования спектрально-угловых характеристик когерентного

излучения от металлической решетки в суб-ТГц области частот, экспериментально исследовать поляризационные свойства дифракционного излучения, и выполнить экспериментальное исследование кильватерного метода ускорения в гофрированной диэлектрической капиллярной структуре миллиметрового масштаба⁶⁶.

1.2 Основные выводы по разделу

1. Осуществлена модернизация коммерческой Ti:Sa лазерной системы: между предусилителем и основным многопроходным усилителем установлен двухпроходный ИМ. Это позволило генерировать последовательность из четырёх коротких лазерных импульсов с регулируемой частотой следования.
2. В ходе экспериментов на установке LUCX подтверждена работоспособность предложенного решения: при облучении полупроводникового фотокатода сформирован электронный пучок, состоящий из четырёх коротких сгустков с управляемой задержкой между ними.
3. На базе модернизированной лазерной системы, фотоинжектора, ускоряющей структуры и магнитного спектрометра разработан метод измерения времени отклика фотокатода.
4. Экспериментальные измерения продемонстрировали, что время отклика Cs₂Te фотокатода составляет не более 370 фс.

⁶⁶Lekomtsev K. Drive-witness electron beam acceleration in dielectric mm-scale capillaries / K. Lekomtsev, A. Aryshev, A.A. Tishchenko, M. Shevelev [et al.] // Phys. Rev. Accel. Beams. – 2018. – Vol. 21. – Article number 051301.

2 Экспериментальное исследование поляризационного излучения на периодических структурах в субтерагерцовом диапазоне частот

Различные приложения ТГц-излучения предъявляют высокие требования к источникам: необходима высокая яркость и монохроматичность при возможности настройки основных характеристик – спектрального диапазона, длительности импульса, поляризации и направленности излучения.

Стандартные источники ТГц-излучения на основе линейных ускорителей позволяют генерировать субпикосекундные импульсы с энергией порядка сотен наноджоулей и непрерывным спектром вплоть до 1 ТГц. Однако для множества прикладных задач критически важны узкополосные источники, сохраняющие аналогичный уровень энергии.

Для решения этой задачи возможно применение монохроматоров. В качестве альтернативы рассматривают источники, основанные на изначально монохроматических механизмах излучения, в частности когерентного излучения Смита-Парселла (Smith-Purcell radiation, SPR).

Существующие методы спектральной перестройки в источниках на основе SPR обладают рядом ограничений. Контроль углового распределения фотонов на выходе достигается позиционированием детектирующей аппаратуры или посредством вращения дополнительного зеркала при параллельном пролёте электронного пучка вблизи решётки. Более совершенная спектральная перестройка достижима лишь при замене решётки на другую, отличающуюся профилем или периодом.

В работах^{7,67} предложены подходы к изменению частоты спектральных линий SPR при фиксированном угле выхода фотонов. Основная идея заключается в использовании непараллельной ориентации решётки относительно пучка. При этом положение коллиматора или апертуры, обеспечивающей спектральный приём излучения, остается неизменным.

Кроме того, в работе⁷ было получено обобщённое дисперсионное соотношение для наклонной решётки:

$$\lambda_k = \frac{d}{k} \left(\frac{\cos \eta}{\beta} - \cos(\theta - \eta) \right), \quad (1)$$

⁷Potylitsyn A.P. Resonant diffraction radiation from an ultra-relativistic particle moving close to tilted grating / A.P. Potylitsyn, P.V. Karataev, G.A. Naumenko // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 61. – P. 7039.

⁶⁷Potylitsyn, A. P. Resonant diffraction radiation from inclined gratings and bunch length measurements / A.P. Potylitsyn, D.V. Karlovets, G. Kube // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. – 2008. – Vol. 266. – P. 3781–3788

где λ – длина волны излучения, d – период решётки, k – порядок дифракции, β – скорость электрона в единицах скорости света, η – угол ориентации решётки, а θ – угол наблюдения.

Для траектории заряда, параллельной решётке ($\eta = 0$), уравнение (1) совпадает с известным дисперсионным соотношением для SPR. Важно отметить, что уравнение (1) справедливо и для больших углов ориентации решётки, которые обычно недостижимы в экспериментах по генерации SPR из-за продольных размеров решётки и малого расстояния до электронного пучка. Однако реализация излучения под большими углами может быть рассмотрена в схеме, аналогичной переходному или дифракционному излучению. Это должно привести к иным характеристикам поляризации излучения, интенсивностям и диаграммам направленности, хотя подход обеспечивает широкодиапазонную монохроматическую перестройку спектра, которая по-прежнему подчиняется уравнению (1).

Поэтому в рамках второго раздела работы ставилась задача экспериментально исследовать спектрально-ориентационные характеристики поляризационного излучения, генерируемого умеренно релятивистскими электронами при взаимодействии с металлической решёткой в суб-ТГц диапазоне частот.

Для достижения этой цели необходимо было решить систему взаимосвязанных задач. Прежде всего требовалось создать специализированную экспериментальную станцию, оснащённую пятиосевым манипулятором. Его функциональность должна обеспечивать не только точную установку мишеней различной формы, но и многоосевое позиционирование: по трём пространственным координатам, а также по полярному и азимутальному углам относительно траектории электронного пучка. Это позволило гибко варьировать геометрию взаимодействия и детально изучать влияние ориентации мишени на характеристики излучения.

Следующий этап был связан с разработкой и оптимизацией спектральной измерительной аппаратуры. На начальной стадии исследования был реализован ИМ с кремниевым светоделителем толщиной 300 мкм для проведения спектральных измерений. В процессе эксплуатации было выявлено искажения полученных спектров, обусловленные использованием кремниевых светоделителей. На основе полученных данных возникла необходимость в альтернативном решении – разработке компактного интерферометра Фабри-Перо (ИФП), где в качестве светоделителей были применены проволочные поляризаторы.

Далее была проведена серия экспериментов по изучению спектрально-ориентационных характеристик трёх типов излучения: SPR^{30,32}, GTR^{28,68} и GDR⁹ от металлической решётки в суб-ТГц диапазоне. Завершающей задачей являлась разработка и экспериментальная апробация нового метода измерения времени задержки между электронными сгустками³¹. Метод был основан на анализе амплитуды сигнала когерентного SPR, что открывает перспективы для бесконтактной диагностики параметров электронных пучков.

2.1 Экспериментальная установка для ТГц-исследований: манипулятор мишени и регистрирующая аппаратура

В 2012 году на установке LUCX была разработана и смонтирована экспериментальная станция, предназначенная для исследования различных видов поляризационного излучения в ТГц и суб-ТГц диапазонах частот, а также для оперативной диагностики параметров электронного пучка. Станция размещена на участке после фотоинжектора LUCX. Для замены мишени предусмотрены две запорные задвижки, которые изолируют камеру от фотоинжектора и последующей ускорительной секции.

Вакуумное окно камеры изготовлено из сапфира. Оно имеет диаметр 150 мм, толщину 12 мм и скос – 2°. Окно смонтировано во фланец ICF-203 при сохранении эффективного апертурного размера на уровне 145 мм.

Конструкция камеры предусматривает установку пятиосевого манипулятора на её верхней части. Манипулятор обеспечивает точную настройку положения мишени по трём линейным координатам, а также регулировку двух углов поворота относительно направления распространения электронного пучка. Для размещения мишеней разработан специальный держатель, позволяющий фиксировать образцы мишеней диаметром 100 мм и толщиной 3 мм. Фотография манипулятора и чертежи держателя представлены на рисунке 8.

³⁰Aryshev A. Monochromaticity of coherent Smith-Purcell radiation from finite size grating / A. Aryshev, A. Potylitsyn, G. Naumneko, **M. Shevelev** [et al.] // Phys. Rev. Accel. Beams . – 2017. – Vol. 20. – Article number 024701.

³²Harrison H. A Fabry-Pérot interferometer with wire-grid polarizers as beamsplitters at terahertz frequencies / H. Harrison, A.J. Lancaster, I.V. Konoplev, G. Doucas, A. Aryshev, **M. Shevelev** [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 2018. – Vol. 89. – Article number 035116.

²⁸Naumenko G. Monochromatic coherent grating transition radiation in sub-THz frequency range / G. Naumenko, A. Aryshev, A. Potylitsyn, **M. Shevelev** [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. – 2017. – Vol. 402. – P. 153-156.

⁶⁸Потылицын А.П. Наблюдение монохроматического переходного излучения от решётки в субтерагерцовом диапазоне / А.П. Потылицын, Г.А. Науменко, Л.Г. Сухих, А. Арышев, **М. ШЕВЕЛЕВ** [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2016. – Т. 104. – С. 826-830.

⁹Aryshev A. Observation of grating diffraction radiation at the KEK LUCX facility / A. Aryshev, A.P. Potylitsyn, G.A. Naumenko, **M. Shevelev** [et al.] // Sci. Rep. – 2020. – Vol. 10. – Article number 7589.

³¹Zhang H. Non-destructive measurements and monitoring of separation of charged particle micro-bunches / H. Zhang, I.V. Konoplev, A.J. Lancaster, H. Harrison, G. Doucas, A. Aryshev, **M. Shevelev** [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2017. – Vol. 111. – Article number 043505.

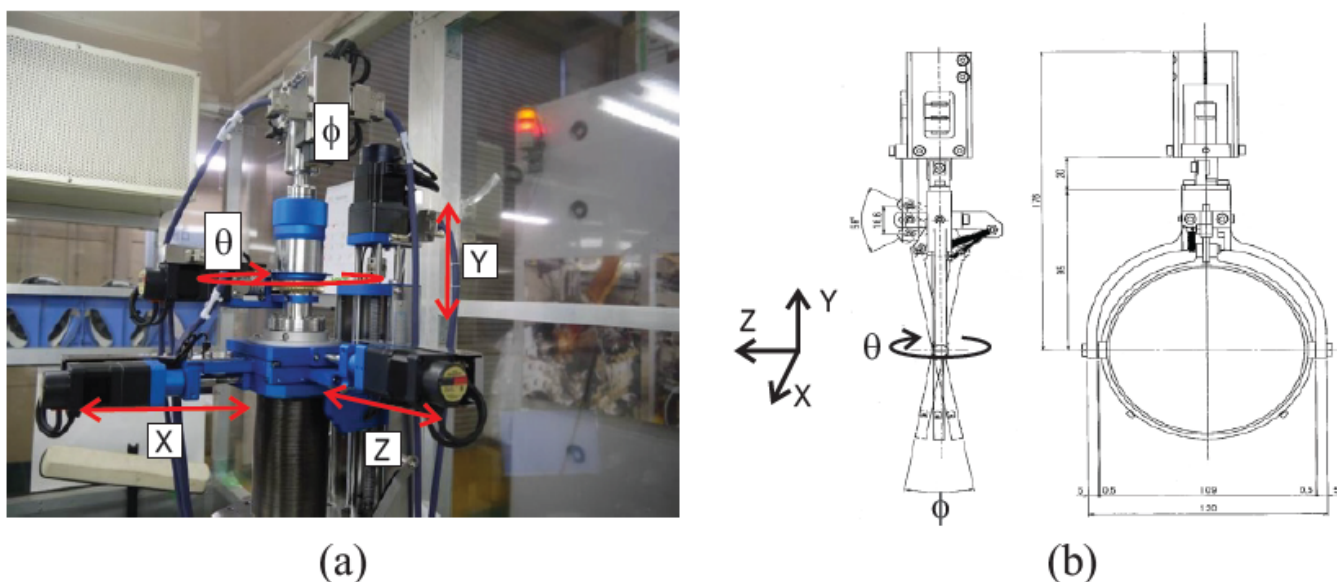


Рисунок 8 – Фотография пятиосевого манипулятора (а) и схема держателя мишени (b)

Механическая система манипулятора выполнена на базе линейных и поворотных устройств, приводимых в движение шаговыми двигателями с энкодерами. Управление всеми двигателями осуществлялось дистанционно с помощью промышленных контроллеров Oriental Motor серии CRK.

Для оценки результирующего разрешения, стабильности и величины обратного хода проведена калибровка системы перемещения. В качестве измерительного инструмента использовался высокоточный CCD-лазерный датчик перемещения Keyence LK-G30.

Результаты измерений представлены в таблице 2, где указаны диапазон перемещения и разрешение по каждой из осей манипулятора. В ходе испытаний установлено, что величина обратного хода составляет менее 5 мкм для линейных трансляторов и менее 0.02° – для поворотных устройств.

Таблица 2 – Рабочие диапазоны движения пятиосевого манипулятора

Ось	Диапазон движения	Точность
X	24 мм	5 мкм
Y	100 мм	5 мкм
Z	24 мм	2 мкм
ϕ	14°	0.02°
θ	360°	0.02°

При проведении исследований на установке LUCX интенсивность суб-ТГц излучения измерялась с помощью детекторов на основе диодов Шоттки. Основные параметры используемых детекторов приведены в таблице 3. В ходе измерений обычно применялся один из указанных детекторов.

Сигнал с детектора усиливался малошумящим усилителем (модель LA0837-4021M), после чего подвергался оцифровке посредством АЦП.

Система сбора данных реализована на базе программного обеспечения Experimental Physics and Industrial Control System. Данная система обеспечивает единый расширяемый интерфейс для всех устройств экспериментальной станции.

Данные регистрируются со всех подключенных устройств для каждого цикла работы установки LUCX с частотой 3.12 Гц. В процесс сбора включается информация от всей диагностической аппаратуры пучка, в том числе: мониторов положения пучка, датчиков заряда, магнитов, настроек ВЧ-системы и прочего диагностического оборудования.

Таблица 3 – Параметры детектора на диоде Шоттки

Параметр	SBD 90 – 140	SBD 60 – 90	SBD 320 – 460	Квазиоптический детектор
Диапазон частот	90 – 140 ГГц	60 – 90 ГГц	320 – 460 ГГц	0.1 – 1 ТГц
Диапазон длин волн	2.14 – 3.33 мм	5.0 – 3.3 мм	0.94 – 0.65 мм	0.3 – 3.0 мм
Время отклика	~ 250 пс	~ 250 пс	суб-нс	суб-нс
Коэффициент усиления антенны	24 дБ	24 дБ	25 дБ	25 – 35 дБ
Входная апертура	20 × 15 мм	30 × 23 мм	4 × 4 мм	–
Чувствительность	20 В/Вт	20 В/Вт	1250 В/Вт	500 В/Вт

В качестве перспективной системы для спектрометрических измерений интенсивного широкополосного излучения в ТГц и суб-ТГц диапазонах, а также для реконструкции формы продольного профиля сгустка был создан ИМ.

Схема ИМ приведена на рисунке 9. Интерференционная картина формируется путём разделения пучка света на две части, отражения пучков и их повторного объединения через светоделитель. Установка включает следующие компоненты: линию транспортировки ТГц излучения (RTL); светоделитель (BS); два плеча интерферометра, образованные плоскими алюминиевыми зеркалами (M_1 и моторизованное зеркало M_2); систему юстировки; поляризатор; детектор. Падающая ТГц волна распространяется через вакуумное окно и линию RTL, состоящую из двух внеосевых параболических зеркал (PM_1 и PM_2), расположенных под углом 90° , которые обеспечивали формирование параллельного пучка ТГц излучения без внесения спектральных искажений. Расстояние между параболическими зеркалами определялось расходимостью исходного пучка и было смоделировано с помощью программного обеспечения Zemax.

Светоделитель определяет интенсивность и поляризационные характеристики излучения в обоих плечах интерферометра – два ключевых параметра, влияющих на качество интерферограммы.

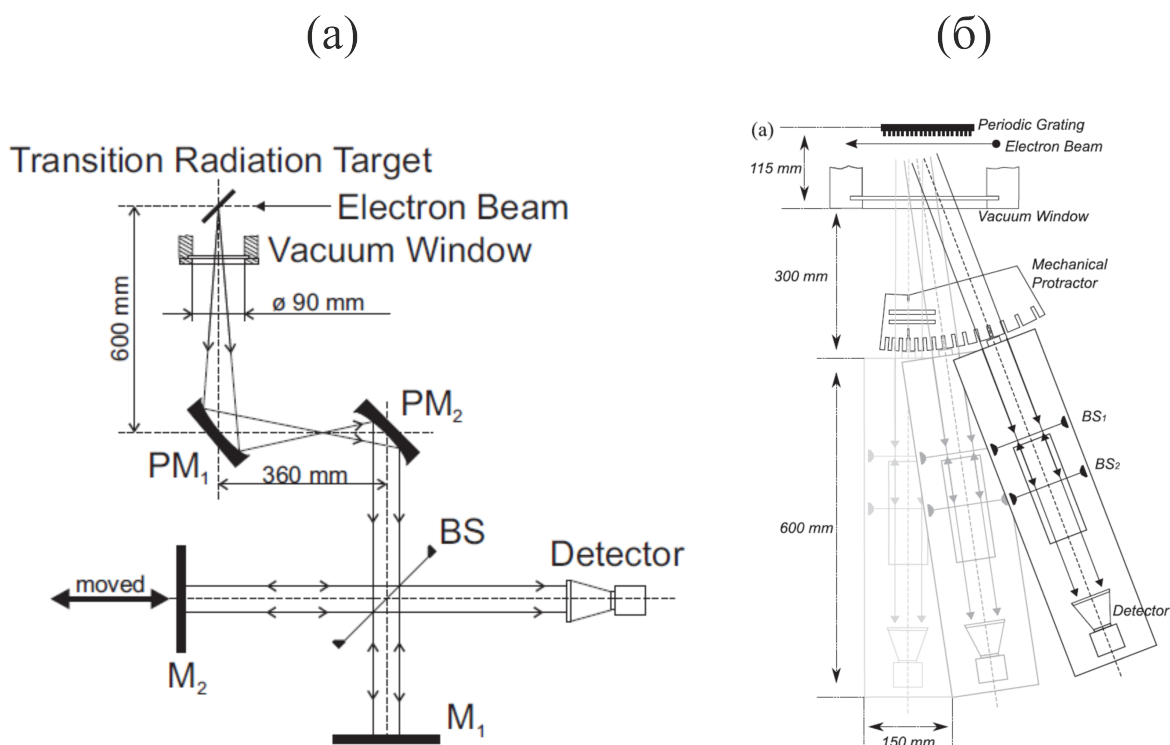


Рисунок 9 – (а) Схема интерферометра Майкельсона; (б) схема интерферометра Фабри-Перо

Основными критериями оптимизации светоделителя в нашем случае являлись высокая эффективность для обеих компонент поляризации в ТГц диапазоне и простота обращения со светоделителем. Для упрощения юстировки интерферометра угол падения излучения был установлен на уровне 45° .

В ИМ в качестве светоделителя использовали коммерчески доступную кремниевую пластинку толщиной 300 ± 10 мкм, диаметром 150 ± 0.5 мм и с двумя полированными поверхностями.

Подвижное плечо интерферометра было установлено на линейной платформе Kohzu YA16A-R1 – сверхпрецизионном позиционирующем устройстве с разрешением 0.1 мкм. Платформа оснащена перекрестно-роликовой направляющей и механизмом с ходовым винтом, приводится в движение шаговым двигателем. Платформа укомплектована бесконтактным оптическим энкодером Renishaw RGH24 с разрешением 50 нм.

Подробные сведения о концепции, юстировке и экспериментальной проверке ИМ в суб-ТГц диапазоне частот, а также результаты испытаний поляризационных откликов и линейности детекторов на основе диода Шоттки в импульсном режиме представлены в нашей работе⁶⁹.

В ходе исследования поляризационных характеристик когерентного SPR выяснилось, что ранее применявшийся ИМ не обеспечивает функциональности

⁶⁹Shevelev M. Coherent radiation spectrum measurements at KEK LUCX facility // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect A – 2015. – Vol. 771. – P. 126-133.

для решения поставленной задачи. В связи с этим был разработан ИПФ, предназначенный для измерений частотном диапазоне 0.3 – 0.5 ТГц.

SPR возникает при движении заряженных частиц параллельно поверхности периодической металлической структуры (например, дифракционной решётки). Пространственное распределение SPR определяется дисперсионным соотношением:

$$\lambda_k = \frac{d}{k} \left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \right). \quad (2)$$

Из данного дисперсионного соотношения следует, что работы во всём диапазоне частот SPR требуется проводить измерения при разных углах наблюдения. Это обусловило необходимость создания подвижной конструкции интерферометра, позволяющей устанавливать его в разные угловые положения между измерениями. Поскольку исследования проводились в определённом частотном диапазоне, все оптические компоненты должны были либо не зависеть от частоты, либо обладать хорошо изученной частотной характеристикой в рабочем диапазоне. Размеры оптической платформы, на которой размещался и перемещался интерферометр, были строго ограничены, что потребовало разработки компактной конструкции. Учитывая, что ускоритель расположен в тоннеле с дистанционным доступом (вход во время работы ускорителя запрещён), критически важными стали следующие требования: возможность быстрого, точного и воспроизводимого перемещения и юстировки интерферометра и поддержка дистанционного управления, позволяющая проводить измерения непосредственно во время работы ускорителя.

ИФП оказался оптимальным решением для данной экспериментальной установки. Его ключевое преимущество заключается в формировании линейного оптического пути между источником и детектором, что существенно упрощает юстировку компонентов по сравнению с двухосевыми схемами типа ИМ. Для функционирования ИФП необходимы два плоскопараллельных светоделителя, размещённых вдоль оптической оси. Такая конструкция позволяет изменять угловое положение экспериментальной установки без нарушения юстировки. Полная схема прибора представлена на рисунке 9(б).

Конструкция ИФП предусматривает наличие свободного пространства вдоль оптического пути, что даёт возможность устанавливать дополнительные элементы – например, коллимирующие линзы. Важной частью конструкции является «механический транспортёр», предназначенный для юстировки всей системы детектирования под разными углами относительно траектории электронного пучка. Это устройство обеспечивает сохранение постоянного расстояния между источником и детектором при изменении угла наблюдения.

В рамках исследования спектральных характеристик SPR с помощью ИФП были проведены также сравнительные измерения с использованием ИМ. В эксперименте применялись три типа решёток: пилообразная с периодом 1.00 мм, пилообразная с периодом 0.70 мм и полосковая с периодом 0.70 мм.

Все решётки имели одинаковые размеры 20×60 мм (ширина \times длина), при этом длинная ось каждой была ориентирована параллельно электронному пучку. Решётки поочерёдно размещались в вакуумной камере вблизи электронного пучка, а когерентное SPR выводилось через сапфировое окно.

С помощью ИФП удалось охватить угловой диапазон от 85° до 118° . Указанные ограничения обусловлены двумя факторами: конечными размерами сапфирового окна и нехваткой пространства на оптической платформе.

С учётом периодов решёток и дисперсионного соотношения Смита-Парселла в данном угловом диапазоне генерируются частоты от 0.203 до 0.465 ТГц. Диапазон детектируемых частот дополнительно ограничивается параметрами детектора. В эксперименте использовался детектор на основе диода Шоттки, работающий в диапазоне от 0.325 до 0.500 ТГц⁷⁰.

Сравнительные измерения спектральных характеристик SPR с использованием ИФП и ИМ показали, что по производительности ИФП сопоставим с ИМ. При этом ИФП успешно функционировал с двумя типами светоделителей – кремниевыми пластинами и проволочными поляризаторами. Сопоставление данных, полученных с разными светоделителями, выявило высокую степень схожести результатов. Это свидетельствует о надёжности применяемой методики измерений, воспроизводимости данных вне зависимости от типа светоделителя и об универсальности конструкции разработанного интерферометра.

Более детальная информация о методике эксперимента, параметрах решёток, процедуре калибровки и анализе полученных данных представлена в нашей работе³².

2.2 Моделирование и оптимизация параметров коротких электронных сгустков в программном комплексе ASTRA

Перед проведением измерений когерентного излучения, генерируемого короткими электронными сгустками, были выполнены моделирование и экспе-

⁷⁰Virginia Diodes, «Zero bias detectors-VDI model: WR2.2ZBD» URL:<https://vadiodes.com/> (дата обращения: 09.04.2026).

³²Harrison H. A Fabry-Pérot interferometer with wire-grid polarizers as beamsplitters at terahertz frequencies / H. Harrison, A.J. Lancaster, I.V. Konoplev, G. Doucas, A. Aryshev, M. Shevelev [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 2018. – Vol. 89. – Article number 035116.

риментальные исследования⁵⁸. Их результаты убедительно продемонстрировали существенное влияние сил пространственного заряда в коротких электронных сгустках на форму и характеристики спектра когерентного ПИ (coherent transition radiation, CTR).

Расчёты, проведённые с использованием программного обеспечения ASTRA, позволили не только дать адекватные количественные оценки влияния указанных сил, но и выполнить оптимизацию геометрических параметров электронных сгустков, формируемых фотоинжектором LUCX в экспериментальной области. В частности, моделирование дало возможность определить оптимальные размеры сгустков, при которых достигается баланс между интенсивностью излучения и минимизацией искажающего воздействия пространственного заряда.

На рисунке 10 приведены результаты моделирования размеров сгустка от заряда для расстояния 1.31 м от катода, где размещена экспериментальная станция. Все приведённые здесь оценки размеров сгустка выполнены для режима одиночного сгустка.

Представленная зависимость подтверждает, что для гауссового распределения электронов в сгустках увеличение заряда приводит к росту размеров электронного сгустка: поперечных (σ_x^E, σ_y^E) и продольного (σ_z^E). Поперечные размеры лазерного импульса и длительность импульса обозначены как σ_x^L, σ_y^L и σ_z^L , соответственно.

Для ослабления этого эффекта была проведена модификация начального распределения частиц вблизи катода путём изменения поперечного профиля лазерного излучения. Рассчётная зависимости размера электронного сгустка от входных параметров лазерного импульса представлены на рисунке 10(б). Полученные результаты показывают, что увеличение длительности лазерного импульса до более высоких значений (вплоть до 200 фс) не приводит к существенному изменению продольного размера электронного сгустка. Как и ожидалось, длительность сгустка возрастает при уменьшении начального размера пятна – это обусловлено высокой плотностью заряда.

Для подтверждения результатов численного моделирования на установке LUCX были проведены экспериментальные испытания. Основная задача эксперимента заключалась в регистрации усиления мощности CTR посредством подавления эффекта пространственного заряда в электронных сгустках.

Схема эксперимента, включая оптические компоненты, взаимодействующие с излучением на выходе из вакуумной камеры, представлены на рисунке 9(а).

⁵⁸Shevelev M. Influence of space charge effect in femtosecond electron bunch on coherent transition radiation spectrum // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect B – 2017. – Vol. 402. – P. 134-138.

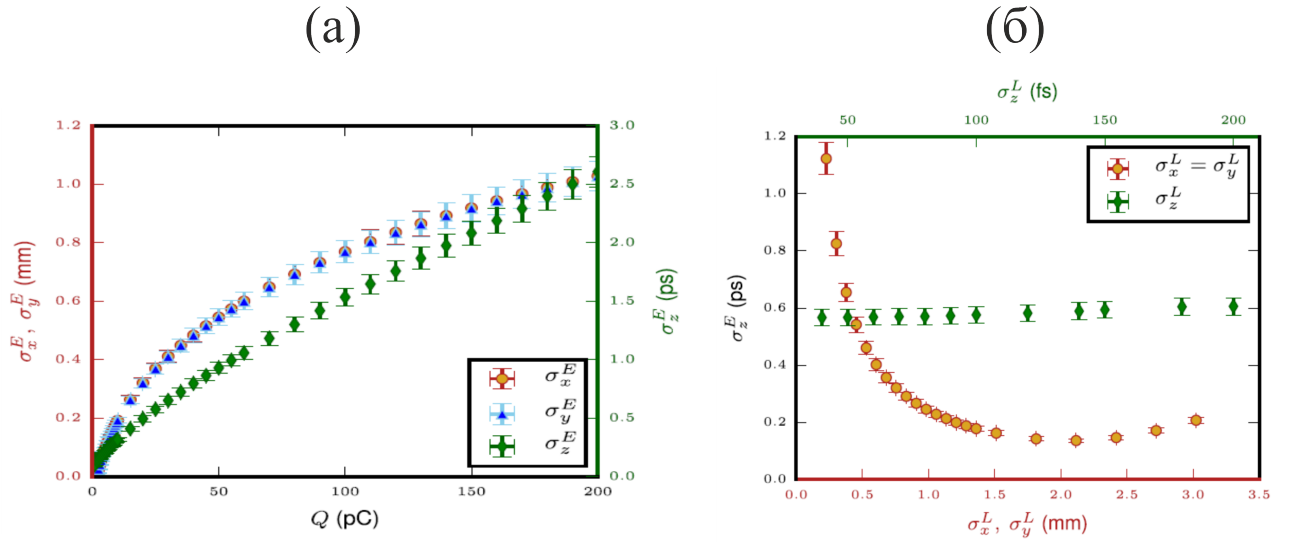


Рисунок 10 – Результаты моделирования параметров электронного сгустка в экспериментальной области: (а) поперечные (обозначены кругом и треугольником) и продольные (обозначены ромбом) размеры сгустка как функция заряда сгустка; (б) продольный размер сгустка как функция размера лазерного пятна на катоде (обозначено кругом) и длительности лазерного импульса (обозначено ромбом); параметры моделирования: индукция магнитного поля соленоида $B_z = 0.233$ Тл, напряженность электрического поля в ВЧ-пушке $E_z = 80$ МВ/м, фаза ВЧ-пушки 30° ; $z = 1.31$ м, для зависимостей на рисунке (а): $\sigma_z^L = 100$ фс, $\sigma_x^L = \sigma_y^L = 0.45$ мм, для зависимостей на рисунке (б): заряд сгустка $Q = 25$ пКл, длительность лазерного импульса $\sigma_z^L = 100$ фс (моделирование зависимости от размера лазерного пятна на катоде), поперечные размеры лазерного пятна на катоде $\sigma_x^L = \sigma_y^L = 0.45$ мм (моделирование зависимости от длительности лазерного импульса)

Измерение интенсивности СТР выполнялось с использованием узкополосного детектора SBD 320-460.

Угловое спектральное распределение СТР теоретически определяется через форм-фактор сгустка $F^{70,71}$ следующим образом:

$$\frac{d^2 W_{\text{CTR}}}{d\omega d\Omega} = [N_e + N_e(N_e - 1)F] \frac{d^2 W_{\text{TR}}}{d\omega d\Omega}, \quad (3)$$

где N_e – число электронов в сгустке, $\frac{d^2 W_{\text{TR}}}{d\omega d\Omega}$ – спектрально-угловое распределение ПИ от одного электрона. Для трёхмерного гауссового распределения электронов в сгустке форм-фактор ПИ⁷² может быть записан следующим образом:

⁷⁰Shibata Y. Diagnostics of an electron beam of a linear accelerator using coherent transition radiation / Y. Shibata, T. Takahashi, T. Ishi [et al.] // Phys. Rev. E – 1994. – Vol. 50. – P. 1479-1484.

⁷¹Diffraction radiation from relativistic particles / A.P. Potylitsyn, M.I. Ryazanov, M.N. Strikhanov [et al.]. – Berlin: Springer, 2010. – 277 p.

⁷²Potylitsyn A.P. Spatial coherence in transition radiation from short electron bunches // JETP Lett. – 2016. – Vol. 103. – P. 669-673.

$$F = \exp \left[- \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \left((\sigma_x^E)^2 \times \left(\frac{\tan \theta}{\beta} - \cos \phi (\cos \eta \tan \theta + \sin \eta) \right)^2 + (\sigma_y^E)^2 \sin^2 \phi \cos^2 (\eta - \theta) + \frac{(\sigma_z^E)^2}{\beta^2} \right) \right],$$

где λ – длина волны; θ – угол падения; ϕ – азимутальный угол; η – угол наблюдения.

Анализ выражения показывает, что спектр СТР определяется как поперечными, так и продольными размерами сгустка. В условиях проведенного эксперимента эти размеры выступают функциями заряда (см. рисунок 10). Следовательно, увеличение геометрических параметров сгустка за счёт повышения заряда приводит к модификации спектра СТР – в частности, к сдвигу когерентного порога в сторону более низких частот.

Одним из основных подтверждений влияния форм-фактора (определяемого размерами сгустка) на спектральные характеристики излучения служит зависимость излучаемой мощности СТР от заряда сгустка. На рисунке 11(а) представлена экспериментальная зависимость интенсивности излучения от заряда, измеренная в максимуме ориентационной зависимости СТР при минимальном размере лазерного пятна на катоде. Наблюдается монотонный рост интенсивности с увеличением заряда вплоть до насыщения на уровне около 22 мкВт.

Для количественного анализа данные аппроксимированы степенной функцией вида $y = a + bx^c$ в диапазоне зарядов 0 – 40 пКл. Показатель степени оказался меньше единицы, что указывает на возрастание роли форм-фактора и сопутствующий сдвиг когерентного порога СТР в низкочастотную область при увеличении заряда. Полученные экспериментальные результаты качественно согласуются с данными численного моделирования.

При увеличении размера лазерного пятна на катоде характер зависимости изменяется (рисунок 11(б)): интенсивность излучения продолжает возрастать с ростом заряда без явного насыщения, а показатель степени аппроксимирующей функции приближается к единице, свидетельствуя о тенденции к линейной зависимости. Таким образом, совокупность экспериментальных данных и результатов моделирования подтверждает влияние геометрических параметров сгустка и величины заряда на спектральные характеристики СТР.

Полученные данные свидетельствуют о том, что в условиях проведенного эксперимента зависимость мощности СТР от заряда сгустка носит более сложный характер, нежели квадратичная функция. Это обусловлено существенным

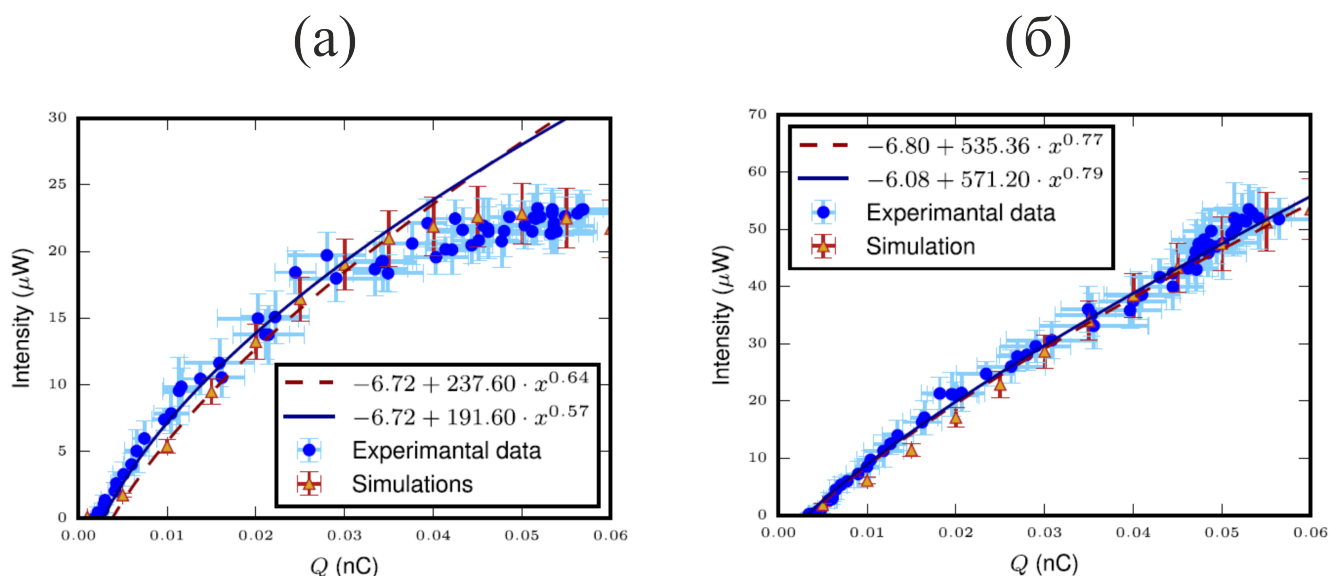


Рисунок 11 – Зависимость мощности CTR от заряда сгустка для разных размеров лазерного пятна на катоде: (а) $\sigma_x^L = 344.91 \mu\text{м}$, $\sigma_y^L = 420.50 \mu\text{м}$; (б) $\sigma_x^L = 727.42 \mu\text{м}$, $\sigma_y^L = 757.21 \mu\text{м}$; обозначения: синие кружки и красные треугольники соответствуют экспериментальным данным и результатам моделирования, синяя сплошная и красная пунктирная кривые соответствуют аппроксимации экспериментальных данных и результатов моделирования; параметры моделирования: $\sigma_z^L = 100 \text{ фс}$, $E_z = 80 \text{ МВ/м}$, ВЧ-фаза фотоинжектора 30° ; $z = 1.31 \text{ м}$; для зависимости на рисунке (а): $B_z = 0.2335 \text{ Тл}$, $\sigma_x^L = 344.91 \mu\text{м}$, $\sigma_y^L = 420.50 \mu\text{м}$; для зависимости на рисунке (б): $B_z = 0.228 \text{ Тл}$, $\sigma_x^L = 727.42 \mu\text{м}$, $\sigma_y^L = 757.21 \mu\text{м}$

влиянием форм-фактора, реализуемым через эффект пространственного заряда.

Численное моделирование и экспериментальная проверка подтвердили, что модификация поперечного профиля фемтосекундного УФ-лазерного импульса эффективно снижает действие сил пространственного заряда в электронных сгустках, формируемых фотоинжектором. Хорошее согласие расчётных и экспериментальных данных подчёркивает необходимость точного контроля заряда сгустка как основного параметра.

При генерации когерентного излучения электронным сгустком даже незначительные отклонения его параметров – заряда, поперечного размера или длительности – приводит к заметным изменениям интенсивность и спектральные характеристики излучения.

2.3 Квазимонохроматическое поляризационное излучение электронных сгустков на металлической решётке

В настоящее время разработано несколько подходов к созданию компактных и настраиваемых источников ТГц излучения с короткой длительностью импульса, основанных на технологиях с использованием электронных пучков.

Для генерации узкополосного ТГц излучения с возможностью перестройки в широком спектральном диапазоне, как правило требуется применение регулируемого монохроматора.

Однако использование дифрактометров или волновых фильтров сопряжено с существенными ограничениями: снижением передаваемой мощности и возникновению нежелательных искажений спектра вследствие дифракционных эффектов.

В этом контексте особый интерес представляет источник ТГц излучения, основанный на механизме SPR.

Использование когерентного SPR, генерируемого короткими электронными сгустками (или их последовательностью), в качестве основы для источников ТГц излучения было предложено авторами работ^{73,74,75,76}. Когерентное излучение возникает в том случае, когда длина электронного сгустка сравнима с длиной волны излучения или меньше её. При этом интенсивность SPR определяется квадратом числа электронов в сгустке – что обеспечивает существенное усиление сигнала.

Спектрально-угловое распределение когерентного SPR, генерируемого решёткой с конечным числом периодов N , может быть записано в виде:

$$\frac{d^2W_{\text{SPR}}}{d\nu d\Omega} = \frac{d^2W_0 \sin^2[N\phi]}{d\nu d\Omega \sin^2[\phi]} (N_e + N_e(N_e - 1)F(\nu)), \quad (4)$$

где $\phi = d\frac{\pi\nu}{c} (\beta^{-1} - \cos\theta)$ – фазовый параметр, зависящий от периода решётки d , частоты излучения ν , $d^2W_0/d\nu d\Omega$ – спектрально-угловое распределение излучения от одного электрона, Ω – телесный угол.

Согласно выражению (4), предельный переход к бесконечному числу периодов решётки ($N \rightarrow \infty$) приводит к формированию дельта-функции Дирака. Эта функция математически фиксирует дисперсионное соотношение, заданное уравнением (2).

Иными словами, в случае бесконечно протяжённой решётки спектральные линии SPR становятся строго монохроматическими, а их положение однозначно определяется указанной дисперсионной зависимостью.

Вместе с тем интенсивность излучения, описываемая величиной $d^2W_0/d\nu d\Omega$, снижается, если нарушается условие $\gamma\lambda_k \leq b$, где λ_k – длина волны излучения

⁷³Kesar M. Power measurement of frequency-locked Smith-Purcell Radiation / M. Kesar, R. Marsh, R. Temkin // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2006. – Vol. 9. – Article number 022801.

⁷⁴Urata J. Superradiant Smith-Purcell emission / J. Urata, M. Goldstein, M.F. Kimmitt [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol. 80. – P. 516.

⁷⁵Temkin R. Scanning with ease through the far infrared // Science – 1998. – Vol. 280. – P. 854.

⁷⁶Li Y. High-power beam-based coherently enhanced THz radiation source / Y. Li, Y. Sun, K. Kim // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2008. – Vol. 11. – Article number 080701.

для порядка k , b – ширина решётки (размер в направлении, перпендикулярном импульсу электрона)⁷⁷.

Одной из основных характеристик любого компактного источника ТГц излучения на основе ускорителя является его монохроматичность. Согласно уравнению (4), монохроматичность спектральной линии SPR для решётки конечной длины Nd определяется соотношением $\Delta\lambda_k/\lambda_k \propto 1/kN$. Если в качестве абсолютной ширины спектральной линии использовать полную ширину на уровне половинной амплитуды (full width at half maximum, FWHM), то монохроматичность выражается следующим образом:

$$\frac{\Delta\lambda_k}{\lambda_k} = \frac{\Delta\nu_k}{\nu_k} = \frac{0.89}{kN}. \quad (5)$$

Данное соотношение демонстрирует, что высшие порядки SPR обладают большей монохроматичностью по сравнению с основным (фундаментальным) порядком.

Как показано в работе⁷⁸, ширина линии SPR, измеренная детектором в преволновой зоне (prewave zone), превышает оценку, полученную по уравнению (5). Если расстояние от решётки до детектора составляет L , условие нахождения в дальней волновой зоне (far-field zone или wave zone) определяется согласно работе⁷⁷ следующим образом

$$L \gg L_{\text{ff}} = kN^2d(1 + \cos\theta). \quad (6)$$

В случае выполнения условия $L \leq L_{\text{ff}}$ детектор находится в преволновой зоне (prewave zone). Чтобы избежать уширения спектральной линии в такой конфигурации, можно применить фокусирующие оптические элементы (например, линзы или фокусирующие зеркала) перед детектором. При этом указанный эффект не влияет на монохроматичность $\Delta\lambda/\lambda$.

Выражение для монохроматичности в этом случае может выводиться непосредственно из уравнения (2) и имеет вид:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\sin\theta}{1/\beta - \cos\theta} \Delta\theta. \quad (7)$$

Выражение (7) определяет монохроматичность излучения, генерируемого бесконечной решёткой ($N \rightarrow \infty$) и регистрируемого детектором с конечной

⁷⁷Karlovets D.V. Smith-Purcell radiation in the pre-wave zone / D.V. Karlovets, A.P. Potylitsyn // JETP Lett. – 2007. – Vol. 84. – P. 489.

⁷⁸Potylitsyn A.P. Electromagnetic Radiation of Electrons in Periodic Structures – Berlin: Springer-Verlag, Heidelberg, 2011. – 228 p.

апертурой $\Delta\theta$. Кроме того оно позволяет оценить уширение спектральной линии SPR, вызванное конечной апертурой детектора в эксперименте.

Следует учитывать, что любой спектрометр обладает собственным внутренним разрешением, поэтому измерения формы спектральной линии неизбежно сопровождаются систематическими искажениями. Если предположить, что исходная форма линии $\Delta\lambda^{\text{SPR}}$ и разрешение спектрометра $\Delta\lambda^{\text{int}}$ аппроксимируются гауссовыми распределениями, FWHM измеренной ширины линии рассчитывается по формуле:

$$\Delta\lambda_k = \sqrt{(\Delta\lambda_k^{\text{SPR}})^2 + (\Delta\lambda_k^{\text{int}})^2}. \quad (8)$$

Согласно выражению (5), переход к высшим порядкам дифракции ($k > 1$) позволяет существенно сузить спектральную линию когерентного SPR $\Delta\lambda^{\text{SPR}}$, если угловая апертура, формирующая пучок излучения, будет достаточно малой – в пределах практически реализуемых значений.

Основной целью проведенного исследования являлась демонстрация возможность генерации SPR с монохроматичностью лучше 1–2% при использовании высших порядков дифракции ($k > 1$), даже при сравнительно небольшом числе периодов решётки $N \sim 10$.

Схема и фотография экспериментальной установки представлены на рисунке 12.

Эксперимент проводился при параметрах электронного пучка, приведённых в таблице 1.

В геометрии SPR расстояние между решёткой и электронным пучком составляло 0.6 мм. Спектральные характеристики излучения измерялись с помощью ИМ, установленного непосредственно перед вакуумным окном камеры. Главная оптическая ось интерферометра совпадала с направлением, перпендикулярным распространению электронного пучка, и соответствовала углу наблюдения $\theta = \pi/2$.

В эксперименте использовались два детектора SBD 60–90 и SBD 320–460.

Параметры электронного пучка (длина сгустка ~ 0.5 пс) обеспечивали генерацию когерентного излучения в исследуемых спектральных диапазонах.

Решётка с эшелеттным профилем размером 60×30 мм² (см. рисунок 13) размещалась в вакуумной камере для генерации SPR. Обратная сторона решётки была плоской, что позволяло использовать эту поверхность в качестве источника СТР.

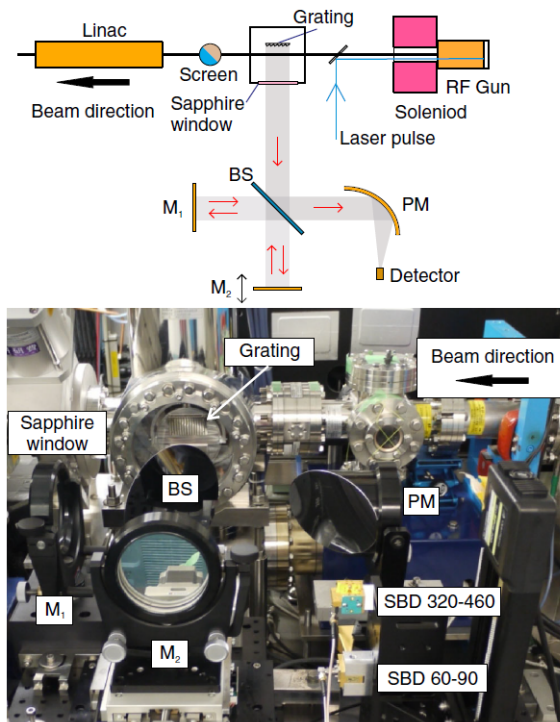


Рисунок 12 – Верхняя часть: схема экспериментальной установки; нижняя часть: фотография экспериментальной станции; сокращения: M_1 – неподвижное зеркало интерферометра, M_2 – подвижное зеркало интерферометра, BS – делитель пучка, PM – внеосевое параболическое зеркало

Решётку можно было вращать вокруг вертикальной оси для исследования ориентационной зависимости CTR. Во время такого сканирования подвижное зеркало ИМ устанавливалось в положение нулевой разности хода.

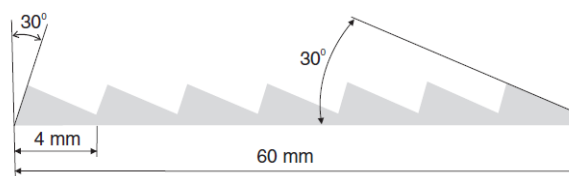


Рисунок 13 – Геометрия диффракционной решётки

Согласно теоретической модели⁷⁸, спектр ПИ, испускаемого одиночным электроном, предполагается постоянным в пределах полос чувствительности детекторов. Это позволяет использовать измеренный нормированный спектр CTR в качестве характеристики спектральной эффективности всей измерительной системы. При этом учитываются следующие факторы: спектральная эффективность пропускания вакуумного окна, зависимость чувствительности детектора от длины волны, эффективность делителя пучка, отражательные характеристики зеркал, поглощение излучения в воздухе.

⁷⁸Potylitsyn A.P. Electromagnetic Radiation of Electrons in Periodic Structures – Berlin: Springer-Verlag, Heidelberg, 2011. – 228 p.

Интерферограммы, измеренные с помощью ИМ в максимумах ориентационных зависимостей при использовании обоих детекторов, представлены на рисунках 14(a) и (b).

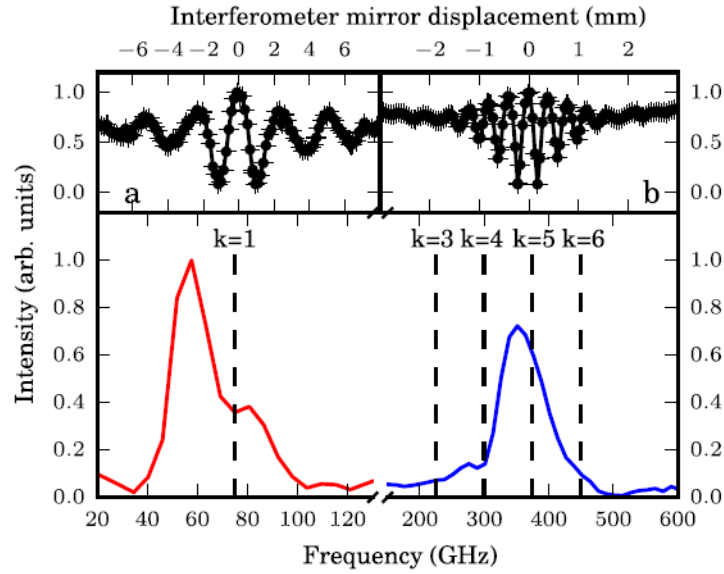


Рисунок 14 – Результаты спектральных измерений CTR: (a) и (b) – интерферограммы, измеренные в диапазонах 60 – 90 ГГц и 320 – 460 ГГц соответственно; нижние графики – восстановленные спектры

В нижней части рисунка 14 показаны два нормированных спектра CTR, измеренных в диапазонах: 60 – 90 ГГц и 320 – 460 ГГц.

Вертикальные пунктирные линии соответствуют порядкам дифракции SPR k , рассчитанным с использованием дисперсионного соотношения (уравнение (2)) для экспериментальных параметров решётки и угла наблюдения $\theta = \pi/2$. В полосы чувствительности детекторов попали порядки дифракции: $k = 1$ и $k = 5$.

Измеренные интерферограммы SPR представлены на рисунке 15. Поскольку существуют различные определения разрешения фурье-спектрометров, важно указать, что в работе был выбран следующий критерий: $\Delta\lambda_k^{\text{int}}$ определяется как FWHM аппаратного спектрального пика, полученного от монохроматического источника с длиной волны λ_k :

$$\frac{\Delta\lambda_k^{\text{int}}}{\lambda_k} = 1.21 \frac{\lambda_k}{2L_{\text{int}}}, \quad (9)$$

где величина L_{int} обозначает максимальную разность оптических путей в интерферометре относительно нулевого положения.

Для ИМ в случае симметричной интерферограммы это значение совпадает с полной длиной интерферограммы. Применив указанный критерий к интерферограммам, представленным в верхней части рисунка 15, удалось определить,

что $\Delta\lambda_1^{\text{int}}/\lambda_1 = 4.2\%$ для диапазона 60–90 ГГц, а $\Delta\lambda_5^{\text{int}}/\lambda_5 = 2.1\%$ для диапазона 320–460 ГГц. Восстановленные из этих интерферограмм спектры продемонстрированы в нижней части рисунка 15. Как можно заметить, спектральный пик, зафиксированный в диапазоне 60–90 ГГц, соответствует порядку $k = 1$, тогда как пик, зарегистрированный в диапазоне 320–460 ГГц, отвечает пятому порядку дифракции SPR ($k = 5$).

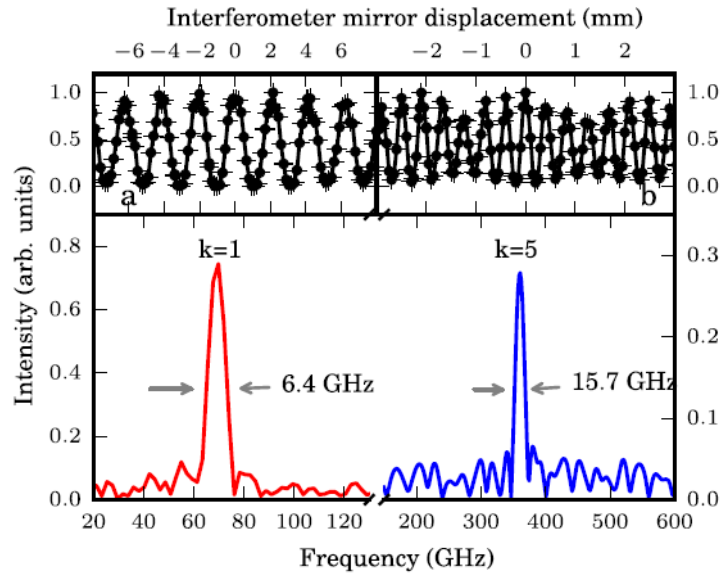


Рисунок 15 – Результаты спектральных измерений когерентного SPR; (a) и (b) – интерферограммы, измеренные в диапазонах 60–90 ГГц и 320–460 ГГц соответственно; нижние графики – восстановленные спектры

Относительные ширины линий данных пиков составляют: $\Delta\lambda_1/\lambda_1 = 8.8\%$ и $\Delta\lambda_5/\lambda_5 = 4.3\%$. Приведённые значения близки к оценочному спектральному разрешению $\Delta\lambda_k^{\text{int}}/\lambda_k$, полученному при анализе характеристик интерферометра. Очевидно, что измеренная ширина пиков спектра обусловлена спектральным разрешением интерферометра, при этом реальные ширины пиков оказываются более узкими.

Чтобы сопоставить интенсивности излучения на порядках $k = 1$ и $k = 5$, спектры SPR были перенормированы с использованием спектров CTR.

Спектр SPR от решётки, идентичной той, что использовалась в эксперименте, был смоделирован с помощью вычислительного модуля Particle In Cell в программном комплексе Computer Simulation Technology (CST).

В таблице 4 приведено сопоставление ширины линий SPR, полученных тремя способами: посредством моделирования в программном пакете CST Studio Suite, путём расчёта по уравнению (5) и на основании экспериментально измеренных относительных ширин линий SPR.

Монохроматичности первого и пятого порядков дифракции в спектре дальней зоны превышают соответствующие теоретические значения в 1.5 и 1.3 раза

соответственно. Тем не менее спектральная линия пятого порядка оказывается уже линии первого порядка, что находится в хорошем соответствии с теоретическими предсказаниями.

Таблица 4 – Сравнение ширины спектральных линий SPR: результаты моделирования в CST, теоретические и экспериментальные значения

k	Теория	Моделирование	Измерение
1	5.9%	8.7%	8.8%
2	3.0%	3.3%	
3	2.0%	2.6%	
4	1.5%	2.0%	
5	1.2%	1.6%	4.3%

Для экспериментальных параметров естественные ширины спектральных линий, рассчитанные согласно уравнению (9), составляют: $\Delta\lambda_1^{\text{int}}/\lambda_1 = 4.2\%$ и $\Delta\lambda_5^{\text{int}}/\lambda_5 = 2.1\%$.

Используя уравнение (8) и учитывая разрешение интерферометра, можно оценить абсолютные ширины линий SPR (по FWHM): $\Delta\lambda_1/\lambda_1 = 7.7\%$ при $k = 1$; $\Delta\lambda_5/\lambda_5 = 3.7\%$ при $k = 5$.

Полученные значения согласуются с результатами моделирования (см. таблицу 4). На высоких частотах наблюдается небольшое расхождение, обусловленное угловой апертурой детекторов.

В ходе исследования подтверждено, что монохроматичность спектральных линий SPR возрастает с увеличением порядка дифракции. Яркость когерентного SPR и CTR в суб-ТГц диапазоне частот сопоставима.

Подробные сведения об эксперименте, результатах моделирования и теоретических оценках представлены в нашей опубликованной работе²⁷.

В 1999 году нашими коллегами был проведён эксперимент по исследованию ПИ от решётки (grating transition radiation, GTR) с использованием электронного пучка энергией 5 МэВ и дифракционной решётки оптического качества (период 5 нм)⁴. Измерения выполнялись для двух углов наблюдения относительно направления электронного пучка – $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 120^\circ$ – при фиксированном угле наклона решётки η (см. рисунок 16, справа). Регистрация выхода фотонов монохроматического GTR осуществлялась с помощью оптического фильтра с полосой пропускания $\Delta\lambda = 10$ нм.

В результате эксперимента в обеих конфигурациях были зафиксированы чёткие максимумы интенсивности с угловой шириной $\Delta\eta \approx 2^\circ$. Данный результат

²⁷Aryshev A. Monochromaticity of coherent Smith-Purcell radiation from finite size grating / A. Aryshev, A. Potylitsyn, G. Naumenko, **M. Shevelev** [et al.] // Phys. Rev. Accel. Beams. – 2017. – Vol. 20. – Article number 024701.

⁴Henri P. Grating transition radiation: A source of quasimonochromatic radiation / P. Henri, O. Haerberle, P. Rullhusen [et al.] // Phys. Rev. E. – 1999. – Vol. 60. – P. 6214.

убедительно подтверждает монохроматичность регистрируемого GTR, что имеет принципиальное значение для практических приложений.

Вместе с тем следует отметить существенное ограничение проведённого исследования: не удалось вывести дисперсионное соотношение, связывающее длину волны излучения, угол наблюдения и угол ориентации решётки.

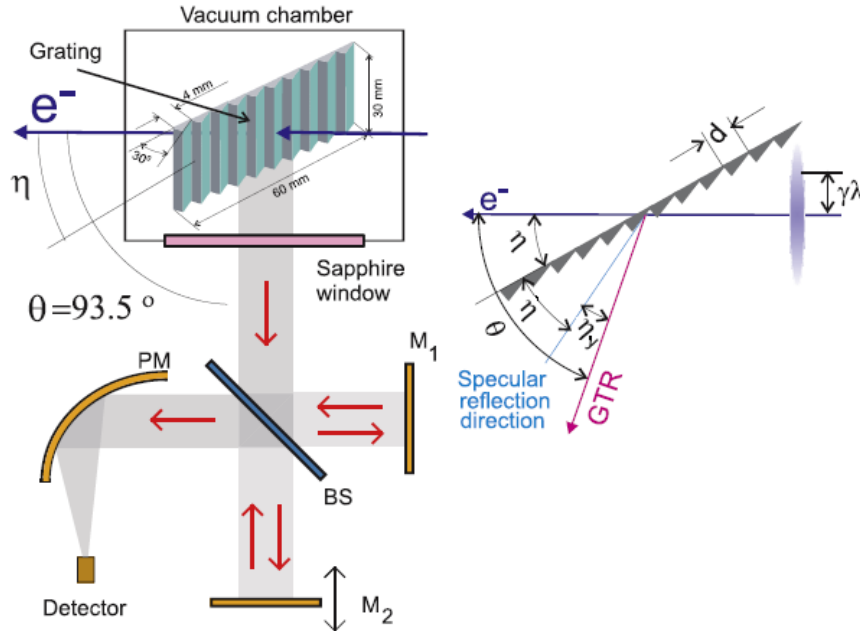


Рисунок 16 – Слева: схема экспериментальной установки; M_1 – зеркало, M_2 – подвижное зеркало, BS – светоделитель, PM – параболическое зеркало; справа: геометрия эксперимента

В работе⁷ исследованы свойства так называемого «резонансного» дифракционного излучения, которое подобно SPR, но возникает при распространении электронного пучка вблизи решётки, наклонённой под углом θ относительно направления пучка. Для этого типа излучения получено дисперсионное соотношение (1), представляющее собой обобщение выражения (2). Ожидается, что соотношение (1) должно оставаться справедливым для GTR.

Монохроматичность GTR определяется эффективным числом периодов решётки N_{eff} , участвующих во взаимодействии с кулоновским полем электронного пучка (радиус поля равен $\gamma\lambda$):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{kN_{\text{eff}}}, \quad N_{\text{eff}} \approx \frac{\gamma\lambda}{d \sin \theta}. \quad (10)$$

Эксперимент проведён на установке LUCX. В геометрии SPR расстояние между решёткой и траекторией электронного пучка составляло 0.6 мм.

⁷Potylitsyn A.P. Resonant diffraction radiation from an ultrarelativistic particle moving close to a tilted grating / A.P. Potylitsyn, P.V. Karataev, G.A. Naumenko // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 61. – P. 7039.

Целью проведённого исследования было экспериментально подтвердить справедливость уравнения (1) и измерить ширину линии когерентного GTR^{28,68}.

Для измерения характеристик излучения использовался ИМ, установленный на расстоянии 0.5 м от вакуумной камеры (см. рисунок 16, слева). Основная оптическая ось интерферометра была установлена под углом $\theta = 93.5^\circ$.

В эксперименте применялись два детектора SBD с различными областями спектральной чувствительности: 60 – 90 ГГц и 320 – 460 ГГц. Диапазоны чувствительности детекторов представлены на рисунке 17 наряду с рассчитанной по выражению (1) спектрально-угловой зависимостью. Анализ графика показывает, что для детектора SBD 60 – 90 ожидается регистрация только 1-го порядка дифракции, а детектор SBD 320 – 460 должен фиксировать 3-й, 4-й и 5-й порядки дифракции.

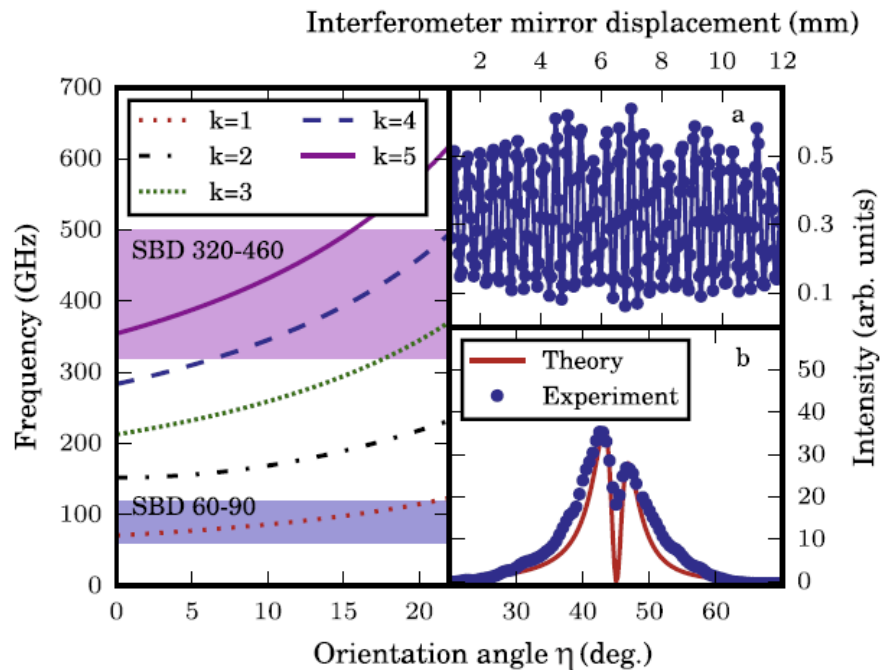


Рисунок 17 – Слева: диапазоны чувствительности детекторов с модельными зависимостями порядков дифракции k от угла ориентации θ (линии); справа: (a) – типичная интерферограмма CTR, измеренная с помощью детектора SBD 320 – 460; (b) – результаты измерения ориентационной зависимости CTR с детектором SBD 320 – 460 ГГц (точки) и результат моделирования (сплошная линия)

Для генерации GTR использовалась та же решётка, что и в предыдущем эксперименте по исследованию монохроматичности спектральных линий SPR.

²⁸Naumenko G. Monochromatic coherent grating transition radiation in sub-THz frequency range / G. Naumenko, A. Aryshev, A. Potylitsyn, M. Shevelev [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. B. – 2017. – Vol. 402. – Pp. 153-156.

⁶⁸Потылицын А. Наблюдение монохроматического переходного излучения от решётки в субтерагерцовом диапазоне / А.П. Потылицын, Г.А. Науменко, Л.Г. Сухих, А. Арышев, М. Шевелев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2016. – Т. 104. – С. 826-830.

С целью изучения спектрально-угловых свойств GTR получен ряд интерферограмм при различных углах ориентации мишени θ . Типичная интерферограмма ($\theta = 0$), снятая с детектором SBD 320 – 460, показана на рисунке 17.

Восстановленные спектры GTR были нормированы на спектры СТР. После нормировки для каждой спектральной линии определена её ширина.

Полная информация о положении и ширине спектральных линий сведена в таблицу 5.

Таблица 5 – Ширина спектральных линий в зависимости от частоты линии и относительной ширины линии

ν (GHz)	k	FWHM (GHz)	FWHM/ ν (%)
73.1	1	7	9.5
78.3	1	8	10.2
86.2	1	8	9.2
93.5	1	9.5	10.1
342	3	17.8	5.2
351	4	17.6	5.0
361	4	16	4.4
390	5	18	4.6
395	5	16.1	4.0
432	5	17.8	4.1

На рисунке 18 сопоставлены экспериментально измеренные положение и ширина линий, расчётные зависимости, рассчитанные с использованием дисперсионного соотношения (1).

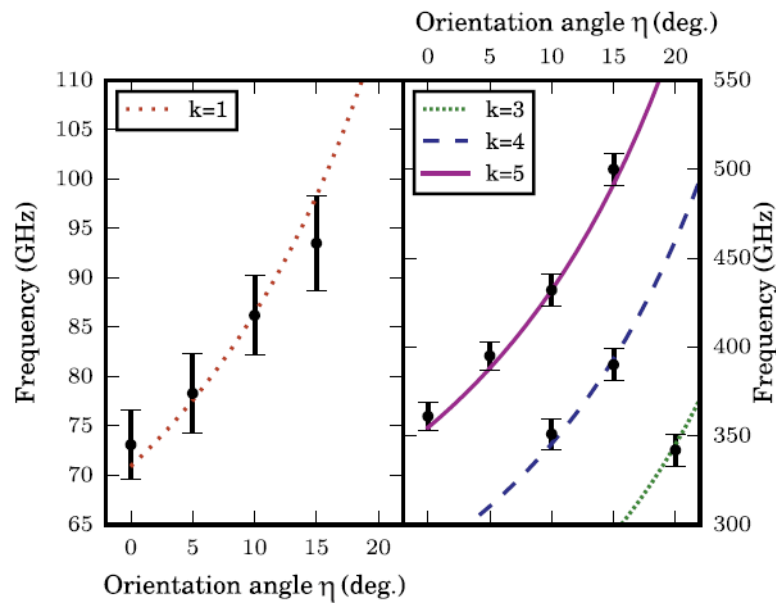


Рисунок 18 – Положение и ширина спектральных линий, измеренные для различных углов η (точки), доверительные интервалы соответствуют ширине линий по уровню половинной амплитуды (FWHM), модельные зависимости порядков дифракции k от угла ориентации η (линии)

Для сравнения интенсивностей GTR и CTR при различных углах ориентации мишени η и в разных спектральных диапазонах анализировалась мощность излучения в центральном максимуме интерферограмм. Как видно из рисунка 19, относительная интенсивность GTR сопоставима с интенсивностью CTR.

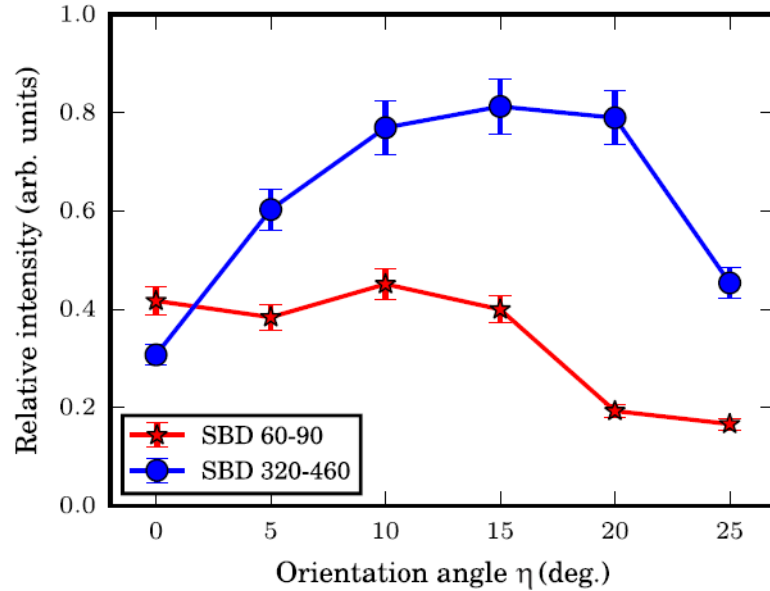


Рисунок 19 – Относительная интенсивность GTR (в единицах интенсивности CTR) в зависимости от угла ориентации мишени η

Отметим, что монохроматические спектральные линии GTR экспериментально зарегистрированы в диапазоне углов ориентации решётки $\eta = 0 - 20^\circ$. Результаты измерений с высокой точностью подтверждают справедливость дисперсионного соотношения (1).

Монохроматичность спектральных линий GTR, измеренная в эксперименте, составляет около 10% для $k = 1$ и около 4% для $k = 5$.

Основной фактор, определяющий монохроматичность – число периодов решётки ($N = 15$). Для первого порядка дифракции выполняется условие $N_{\text{eff}} > N$. Для более высоких порядков дифракции монохроматичность будет зависеть от лоренц-фактора и угла ориентации решётки. Соответствующая зависимость выражается соотношением:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{kN_{\text{eff}}} \approx \frac{d \sin \eta}{k\gamma\lambda} \sim \frac{\sin \eta}{\gamma}. \quad (11)$$

В ТГц и суб-ТГц диапазонах ($\lambda \geq 100$ мкм) при лоренц-факторе $\gamma > 10$ допустимый диапазон углов наклона мишени достигает $\sim 0 - 20^\circ$. При этом монохроматичность сохраняется на уровне 3% и лучше.

Важно подчеркнуть, что GTR, в отличие от SPR, позволяет осуществлять точную широкодиапазонную перестройку частоты при фиксированном угле из-

лучения θ . Это достигается за счёт изменения угла ориентации решётки η , что вызывает сдвиг спектральной линии. Использование монохроматического когерентного GTR существенно упрощает разработку экспериментальных установок для генерации интенсивных пучков ТГц и суб-ТГц излучения с перестраиваемой длиной волны.

Выражение (1) сохраняет справедливость и при больших углах ориентации решётки, которые, как правило, не реализуются в экспериментах по генерации SPR из-за продольных размеров решётки и малого расстояния от неё до электронного пучка. Однако в схеме, аналогичной дифракционному излучению, генерация под большими углами становится возможной. При этом принципиально важно, что широкодиапазонная монохроматическая перестройка спектра сохраняется и по-прежнему подчиняется уравнению (1).

Излучение, генерируемое в данном случае (по аналогии с GTR), характеризуется значительной спектральной перестраиваемостью, при этом лишено недостатка, связанного с деструктивным взаимодействием электронного пучка с материалом решётки. Такое излучение получило название дифракционного излучения от решётки (grating diffraction radiation, GDR).

В данном разделе представлено первое экспериментальное наблюдение когерентного GDR. Исследованы его основные свойства: спектральные характеристики, пространственные особенности и поляризационные свойства. Кроме того, проведено сравнение интенсивности GDR с когерентным SPR и когерентным дифракционным излучением (coherent diffraction radiation, CDR).

Полученные результаты открывают новые перспективы для разработки компактных перестраиваемых источников излучения. Такие источники способны генерировать квазимонохроматическое излучение с широким диапазоном перестройки – от ГГц до ТГц диапазона частот.

Детали экспериментальной геометрии показаны на рисунке 20. Кулоновское поле релятивистского заряда с эффективным радиусом $\gamma\lambda$ взаимодействует с наклонной периодической структурой, причём длина взаимодействия L_{eff} определяется условием: при условии $\eta > \eta_c = \arcsin(2\gamma\lambda/L_0)$ она равна $2\gamma\lambda/\sin\eta$, а при $\eta \leq \eta_c$ совпадает с L_0 . При этом предполагается, что ось вращения расположена в центре решётки и выполняется соотношение $h_h < \gamma\lambda$, где L_0 обозначает длину решётки, а h_h – горизонтальный прицельный параметр. В случае соблюдения условия $N_{\text{eff}} = L_{\text{eff}}/d \gg 1$ можно ожидать, что результирующее излучение приобретёт квазимонохроматический характер, а FWHM в этом случае

допустимо оценить по формуле²⁷:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 0.89/kN_{\text{eff}} = 0.89d \sin \eta / 2k\gamma\lambda. \quad (12)$$

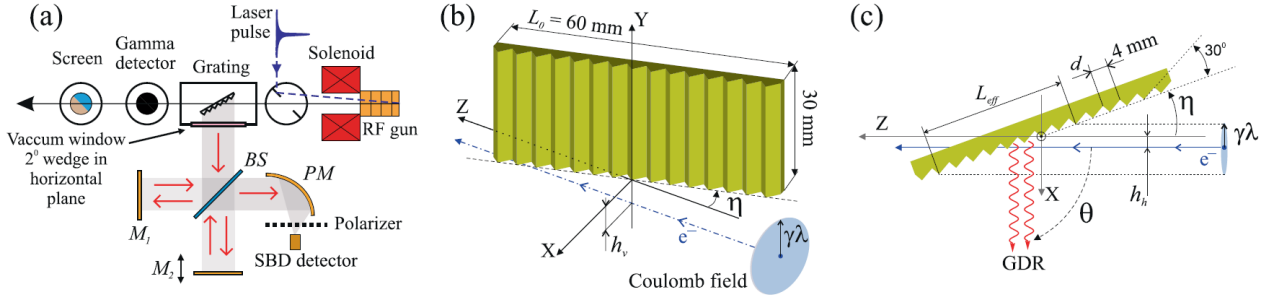


Рисунок 20 – Схема экспериментальной установки (а) и геометрия решётки (b, c); обозначения: M_1 – неподвижное зеркало интерферометра, M_2 – подвижное зеркало, BS – светоделитель, PM – параболическое зеркало, L_0 – длина решётки, L_{eff} – длина взаимодействия, h_v – вертикальный прицельный параметр, h_h – горизонтальный прицельный параметр, η – угол наклона решётки, θ – угол наблюдения, d – период решётки, \odot – ось вращения решётки в плоскости XZ

Приведённая выше формула для оценки монохроматичности справедлива лишь при малом угле захвата детектирующей системы $\Delta\theta \ll 0.89\lambda/L_{\text{eff}} \sin(\theta - \eta)$ и при выполнении условия $N_0 \geq N_{\text{eff}} \gg 1$, где N_0 – число периодов решётки. Коэффициент 0.89 возникает при Фурье-преобразовании периодической функции (периодов решётки), ограниченной прямоугольным окном, которое отражает конечную длину решётки.

В ходе исследования измерены спектрально-угловое распределение и поляризационные характеристики излучения, порождаемого одиночным электронным сгустком (энергия 8 МэВ, заряд 25 пКл, среднеквадратичная длина 0.15 мм) при его пролёте под решёткой.

В качестве мишени использовалась алюминиевая решётка с период 4 мм, её параметры описаны в разделе по измерению монохроматичности SPR.

Следует подчеркнуть, что в эксперименте учитывались два импакт-параметра – горизонтальный h_h и вертикальный h_v , причём для CTR характерно $h_v < 0$, а для CDR – $h_v > 0$. На рисунке 21 продемонстрировано сопоставление нескольких типов данных: типичных зависимостей автокорреляции, нормированных по заряду (а–с), измеренных спектров (d) при фиксированном угле наблюдения $\theta = 90^\circ$ и угловой апертуре детектирующей системы $\Delta\theta = 1.6^\circ$, а также зависимостей GDR от угла ориентации решётки (e). Анализ рисун-

²⁷Aryshev A. Monochromaticity of coherent Smith-Purcell radiation from finite size grating / A. Aryshev, A. Potylitsyn, G. Naumneko, M. Shevelev [et al.] // Phys. Rev. Accel. Beams . – 2017. – Vol. 20. – Article number 024701.

ка 21(d) показывает, что детектор обладает полосой пропускания в диапазоне 320 – 460 ГГц, что накладывает ограничение на общую спектральную чувствительность измерительной системы.

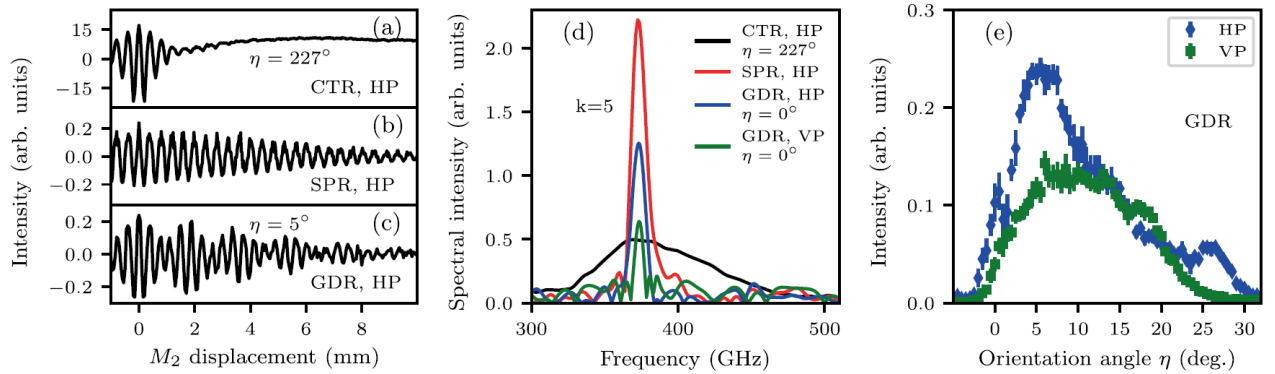


Рисунок 21 – Автокорреляционные кривые: (a) CTR; (b) SPR при $k = 5$, $h_v = 15$ мм, $h_h = 0.5$ мм; (c) горизонтальная компонента поляризации GDR при $\eta = 5^\circ$, $k = 5$; (d) сопоставление спектра CTR со спектрами SPR и GDR, полученными при $h_v = 0.5$ мм и $h_h = 0.5$ мм; (e) угловые распределения горизонтальной и вертикальной компоненты поляризации GDR, полученные при $h_v = 0.5$ мм

С целью прямого сопоставления спектральной интенсивности был измерен спектр когерентного SPR для горизонтальной компоненты поляризации в условиях, когда электронный пучок пролетал вблизи решётки в геометрии SPR (параметры: $h_h = 0.5$ мм, $h_v = 15$ мм, $\eta = 0$). Далее измерены спектры GDR при $\eta = 0$ как для горизонтальной (HP), так и для вертикальной (VP) поляризации. Как и предполагалось, интенсивность выхода GDR при $\eta = 0$ оказалась ниже, чем у SPR, что объясняется взаимодействием с решёткой лишь части кулоновского поля пучка.

Результаты интегрирования по заданному спектральному диапазону позволили определить излучаемую мощность (в произвольных единицах): для SPR с горизонтальной поляризацией она составила 31.04, для GDR с горизонтальной поляризацией – 13.94, а для GDR с вертикальной поляризацией – 3.94. Таким образом, GDR демонстрирует интенсивность примерно в 2.2 раза меньшую по сравнению с SPR при $\eta = 0$. Тем не менее полученные спектральные данные однозначно свидетельствуют о монохроматичности GDR: ширина линий GDR при малых углах η и фиксированном $\Delta\theta$ не превышает 3% и практически идентична соответствующим параметрам SPR.

При варьировании угла ориентации решётки η интегральная интенсивность GDR для ряда порядков дифракции изменяется и достигает величин, сопоставимых с интенсивностью SPR. Эта закономерность отчётливо прослеживается на сканах по η в интервале от -5° до 20° при неизменном значении $h_v = 0.5$ мм (см. рисунок 21(e)).

Исследование зависимости свойств GDR от угла ориентации решётки η демонстрирует возможность широкой спектральной перестройки. При этом спектральный состав GDR для разных поляризаций остаётся практически идентичным.

Важной спектральной особенностью GDR является возможность не только точно настраивать центральные частоты путем выбора угла η , но и расширить спектральную ширину линии при той же центральной частоте – для этого достаточно перейти к более низким порядкам дифракции при больших значениях η .

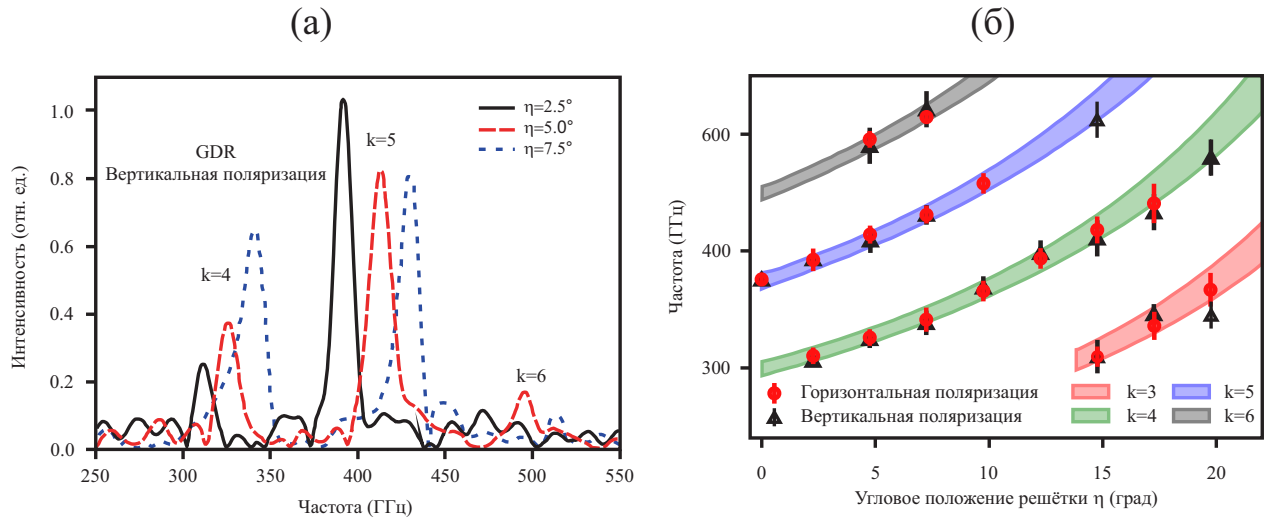


Рисунок 22 – (а) Спектры GDR для вертикальной компоненты поляризации; (б) спектрально-угловое распределение GDR для порядков дифракции $k = 3 - 6$, рассчитанное по уравнениям (1), (12) (цветные дуги), и измеренные спектральные пики GDR для горизонтальной и вертикальной поляризаций (точки), доверительные интервалы отражают ширину спектральных линий по полувысоте

На рисунке 22 представлены: (а) примеры спектров GDR для вертикальной компоненты поляризации и (б) сводные результаты измерений спектров GDR как для горизонтальной, так и для вертикальной компонент поляризации.

Там же показано спектрально-угловое распределение GDR для порядков дифракции $k = 3 - 6$, рассчитанное с использованием выражения (1). Ширина линий по уровню половинной амплитуды вычислена по уравнению (12). Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с дисперсионным соотношением, заданным выражением (1).

Оценка энергии излучаемого GDR была выполнена путём сопоставления экспериментальных данных по GDR и CDR, поскольку выход CDR поддаётся аналитическому расчёту.

Интенсивность отдельной когерентной линии GDR с $\Delta\nu \leq 15$ ГГц от 50 коротких электронных сгустков с суммарным зарядом $Q \sim 50 \times 25$ пКл ~ 1.25 нКл может достигать уровня 41.6 нДж/ТГц. Такой источник монохроматического ТГц излучения, основанный на компактном электронном ускорителе, мож-

но рассматривать как перспективного кандидата для множества практических применений.

В разделе впервые представлено экспериментальное исследование когерентного GDR. Эксперименты подтвердили сопоставимую интенсивность GDR и SPR при возможности точной перестройки центральной частоты в существенно более широком спектральном диапазоне.

2.4 Экспериментальное исследование поляризационного излучения, генерируемого двумя электронными сгустками: методы диагностики частоты их следования

В последнее десятилетие особый интерес исследователей вызывают предварительно структурированные пучки заряженных частиц. Их использование перспективно для разработки источников излучения с улучшенными характеристиками и создания компактных ускорителей на основе кильватерного ускорения.

Активное развитие этих направлений обусловлено постоянным спросом как на мощные источники ТГц-излучения, так и на компактные ускорители частиц.

Например, в кильватерных ускорителях (wakefield accelerators) ускоряющее поле создаётся так называемым пучком-драйвером (driver beam) и способно обеспечивать градиенты ускорения до ГВ/м.

С другой стороны, для обеспечения перестраиваемости источника ТГц излучения и его стабильной работы необходимо точно знать расстояние между сгустками: интервал между ними непосредственно определяет спектр излучения. Актуальна разработка неразрушающей однократной системы (non-invasive, single-shot) контроля расстояния между сгустками, однако соответствующий метод пока не реализован.

В настоящее время наиболее распространёнными методами изучения межсгусткового разделения являются: измерение автокорреляционных функций и использование ВЧ-дефлектора (transverse deflection cavity). Первый метод требует многократных измерений, тогда как второй позволяет провести однократное измерение, но является разрушающим методом.

В данном разделе показано, что измерения амплитуды сигнала когерентного SPR могут быть использованы для контроля и оценки расстояния между сгустками. Выбор SPR обусловлен компактностью и удобством соответствующего монитора.

Частотный спектр когерентного SPR от одиночного сгустка является широкополосным и спектрально-угловое распределение определяется выражением (4).

Для предварительно структурированного пучка, состоящего из N_b сгустков, разделённых интервалом Δt , выражение для форм-фактора $F(\omega)$ имеет вид:

$$F(\omega) = F_e(\omega)G_{\text{train}}(\omega, \Delta t). \quad (13)$$

Измеряемый в ходе экспериментов форм-фактор $F(\omega)$ модулируется осциллирующей функцией $G_{\text{train}}(\omega, \Delta t)$, зависящей от расстояния между сгустками Δt . Отметим, что поведение функции модуляции будет зависеть от распределения заряда и расстояния между отдельными сгустками. В частности, неравномерное распределение заряда или расстояние между сгустками повлияет, например, на амплитуду и глубину модуляции. Предполагая, что имеется N_b идентичных сгустков, равномерно разделённых временным интервалом Δt , осциллирующая функция $G_{\text{train}}(\omega_i, \Delta t)$ задаётся следующим выражением:

$$G_{\text{train}}(\omega_i, \Delta t) = \frac{\sin^2(N_b\omega_i\Delta t/2)}{\sin^2(\omega_i\Delta t/2)}.$$

При проведении измерений на фиксированной частоте ω_i изменение интервала Δt между сгустками вызывает изменение амплитуды G_{train} . В дальнейшем изложении данный эффект будем обозначать термином «модуляция сигнала многосгустковой системы» (MBSM, multi-bunch signal modulation). В данном разделе показано, что функция MBSM может быть зарегистрирована путём измерения модуляции интенсивности когерентного SPR для контроля межсгусткового расстояния в пучке, состоящего из двух сгустков³¹.

Предлагаемый монитор не зависит от метода формирования сгустков и может быть применён на любой установке, способной генерировать подобные модулированные пучки. Ниже, исключительно ради ясности изложения, мы сосредоточимся на сценарии генерации сгустков прямо из фотокатода. В этом случае на расстояние между сгустками могут оказывать влияние различные явления, в частности: эффекты пространственного заряда, сжатие пучка, группирование по скорости (обусловленное различиями начальных фаз сгустков), а также временной задержкой между лазерными импульсами и фазой ускорения (так называемый фазовый джиттер). Любое изменение временной задержки приво-

³¹Zhang H. Non-destructive measurements and monitoring of separation of charged particle micro-bunches / H. Zhang, I.V. Konoplev, A.J. Lancaster, H. Harrison, G. Doucas, A. Aryshev, M. Shevelev [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2017. – Vol. 111. – Article number 043505.

дит к тому, что сгустки ускоряются в разных потенциалах (см. рисунок 23(а)), а значит, расстояние между сгустками отклоняется от исходного значения. Чтобы проиллюстрировать возникающие сложности, можно прибегнуть к аналитической модели⁷⁹, в рамках которой расстояние между двумя сгустками трактуется как расстояние между двумя отдельными электронами, введёнными при разных фазах ВЧ-поля. Если использовать эту модель и учесть начальную фазу электрона ϕ_0 относительно ВЧ-ускоряющего поля (на рисунке 23(б) она обозначена как ϕ_{RF}), то фаза электрона ϕ на выходе из резонатора определяется как

$$\phi = k \int_0^z \left(\frac{\gamma(z', \phi_0)}{\sqrt{\gamma(z', \phi_0) - 1}} - 1 \right) dz' + \phi_0. \quad (14)$$

С учётом выражения (14) расстояние между сгустками на выходе из фотоинжектора может быть рассчитано как $\Delta t = \Delta\phi/\omega_{RF}$, где ω_{RF} – рабочая частота ускорителя. Модель предполагает знание начальной фазы ϕ_0 , однако в эксперименте этот параметр неизвестен и подвержен фазовому джиттеру. Это означает, что единственный способ определить расстояние между сгустками – непосредственно измерить его.

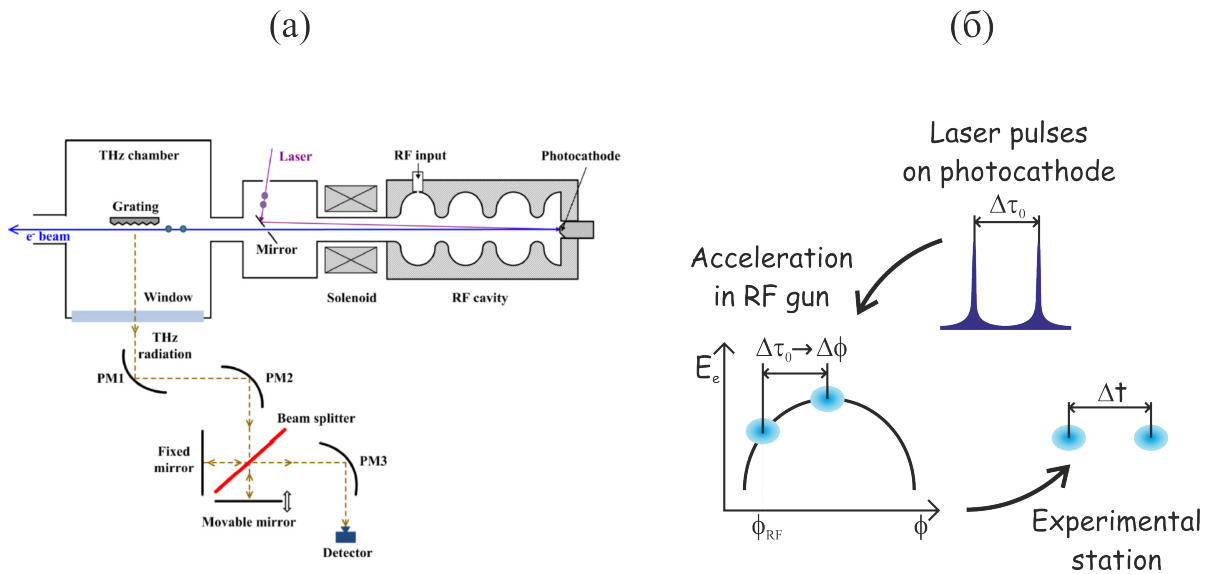


Рисунок 23 – (а) Схематическое изображение экспериментальной установки; (б) схема генерации и ускорения двух сгустков с использованием двух фемтосекундных лазерных импульсов, разделённых начальным временным интервалом $\Delta\tau_0$

Первые экспериментальные проверки работоспособности метода были проведены на установке LUCX в 2016 году. Два идентичных сгустка электронов генерировались непосредственно из Cs_2Te фотокатода. Эксперименты проводились с решёткой периодом 1 мм, которая была расположена на расстоянии

⁷⁹Kim K.J. RF and space-charge effects in laser-driven RF electron guns // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. – 1989. – Vol. 275. –P. 20.

0.7 мм от пучка. Сбор и фокусировка излучения осуществлялись посредством пары внеосевых параболических зеркал, установленных под углом 90° к направлению распространения пучка (перпендикулярно плоскости дифракционной решётки).

Для подтверждения генерации SPR на начальном этапе было проведено измерение частоты с использованием ИМ (рисунок 23(a)). В последующих экспериментах ИМ не применялся.

Детектор VDI WR2.2⁸⁰ был установлен в фокусе третьего внеосевого параболического зеркала.

На рисунках 24 и 25(a) представлены измеренные сигналы, нормированные на квадрат полного заряда. Данная процедура позволила исключить межимпульсные вариации амплитуды, обусловленные изменением заряда пучка.

Измеренная частота излучения составила 300 ГГц (рисунок 24).

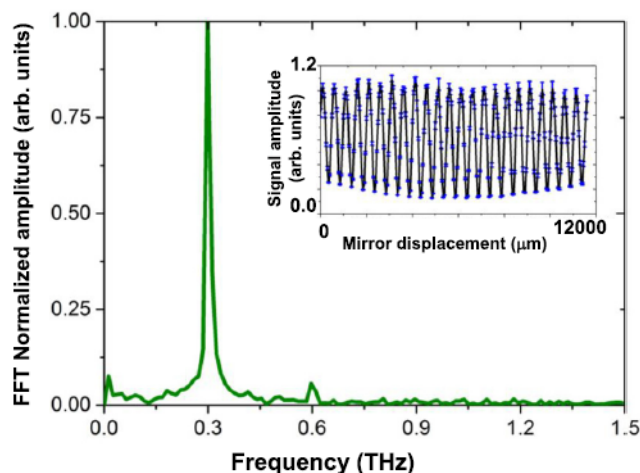


Рисунок 24 – Спектральная линия SPR, измеренная под углом 90° относительно решётки с периодом 1 мм

Для измерения модуляции сигнала варьировали начальное время задержки $\Delta\tau_0$ между двумя лазерными импульсами в диапазоне от 0 пс до 20 пс при наборе значений ВЧ-фазы ускорения ϕ_{RF} , одновременно фиксируя интенсивность сигнала.

Экспериментальные данные были сопоставлены с теоретической моделью (см. выражение (14)) с учётом начальных параметров. Результаты сравнения представлены на рисунке 25(b): расчётные кривые (сплошные чёрные линии) соответствуют различным значениям фазы ϕ_{RF} ускоряющего поля, а экспериментальные данные обозначены точками. Наблюдается хорошее соответствие между расчётными и экспериментальными результатами.

⁸⁰Virginia Diodes, Zero Bias Detectors-VDI Model: WR2.2ZBD. - URL:<https://vadiodes.com> (дата обращения: 09.04.2026)

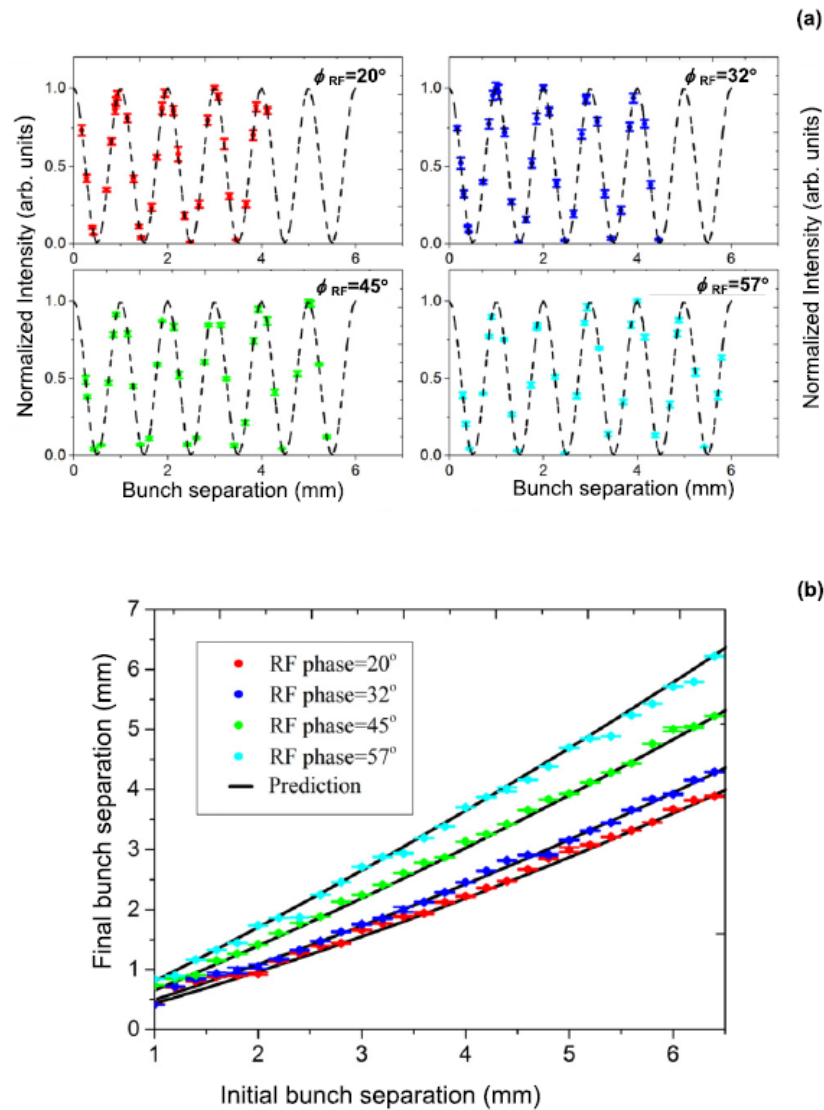


Рисунок 25 – (a) Интенсивность SPR (экспериментальные точки) в зависимости от межсгусткового расстояния для $\phi_{RF} = [20^\circ, 32^\circ, 45^\circ, 57^\circ]$ и результаты теоретического расчёта (пунктирные линии); (b) зависимость итогового расстояния между сгустками на выходе из ВЧ-пушки от начального расстояния между сгустками (лазерными импульсами) для $\phi_{RF} = [20^\circ, 32^\circ, 45^\circ, 57^\circ]$, точки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчёт по уравнению (14)

В заключение отметим, что в работе реализован неразрушающий метод измерения расстояния между сгустками на основе одночастотного измерения когерентного SPR. Хотя метод позволяет установить периодичность следования сгустков, определение индивидуальных расстояний между ними представляет существенно более сложную задачу.

2.5 Основные выводы по разделу

1. Создана специализированная экспериментальная станция для изучения спектрально-ориентационных характеристик когерентного поляризац

ного излучения умеренно релятивистских электронов. Ключевым элементом станции является пятиосевой манипулятор, обеспечивающий:

- трёхмерное позиционирование мишеней;
- точную ориентацию по полярному и азимутальному углам относительно траектории электронного пучка.

Это создаёт необходимые условия для исследований взаимодействия пучков с мишенями различной геометрии.

2. Проведена модернизация измерительной аппаратуры:

- заменён первоначальный интерферометр с кремниевым светоделителем (толщиной 300 мкм) на компактный ИФП с проволочными поляризаторами;
- устранены систематические искажения спектров, вызванные использованием кремниевых светоделителей;
- существенно повышена достоверность спектральных измерений.

3. Выполнено детальное экспериментальное исследование спектрально-ориентационных характеристик когерентного GTR от металлической решётки в суб-ТГц области частот. Установлено хорошее согласие экспериментальных данных с дисперсионным соотношением⁷, что подтверждает корректность используемой физической модели.

4. Впервые зарегистрировано монохроматическое GDR в суб-ТГц области от металлической решётки, расположенной вне плоскости траектории электронного пучка. Измерены спектрально-угловые характеристики, которые демонстрируют хорошее согласие с теоретическими оценками. Это открывает перспективы для разработки источников монохроматического суб-ТГц излучения с нестандартной геометрией.

5. Проведено экспериментальное исследование спектра когерентного SPR от металлической решётки в суб-ТГц диапазоне. Получены следующие результаты:

- выявлен рост монохроматичности излучения для спектральных линий высших порядков дифракции;
- реализован метод измерения времени задержки между электронными сгустками на основе когерентного SPR.

⁷Potylitsyn A.P. Resonant diffraction radiation from an ultra-relativistic particle moving close to tilted grating / A.P. Potylitsyn, P.V. Karataev, G.A. Naumenko // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 61. – P. 7039.

3 Квазимонохроматическое излучение, генерируемое модулированным электронным пучком на периодических структурах в гигагерцевом диапазоне частот

В предыдущих разделах рассмотрен способ формирования фемтосекундных электронных сгустков непосредственно из фотокатода, а также процесс генерации квазимонохроматического излучения, возникающего при взаимодействии этих сгустков с металлической решёткой.

Современные тенденции в ускорительной физике позволяют создавать электронные сгустки длительностью от единиц фемтосекунд до аттосекунд. Вследствие этого порог когерентности поляризационного излучения смещается в более высокий диапазон частот – вплоть до оптических длин волн. Однако на текущий момент такие пучки доступны лишь на крупных установках, таких как рентгеновские лазеры на свободных электронах.

Для подготовки к условиям генерации излучения с использованием сверхкоротких электронных сгустков в Томском политехническом университете на протяжении нескольких десятков лет проводятся исследования процессов генерации излучения от умеренно релятивистских электронных сгустков в ГГц диапазоне частот. Несмотря на то что ГГц диапазон существенно удалён от ТГц и оптического диапазонов, работа, выполненная на Томском микротроне, позволяет проверить основные концепции новых методов генерации квазимонохроматического излучения и диагностики пучков, а также отработать методические аспекты, что существенно сокращающие время работы на современных установках.

Эффект масштабирования и фундаментальные физические закономерности обеспечивают возможность применения результатов, полученных на Томском микротроне, на современных ускорительных комплексах, включая использование разработанных здесь методов регистрации когерентного излучения и диагностики пучков^{81,82}.

В данном разделе представлены материалы, позволяющие лучше понять спектрально-угловые свойства поляризационного излучения от модулированного электронного пучка (10^4 сгустков в макроимпульсе) при взаимодействии с различными периодическими структурами.

⁸¹Grigoryan L.Sh. Observation of coherent Cherenkov diffraction radiation modes in a long cylindrical Teflon radiator / L.Sh. Grigoryan, A.P. Potylitsyn, P.V. Karataev, S.B. Dabagov, A.S. Kubankin, E.Yu. Kidanova, V.N. Antonov, A.V. Vukolov, I.A. Kishin, Yu.M. Cherepennikov, **M.V. Shevelev** [et al.] // Rad. Phys. Chem. – 2026. – Vol. 240. – Article number 113435.

⁸²Grigoryan L.Sh. Observation of coherent Cherenkov radiation of electron bunches from a partially dielectric loaded waveguide / L.Sh. Grigoryan, A.P. Potylitsyn, **M.V. Shevelev** [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. A. – 2024. – Vol. 1062. – Article number 169177.

3.1 Когерентное переходное и дифракционное излучения модулированного электронного пучка

В современных исследованиях источников ТГц излучения существенное внимание уделяется процессам, возникающим при взаимодействии модулированных электронных пучков с различными мишенями.

В частности, процесс СТР, генерируемый таким пучком, детально изучался в ряде работ^{83,84,85}. Параллельно исследовались аналогичные эффекты для иных механизмов излучения: в публикациях^{86,87,88} рассмотрен случай когерентного синхротронного излучения, а в работе⁸⁹ – когерентного SPR. Во всех указанных исследованиях экспериментально подтверждено, что формируемый спектр содержит набор квазимонохроматических линий (см. рисунок 26). Физической основой появления данных линий выступает конструктивная интерференция излучения, испускаемого отдельными сгустками в пучке.

Важно отметить, что даже при условии, когда расстояние Λ между сгустками существенно превышает длину отдельного сгустка σ_z , в спектре СТР наблюдаются квазимонохроматические линии высоких порядков.

Таким образом, спектр СТР от модулированного электронного пучка имеет вид:

$$\frac{dW_{\text{train}}}{d\omega} = N_e^2 F_e(\omega) G_{\text{train}}(\omega) \frac{dW_{\text{TR}}}{d\omega}. \quad (15)$$

Поскольку максимальное значение форм-фактора $G_{\text{train}}(\omega)$ равно N_b^2 , положения максимумов в спектре определяются величиной $N_b^2 N_e^2$. На рисунке 26 представлен нормированный спектр СТР: от одиночного сгустка (чёрная штриховая линия), для пучка с $N_b = 10$ (красная сплошная линия) и для пучка с $N_b = 4$ (синяя жирная линия) при $\Lambda = 30\sigma_z$. Все зависимости нормированы относительно спектра СТР для случая $N_b = 10$.

Относительная ширина i -й спектральной линии определяется числом сгустков согласно соотношению $\Delta\nu_i/\nu_i \sim 1/N_b$. Частота ν_e , соответствующая уровню

⁸³Casalbuoni S. Ultrabroadband terahertz source and beamline based on coherent transition radiation / S. Casalbuoni, B. Schmidt, P. Schmuser [et al.] // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2009. – Vol. 12. – Article number 030705.

⁸⁴Marsh R.A. Absolute scale power measurements of frequency-locked coherent transition radiation // R.A. Marsh, A.S. Kesar, R.J. Temkin // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2007. – Vol. 10. – Article number 082801.

⁸⁵Shibata Y. Coherent radiation from bunched electrons and prebunched FEL in the millimeter wavelength region / Y. Shibata, S. Sasaki, K. Ishi // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res., Sec. A. – 2002. – Vol. 483. – P. 440-444.

⁸⁶Shibata Y. Observation of interference between coherent synchrotron radiation from periodic bunches / Y. Shibata, T. Takahashi, K. Ishi [et al.] // Phys. Rev. A. – 1991. – Vol. 44. – Article number R3445.

⁸⁷Gover A. Superradiant and stimulated-superradiant emission in prebunched electron-beam radiators. I. Formulation // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2006. – Vol. 9. – Article number 119901.

⁸⁸Billinghurst B.E. Observation of superradiant synchrotron radiation in the terahertz region / B.E. Billinghurst, J.C. Bergstrom, L. Dallin [et al.] // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2013. – Vol. 16. – Article number 060702.

⁸⁹Korbly S.E. Observation of Frequency-Locked Coherent Terahertz Smith-Purcell Radiation / S.E. Korbly, A.S. Kesar, J.R. Sirigiri [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94. – Article number 054803.

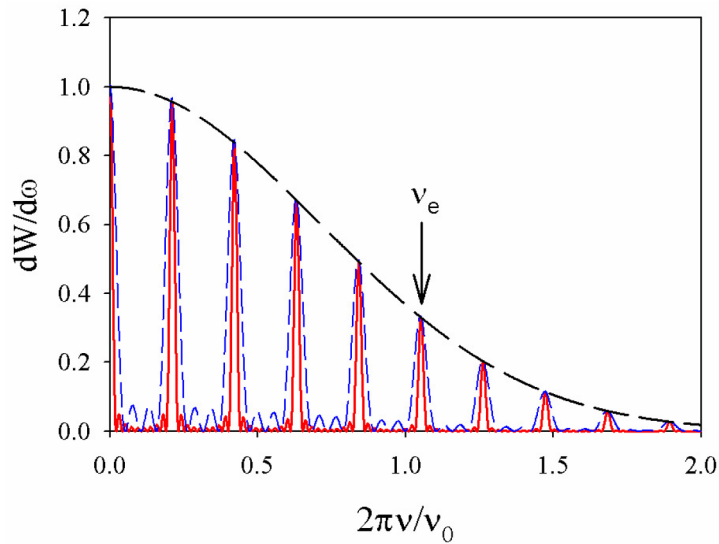


Рисунок 26 – Нормированный спектр СТР: от одиночного сгустка (чёрная штриховая линия), пучка с $N_b = 10$ (красная сплошная линия), пучка с $N_b = 4$ (синяя жирная линия)

$1/e$ от максимума спектра СТР, позволяет определить характерную частоту $\nu_0 = 2\pi\nu_e$ и оценить длину сгустка по формуле $\sigma_z = c/2\pi\nu_e$. Интервал частот между двумя соседними спектральными максимумами зависит от расстояния между сгустками как $\Delta\nu = c/\Lambda$, а для традиционных ускорителей – как $\Delta\nu = \nu_{RF}$. Спектральное распределение состоит из множества линий с частотами $i \cdot \Delta\nu$, где $i \gg 1$, причём интенсивность и ширина квазимонохроматических линий зависят от эффективного числа синхронно излучающих сгустков.

Тем не менее рисунок 26 наглядно демонстрирует, что огибающая фактора сгустка не зависит от числа сгустков в пучке.

В данной разделе проведено измерение спектров СТР и СDR, генерируемых модулированным электронным пучком на 6.1 МэВ микротроне^{90,91,92}.

Эксперимент выполнен с использованием электронного пучка, выведенного на воздух из микротрона. Основные параметры пучка приведены в таблице 6.

Схема эксперимента представлена на рисунке 27. Модулированный электронный пучок генерирует СТР на проводящей мишени 1. Излучение отражается от зеркала 2, установленного под углом $\theta_m = 45^\circ$ к траектории пучка, и направляется на интерферометр Мартина-Паппела для спектрального анализа.

Геометрия регистрации СDR показана во врезке к рисунку 27, где h – прицельный параметр.

⁹⁰Черенковское дифракционное излучение релятивистских электронов / П.В. Каратаев, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, **М.В. Шевелев**. – Томск: STT, 2021. – 128 с. – (Серия «Излучение. Пучки. Плазма», Вып. 5).

⁹¹Stuchebrov S.G. Changes in the physical and structural properties of 3D-printed plastic samples under radiation exposure by nearly therapeutic dose / S.G. Stuchebrov, A.A. Bulavskaya, Yu.M. Cherepennikov, A.A. Grigorieva, I.A. Miloichikova, N.E. Toropkov, **M.V. Shevelev** // Journal of Instrumentation. – 2020. – Vol. 15. – Article number C04046.

⁹²Naumenko G. First indication of the coherent unipolar diffraction radiation generated by relativistic electrons / G. Naumenko, **M. Shevelev** // Journal of Instrumentation. – 2018. – Vol. 13. – Article number C05001.

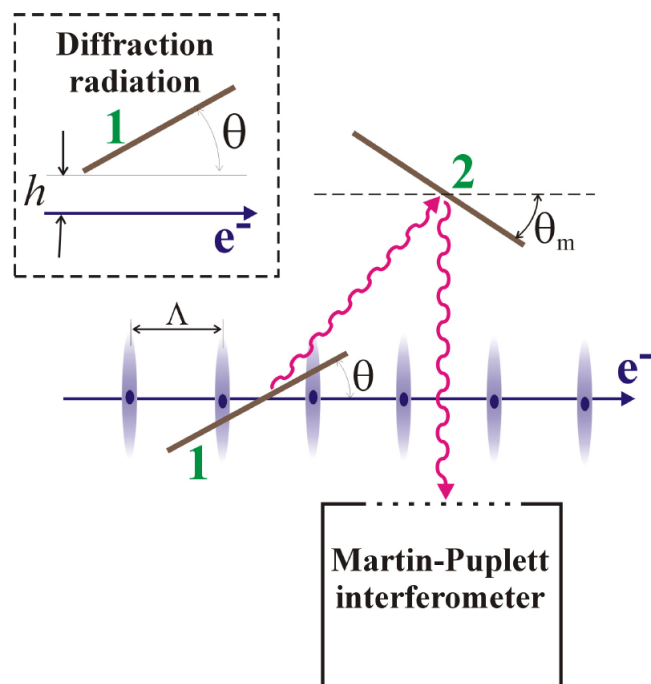


Рисунок 27 – Схема эксперимента для регистрации CTR и CDR; 1 – мишень CTR, 2 – отражающее зеркало; во врезке показана геометрия мишени CDR

Размеры медной мишени 1 и зеркала 2 составляют 300×200 мм. Мишень может вращаться вокруг вертикальной оси, что позволяет проводить измерения интенсивности излучения от её ориентации относительно пучка – так называемый θ -скан, где θ – угол между поверхностью мишени и траекторией пучка.

Таблица 6 – Параметры электронного пучка

Параметр	Значение
Энергия электронов, E_e	6.1 МэВ
Длительность макроимпульса (последовательности сгустков)	4 мкс
Длина сгустка, σ_z	3 ± 1 мм
Численность электронов в сгустке, N_e	10^8
Число сгустков в макроимпульсе, N_b	10^4
Расстояние между сгустками, Δ	114 мм ($f_{RF} = 2.63$ ГГц)
Поперечный размер пучка	4×2 мм

Для выбора оптимальной ориентации мишени при проведении спектральных измерений был выполнен θ -скан (см. рисунок 28). Подвижное зеркало интерферометра устанавливалось в положение, при котором длины обоих плеч интерферометра были равны.

Для измерения электромагнитного излучения в ГГц диапазоне частот был использован детектор ДРММ-01. Прибор работает при комнатной температуре и основан на широкополосной микрополосковой антенне с установленным на ней низкочастотным детекторным СВЧ-диодом. Спектральная эффективность детектора охватывает диапазон длин волн: $4 \text{ мм} < \lambda < 50 \text{ мм}$.

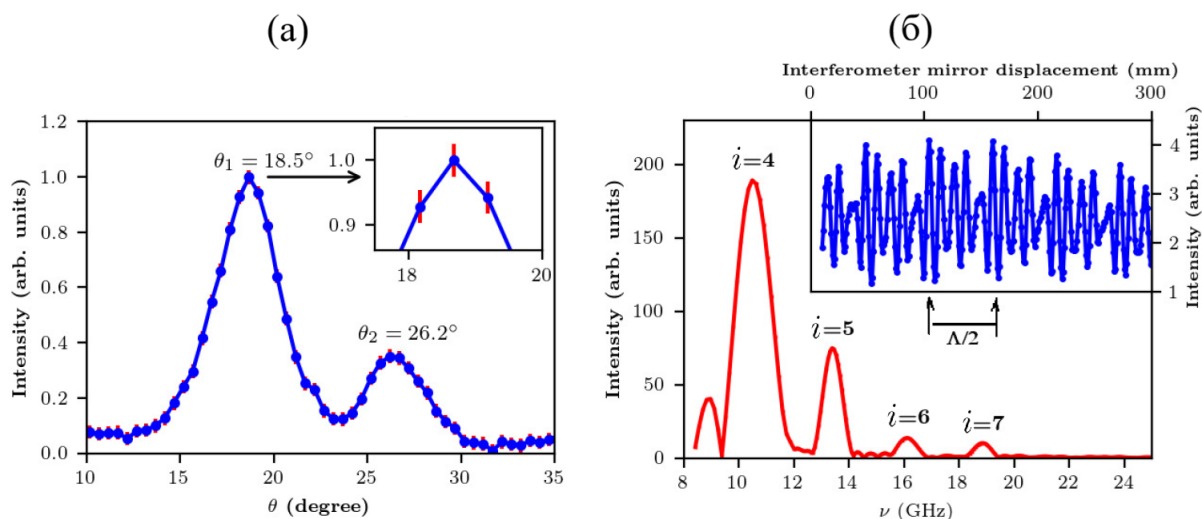


Рисунок 28 – Экспериментальные результаты исследований: (а) θ -скан – зависимость интенсивности CTR от угла поворота мишени; (б) восстановленный спектр по измеренной интерферограмме (показана во врезке)

Однако высокочастотная часть спектров CTR/CDR ограничена фактором продольного распределения электронного сгустка, который определяет степень когерентности излучения. При этом минимальная длина волны удовлетворяет условию: $\lambda_{\min} > 10$ мм. Для селекции спектральных компонент применялся запердельный волновод.

На первом этапе был выполнен θ -скан для CTR (рисунок 28) с применением запердельного волновода диаметром $d = 20$ мм, который подавляет частоты ниже $\nu < 8.8$ ГГц. Полученная зависимость демонстрирует типичное поведение ПИ: наблюдается минимум в направлении зеркального отражения и два асимметричных максимума. Такая форма кривой объясняется малым значением лоренц-фактора и наклоном мишени относительно траектории пучка. Для дальнейших спектральных измерений был выбран наибольший максимум, соответствующий углу $\theta_1 = 18.5^\circ$.

Интерферограмма, полученная с тем же запердельным волноводом, представлена во врезке к рисунку 28.

Анализ интерферограммы выявил наличие периодической макроструктуры (амплитудной модуляции) с периодом $\Lambda/2$. Позиции измеренных максимумов ν_p , хорошо согласуются с уравнением $\nu_i = i \cdot c/\Lambda$. Результаты анализа максимумов сведены в таблицу 7. На основании проведённых измерений можно с уверенностью заключить, что в спектре CTR наблюдается эффект интерференции CTR от сгустков в пучке. Данный эффект прослеживается вплоть до 7-го порядка включительно, что подтверждает высокую степень когерентности излучения от модулированного электронного пучка.

Таблица 7 – Сравнение частот

i	ν_i (ГГц)	ν_p (ГГц)
4	10.5	10.5
5	13.2	13.3
6	15.8	15.8
7	18.4	18.5
8	21.0	–
9	23.6	–

При исследовании CDR геометрия мишени была изменена в соответствии с представленным на рисунке 27. Для корректного сопоставления спектров CTR и CDR микротрон работал в идентичном режиме во всех экспериментах.

В измерениях по регистрации CDR применялся запердельный волновод диаметром $d = 15$ мм, пропускающий частоты $\nu > 11.8$ ГГц. Угловая зависимость интенсивности излучения (θ -скан) представлена на рисунке 29.

В отличие от CTR, θ -скан для CDR содержит единственный максимум в направлении зеркального отражения. Это обусловлено спецификой генерации CDR: излучение формируется исключительно на краю мишени.

На рисунке 29(б) представлена интерферограмма CDR, полученная при угле $\theta = \theta_m/2$, где θ_m – угол зеркального отражения. Анализ зависимости выявил периодическую амплитудную модуляцию с периодом $\Lambda/2$, схожую по характеру с модуляцией, наблюдаемой для CTR. Восстановленный спектр приведён на рисунке 29(б).

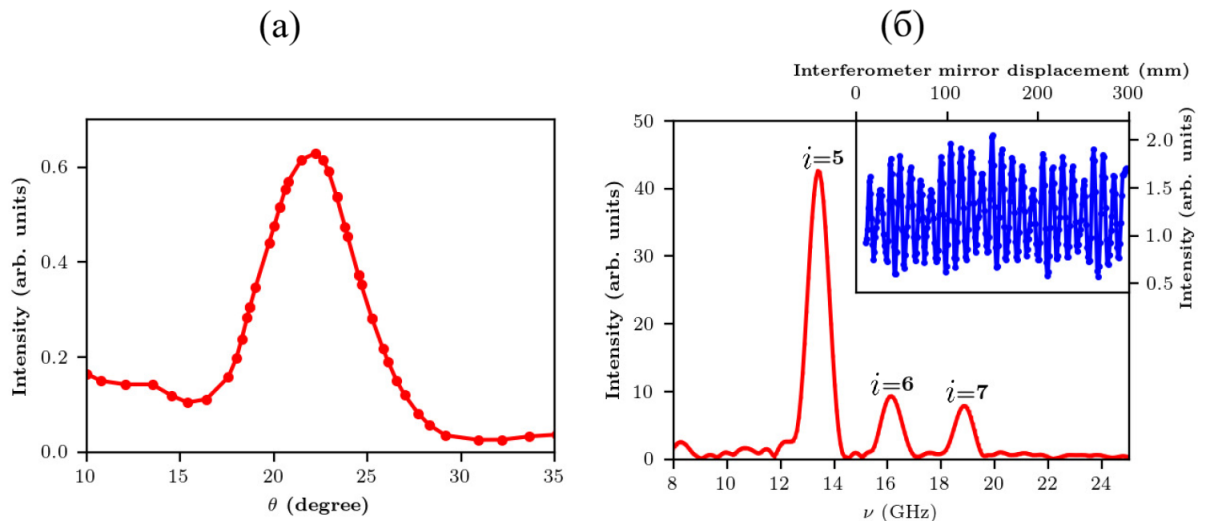


Рисунок 29 – Результаты исследования CDR: (а) θ -скан; (б) восстановленный спектр по измеренной интерферограмме (интерферограмма представлена во врезке)

Таким образом, спектр CDR в частотном диапазоне, ограниченном характеристиками запердельного волновода, оказывается аналогичным спектру CTR. Различия между спектрами могут быть обусловлены тем, что выход фотонов

CDR и его спектральный состав зависят от прицельного параметра h . При больших значениях прицельного параметра ($h > \gamma\lambda$) высокочастотная часть спектра CDR подавляется. Однако в нашем эксперименте этот эффект выражен слабо, поскольку выполняется условие $h = 15 \text{ мм} \ll \gamma\lambda$.

Возможность генерации квазимонохроматического излучения с использованием модулированного электронного пучка была подтверждена экспериментально. С помощью запердельных волноводов удалось выделить спектральные линии с высокими порядками дифракции.

Результаты, представленные в данном подразделе, опубликованы в работе⁹³, где также можно найти более подробную информацию об экспериментальных методах, условиях проведения измерений и детальном анализе полученных результатов.

3.2 Излучение умеренно релятивистских электронов вблизи многослойной призмы

В последние годы наблюдается заметное усиление научного интереса к ИВЧ, генерируемому при движении заряженной частицы вблизи оптической неоднородности в вакууме. Ключевое условие возникновения такого излучения задается неравенством $h \leq \gamma\lambda/2\pi$.

Важнейшее преимущество этой геометрии излучения состоит в крайне слабом воздействии радиатора на траекторию движущихся зарядов. Такое свойство существенно расширяет возможности диагностических методов при исследовании пучков заряженных частиц.

В исследовании⁹⁴ предложен оригинальный способ получения электромагнитного излучения с использованием конусообразного радиатора. Устройство выполнено в виде последовательности фольг с постепенно изменяющимся диаметром, и через эту структуру пропускается короткий электронный сгусток, движущийся вдоль оси конуса.

При пересечении сгустком каждой фольги возбуждается СТР, которое распространяется в пространствах между соседними элементами конструкции. Когда излучение выходит из радиатора в вакуум, оно формирует направленный фронт волны, распространяющийся под углом θ_1 относительно импульса элект-

⁹³Naumenko G. Monochromatic coherent transition and diffraction radiation from a relativistic electron bunch train / G. Naumenko, A. Potylitsyn, M. Shevelev [et al.] // Journal of Instrumentation. – 2018. – Vol. 13. – Article number C04007.

⁹⁴Vinokurov N.A. Generating High-Power Short Terahertz Electromagnetic Pulses with a Multifoil Radiator / N.A. Vinokurov, Y.U. Jeong // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 110. – Article number 064805.

трона (рисунок 30(б)). Получаемая пространственная конфигурация излучения по своей структуре аналогична конусу ИВЧ.

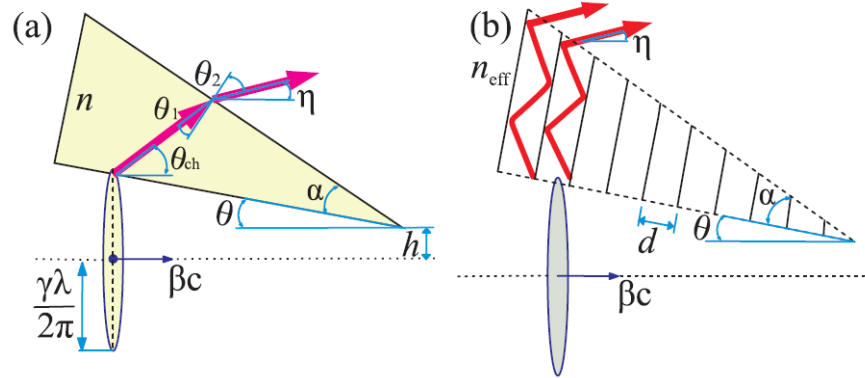


Рисунок 30 – Схема экспериментов и конструктивные особенности призм: (а) – тефлоновая призма $n = 1.41$, высота $H = 74$ мм, длина катета $L = 175$ мм, угол $\alpha = 45^\circ$, прицельный параметр $h = 15$ мм; (б) – многослойная призма: высота $H = 85$ мм, длина катета $L = 185$ мм, период $d = 26.5$ мм, угол $\alpha = 38^\circ$, прицельный параметр $h = 15$ мм

В работе⁹⁴ авторы проанализировали процесс распространения СТР в радиаторе, интерпретируя его как распространение волны в среде с эффективным показателем преломления n_{eff} . В результате был получен расчётный вид формулы для определения вакуумного угла η_{vac} (угла между волновым вектором и осью конуса):

$$\cos(\eta_{\text{vac}} + \alpha) = \cos \alpha - n \sin \alpha, \quad (16)$$

где α – угол при вершине конического радиатора.

Согласно исследованию⁹⁵, периодическая структура, образованная чередующимися слоями фольг и диэлектрика, характеризуется эффективным показателем преломления n_{eff} , который определяется двумя ключевыми параметрами: периодом структуры и показателем преломления диэлектрика (n).

Важное практическое следствие этого вывода заключается в том, что, варьируя указанные исходные параметры, можно в широких пределах изменять значение n_{eff} . Это, в свою очередь, позволяет регулировать угол генерации ИВЧ, которое в данном контексте авторы называют квазичеренковским (quasicherenkov). Соответствующая расчётная формула представлена выражением (17):

$$\eta_{\text{qch}} = \arccos\left(\frac{1}{\beta n_{\text{eff}}}\right) \quad (17)$$

⁹⁴Vinokurov N.A. Generating High-Power Short Terahertz Electromagnetic Pulses with a Multifoil Radiator / N.A. Vinokurov, Y.U. Jeong // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 110. – Article number 064805.

⁹⁵Lin X. Controlling Cherenkov angles with resonance transition radiation / X. Lin, Y. Shen, H. Chen [et al.] // Nat. Phys. – 2018. – Vol. 14. – P. 816-821.

Для эффективного вывода излучения в вакуум критически важно грамотно подобрать геометрию радиатора. В качестве наглядного примера можно привести эксперимент⁹⁰, в котором в роли радиатора, генерирующего ИВЧ, выступала тефлоновая наклонная призма.

Для рассматриваемой мишени (геометрия и обозначения приведены на рисунке 30(а)) угол θ_{ch} между волновым вектором ИВЧ в материале радиатора и импульсом электрона на наклонной входной поверхности радиатора определяется, в частности, с помощью построения Гюйгенса⁹⁶:

$$\theta_{\text{ch}} = \arccos \left(\frac{\cos \theta}{\beta n} \right) - \theta. \quad (18)$$

В рамках модели преломления на границе раздела сред, используя закон Снеллиуса и применяя соответствующие тригонометрические преобразования, можно получить аналитическую зависимость для угла выхода ИВЧ в вакуум (η) относительно направления импульса начального электрона:

$$\eta = \arccos \left(n \sin \left(\arcsin \left(\frac{\cos \theta}{n\beta} \right) - \alpha \right) \right) - \theta. \quad (19)$$

При исследовании периодической структуры, аналогичной предложенной в работе⁹⁴, представляется целесообразным экспериментально изучить зависимость эффективного показателя преломления n_{eff} от параметров и геометрии мишени. Для реализации такой задачи оптимально подходит треугольная призма, сконструированная по аналогии с работой⁹⁴: она состоит из набора параллельных проводящих пластин и размещается вблизи пучка релятивистских электронов.

В ходе эксперимента были измерены угловые характеристики ИВЧ, генерируемого тефлоновой призмой с показателем преломления $n = 1.41$. Параметры призмы соответствуют данным, приведённым на рисунке 30(а). Измерения выполнялись при вращении призмы вокруг её вершины на угол θ при условии сохранения постоянного прицельного параметра h .

Для изучения особенностей излучения, генерируемого одномерными структурами, была задействована многослойная призматическая мишень. Её параметры указаны в подписи к рисунку 30(б). При изготовлении мишени выбор

⁹⁰Черенковское дифракционное излучение релятивистских электронов / П.В. Каратаев, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, **М.В. Шевелев**. – Томск: STT, 2021. – 128 с. – (Серия «Излучение. Пучки. Плазма», Вып. 5).

⁹⁶**Shevelev M.** Peculiarities of the generation of Vavilov-Cherenkov radiation induced by a charged particle moving past a dielectric target / M.V. Shevelev, A.S. Konkov // JETP. – 2014. – Vol. 118. – P. 501–511.

⁹⁴Vinokurov N.A. Generating High-Power Short Terahertz Electromagnetic Pulses with a Multifoil Radiator / N.A. Vinokurov, Y.U. Jeong // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 110. – Article number 064805.

толщины пластин ($\Delta d = 1$ мм) и материала (медь) осуществлялся исходя из технологических соображений. Расстояние от выводного патрубка до края мишеней составляло 300 мм.

Регистрация излучения производилась с использованием ДРММ-01. Детектор был размещён в фокусе параболического зеркала с фокусным расстоянием $f = 145$ мм (см. рисунок 31). Такая конфигурация обеспечивала возможность проведения измерений в «дальней зоне» с угловым разрешением $\Delta\eta = 4^{\circ 97}$.

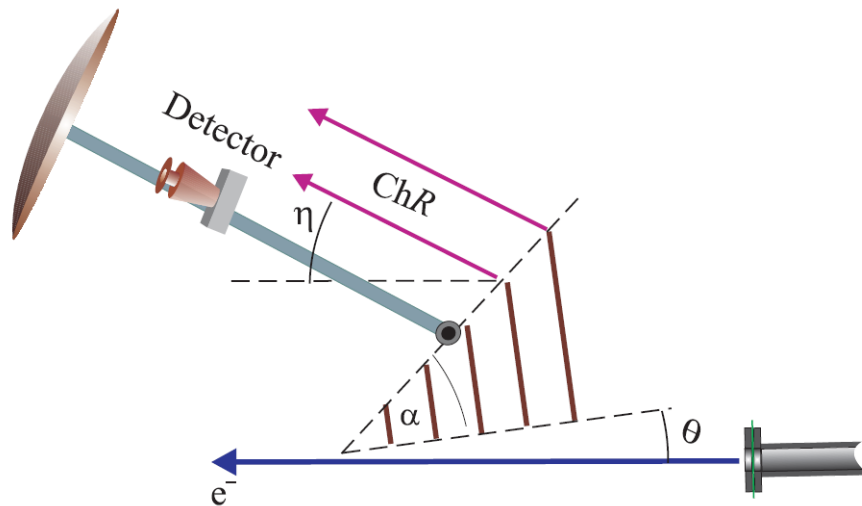


Рисунок 31 – Схема эксперимента по измерению угловых распределений излучения от призматической мишени

В процессе измерений осуществлялось варьирование угла наблюдения η посредством вращения параболического зеркала вокруг оси, которая совпадала с центром выходной грани мишени.

На рисунке 32(а) продемонстрирована эволюция углового распределения ИВЧ от тефлоновой мишени при изменении угла наклона призмы θ . Статистическая погрешность в каждой экспериментальной точке не превышает 4%.

Зависимость измеренного угла η_{ch}^{exp} , соответствующего максимумам наблюдаемых распределений (представленных на рисунке 32(а)), приведена на рисунке 32(б). На том же графике нанесена теоретическая кривая, рассчитанная по формуле (19). Экспериментальные данные однозначно свидетельствуют о том, что условие распространения ИВЧ при наклонном пролёте заряда вблизи диэлектрического радиатора отличается от классического модели и зависит от расположения излучающего слоя относительно траектории заряда.

Ошибки в определении положения пиков на рисунке 32(б) были рассчитаны в ходе аппроксимации вершин пиков гауссовой функцией. Это позволило коли-

⁹⁷Kalinin B.N. Measurement of the angular characteristics of transition radiation in near and far zones / B.N. Kalinin, G.A. Naumenko, A.P. Potylitsyn [et al.] // JETP Lett. – 2006. – Vol. 84. – P. 110-114.

чественно оценить неопределённость в локализации максимумов угловых распределений и сопоставить экспериментальные данные с теоретическими предсказаниями.

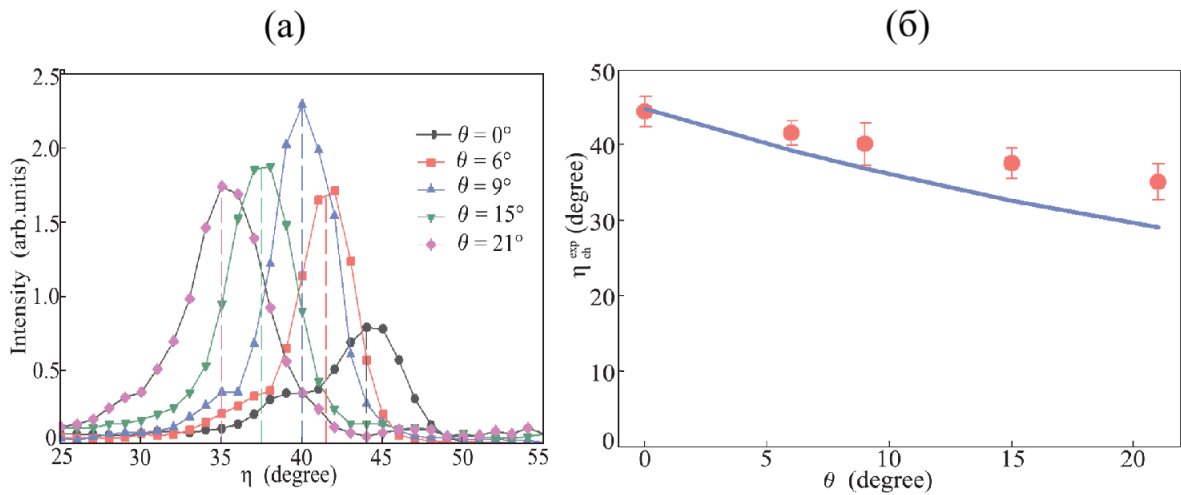


Рисунок 32 – (а) Угловые распределения интенсивности излучения от тефлоновой призмы для различных значений угла θ её поворота; (б) сопоставление экспериментальных углов η_{ch}^{exp} в максимумах угловых распределений с теоретической кривой (сплошная линия) при изменении угла поворота мишени

Наблюдаемое расхождение между теоретическими оценками, полученными по формуле (19), и экспериментальными данными объясняется дополнительным вкладом CDR. CDR возникает при взаимодействии кулоновского поля электронов с основанием призмы (см. рисунок 30(а)). Далее происходит преломление CDR на выходной грани мишени и его интерференция с полем ИВЧ в воздухе. Отсутствие учёта данного эффекта в исходном выражении приводит к отклонениям расчётных значений от экспериментальных результатов.

На рисунке 33 представлены измеренные угловые распределения, полученные для многослойной призматической мишени.

Как и в случае с диэлектрической призмой, при её повороте наблюдается уменьшение угла η_{ch}^{exp} , соответствующего максимуму углового распределения. Однако экспериментальная зависимость между η_{ch}^{exp} и θ не согласуется с предсказаниями формулы (19) при фиксированном значении n_{eff} .

В таблице 8 представлены значения углов η_{ch}^{exp} , измеренные при различных углах поворота призмы θ , а также рассчитанные на их основе эффективные показатели преломления n_{eff} с использованием формулы (19).

Для исследуемого слоистого призматического радиатора эффективный показатель преломления n_{eff} не является постоянной величиной – он зависит от угла поворота призмы θ .

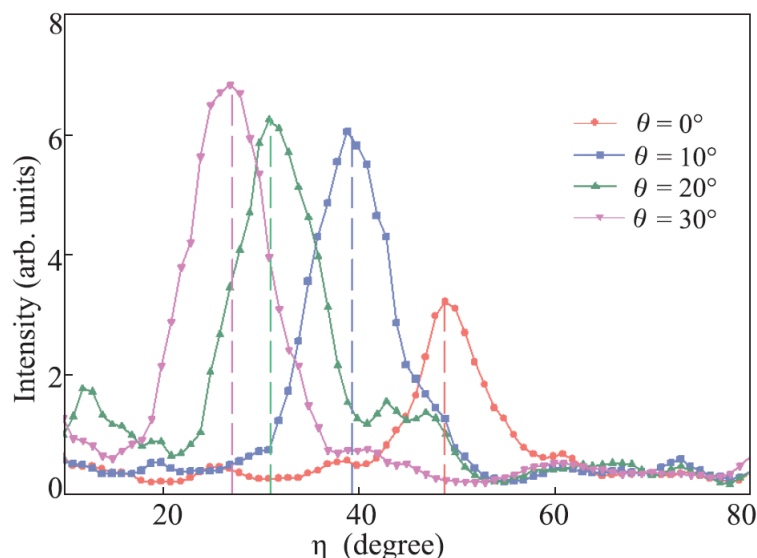


Рисунок 33 – Угловые распределения от многослойной мишени при различной её ориентации

Таблица 8 – Сопоставление экспериментальных и теоретических углов для многослойной мишени

θ	$\eta_{\text{ch}}^{\text{exp}}$	n_{eff}
0°	49.0°	1.49
10°	39.5°	1.47
20°	31.2°	1.44
30°	27.3°	1.45

Выдвигается предположение, что величина n_{eff} не может быть описана как скалярная характеристика, а имеет тензорный характер.

В работе⁹⁵ было показано, что механизм резонансного ПИ допустимо интерпретировать как квазичеренковский. Ранее авторы исследования⁹⁴ предложили использовать слоистый конический радиатор для генерации терагерцевого излучения на основе механизма резонансного ПИ. Согласно оценкам, представленным в этой работе, интенсивность квазичеренковского излучения от конической слоистой мишени может значительно превышать интенсивность ИВЧ для диэлектрического радиатора. Работа⁹⁸ предлагает альтернативную геометрию радиатора, выполненного на основе метаматериала, который позволяет формировать «нерасходящийся» (nondivergent) пучок.

⁹⁵Lin X. Controlling Cherenkov angles with resonance transition radiation / X. Lin, Y. Shen, H. Chen [et al.] // Nat. Phys. – 2018. – Vol. 14. – P. 816-821.

⁹⁴Vinokurov N.A. Generating High-Power Short Terahertz Electromagnetic Pulses with a Multifoil Radiator / N.A. Vinokurov, Y.U. Jeong // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 110. – Article number 064805.

⁹⁸Vorobev V.V. Nondivergent Cherenkov Tadiation in a Wire Metamaterial / V.V. Vorobev, A.V. Tyukhtin // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 108. – Article number 184801.

В отличие от упомянутых исследований, где использовался усреднённый эффективный показатель преломления, в настоящем исследовании⁹⁹ продемонстрирована явная зависимость n_{eff} от геометрической конфигурации мишени.

3.3 Поляризационное излучение на диэлектрической решётке

В работе¹⁰⁰ исследовано излучение, возбуждаемое зарядом при его движении над диэлектрической решёткой. В данной конфигурации излучение распространяется внутри диэлектрической среды. Авторы ввели термин «внутренним излучением Смита-Парселла» для описания наблюдаемого явления. Соответствующая схема излучения представлена на рисунке 34(a).

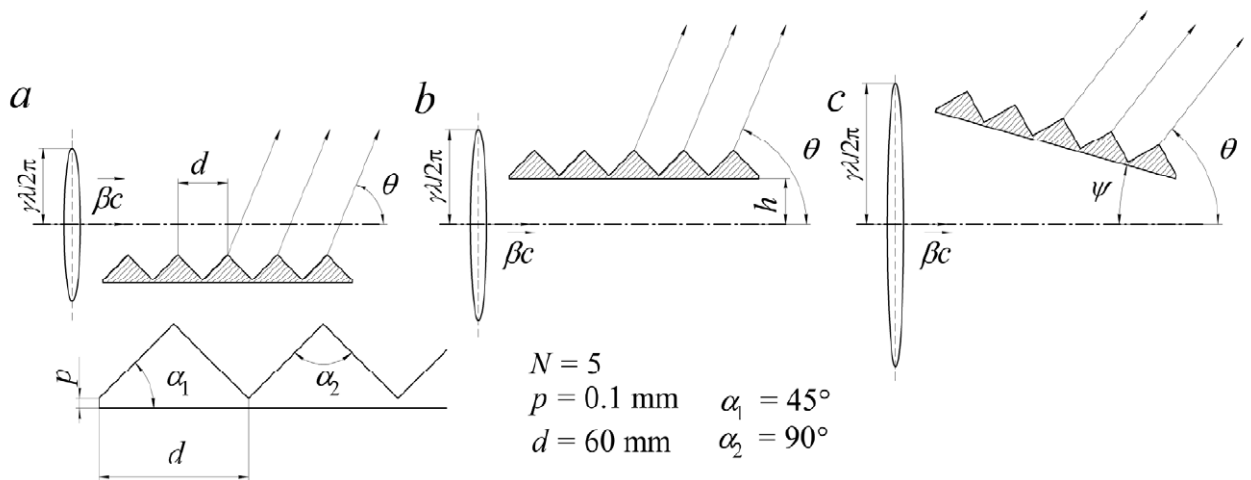


Рисунок 34 – Геометрии ИВЧ от диэлектрической решётки: (а) движение частицы параллельно и над поверхностью диэлектрической решётки; (б) движение частицы параллельно и под диэлектрической решёткой; (с) движение частицы под наклонной диэлектрической решёткой

Однако упомянутая геометрия излучения, характерная для металлической решётки, не позволяет реализовать весь потенциал диэлектрической периодической мишени. Прежде всего, движение частицы вдоль непрерывной плоской границы раздела сред обладает определёнными преимуществами (рисунок 34(b)). В частности, частица может проходить через диэлектрический волновод, который периодически сформированный со стороны воздушной границы диэлектрика, и мишень допускается наклонять относительно траектории частицы (см. рисунок 34(c)), что открывает возможности целенаправленно изменять спектральные характеристики генерируемого излучения.

⁹⁹Naumenko G.A. Quasi-Cherenkov mechanism of radiation from relativistic electrons flying near a multilayer prism target / G.A. Naumenko, A.P. Potylitsyn, M.V. Shevelev [et al.] // JETP Letters. – 2020. – Vol. 111. – P. 255–259.

¹⁰⁰Konakhovych D. Internal Smith-Purcell radiation and its interplay with Cherenkov diffraction radiation in silicon – a combined time and frequency domain numerical study / D. Konakhovych, D. Sniezek, O. Warmusz [et al.] // arXiv:2105.07682 [physics.acc-ph]. – 2021. – URL: (дата обращения: 24.02.2026). – Препринт.

Предложенное конструктивное решение предоставляет дополнительные степени свободы для управления спектром. Это позволяет адаптировать параметры излучения к конкретным прикладным задачам, расширяя функциональные возможности источника.

В данном разделе приведены результаты исследования механизма генерации черенковского излучения при движении заряженной частицы вдоль границы диэлектрической решётки. В соответствии с геометрией, показанной на рисунке 34(b). В этом случае длина излучателя определяется как $D = Nd$, где d – период решётки, а N – число периодов. Положение монохроматических максимумов (λ_k) в спектре излучения задаётся следующим дисперсионным соотношением:

$$\lambda_k = \frac{d}{k} \left(\frac{1}{\beta} - \cos(\theta_{\text{ch}} + \Delta\theta) \right). \quad (20)$$

Используя нелинейное неравенство Тамма¹⁰¹, можно оценить ширину конуса излучения от диэлектрической решётки следующим образом:

$$\Delta\theta \leq \frac{2(1 - 1/n)}{\sin \theta_{\text{ch}}(\pi N - 2)}. \quad (21)$$

С другой стороны, если выполняется условие⁹⁵

$$\gamma\lambda/2\pi \geq Nd \sin \psi, \quad (22)$$

где ψ – угол наклона мишени относительно траектории частицы, то в геометрии, показанной на рисунке 34(c), также должно наблюдаться монохроматическое излучение. Это происходит в полной аналогии с механизмом генерации GDR.

Экспериментальное исследование ИВЧ от диэлектрической решётки было выполнено на микротроне Томского политехнического университета при энергии электронов 6.1 МэВ. В качестве мишени применялся образец из тефлона, характеризующийся показателем преломления $n = 1.45$. Для корректной интерпретации полученных экспериментальных данных было проведено численное моделирование процесса генерации ИВЧ от диэлектрической решётки с использованием программного пакета KARAT.

На рисунке 35 представлена схема экспериментальной установки: тефлоновая мишень размещена вдоль траектории пучка в геометрии, соответствующей рисунку 34(c). Для измерения спектра излучения использовался интерферо-

¹⁰¹Tamm I. Radiation Emitted by Uniformly Moving Electrons. In: Bolotovskii V.M., Frenkel V.Y., Peierls R. (eds) Selected Papers. Springer, Berlin, Heidelberg, 1991.

⁹⁵Lin X. Controlling Cherenkov angles with resonance transition radiation / X. Lin, Y. Shen, H. Chen [et al.] // Nat. Phys. – 2018. – Vol. 14. – P. 816-821.

метр, основанный на методе разделения волнового фронта¹⁰². Его разрешающая способность составляет около 1 ГГц. Процесс регистрации спектра происходил следующим образом: волновой фронт излучения, распространяющийся под углом θ , разделялся на две части с помощью целевой мишени. Одна из пластин была подвижной – она перемещалась вдоль волнового вектора, что позволяло регулировать разность оптических путей и тем самым создавать либо конструктивную, либо деструктивную интерференцию.

Спектральное разрешение системы определялось двумя ключевыми факторами: искажениями волнового фронта, возникающими при отражении от каждой из пластин, и величиной разности оптических путей.

Далее излучение фокусировалось параболическим зеркалом на детектор ДРММ-01. На рисунке 35(б) показаны типичная интерферограмма, полученная в ходе эксперимента, и восстановленный спектр.

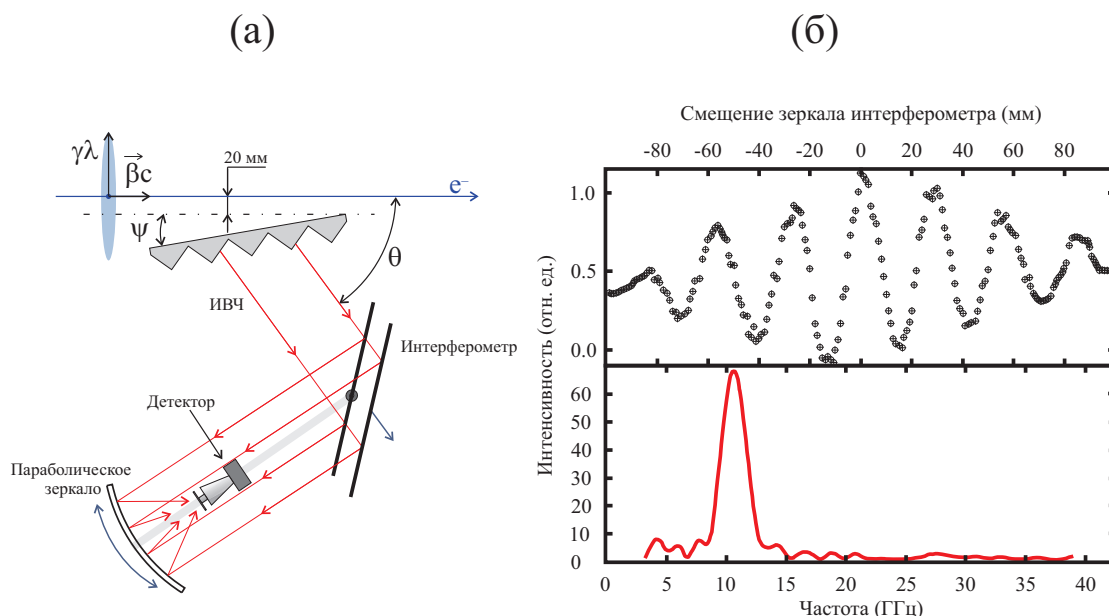


Рисунок 35 – Схематическая схема экспериментальной установки; на врезках: типовая интерферограмма и восстановленный спектр

Рисунок 36 демонстрирует двумерную зависимость интенсивности излучения, проинтегрированной по всему диапазону длин волн, воспринимаемых детектором. На графике горизонтальная ось соответствует углу наблюдения θ , а вертикальная – углу наклона решётки ψ .

При сопоставлении данных видно, что результаты численного моделирования (см. рисунок 36(а)) количественно согласуются с экспериментальными результатами (рисунок 36(б)).

¹⁰²Naumenko G.A. Method of nonperturbing measurements of the electron bunch length based on coherent diffraction radiation / G.A. Naumenko, A.P. Potylitsyn, M.V. Shevelev [et al.] // PEPAN Lett. – 2021. – Vol. 18, № 2. – P. 244-249.

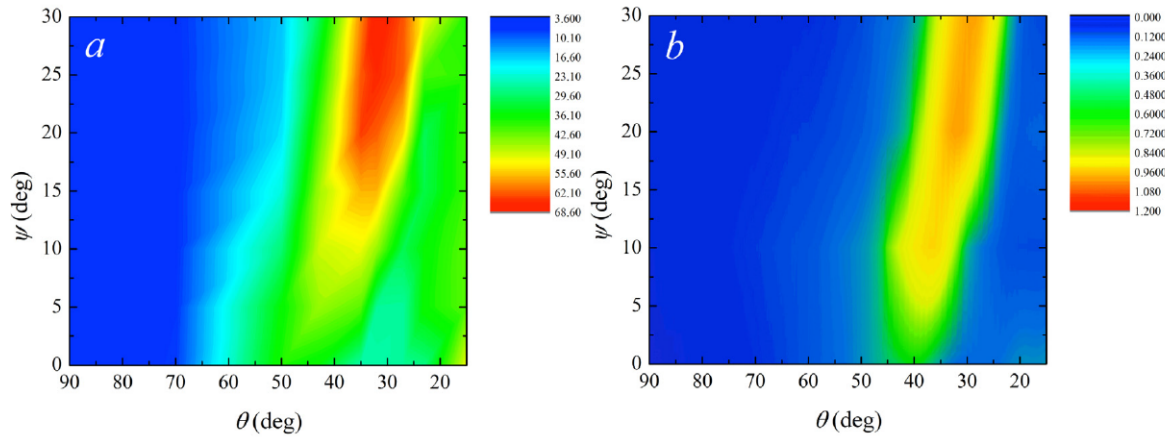


Рисунок 36 – Двумерная угловая зависимость интенсивности от угла наблюдения θ и угла наклона мишени ψ : (a) – моделирование, (b) – экспериментальные данные

В результате комплексного исследования¹⁰³, сочетающего экспериментальные измерения и численное моделирование, позволило впервые продемонстрировать квазимонохроматический характер спектрального распределения ИВЧ, генерируемого диэлектрической решёткой.

3.4 Переходное излучение на адаптивной наклонной решётке

В предыдущих работах^{68,28} было показано, что соотношение (1) остаётся справедливым для излучения, возникающего при прохождении заряженной частицы через решётку.

Полагаем, что рассматриваемая геометрия излучения может быть применена для измерения длины сгустка – аналогично методу на основе SPR. Схему диагностики, основанную на измерении интенсивности GTR (зависящего от угла наклона решётки η), можно реализовать с использованием одного детектора.

Время и точность измерений напрямую определяются интенсивностью GTR при каждом угле η . По аналогии с когерентным SPR, где интенсивность излучения связана с профилем решётки и её периодом, можно ожидать аналогичного эффекта влияния конструктивных параметров на интенсивность GTR. С целью увеличения выхода интенсивности GTR нами было предложено использовать решётку с адаптивными полосками (см. рисунок 37).

¹⁰³Karataev P. Observation of quasi-monochromatic resonant Cherenkov diffraction radiation / P. Karataev, G. Naumenko, A. Potylitsyn, **M. Shevelev** [et al.] // Results in Physics. – 2022. – Vol. 33. – Article number 105079.

⁶⁸Potylitsyn A.P. Observation of subterahertz monochromatic transition radiation from a grating / A.P. Potylitsyn, G.A. Naumenko, L.G. Sukhikh, A. Aryshev, **M. Shevelev** [et al.] // JETP Lett. – 2016. – Vol. 104. – P. 806-810.

²⁸Naumenko G. Monochromatic coherent grating transition radiation in Sub-THz frequency range / G. Naumenko, A. Aryshev, A. Potylitsyn, **M. Shevelev** [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. B. – 2017. – V. 402. – P. 153-156.

Рассмотрим основное отличие решёток с адаптивными полосками от прочих конструкций. При вращении решётки угол наклона полосок α относительно траектории заряженной частицы остаётся неизменным. Угол наклона полоски δ относительно мишени как целого определяется углом наклона решётки η . Соотношение между всеми углами выражается формулой: $\delta = \alpha - \eta$.

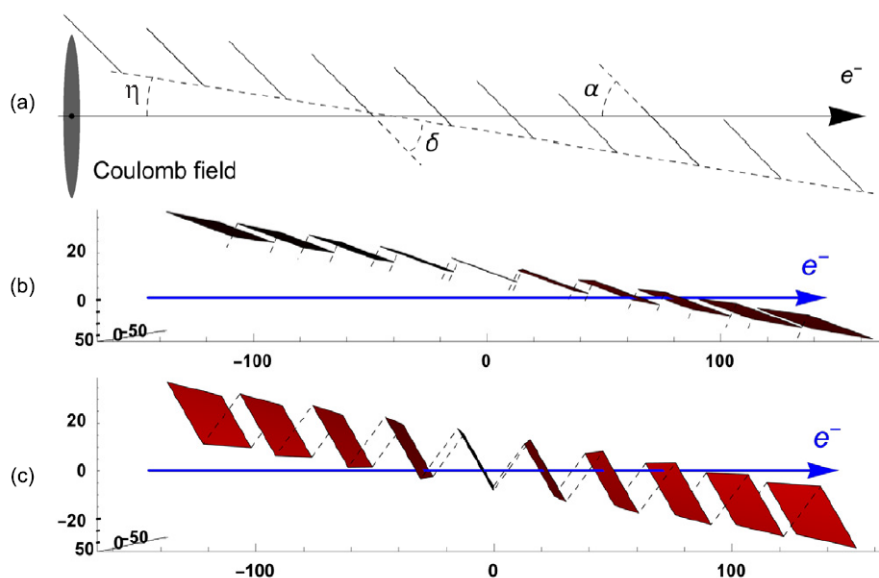


Рисунок 37 – Геометрическая конфигурация решётки с адаптивными полосками и зазорами: (а) схематическое изображение решётки с указанием углов α , δ и η ; (б) конфигурация решётки для параметров $\eta = 9^\circ$, $\alpha = 30^\circ$ и $\delta = 21^\circ$; (с) конфигурация решётки для параметров $\eta = 9^\circ$, $\alpha = 60^\circ$ и $\delta = 51^\circ$; поперечный размер кулоновского поля схематически представлен в виде эллипсоида

В данном разделе представлены экспериментальные результаты исследования излучения от решётки с адаптивными полосками. Эксперименты проведены на решётке, полоски которой разделены промежутками и позволяют изменять угол заточки. Исследования выполнены в Томском политехническом университете с использованием электронного пучка энергией 6.1 МэВ.

Поскольку электронный пучок микротрона модулирован с периодом $\Lambda = 114$ мм, то спектр излучения будет состоять из набора квазимонохроматических линий с частотами $\nu_i = i \cdot c/\Lambda$, где i – целое число, определяющее номер гармоники.

В эксперименте был использован детектор DPMM-01. С учётом когерентного порога регистрируемого излучения был выбран период решётки $d = 31$ мм. Гармоники спектральных линий модулированного пучка ($i = 1, 2, 3, \dots$) взаимодействуют с порядками дифракции (k) от периодической мишени. В случаях совпадения частот ($\nu_i = \nu_k$) ожидается увеличение интенсивности излучения в угловой зависимости.

На рисунке 38 представлена теоретическая зависимость частоты излучения от угла наклона решётки для фиксированного угла наблюдения $\theta = 94^\circ$. Для наглядности сравнения различий в характеристиках излучения дополнительно приведена аналогичная зависимость для $\theta = 90^\circ$, что позволяет оценить влияние угловых параметров на спектральное распределение.

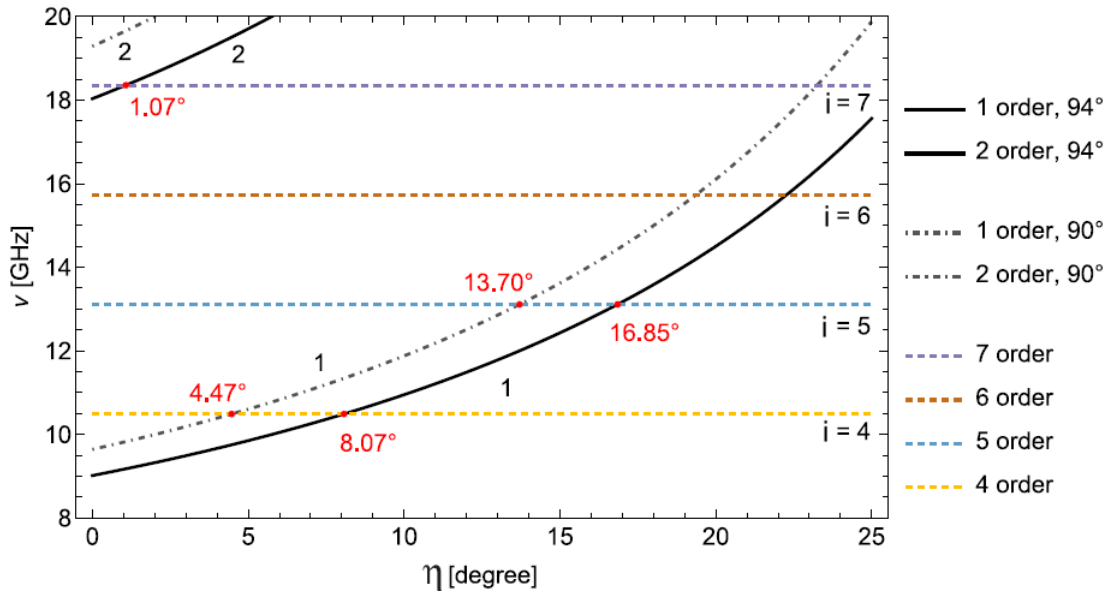


Рисунок 38 – Дисперсионное соотношение (1) для углов наблюдения $\theta = 94^\circ$ (сплошные кривые) и $\theta = 90^\circ$ (штрихованные кривые); пунктирными линиями показаны частоты $\nu_i = i \cdot c/\Lambda$ для номеров гармоник $i = 4\dots 7$; красные числа и точки обозначают значения угла η в точках пересечения кривых и линий

Все кривые построены на основе выражения (1). Горизонтальные линии на рисунке 38 соответствуют частотам $\nu_i = i \cdot c/\Lambda$, определяемым модулированным электронным пучком с периодом сгустков Λ . Пики интенсивности излучения можно ожидать в угловых зависимостях (так называемых η -сканах) в точках пересечения дисперсионных кривых с уровнями частот ν_i , что соответствует совпадению порядков дифракции (k) и номеров гармоник (i).

Для угла наблюдения $\theta = 94^\circ$ точки пересечения первого порядка дифракции ($k = 1$) с четвёртым ($i = 4$) и пятым ($i = 5$) порядками составляют $\eta = 8.07^\circ$ и 16.85° соответственно.

Периодическая решётка (рисунок 39) состояла из 10 полосок меди. Каждая полоска имела ширину 30 мм и толщину 1 мм. Период мишени составлял 31 мм, а высота каждой полоски – 120 мм.

Для минимизации фонового излучения каркас мишени был изготовлен из диэлектрического материала – капролона. Ключевой особенностью разработанной решётки служило сохранение постоянного угла наклона полосок α при вращении мишени. Это достигалось механическим способом за счёт фиксации оси

вращения в центре нижней планки. Такое решение позволило использовать эффект увеличения интенсивности излучения при углах наклона полосок, близких к углам зеркального отражения от их поверхностей.

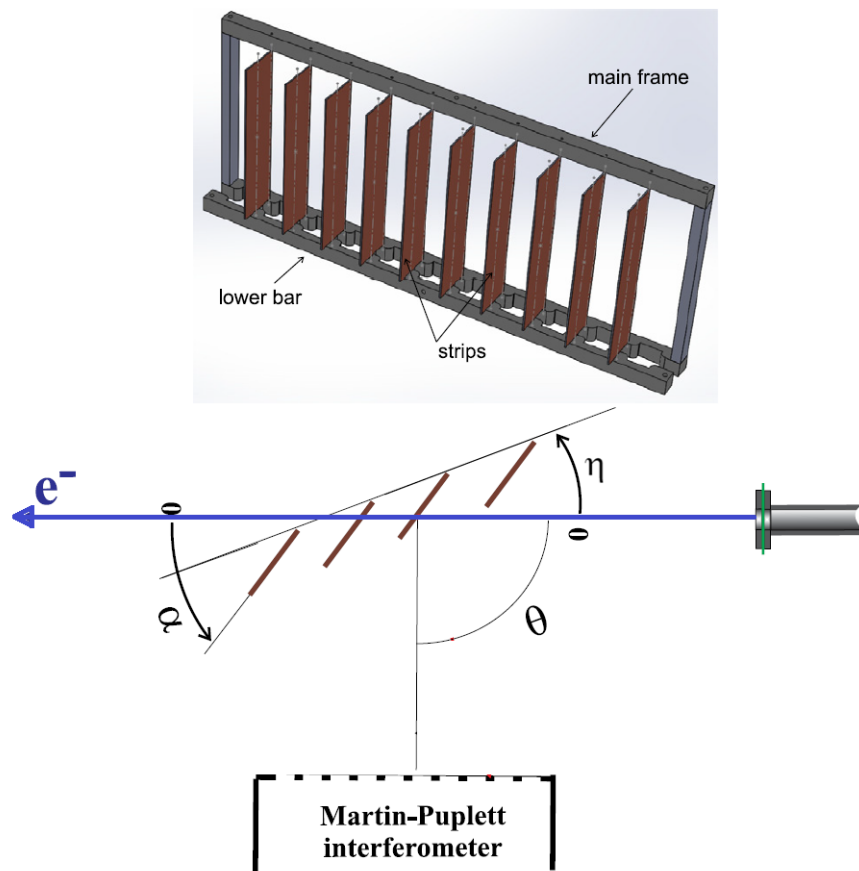


Рисунок 39 – Схема решётки с адаптивными полосками: сверху – трёхмерная модель; внизу – схема эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 39. Электронный пучок выводился в воздух через бериллиевую фольгу и взаимодействовал с решёткой. Расстояние от траектории пучка до основания решётки в ходе измерений составляло 15.5 мм.

В данном исследовании спектральные измерения проводились с использованием интерферометра Мартина-Паплетта.

На рисунке 40(а) представлены η -сканы GTR для различных углов наклона полосок α . η -сканы излучения измерялись при вращении мишени в диапазоне $0 - 20^\circ$. В этих измерениях интерферометр был установлен в «нулевое» положение, т.е. оптические пути в обоих плечах интерферометра были равны. Статистические погрешности измерений в каждой точке приведённых зависимостей не превышают 3%.

Как видно из рисунка 40(а), η -сканы имеют два выраженных максимума примерно при $\eta_1 = 9^\circ$ и $\eta_2 = 17^\circ$. Указанные углы соответствуют спектральным

линиям с номерами гармоник $i = 4$ и $i = 5$, а также порядку дифракции $k = 1$, что согласуется с данными, представленными на рисунке 38.

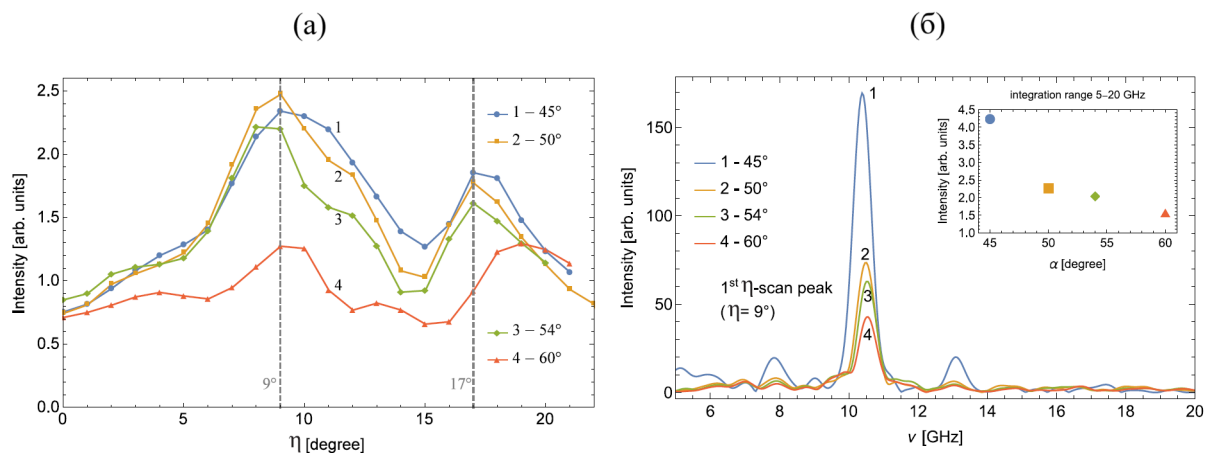


Рисунок 40 – Зависимости интенсивности излучения от угла поворота решётки η для различных углов наклона полосок α

На рисунке 40(б) представлены измеренные спектры первых пиков в η -сканах для различных углов наклона полосок α . Анализ данных показывает, что интенсивность излучения возрастает, когда угол α соответствует углу зеркального отражения для заданного угла наблюдения. Этот вывод дополнительно подтверждается вставкой на рисунке 40(б), где приведены проинтегрированные спектры излучения для каждого указанного значения угла α .

Экспериментально продемонстрировано, что адаптивная решётка с наклонными полосками позволяет эффективно управлять и настраивать интенсивность спектральной линии GTR.

Следовательно, адаптивные полоски, размещённые на пьезоэлектрических пластинах, могут быть изготовлены с шириной менее 1 мм и обеспечивать генерацию излучение в ТГц диапазоне.

3.5 Основные выводы по разделу

1. На микротроне ТПУ проведена серия экспериментов по исследованию спектрально-угловых характеристик поляризационного излучения от периодических мишеней различной формы, генерируемого модулированным электронным пучком в ТГц области частот. Получены следующие результаты:

- впервые экспериментально подтверждено возникновение монохроматического ИВЧ от диэлектрической периодической мишени;

- впервые установлено, что условие распространения ИВЧ в случае наклонного пролёта заряда вблизи диэлектрического радиатора зависит от расположения излучающего слоя относительно траектории заряда;
- для увеличения интенсивности когерентного GTR предложена и реализована периодическая структура с адаптивными полосами.

4 Квазимонохроматическое оптическое излучение Вавилова-Черенкова

Раздел посвящён теоретическому и экспериментальному исследованию оптического ИВЧ.

Актуальность работы обусловлена острой потребностью в точных, компактных и неразрушающих методах диагностики ионных пучков. Такие методы критически важны для ряда современных направлений: ускорительной техники, радиационной медицины (в т.ч. протонной терапии), физики высоких энергий. Основное преимущество подхода на основе ИВЧ заключается в том, что регистрация излучения не влияет на параметры пучка и позволяет вести мониторинг в режиме реального времени.

В основе исследования лежит идея использования геометрии наклонного падения заряженной релятивистской частицы на диэлектрическую пластинку. Такой подход обеспечивает вывод части черенковского конуса в вакуум и позволяет добиться монохроматизации излучения при его выводе из наклонной алмазной пластины под фиксированным углом наблюдения. При этом длина волны спектральной линии зависит как от энергии иона, так и от геометрии эксперимента – угла наблюдения и угла наклона пластины.

Теоретический анализ спектрально-угловых характеристик ИВЧ проведён для случая умеренно релятивистских ионов, проходящих через пластину CVD-алмаза с частотной дисперсией. Расчёты подтвердили возможность получения монохроматического излучения и выявили зависимость спектральной линии от ключевых параметров системы.

Для экспериментальной проверки концепции был создан стенд на базе микротрона Томского политехнического университета. Разработанная оптическая схема позволила эффективно разделять черенковское излучение и люминесцентный свет. Это дало возможность точно измерить ориентационную зависимость ИВЧ и проанализировать спектральные характеристики излучения в широком диапазоне длин волн (от ультрафиолетовой до ближней инфракрасной области спектра). В экспериментах использовались пластинки из кварца (GE-01, КУ-1), кристалл KBr, а также кристаллы корунда и алмаза. Измерения проводились для электронного пучка с энергиями 2.7 и 6.1 МэВ.

Результаты экспериментов подтвердили теоретические положения: зарегистрированное излучение однозначно идентифицировано как ИВЧ, изменение угла между поверхностью плоскопараллельных пластинок и направлением пучка существенно влияет на интенсивность и спектр ИВЧ.

Полученные данные закладывают научную основу для создания прецизионных мониторов энергии ионных пучков на основе эффекта Вавилова-Черенкова, способных повысить точность и надёжность диагностики в современных физических установках и прикладных технологиях. Практическая значимость работы подтверждена одобрением разработанной концепции метода коллаборацией FLAP (ОИЯИ, г. Дубна) для экспериментальной проверки на ускорительном комплексе «МАРУСЯ» в тестовой зоне Spin Physics Detector.

4.1 Теоретическое исследование монохроматизации излучения Вавилова-Черенкова в дисперсионных средах для умеренно релятивистских ионов

При пересечении умеренно релятивистским зарядом диэлектрической пластины конус ИВЧ эффективно выводится в вакуум при условии:

$$\beta_{\text{thr}} = 1/n(\lambda) < \beta < \beta_{\text{max}} = 1/\sqrt{n^2(\lambda) - 1} \quad (23)$$

В дальней зоне неравенство (23) соответствует углу излучения в вакууме θ_{vac} , который удовлетворяет условию:

$$0 < \theta_{\text{vac}} < \pi/2.$$

Для эффективного вывода излучения заряда с $\beta > \beta_{\text{max}}$ из радиатора в вакуум возможно реализовать два подхода: формирование выходной поверхности радиатора в виде конической структуры¹⁰⁴, использование наклонной диэлектрической пластины в качестве радиатора¹⁰⁵ (см. рисунок 41), при котором в вакуум выводится лишь часть конуса ИВЧ.

При наличии частотной дисперсии среды в процессе преломления на выходной поверхности радиатора под фиксированным углом $\theta = \text{const}$ (угол отсчитывается от нормали в компланарной геометрии) формируется монохроматическое излучение с длиной волны λ , определяемое выражением:

$$\theta = \arcsin \left[n(\lambda) \sin \left(\arccos \frac{1}{n(\lambda)\beta} - \psi \right) \right] \quad (24)$$

где ψ — угол наклона пластины относительно импульса заряженной частицы.

¹⁰⁴Зрелов В.П. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Ч.1. – М.: Атомиздат, 1968. – 302 с.

¹⁰⁵Gogolev S.Yu. Azimuthal asymmetry of coherent Cherenkov radiation from a tilted bunch / S.Yu. Gogolev, A.P. Potylitsyn // Phys. Lett. A. – 2019. – Vol. 383. – P. 888-893.

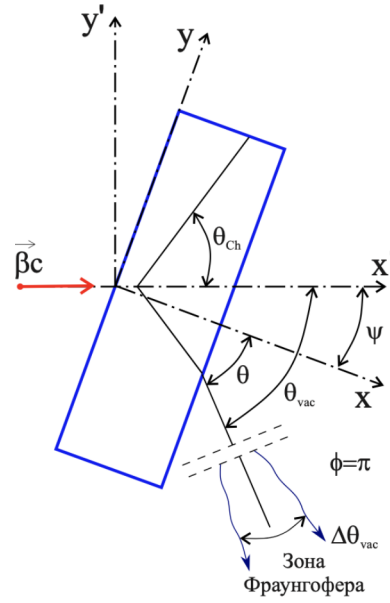


Рисунок 41 – Геометрия генерации ИВЧ в наклонной диэлектрической пластине

В ходе экспериментальных исследований³⁷ была продемонстрирована реализация эффекта монохроматизации ИВЧ при использовании электронного пучка с энергией 855 МэВ. Экспериментальная установка включала в себя кварцевую пластину толщиной 200 мкм в качестве излучающей среды.

Расчёт интенсивности излучения, испускаемого электроном через наклонный радиатор с параметрами: толщина L и угол выхода θ_{vac} , выполнялся с применением метода поляризационных токов^{106,107}.

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2N}{d\lambda d\Omega} = & 4\alpha \frac{\cos^2 \theta}{\left((1 - \beta_y n_y)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta \right)^2} \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right|^2 \frac{L^2}{\lambda^3} \text{sinc}^2 \left(\pi \frac{L}{\lambda} \frac{1 - \beta_z Z - n_y \beta_y}{\beta_z} \right) \times \\
 & \times \left(\beta_y^2 \beta_z^2 \sin^2 \varphi \times \left(|Z|^2 + \sin^2 \theta \right) \left| \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\cos^2 \theta + Z} \right|^2 + \right. \\
 & \left. + \left| \frac{\varepsilon}{\varepsilon \cos \theta + Z} \right|^2 \times \left| (\beta_z^2 + n_y \beta_y + \beta_z Z - 1) \sin \theta - \beta_y \beta_z \cos \varphi Z \right|^2 \right).
 \end{aligned} \tag{25}$$

В выражении (25) использованы следующие параметры: $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры, L – толщина излучающего радиатора, θ – полярный

³⁷Potylitsyn A. First observation of quasi-monochromatic optical Cherenkov radiation in a dispersive medium / A. Potylitsyn, G. Kube, A. Novokshonov [et al.] // Phys. Lett. A. – 2021. – Vol. 417. – Article number 127680.

¹⁰⁶Shevelev M. Soft-x-ray Cherenkov radiation generated by a charged particle moving near a finite-size screen / M. Shevelev, A. Konkov, A. Aryshev // Phys. Rev. A. – 2015. – Vol. 92. – Article number 053851.

¹⁰⁷Потылицын А.П. Излучение Вавилова-Черенкова в наклонной диэлектрической пластине. Нарушение азимутальной симметрии. / А.П. Потылицын, С.Ю. Гоголев // Письма в ЭЧАЯ – 2019. – Т. 16. – С. 147.

угол вылета фотона ИВЧ в вакууме, $\text{sinc}(x) = \sin x/x$, $Z = \sqrt{\varepsilon(\lambda) - \sin^2 \theta}$, λ – длина волны ИВЧ.

Компоненты скорости заряженной частицы (в единицах скорости света) определены в системе координат $\{x, y, z\}$, связанной с излучателем:

$$\beta_y = \beta \sin \psi, \quad \beta_z = \beta \cos \psi.$$

Направляющие косинусы волнового вектора:

$$n_x = \sin \theta \sin \varphi, \quad n_y = \sin \theta \cos \varphi, \quad n_z = \cos \theta.$$

Условие (24) следует из обращения в нуль аргумента функции $\text{sinc}(x)$ в выражении (25), что соответствует достижению этой функцией максимального значения:

$$1 - \beta_z Z - n_y \beta_y = 0. \quad (26)$$

В некомпланарной геометрии соотношение (26) определяет двумерную область углов $\{\theta, \varphi\}$, описывающую часть конуса ИВЧ, выходящего в вакуум.

$$1 - \beta_z Z - n_y \beta_y = 1 - \beta \cos \psi \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} - \sin \theta \cos \varphi \beta \sin \psi = 0. \quad (27)$$

Решение уравнения (27) позволяет найти выражение для $\sin \theta$:

$$\sin \theta = \left(\sin \psi \cos \varphi + \cos \psi \sqrt{\varepsilon \beta^2 (1 - \sin^2 \psi \sin^2 \varphi) - 1} \right) / \beta (1 - \sin^2 \psi \sin^2 \varphi). \quad (28)$$

Для компланарной геометрии ($\varphi = \pi$) преобразования уравнения (28) приводят к соотношению (24), которое представляет собой следствие закона Спеллиуса.

Область азимутальных углов, которая ограничивает часть конуса ИВЧ в вакууме

$$\pi + \Delta\varphi \leq \varphi \leq \pi - \Delta\varphi \quad (29)$$

определяется из (28) при выполнении граничного условия $\sin \theta = 1$.

В приближении $\Delta\varphi < 1$ можно получить следующую оценку:

$$(\Delta\varphi)^2 = 4\beta (1 - n(\lambda) \sin(\theta_{\text{ch}} - \psi)) / \sin \psi \sin 2(\theta_{\text{ch}} - \psi). \quad (30)$$

Пример расчёта: при энергии ионов 165 МэВ/нуклон и длины волны $\lambda = 565$ нм решение уравнения (27) даёт значение $\Delta\varphi \approx 43.8^\circ$, а приближённая

оценка (30) – $\Delta\varphi \approx 63.6^\circ$. Это демонстрирует важность использования точного решения для корректного определения угловой апертуры излучения.

Для удобства анализа используется системы координат $\{x', y', z'\}$, где ось z' ориентирована вдоль вектора скорости заряда. Угол θ_{vac} определяется именно в этой системе координат. Преобразование углов:

$$\cos \theta_{\text{vac}} = \cos \theta \cos \psi + \sin \theta \cos \varphi \sin \psi,$$

$$\tan \varphi_{\text{vac}} = \frac{\sin \theta \sin \varphi}{\sin \theta \cos \psi - \sin \theta \cos \phi \sin \psi}.$$

Для компланарной геометрии ($\varphi = \pi$):

$$\theta_{\text{vac}} = \psi + \theta, \quad \varphi_{\text{vac}} = 0.$$

При использовании апертуры детектора $\Delta\theta \ll \Delta\theta_{\text{ch}} \sim \frac{2\lambda}{\pi L \sin \theta_{\text{ch}}}$ ожидается формирования квазимонохроматического спектра излучения, что подтверждено экспериментально³⁷.

При использовании радиатора с высоким показателем преломления ($n(\lambda) > 2.4$, например, алмаз), ИВЧ возникает при скорости заряда $v > c/2.4$ ($\beta > 0.417$, соответствующий лоренц-фактор: $\gamma \geq 1/\sqrt{1 - \beta^2} \geq 1.09$).

Частотная дисперсия синтетического алмаза описывается формулой Селлмейера¹⁰⁸

$$\varepsilon(\lambda) = n^2(\lambda) = 1 - 4.658\lambda^2 / (\lambda^2 - 112.5^2), \quad (31)$$

где длина волны подставляется в нанометрах.

Расчёты энергетического спектра фотонов ИВЧ для ионного пучка, проходящего через алмазную пластинку, выполняется по формуле (25) с масштабированием результатов на множитель z^2 (где z – заряд иона).

На рисунке 42(а) приведены спектры ИВЧ, которые испускаются под углом $\theta_{\text{vac}} = 79^\circ$ от алмазной мишени толщиной 100 мкм, наклонённой на угол 17° , ионами с энергией менее 0.2 ГэВ/нуклон.

На рисунке 42(б) приведены спектры ИВЧ для той же геометрии, полученные путём интегрирования выражения (25) по телесному углу: $\theta_{\text{vac}} \pm \Delta\theta_{\text{ap}} = 79^\circ \pm 0.76^\circ$, $\varphi \pm \Delta\varphi = \pm 0.76^\circ$. Здесь $\Delta\theta_{\text{ap}}$, $\Delta\varphi_{\text{ap}}$ – угловая апертура детектора, соответствующая коллиматору размером 4×4 мм, расположенному на рассто-

³⁷Potylitsyn A. First observation of quasi-monochromatic optical Cherenkov radiation in a dispersive medium / A. Potylitsyn, G. Kube, A. Novokshonov [et al.] // Phys. Lett. A. – 2021. – Vol. 417. – Article number 127680.

¹⁰⁸Turri G. Index of refraction from the near-ultraviolet to the near-infrared from a single crystal microwave-assisted CVD diamond / G. Turri, S. Webster, Y. Chen [et al.] // Opt. Mater. Express. – 2017. – Vol. 10. – P. 855.

янии 150 мм от радиатора. Кроме того, приведены результаты для удвоенной апертуры $\Delta\varphi_{\text{ap}} = 1.52^\circ$ при неизменной апертуре $\Delta\theta_{\text{ap}}$.

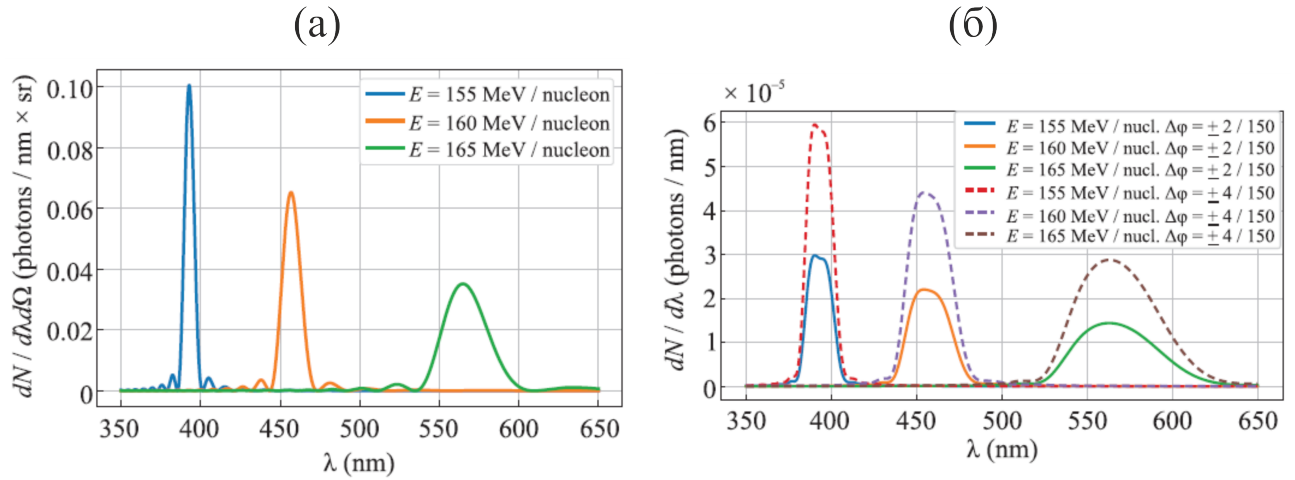


Рисунок 42 – (а) Спектры ИВЧ от алмазной мишени толщиной 100 мкм, наклонённое на угол $\psi = 17^\circ$, при регистрации под углом $\theta_{\text{vac}} = 79^\circ$ относительно траектории ионов (энергия ионов < 0.2 ГэВ/нуклон); (б) спектры ИВЧ, полученные интегрированием формулы (25) по телесному углу: $\theta_{\text{vac}} \pm \Delta\theta_{\text{ap}} = 79^\circ \pm 0.76^\circ$, $\varphi \pm \Delta\varphi = \pm 0.76^\circ$; показаны результаты для двух случаев: стандартная апертура: $\Delta\theta_{\text{ap}} = 0.76^\circ$, $\Delta\varphi_{\text{ap}} = 0.76^\circ$ (сплошные кривые); удвоенная апертура по азимутальному углу: $\Delta\varphi_{\text{ap}} = 1.52^\circ$ (штриховые кривые)

Уширение линии преимущественно определяется конечным угловым разрешением по полярному углу $\Delta\theta_{\text{ap}}$, вклад азимутального разрешения меньше.

Применение коллиматора с увеличенной апертурой в азимутальном направлении повышает статистическую достоверности измерений.

Выход фотонов ИВЧ (энергия 165 МэВ/нуклон, апертура $\Delta\theta_{\text{ap}} = 0.76^\circ$, $\Delta\varphi_{\text{ap}} = 1.52^\circ$): $\Delta N = 0.00174 \cdot z^2$ фотонов/ион.

Использование CVD-алмаза в качестве радиатора позволяет регистрировать монохроматическое оптическое ИВЧ от умеренно релятивистских ионов при оптимальном выборе геометрии измерений. Это открывает возможности для разработки нового метода спектрометрии энергии ионных пучков.

Таким образом, продемонстрирована возможность регистрации монохроматического ИВЧ при оптимальном выборе геометрии измерений. Подробные математические выкладки, анализ угловой апертуры и оценку выхода фотонов, приведены в нашей публикации³⁸.

Экспериментальная проверка запланирована в Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ на ускорительном комплексе «МАРУСЯ».

³⁸Potylitsyn A.P. Monochromatic optical Cherenkov radiation of moderately relativistic ions in radiators with frequency dispersion / A.P. Potylitsyn, B.A. Alekseev, A.V. Vukolov, M.V. Shevelev [et al.] // JETP Letters. – 2022. – Vol. 115. – P. 439–443.

4.2 Экспериментальный стенд на микротроне ТПУ

Для проведения исследования спектрально-угловых характеристик оптического излучения умеренно релятивистских электронов на прямом тракте транспортировки пучка микротрона ТПУ была разработана и установлена экспериментальная станция¹⁰⁹. Схема станции представлена на рисунке 43(а).

Электронный пучок имеет следующие параметры: энергия 5.7 МэВ, импульсный ток 230 мкА, длительность макро-импульса 0.5 мксек, частота следования макро-импульсов 50 Гц.

Формирования профиля пучка обеспечивается системой магнитных линз и коллиматоров в вакуумном канале. Комплекс регистрации оптического излучения построен на основе цифровой камеры. Радиатор размещён на оси вращения моторизированного гониометра в центре вакуумной камеры диаметром 450 мм, с диапазоном углов вращения $\psi = 0 - 180^\circ$.

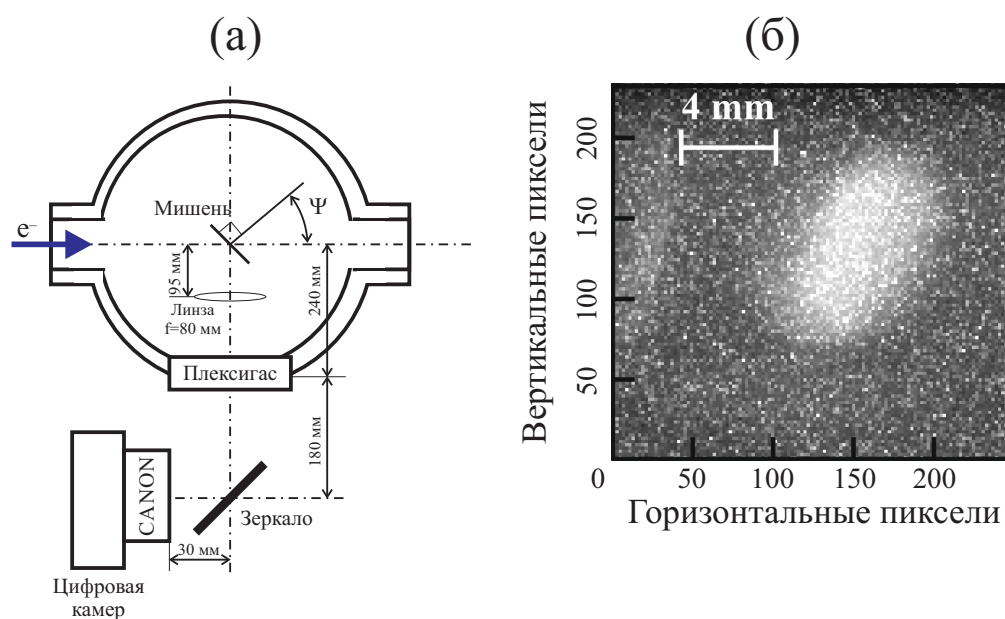


Рисунок 43 – (а) Схема экспериментального стенда; (б) профиль электронного пучка, измеренный с помощью оптического переходного излучения

Изучение выводится из вакуумной камеры через прозрачное плексигласовое окно (10 мм толщиной, размеры $200 \times 40 \text{ мм}^2$). Расстояние от оси вращения радиатора до окна – 240 мм. Для изучения поляризационных характеристик излучения на выходное вакуумное окно может устанавливаться поляризатор Vitacon (диаметр 62 мм).

¹⁰⁹Vukolov A. Microtron experimental facility at Tomsk Polytechnic University / A. Vukolov, S. Uglov, A. Gogolev, A. Potylitsyn, G. Naumenko, D. Shkitov, Yu. Cherepennikov, **M. Shevelev** // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. A. – 2025. – Vol. 1074. – Article number 170532.

Оптический тракт регистрации излучения включает регулируемую линзу CANON MACRO LENS EF-S, расположенную перед CCD-камерой Arcee Alta U30, а также линзу с фокусным расстоянием $f = 80$ мм внутри вакуумной камеры, зеркала под углом 45° на расстоянии 180 мм от вакуумного окна для направления излучения на матрицу камеры.

Ось оптического тракта ориентирована под углом $90.0^\circ \pm 0.5^\circ$ относительно электронного пучка. Защита камеры от фотонов тормозного излучения реализована размещением в синцовом «домике».

Управлением цифровой камерой осуществляется дистанционно через локальную сеть с ноутбука. Экспериментальная станция отделена от ускорителя вакуумным затвором и оснащена собственным вакуумным постом, что позволяет менять радиаторы без развакуумирования ускорителя и сокращает время подготовки измерений.

На рисунке 43(б) показан профиль электронного пучка, измеренный посредством оптического переходного излучения от мишени из полированного алюминия^{110,111}. Оптическая схема линз и CCD камеры настраивалась как фокусировка на мишень. Время экспозиции для регистрации переходного излучения составляло 10 – 60 с в зависимости от тока пучка.

Успешная апробация схемы регистрации оптического излучения подтвердила её готовность к применению в условиях высокоэнергетических пучков. На ускорителе ЛИНАК-200 ОИЯИ с её помощью были проведены исследования пятна высвечивания ИВЧ¹¹², что демонстрирует работоспособность методики в экспериментах с высокоэнергетическими пучками заряженных частиц.

4.3 Экспериментальное исследование спектрально-угловых распределений излучения Вавилова-Черенкова от умеренно релятивистского пучка на микротроне ТПУ

В разделе представлены результаты регистрации ИВЧ от электронного пучка, проходящего через кристаллы CVD-алмаза (8×8 мм², толщина 500 мкм) и корунда (25×25 мм², толщина 500 мкм)¹¹³. Эксперимент проведён на базе

¹¹⁰Bolzon B. Very high resolution optical transition radiation imaging system: Comparison between simulation and experiment / B. Bolzon, A. Aryshev, T. Aumeyr, S. Boogert, P. Karataev, K.O. Kruchinin, T. Lefevre, S. Mazzoni, L. Nevay, **M. Shevelev** [et al.] // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2015. – V. 18. – Article number 082803.

¹¹¹Vukolov A.V. Electron Energy Measurement Using Optical Transition Radiation / A.V. Vukolov, A.P. Potylitsyn, **M.V. Shevelev**, S.R. Uglov // PEPAN Lett. – 2023. – Vol. 20. – P. 1030-1034.

¹¹²Potylitsyn A. Optical Cherenkov Radiation from a Transparent Plate for Beam Diagnostics / A. Potylitsyn, S. Gogolev, D. Shkitov, A. Vukolov, A. Baldin, Vit. Bleko, Ver. Bleko, M. Nozdrin, P. Karataev, Yu. Cherepennikov, **M. Shevelev** // Rad. Phys. Chem. – 2026. – Vol. 243. – Article number 113708.

¹¹³Alekseev B.A. Cherenkov radiators based on diamond and corundum crystals/ B.A. Alekseev, A.V. Vukolov, F.V. Konusov, S.K. Pavlov, A.P. Potylitsyn, S.R. Uglov, Yu. M. Cherepennikov, **M.V. Shevelev**, A.G. Burachenko // PEPAN Lett. – 2023. – Vol. 20. – P. 38-41.

микротрона Томского политехнического университета с использованием пучка электронов с энергией 5.7 МэВ, импульсным током 230 мкА, длительностью макроимпульса 0.5 мксек и частотой следования макроимпульсов 50 Гц. Горизонтальные и вертикальные размеры электронного пучка составляли $\sigma_x = \sigma_y = 3$ мм. Схема установки показана на рисунке 44.

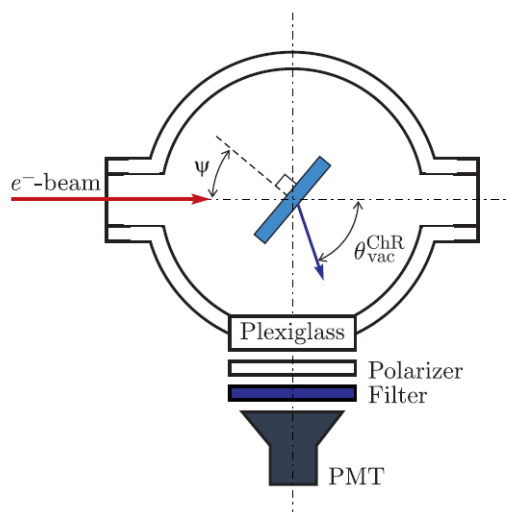


Рисунок 44 – Схема экспериментальной установки

Кристаллы поочерёдно размещались на двухосном моторизованном устройстве с возможностью вращения в диапазоне $0 - 360^\circ$ для точной юстировки относительно пучка. Регистрация излучения осуществлялась кремниевым ФЭУ MicroFJ-SMA-30020 (1 мм^2 , диапазон чувствительности 250 – 850 нм, максимум при 430 нм) под углом 90° к направлению пучка. Для подавления фона люминесценции применялись светофильтры (УФС-1 для алмаза, СС-8 для корунда) и поляризатор Vitacon PL диаметром 62 мм.

Угол поворота мишени ψ рассчитывался с учётом коэффициента преломления $n(\lambda)$ для вывода ИВЧ под заданным углом наблюдения $\theta_{\text{vac}}^{\text{ChR}} = 90^\circ$ по формуле:

$$\theta_{\text{vac}}^{\text{ChR}} = \arcsin \left(n(\lambda) \sin \left[\arccos \frac{1}{n(\lambda) \beta} \right] - \psi \right) + \psi.$$

Для алмаза ($n = 2.57$) угол поворота составил 53.7° , а корунда ($n = 1.77$) – 24.9° .

Спектры пропускания используемых материалов, измеренные с помощью спектрометра Avantes Avaspec 3648, представлены на рисунке 45.

Световые фильтры позволили эффективно отделить ИВЧ от неполяризованного свечения люминесценции. Типичные осциллограммы для алмаза и корунда

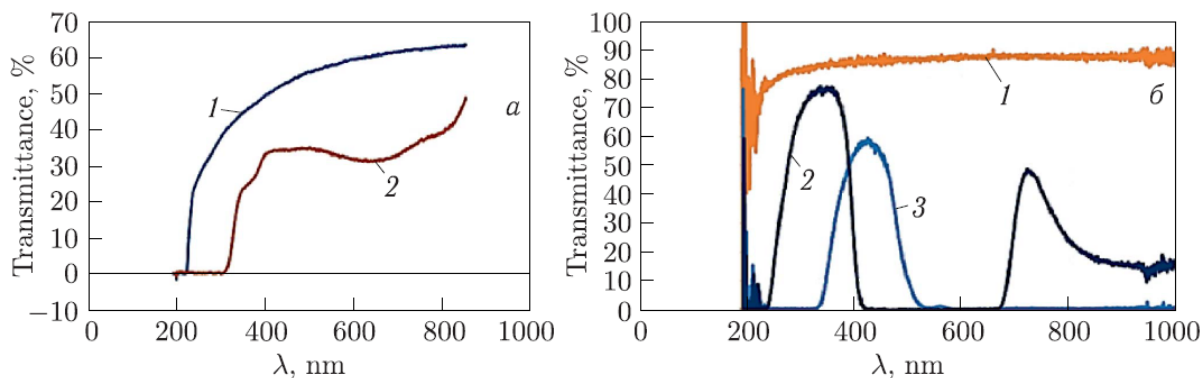


Рисунок 45 – Спектры пропускания: (а) 1 – алмаз, 2 – поляризатор; (б) 1 – корунд, 2 – светофильтры УФС-1, 3 – светофильтр СС-8

да, измеренные для выбранных углов поворота ψ мишеней относительно электронного пучка представлены на рисунке 46.

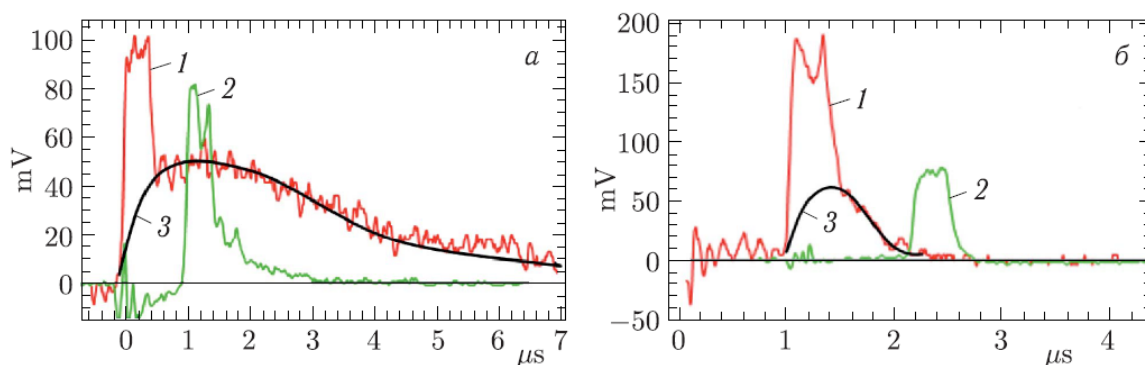


Рисунок 46 – Типичные осциллограммы наблюдения ИВЧ и люминесценции при $\psi = 40^\circ$: (а) корунд; (б) алмаз; красная кривая 1 – измерения без фильтров; зеленая кривая 2 – измерения с фильтрами со сдвигом на 1.5 мкс; черная кривая 3 – вклад люминесценции

Ориентационные зависимости, демонстрирующие максимумы с шириной на полувисоте около 20° , согласуются с моделью многократного рассеяния в радиаторе¹⁰⁷ и показаны на рисунках 47 и 48. Нормировка амплитудных показаний ИВЧ для обоих кристаллов выполнена по току пучка с помощью индукционного датчика.

Далее было проведено исследование радиационной стойкости кристалла корунда при облучении электронным пучком. Экспериментальная схема облучения представлена на 49.

Использовалась пластинка корунда из партии в 400 образцов производства компании «TechSapphire» (Россия). Размеры кристаллической пластины: 25 мм × 25 мм × 500 мкм. Облучение проводилось на воздухе со следующими

¹⁰⁷Потылицын А.П. Излучение Вавилова-Черенкова в наклонной диэлектрической пластине. Нарушение азимутальной симметрии / А.П. Потылицын, С.Ю. Гоголев // Письма в ЭЧАЯ. – 2019. – Т. 16, № 2. – С. 147-157.

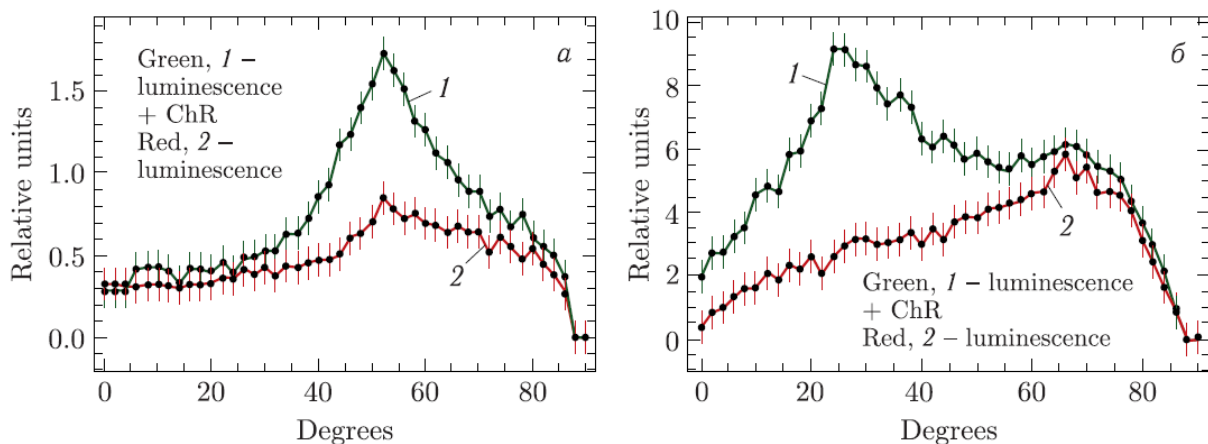


Рисунок 47 – Ориентационная зависимость ИВЧ: (а) алмаза; (б) корунда; зеленая кривая 1 – поляризатор пропускает горизонтальную компоненту поляризации, красная кривая 2 – поляризатор пропускает вертикальную компоненты поляризации

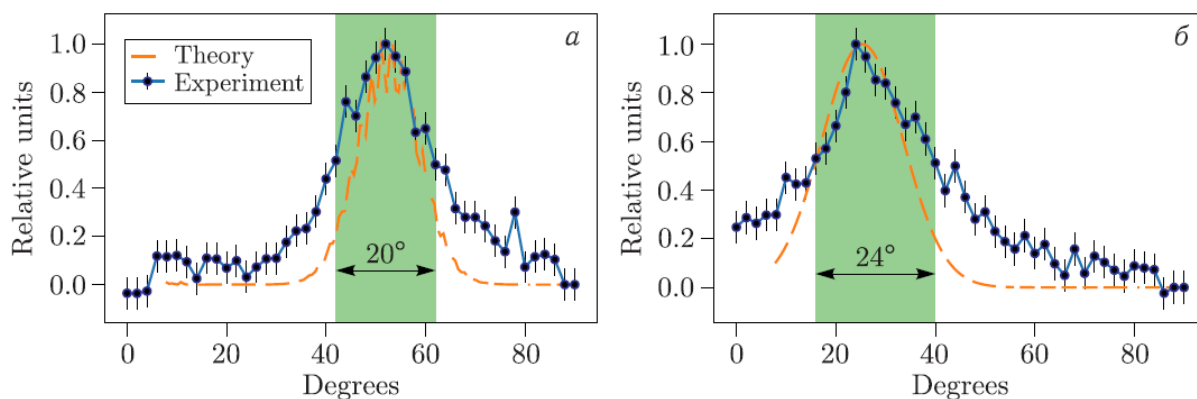


Рисунок 48 – Ориентационная зависимость ИВЧ с вычитанием вклада люминесценции: (а) алмаза; (б) корунда

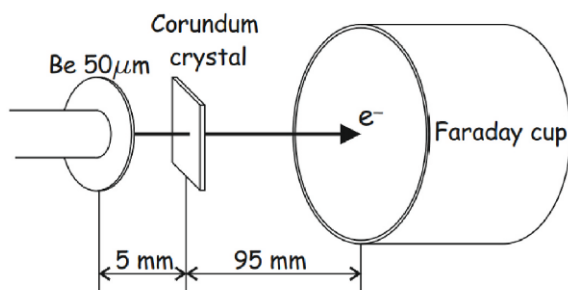


Рисунок 49 – Схема облучения кристалла корунда

параметрами электронного пучка: энергия – 5.7 МэВ; импульсный ток – 230 нА; длительность макроимпульса – 0.5 мкс; частота повторения – 50 Гц.

Кристалл располагался перпендикулярно электронному пучку на расстоянии 5 мм от бериллиевого выходного окна (50 мкм). Размеры пучка в месте расположения кристалла: $\sigma_x = \sigma_y \approx 4$ мм. Ток пучка измерялся цилиндром Фарадея, установленным на расстоянии 100 мм от выходного окна. Время облучения составило 15 часов 20 минут, полный заряд – $3.12 \cdot 10^{15}$ электронов.

Мощность дозы в области расположения кристалла, составившая несколько единиц Гр/с, была оценена методом численного моделирования в программной среде GEANT4. Адекватность применяемого подхода к моделированию подтверждена в наших работах^{114,115,116}, где продемонстрировано хорошее соответствие расчётных и экспериментальных данных

Спектральное пропускание кристаллов корунда измерялось с использованием спектрометра Avantes Avaspec 3648 и комбинированного источника света Avantes AvaLight-DHc (200 до 1000 нм). Для мониторинга изменений оптических свойств кристалла корунда после облучения из той же партии случайным образом были отобраны пять контрольных образцов. Их среднее спектральное пропускание использовалось как эталонный уровень. Экспериментальные спектры контрольных образцов и спектр источника света представлены на рисунке 50.

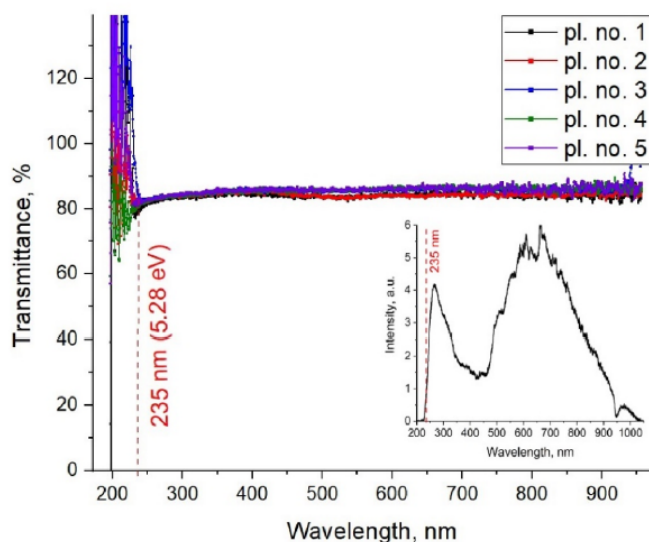


Рисунок 50 – Экспериментально измеренные спектры пропускания эталонных радиаторов и спектр источника света Avantes AvaLight-DHc (в правом нижнем углу).

Анализ показал, что надёжные данные получаются в диапазоне выше 235 нм (5.28 эВ), поэтому дальнейший анализ проводился в интервале 235 – 1000 нм. В диапазоне 235 – 400 нм прозрачность пластин варьировалась в пределах $\sim 3\%$,

¹¹⁴Gauzshtein V.V. Coherent photoproduction of a π^0 -meson on a tensor-polarized deuteron at large momentum transfer / V.V. Gauzshtein, B.I. Vasilishin, E.M. Darwish, A.I. Fix, M.Ya. Kuzin, M.I. Levchuk, A.Yu. Loginov, D.M. Nikolenko, I.A. Rachek, Yu.V. Shestakov, D.K. Toporkov, A.V. Yurchenko, S.A. Zevakov, B.A. Alekseev, G.A. Karmanov, S.P. Korneev, D.D. Zaytsev, I.K. Dementiev, **M.V. Shevelev** [et al.] // Results in Physics. – 2022. – Vol. 38. – Article number 105573.

¹¹⁵Cherepennikov Yu.M. Pion photoproduction on a deuteron at the VEPP-3 electron beam / Yu.M. Cherepennikov, E.M. Darwish, A.I. Fix, V.V. Gauzshtein, M.I. Levchuk, A.Yu. Loginov, D.M. Nikolenko, I.A. Rachek, Yu.V. Shestakov, **M.V. Shevelev** [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. A. – 2025. – V. 1074. – Article number 170316.

¹¹⁶Alekseev B. Runaway electron energy determination by angular distribution of Cherenkov radiation / B. Alekseev, A. Konkov, E. Baksht, M. Erofeev, A. Potylitsyn, **M. Shevelev** [et al.] // JINST. – 2020. – Vol. 15. – Article number C08025.

что подтверждает стабильность оптических свойств и пригодность кристаллов для серийных систем детектирования.

После облучения измерено спектральное пропускание образца (усреднение по пяти точкам: 3 — в области края пятна пучка, 2 — в центре). Результаты, представленные на рисунке 51, показали равномерность облучения: все точки дали близкую функцию пропускания.

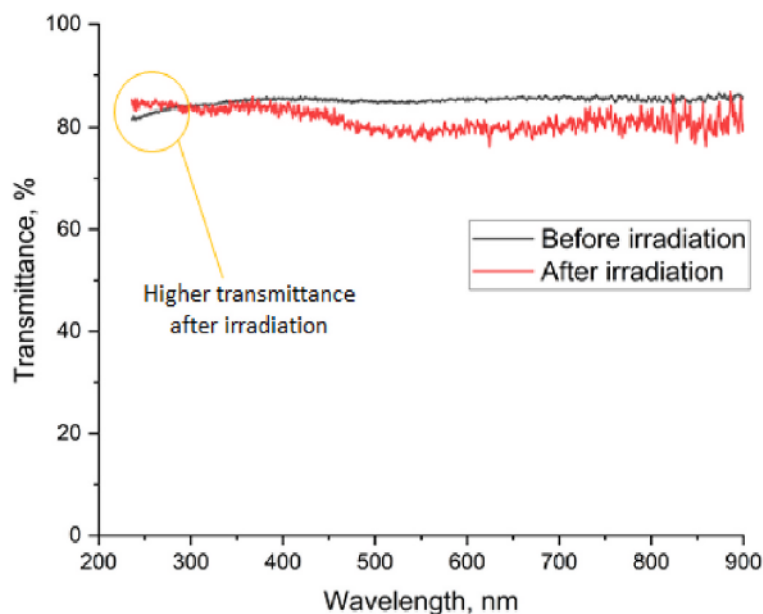


Рисунок 51 – Усреднённый спектр пропускания облучённых и контрольных кристаллов корунда

Обнаружены следующие изменения оптических свойств: снижение прозрачности на $\leq 10\%$ в видимом диапазоне (450–1000 нм); увеличение прозрачности в УФ-области (235–300 нм) – эффект просветления. Рассматривая спектральный диапазон 235–300 нм, можно отметить, что интегральная прозрачность образца корунда после облучения при указанных параметрах практически не изменилась. Этот результат может оказаться перспективным при использовании таких образцов в качестве излучателей. Поскольку при работе с пучком заряженных частиц наблюдается слабая зависимость оптических свойств от поглощённой дозы излучения, это позволяет избежать нормализации регистрируемого оптического сигнала и исключить коррекцию на радиационную усталость корундовой мишени.

Детальный анализ механизмов изменения оптических свойств, включая моделирование формирования и трансформации центров окраски в кристалле ко-

рунда под действием облучения, представлен в нашей работе¹¹⁷ где приведены основные расчётные выкладки и интерпретация наблюдаемых эффектов.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности применения кристаллов корунда в практических устройствах, работающих в условиях радиационного воздействия, благодаря сочетанию высокой радиационной стойкости, стабильности оптических свойств и относительно низкой стоимости по сравнению с альтернативными материалами (например, алмазом).

В ходе исследования спектры ИВЧ были измерены на двух экспериментальных установках.

На микротроне¹¹⁸ с энергией электронов 6.1 МэВ проведены эксперименты с образцами кварца марок GE-014 и КУ-1¹¹⁹. Исследовано влияние угла наклона кварцевой пластинки (ψ) на интенсивность и спектральный состав излучения.

На втором микротроне¹⁰⁹ с пучком электронов энергией 2.7 МэВ проведены исследования спектра ИВЧ от радиаторов из плавленного кварца (марки GE012 и КУ-1) и бромида калия (KBr)¹²⁰. Основное внимание в работе было сосредоточено на анализе влияния рассеяния электронов в материале на угловое распределение и спектр ИВЧ.

В обоих экспериментах регистрация спектров выполнялась с использованием спектрометра Ocean Optics HR2000+ES.

Результаты измерений однозначно подтверждают регистрацию ИВЧ на обеих установках. Основным доказательством является соответствие экспериментальных спектров теоретическим предсказаниям. Экспериментальные спектры хорошо согласуются с расчётными зависимостями для ИВЧ (с учётом дисперсии показателя преломления и потерь энергии электронов). Например, для кварца GE-014 при энергии 6.1 МэВ спектр ИВЧ совпадает с расчётом (см. рисунок 52, кривая 4). Для плавленного кварца КУ-1 при энергии 2.7 МэВ экспериментальный спектр практически полностью соответствует рассчитанному спектру ИВЧ (см. рисунок 53).

¹¹⁷Cherepennikov Yu. Prospects of corundum crystals application as Cherenkov radiators / Yu. Cherepennikov, A. Vukolov, V. Kocharyan, F. Konusov, S. Pavlov, **M. Shevelev**, A. Potylitsyn // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. A. – 2024. – Vol. 1059. – Article number 169019.

¹¹⁸Alekseev B.A. Measuring electron beam divergence with Cherenkov light / B.A. Alekseev, A.V. Vukolov, A.P. Potylitsyn, **M.V. Shevelev** // PEPAN Lett. – 2020. – Vol. 17. – P. 27–31.

¹¹⁹Baksht E.K. Cherenkov radiation in the visible and ultraviolet spectral ranges from 6-MeV electrons passing through a quartz plate/ E.K. Baksht, A.V. Vukolov, M.V. Erofeev, G.A. Naumenko, A.P. Potylitsyn, V.F. Tarasenko, A.G. Burachenko, **M.V. Shevelev** // JETP Lett. – 2019. – Vol. 109. – P. 564–568.

¹⁰⁹Vukolov A. Microtron experimental facility at Tomsk Polytechnic University / A. Vukolov, S. Uglov, A. Gogolev, A. Potylitsyn, G. Naumenko, D. Shkitov, Yu. Cherepennikov, **M. Shevelev** // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. A. – 2025. – Vol. 1074. – Article number 170532.

¹²⁰Baksht E.Kh. Emission of fused silica and KBr samples in the UV and visible spectral ranges under irradiation with 2.7 MeV electrons / E.Kh. Baksht, B.A. Alekseev, A.G. Burachenko, A.V. Vukolov, A.P. Potylitsyn, V.F. Tarasenko, S.R. Uglov, **M.V. Shevelev** // Matter and Radiation Extremes. – 2022. – Vol. 7. – Article number 026901.

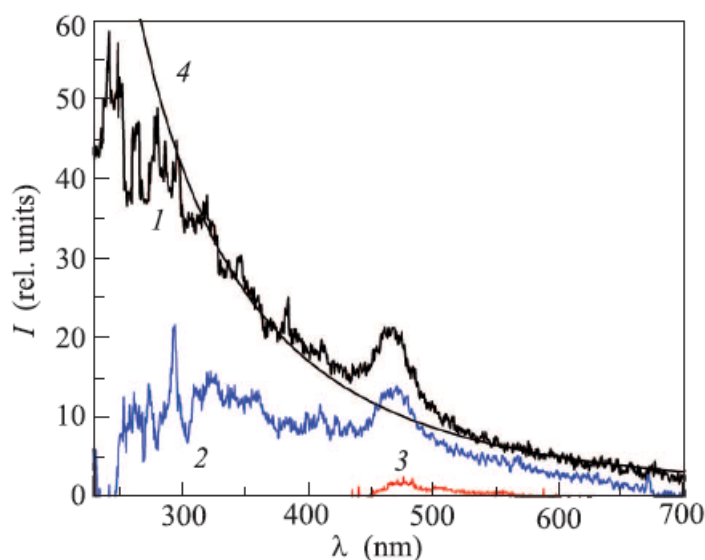


Рисунок 52 – Спектры излучения пластинки из кварца GE-014 при различных углах ψ между поверхностью плоскопараллельной пластинки из кварца и направлением потока электронов: 1 – $\psi = 70^\circ$, 2 – $\psi = 78^\circ$, 3 – $\psi = 86^\circ$, 4 – расчетный спектр ИВЧ для энергии электронов 6.1 МэВ

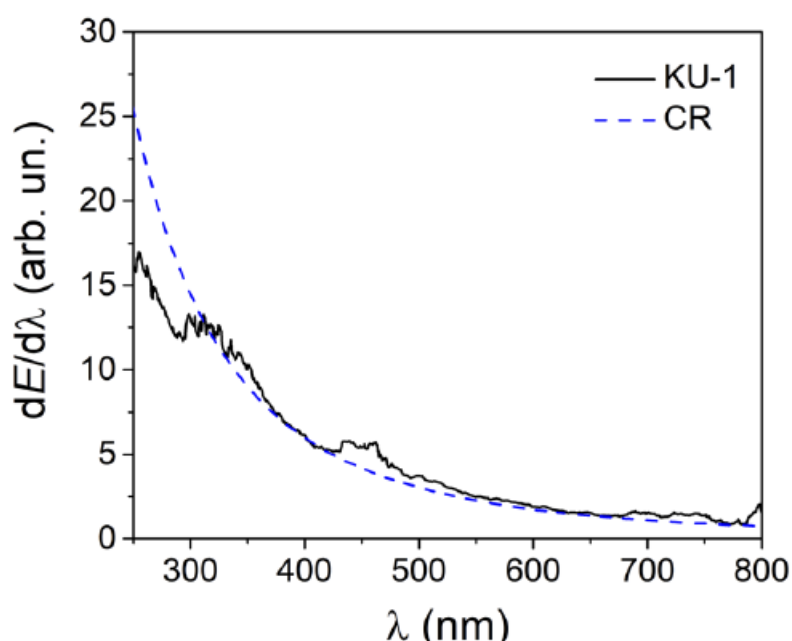


Рисунок 53 – Экспериментальный спектр излучения пластины из плавленного кварца KU-1 (сплошная линия) и рассчитанный спектр черенковского излучения (штриховая линия)

Интенсивность ИВЧ достигает максимума при углах наклона мишени, близких к расчётным значениям угла Черенкова (θ_{Ch}), и резко снижается при отклонении от них. На установке с 6.1 МэВ максимум интенсивности ИВЧ наблюдается при $\psi \approx 70^\circ$ (см. рисунок 54). На установке с 2.7 МэВ оптимальное совпадение углов ψ и θ_{Ch} также обеспечивает максимальную регистрацию ИВЧ (см. рисунок 55(b)).

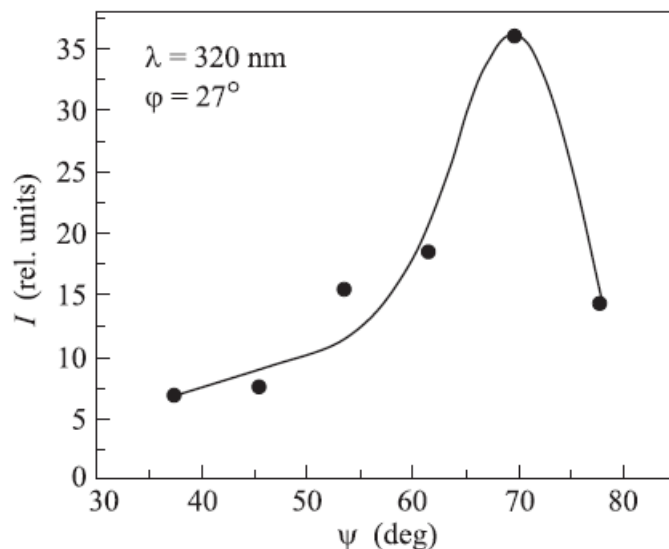


Рисунок 54 – Зависимость интенсивности излучения на длине волны 320 нм от угла между плоскостью пластинки из кварца и направлением потока электронов: точки – экспериментальные данные, линия – теоретический расчёт

В УФ-области ($\lambda < 450$ нм) интенсивность излучения возрастает при уменьшении длины волны, что соответствует теоретической зависимости для ИВЧ ($\sim 1/\lambda^3$). Этот эффект отчётливо виден в измеренных спектрах.

Форма импульсов излучения в видимой области синхронизирована с импульсом электронного пучка, что характерно для ИВЧ и отличает его от ИКЛ (которая может иметь «хвост» затухания). Это подтверждено измерениями с помощью кремниевого фотоумножителя SiPM (см. рисунок 56).

Наблюдаемое уширение конуса ИВЧ из-за рассеяния электронов согласуется с теоретическими оценками и моделированием в Geant4. Например, для кварца GE012 угловое распределение энергии ИВЧ соответствует расчётам при различных углах наклона (см. рисунок 55).

Таким образом, совокупность спектральных, угловых и временных характеристик однозначно подтверждает регистрацию ИВЧ в обоих экспериментах. Результаты исследования расширяют представление о том, как энергия электронов, материал мишени и геометрия эксперимента влияют на параметры ИВЧ, что важно для разработки детекторов на его основе.

4.4 Основные выводы по разделу

В рамках проведённого исследования получены следующие ключевые результаты:

1. Предложена новая концепция метода измерения энергии умеренно релятивистских ионов. В основе метода – регистрация спектра монохроматиче-

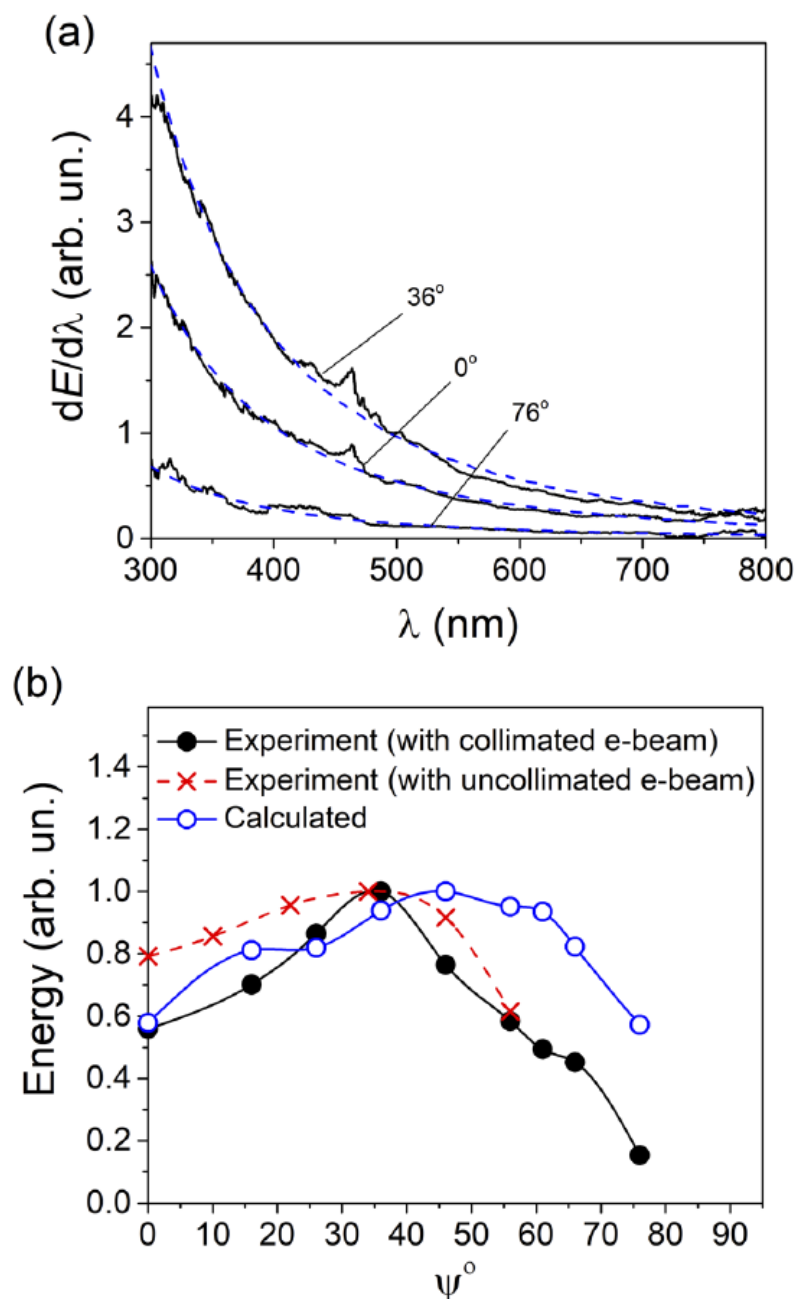


Рисунок 55 – (а) Экспериментальные спектры излучения пластины из плавленного кварца GE012 толщиной 2.18 мм для углов $\psi = 0, 36^\circ$ и 76° совместно с рассчитанными спектрами черенковского излучения; (б) интенсивность излучения образца из плавленного кварца GE012 в спектральном диапазоне 300 – 800 нм (эксперименты с коллимированным и неколлимированным электронными пучками) совместно с рассчитанной интенсивностью излучения для коллимированного пучка при различных значениях угла ψ

ского ИВЧ, возникающего при прохождении ионного пучка через тонкую диэлектрическую пластинку.

- Создан экспериментальный стенд на базе микротрона ТПУ для исследования спектрально-угловых характеристик ИВЧ в оптическом диапазоне частот. Реализованная оптическая схема, включающая длиннофокусный объектив, светофильтр и поляризатор, обеспечивает надёжное выделение

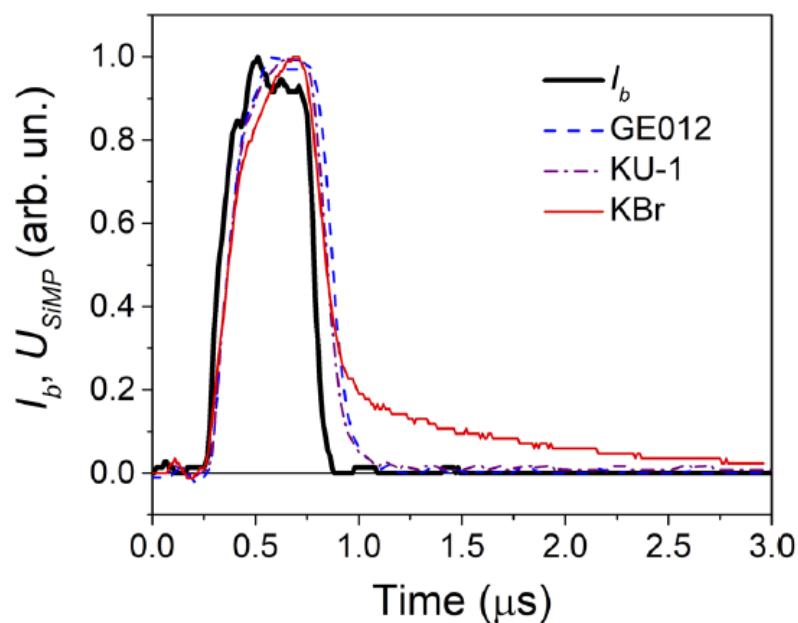


Рисунок 56 – Нормализованные формы сигналов тока электронного пучка I_b и интенсивности оптической эмиссии U_{SiPM} для пластин из плавленого кварца KU-1 и GE012, а также для пластины KBr

ИВЧ на фоне катодолюминесценции, возникающей при прохождении умеренно релятивистского электронного пучка через диэлектрическую пластинку.

3. Экспериментально подтверждены теоретические предсказания относительно ориентационной зависимости ИВЧ. Полученные данные демонстрируют, что часть конуса черенковского излучения может быть выведена из радиатора под прямым углом относительно траектории движения умеренно релятивистских заряженных частиц. Это расширяет возможности конструирования детекторов и оптимизирует геометрию вывода излучения в практических приложениях.
4. Проведено исследование радиаторов на основе корунда с целью оценки их применимости в условиях высоких радиационных нагрузок. Исследования показали высокую радиационную стойкость корунда к облучению: даже после воздействия дозовых нагрузок в несколько гигагрей (ГГр) оптические характеристики материала остаются стабильными.

5 Поляризационное излучение вблизи края фотопоглощения

В разделе представлены теоретические исследования механизмов генерации поляризационного излучения от макроскопических структур в рамках единого теоретического формализма, целью которых является разработка научных основ для создания интенсивного монохроматического источника излучения в рентгеновском диапазоне частот.

В основе методологии лежит метод поляризационных токов, предусматривающий решение системы вакуумных уравнений Максвелла с учётом поляризационного тока, создаваемого кулоновским полем равномерно и прямолинейно движущегося заряда. При этом учёт аномальной дисперсии диэлектрических свойств вещества выполнен на основе модели факторов рассеяния, что позволило адекватно описать поведение излучения в условиях сложных спектральных зависимостей.

Проведённое исследование позволило обобщить существующие теоретические модели генерации ИВЧ в присутствии переходного излучения в рентгеновской области частот. Впервые детально исследованы и объяснены спектрально-угловые и поляризационные свойства гибридного излучения как эффекта интерференции различных видов поляризационного излучения. В частности, уточнено влияние скользящих углов пролёта частицы сквозь мишень на фотонный выход рентгеновского излучения. Показано, что эффект пространственного перераспределения интенсивности излучения играет основную роль в формировании итоговых характеристик источника.

Установлена принципиальная невозможность усиления фотонного выхода черенковского излучения за счёт применения многослойных мишеней с вакуумными промежутками – это обусловлено эффектами деструктивной интерференции, снижающими общую эффективность системы. Также продемонстрировано влияние аномальной дисперсии комплексной диэлектрической проницаемости на спектр ПИ, что даёт возможность более точно прогнозировать спектральные характеристики создаваемых источников.

Полученные результаты имеют существенное значение для решения актуальных проблем создания источников мягкого рентгеновского излучения. Они не только закладывают теоретическую основу для проектирования интенсивных монохроматических источников, но и открывают новые возможности для оптимизации параметров излучающих структур с учётом эффектов интерференции и дисперсии. Практическая ценность исследования проявляется в его потенциальном применении в спектроскопических исследованиях состава и структуры

веществ и композитных материалов, а также в разработке методов неразрушающего контроля и диагностики наноматериалов. Разработанные теоретические подходы могут найти применение при создании новых источников мягкого рентгеновского излучения для задач материаловедения, биологии, медицины и микроэлектроники.

5.1 Гибридное излучение в рентгеновской области частот

Рассмотрим задачу о генерации поляризационного излучения при пересечении заряженной частицей бесконечной пластинки толщиной d (рисунок 57). Данная задача представляет интерес для приложений в рентгеновской микроскопии. Как показано в работе⁴⁰, перераспределение интенсивности ИВЧ, обусловленное наклонным прохождением заряженной частицы через пластинку, позволяет увеличить выход фотонов для определенных углов наблюдения θ .

В рамках настоящего исследования для расчёта характеристик гибридного излучения был применён метод поляризационных токов^{121,122}. Ограничения и пределы применимости метода поляризационных токов подробно рассмотрены в работе¹⁰⁶.

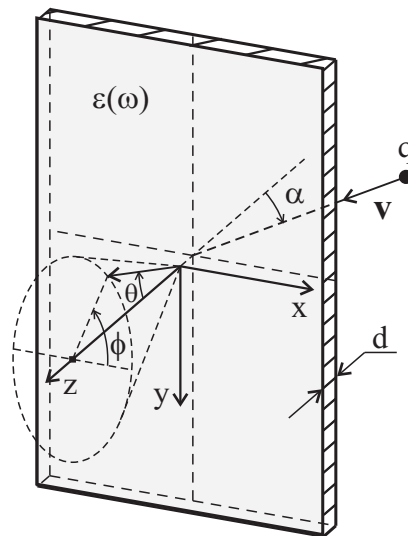


Рисунок 57 – Схема генерации излучения заряженной частицей, проходящей через бесконечную пластинку толщины d

⁴⁰Moran M.J. Grazing-incidence Cherenkov X-ray generation / M.J. Moran, B. Chang, M.B. Schneider // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. B. – 1990. – Vol. 48. – Pp. 287–290.

¹²¹Konkov A.S. On the polarization characteristics of Cherenkov radiation from a dielectric screen / A.S. Konkov, A.P. Potylitsyn, M.V. Shevelev, A.S. Aryshev // JETP Lett. – 2017. – Vol. 105. – P. 227–231.

¹²²Potylitsyn A.P. X-ray Cherenkov radiation near photoabsorption edge / A.P. Potylitsyn, A.V. Vukolov, S.R. Uglov, M.V. Shevelev // Phys. Usp. – 2025. – Vol. 68, № 12. – P. 1268–1282.

¹⁰⁶Shevelev M. Soft-x-ray Cherenkov radiation generated by a charged particle moving near a finite-size screen / M. Shevelev, A. Konkov, A. Aryshev // Phys. Rev. A. – 2015. – Vol. 92. – Article number 053851.

Выражение для напряженности магнитного поля поляризационного излучения может быть записано следующим образом:

$$\mathbf{H}^{\text{pol}}(\mathbf{r}, \omega) = C \left\{ \beta^2 \cos \alpha (e_z \sin \alpha + e_y \cos \alpha) - e_y (A + B), \right. \\ \left. e_x (A + B - \beta^2 \cos^2 \alpha), -\beta^2 e_x \cos \alpha \sin \alpha \right\}. \quad (32)$$

Здесь введены обозначения:

$$A = -\beta \sqrt{\varepsilon(\omega)} e_z \cos \alpha, \\ B = 1 + \beta \sqrt{\varepsilon(\omega)} e_y \sin \alpha, \\ C = \frac{q}{2\pi c} \frac{A(1 - \varepsilon(\omega)) \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}]}{A + B} \frac{e_z}{|\mathbf{r}| \left[A^2 (e_x^2 + e_y^2) - e_z^2 (\beta^2 \cos^2 \alpha - B^2) \right]} \times \\ \times \left(1 - \exp \left[-i \frac{d\omega}{\beta c \cos \alpha} (A + B) \right] \right), \quad (33)$$

где q – заряд частицы, α – угол падения, $\varepsilon(\omega)$ – комплексная диэлектрическая проницаемость материала мишени, ω – частота излучения, \mathbf{r} – единичный радиус вектор в направлении наблюдения, $\mathbf{k} = \omega \sqrt{\varepsilon(\omega)} \mathbf{e}/c$ – волновой вектор.

В рентгеновском диапазоне энергий становится справедливым эйкональное приближение. Это позволяет записать вектор \mathbf{e} в упрощенной форме: $\mathbf{e} = \{\sin \theta \sin \phi, \sin \theta \cos \phi, \cos \theta\}$, где θ и ϕ – соответственно, полярный и азимутальный углы наблюдения.

Заметим, что на рисунке 57 размеры экрана в направлениях x и y стремятся к бесконечности. В рентгеновском диапазоне энергий такое допущение является физически обоснованным. Оно выполняется, поскольку характерные размеры экрана в указанных направлениях значительно превышают размер эффективного радиуса затухания электромагнитного поля частицы, который оценивается как $\sim \gamma \lambda$.

Далее, согласно подходу Стокса (Stokes) необходимо определить четыре параметра. Запишем их в следующем виде¹²³:

$$S_0 = E_1^* E_1 + E_2 E_2^*, \quad S_1 = E_1^* E_1 - E_2 E_2^*, \\ S_2 = E_1^* E_2 + E_1 E_2^*, \quad S_3 = i (E_1^* E_2 - E_1 E_2^*). \quad (34)$$

Здесь E_1 и E_2 – компоненты напряженности электрического поля, ортогональные направлению распространения излучения. Символ астериска означает комплексное сопряжение.

¹²³Розенберг Г.В. Вектор-параметр Стокса (Матричные методы учёта поляризации излучения в приближении лучевой оптики) // УФН. – 1955. – Т. 56. – С. 77–110.

Параметр S_0 является мерой интенсивности излучения, в то время как оставшиеся три параметра описывают его поляризационные состояния. Параметры S_1 и S_2 позволяют нам вычислить компоненты линейной поляризации вдоль оси системы единичных векторов поляризации. Параметр S_3 определяет величину и направление циркулярной компоненты поляризации излучения.

Для того чтобы определить компоненты напряженности электрического поля E_1 и E_2 в выражении (34) используем систему единичных векторов поляризации. Для геометрии излучения, представленной на рисунке 57, единичные векторы поляризации определяются вектором $\mathbf{n} = \{1, 0, 0\}$, который направлен вдоль симметричного направления рассматриваемой задачи, и могут быть выражены в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 &= \frac{[\mathbf{e} \times \mathbf{n}]}{|[\mathbf{e} \times \mathbf{n}]|} = \frac{\{0, e_z, -e_y\}}{\sqrt{e_z^2 + e_y^2}}, \\ \mathbf{e}_2 &= [\mathbf{e} \times \mathbf{e}_1] = \frac{\{e_x^2 - 1, e_x e_y, e_x e_z\}}{\sqrt{e_z^2 + e_y^2}}. \end{aligned} \quad (35)$$

Используя известное соотношение для связи векторов напряженности электрического и магнитного полей излучения⁶³ можем выразить компоненты напряженности электрического поля в виде:

$$\begin{aligned} E_1 &= C [\beta^2 e_z \cos \alpha \sin \alpha - e_y (A + B - \beta^2 \cos^2 \alpha)], \\ E_2 &= C e_x [e_z (A + B - \beta^2 \cos \alpha) + \beta^2 e_y \cos \alpha \sin \alpha]. \end{aligned} \quad (36)$$

Таким образом, несложно определить спектрально-угловую плотность гибридного излучения в направлении прямо «вперёд»:

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = c |\mathbf{r}|^2 S_0. \quad (37)$$

Для описания оптических свойств вещества в рассматриваемом диапазоне частот была применена модель диэлектрической проницаемости, основанная на комплексных атомных факторах рассеяния $f(\omega)$ ^{124,125}:

$$f(\omega) = f_1(\omega) - i f_2(\omega), \quad (38)$$

⁶³Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – Москва: Изд. Наука, 1973. – 721 с.

¹²⁴Henke B.L. X-ray interaction: photoabsorption, scattering, transmission and reflection at $E = 50 - 30,000$ eV, $Z = 1 \div 92$ / B.L. Henke, E.M. Gullikson, J.C. Davis // At. Data Nucl. Tables. – 1993. – Vol. 54. – P. 181–342.

¹²⁵Henke B.L. Low-energy X-ray interaction coefficients: photoabsorption, scattering, and reflection $E = 100 - 2000$ eV, $Z = 1 \div 94$ / B.L. Henke, P. Lee, T.J. Tanaka [et al.] // At. Data Nucl. Tables. – 1982. – Vol. 27. – P. 1–144.

где компоненты фактора $f_1(\omega)$, $f_2(\omega)$ вещественны и определяются из соотношений Крамерса-Кронига¹²⁶:

$$\begin{aligned} f_1(\omega) &= Z + \frac{1}{2\pi^2 r_0 c} \sum_m \int_{\omega_m}^{\infty} \frac{\omega_s^2 (\omega^2 - \omega_s^2) Z_m \mu_m(\omega_s) d\omega_s}{(\omega^2 - \omega_s^2)^2 + \Gamma_m^2 \omega^4}, \\ f_2(\omega) &= \frac{1}{2\pi^2 r_0 c} \sum_m \int_{\omega_m}^{\infty} \frac{\omega_s^2 \Gamma_m \omega^2 Z_m \mu_m(\omega_s) d\omega_s}{(\omega^2 - \omega_s^2)^2 + \Gamma_m^2 \omega^4}. \end{aligned} \quad (39)$$

Здесь Z_m – число электронов на m -оболочке; $\mu_m(\omega_s)$ – сечение фотоионизации электронов m -оболочки фотонами с частотой ω_s ; Γ_m – радиационный фактор подавления.

Следовательно, взаимодействие рентгеновского излучения с веществом будет характеризоваться диэлектрической проницаемостью:

$$\varepsilon(\omega) = \left[1 - \frac{1}{2Z} \left(\frac{\hbar\omega_p}{\hbar\omega} \right)^2 f(\omega) \right]^2. \quad (40)$$

В спектральной области «окна прозрачности» воды ИВЧ было успешно зарегистрировано для ряда материалов мишени, в том числе для ванадия и титана^{42,44}. Экспериментально показано, что данные металлы обеспечили выход фотонов на уровне 10^{-4} фотонов на один электрон и достаточную спектральную яркость, что делает их перспективными кандидатами для создания компактных источников мягкого рентгеновского излучения.

Таким образом, фольги из ванадия и титана целесообразно использовать для экспериментальной проверки результатов настоящего теоретического исследования. При выборе конкретного материала мишени приоритет был отдан титану. Это решение обусловлено более высокой точностью имеющихся данных по диэлектрическим свойствам титана в сравнении с ванадием, что критически важно для корректного моделирования спектрально-угловых характеристик излучения и верификации теоретических предсказаний.

На рисунке 58 представлены спектральные зависимости реальной и мнимой компоненты комплексной диэлектрической проницаемости титана вблизи L-края поглощения. Анализ приведённых зависимостей позволяет сделать сле-

¹²⁶Kaplan A.E. X-ray narrow-line transition radiation source based on low-energy electron beams traversing a multilayer nanostructure / A.E. Kaplan, C.T. Law, P.L. Shkolnikov // Phys. Rev. E. – 1995. – Vol. 52. – P. 6795–6808.

⁴²Knulst W. Cherenkov radiation in the soft X-ray region: towards a compact narrowband source: Ph.D. thesis / Technische Universitat Eindhoven. – 2004.

⁴⁴Knulst W. High-brightness, narrowband, and compact soft X-ray Cherenkov sources in the water window / W. Knulst, M.J. van der Wiel, O.J. Luiten, J. Verhoeven // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 83. – P. 4050–4052.

дующий вывод: в рассматриваемом диапазоне энергий выполняется критерий Тамма-Франка.

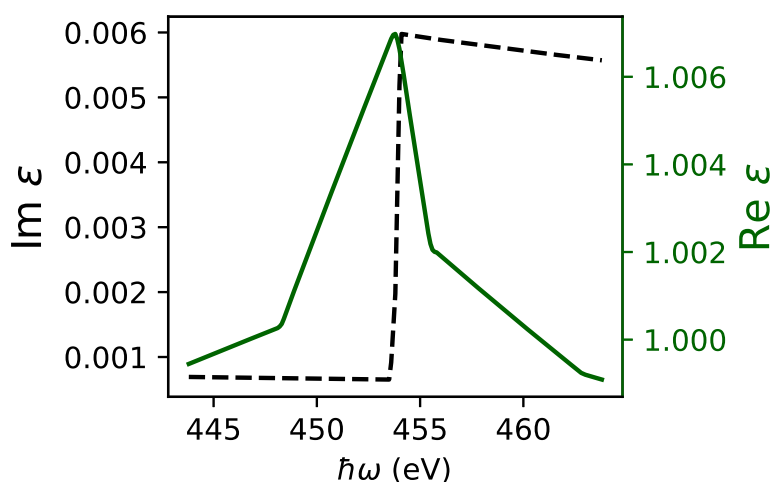


Рисунок 58 – Спектральная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости Ti вблизи L-края поглощения; реальная часть комплексной диэлектрической проницаемости изображена сплошной зелёной линией, мнимая часть – пунктирной черной линией

На рисунке 59 представлены результаты численных расчётов спектральных и угловых характеристик гибридного излучения, генерируемого титановой пластинкой, для различных значений энергии заряженных частиц и углов падения.

В общем случае гибридное излучение распространяется в направлении движения заряженной частицы, формируя характерный угловой паттерн относительно её траектории. Максимумы в угловом распределении интенсивности определяются двумя типами поляризационного излучения: ПИ и ИВЧ.

ПИ достигает максимальных значений интенсивности в области углов $\sim 1/\gamma$ относительно направления движения частицы, а ИВЧ при углах θ_{ch} . При нормальном падении частицы на пластинку угловое распределение интенсивности имеет симметричный вид (см. зависимости (a), (d) и (g) на рисунке 59). Увеличение угла падения приводит к возрастанию асимметрии в угловом распределении интенсивности.

Возникновение угловой асимметрии может быть объяснено двумя причинами. Первая причина заключается в увеличении отношения между эффективной длиной когерентности ИВЧ^{127,128}, которая будет определяться длиной поглощения излучения в веществе материала мишени, и длиной прохождения генерируемого излучения в материале мишени для больших значений полярного угла

¹²⁷Пафомов В.Е. Излучение заряженной частицы при наличии границ раздела // Труды ФИАН. – 1969. – Т. XLIV. – С. 28–167.

¹²⁸Базылев В.А. Генерация интенсивного электромагнитного излучения релятивистскими частицами / В.А. Базылев, Н.К. Жеваго // Усп. физ. наук. – 1982. – Т. 137. – С. 605–662.

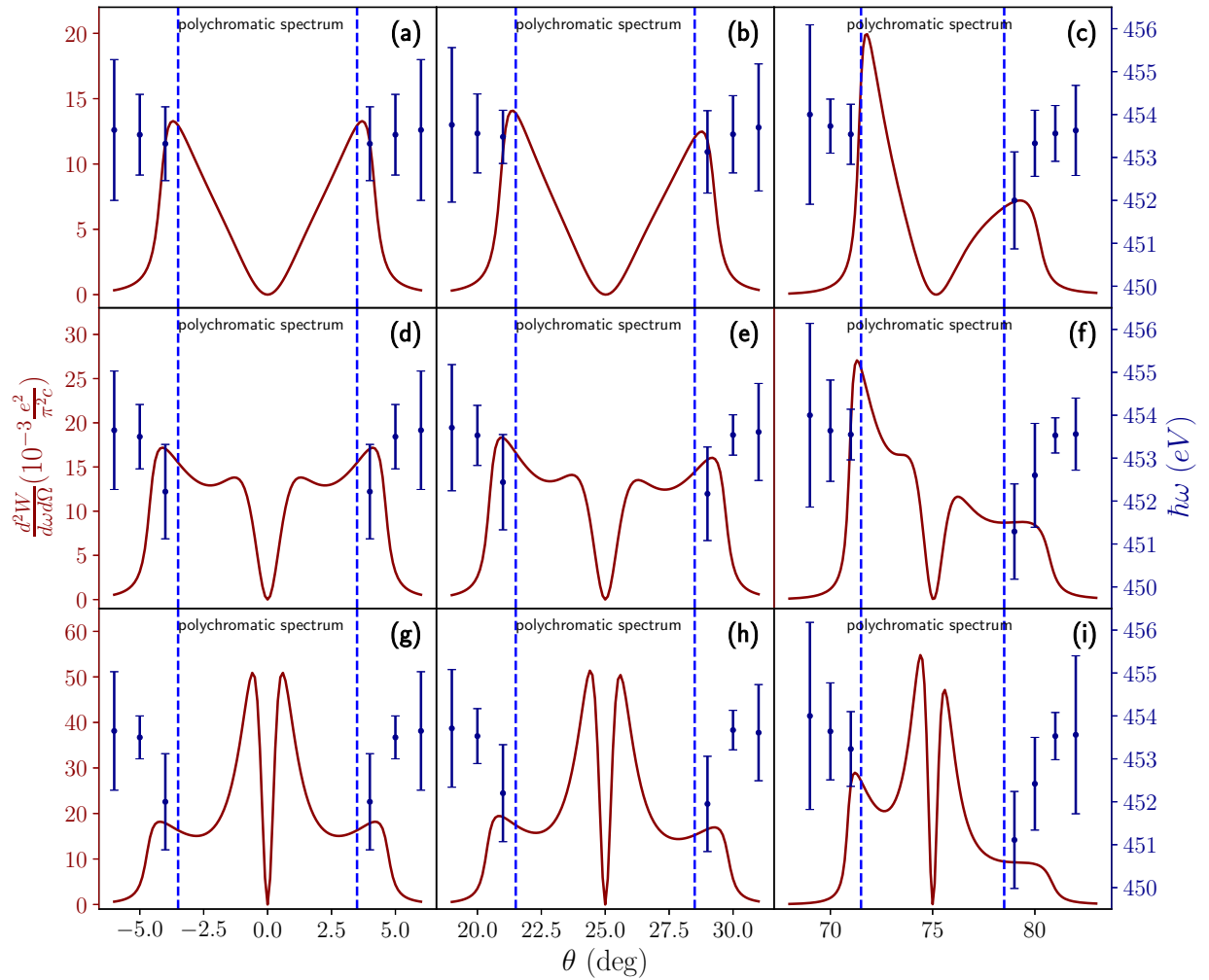


Рисунок 59 – Угловые и спектральные характеристики гибридного излучения от Тi пластинки для различных значений энергии заряженной частицы и углов падения; параметры расчёта: $d = 8$ мкм, $\phi = 0$ для случая $\theta > 0$ и $\phi = \pi$ для отрицательных значений полярного угла $\theta < 0$, усреднённая энергия фотонов $\Delta\hbar\omega = 443.8 - 463.8$ эВ, энергия электрона: (а – с) $\gamma = 25$, (d – f) $\gamma = 50$, (g – i) $\gamma = 100$ и угол падения: (a, d, g) $\alpha = 0$, (b, e, h) $\alpha = 25^\circ$, (c, f, i) $\alpha = 75^\circ$

θ . Вторая причина обусловлена асимметрией ПИ в случае наклонного падения частицы на пластинку^{129,130}.

На рисунке 59 также представлены спектральные характеристики гибридного излучения. Спектр излучения сильно зависит от полярного угла θ . Полихроматический спектр преобладает для углов, расположенных вблизи центра углового распределения. Из представленных зависимостей можно сделать вывод, что величина области в угловом распределении, характеризующая полихроматическим спектром, не зависит от энергии заряженной частицы и от угла падения. Монохроматические спектральные линии, обусловленные ИВЧ, можно наблюдать только на краях углового распределения. В нашем исследовании бы-

¹²⁹Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. – Москва: Изд. Наука, 1984.

¹³⁰Гарибян Г.М., Ши Ян. Рентгеновское переходное излучение. – Ереван: Изд. АН Армянской ССР, 1983.

ла использована FWHM для оценки ширины спектральных линий гибридного излучения. Положения спектральной линии и FWHM представлены на рисунках в виде точек и интервалов, соответственно. В случае нормального падения зависимость положения спектральной линии от полярного угла имеет симметричный вид, увеличение угла падения приводит к возникновению спектральной асимметрии гибридного излучения. Явление спектральной асимметрии обусловлено наличием спектральной дисперсии комплексной диэлектрической проницаемости, поскольку изменение пути излучения в поглощающей среде может привести к изменениям в регистрируемом спектре.

Смещение спектральной линии может достигать значения более 2 эВ для Ti пластинки. Следует заметить, что угловая и спектральная асимметрии будут наблюдаться только для полярного угла θ в плоскости $\phi = 0$.

Подставляя выражение (36) в формулы (34), мы можем вычислить поляризационные характеристики гибридного излучения. После детального анализа выражений заметим, что для ультрарелятивистского случая поляризационные характеристики гибридного излучения не зависят от энергии заряженной частицы, а в случае нормального падения или в плоскости перпендикулярной пластинке ($\phi = 0$) поляризация имеет только одну линейную компоненту. Условие наклонного падения приводит к возникновению всех трёх компонент поляризации. В работе мы акцентировали внимание на исследовании только циркулярной компоненты поляризации. Рентгеновские фотоны с циркулярной степенью поляризации играют важную роль в процессах взаимодействия излучения с веществом. Появление циркулярной компоненты поляризации гибридного излучения требует одновременного выполнения двух условий: $\alpha \neq 0$ и $\text{Im } \varepsilon(\omega) \neq 0$. Эти условия согласуются с результатами предыдущих работ^{127,131}, в которых авторы исследовали поляризационные свойства переходного излучения для случая наклонного падения частицы на границу раздела двух сред.

Более детальную информацию о поляризационных свойствах монохроматической части гибридного излучения можно получить из азимутальных зависимостей приведённого параметра Стокса $\xi_3 \cdot 100\%$ (см. рисунок 60). Расчёты проводились для фиксированных значений полярного угла θ , которые соответствуют монохроматической части спектра. Как следует из рисунка, увеличение угла падения приводит к возрастанию степени циркулярной поляризации. При прохождении волнового вектора через плоскость, перпендикулярную пластинке

¹²⁷Пафомов В.Е. Излучение заряженной частицы при наличии границ раздела // Труды ФИАН. – 1969. – Т. XLIV. – С. 28–167.

¹³¹Корхмазян Н.А. Поляризация переходного излучения в случае наклонного входа // Изв. АН АрмССР. Серия Физическая. – 1962. – Т. XV. – С. 115–121.

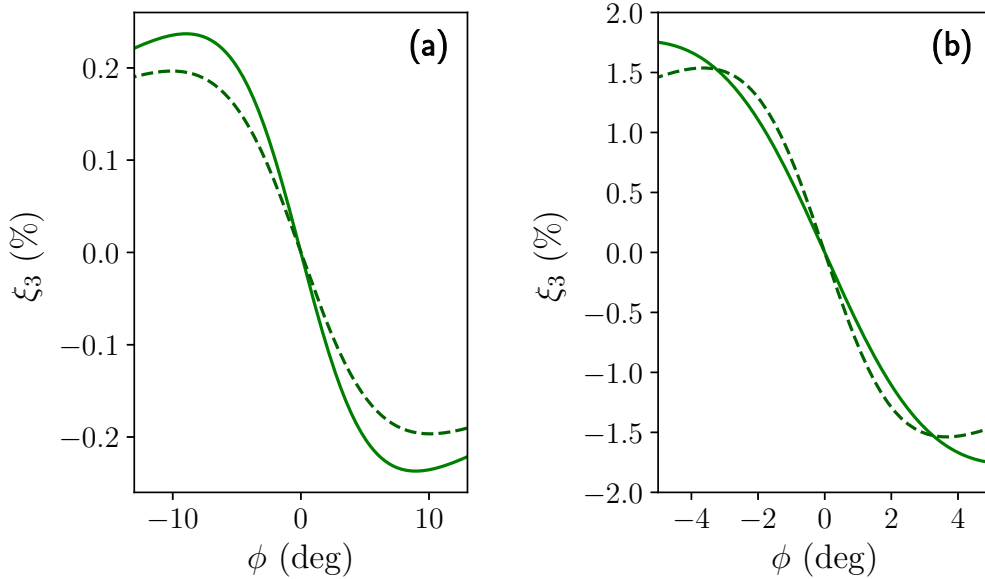


Рисунок 60 – Зависимость приведённого параметра Стокса $\xi_3 \cdot 100\%$ от азимутального угла ϕ для монохроматической части спектра гибридного излучения; параметры расчёта: материал мишени – Ti, $d = 8$ мкм, $\gamma = 25$, (a) $\alpha = 25^\circ$, сплошная кривая – $\theta_1 = 21^\circ$, $\hbar\omega_1 = 453.48$ эВ, пунктирная кривая – $\theta_2 = 29^\circ$, $\hbar\omega_2 = 453.13$ эВ; (b) $\alpha = 75^\circ$, пунктирная кривая – $\theta_1 = 71^\circ$, $\hbar\omega_1 = 453.54$ эВ, сплошная кривая – $\theta_2 = 80^\circ$, $\hbar\omega_2 = 453.33$ эВ

($\phi = 0$), приведённый параметр Стокса ξ_3 меняет свой знак. Это означает, что вектор поляризации изменит направление вращения.

5.2 Спектральные характеристики поляризационного излучения в области «окна прозрачности» воды

В данном разделе было проанализировано влияние толщины мишени и значения угла наклона радиатора на спектральное распределение генерируемого излучения.

Схема излучения, формирующегося при пересечении заряженной частицей бесконечной пластины толщиной d , проиллюстрирована на рисунке 57. Для определения спектрально-угловых характеристик гибридного излучения будем применять ранее полученное в предшествующем разделе выражение (32).

При рассмотрении вопроса о генерации излучения, возникающего при прохождении заряда через пластинку, обладающую поглощающими свойствами, введём такие понятия как «тонкая» и «толстая» мишень. Под термином «толстой» мишени полагаем, что толщина пластинки, в которой движется заряд, значительно больше, чем длина когерентности ПИ в материале мишени для направления полярного угла θ , соответствующих максимальному значению

спектрально-углового распределения ПИ ($l_{\text{coh}} = \lambda/|\beta^{-1} - \text{Re}\sqrt{\varepsilon(\omega)} \cos \gamma^{-1}|^{129}$). Если же пластинка настолько тонкая, что её толщина меньше или равна длине когерентности ПИ, то будем называть такую мишень «тонкой».

В начале рассмотрим простую геометрию излучения: нормальное падение ($\alpha = 0$) электрона на титановую пластинку. Угловые распределения в плоскости $\phi = 0$ и спектральное распределение испущенной энергии (интегрирование проводится по всем углам наблюдения θ и ϕ) гибридного излучения изображены на рисунке 61.

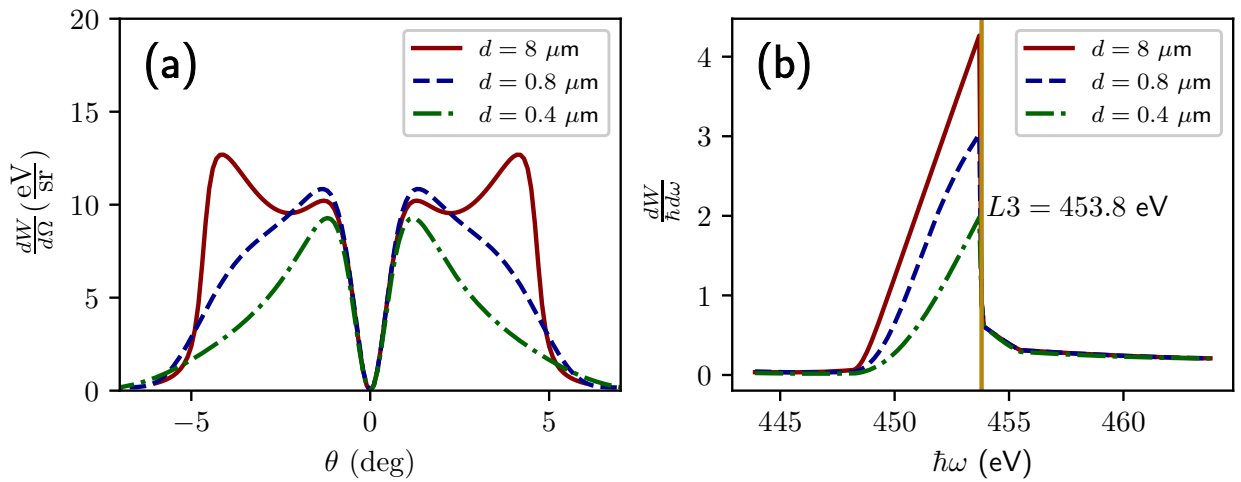


Рисунок 61 – Угловые (а) и спектральные (б) распределения испущенной энергии гибридного излучения для разных значений толщины мишени; параметры расчёта: материал мишени – Тi, энергия электрона $\gamma = 50$; сплошной красной линией изображены угловое и спектральное распределения испущенной энергии гибридного излучения от титановой фольги толщиной $d = 8 \mu\text{м}$, пунктирной синей линией – $d = 0.8 \mu\text{м}$, штрихпунктирной зелёной линией – $d = 0.4 \mu\text{м}$; вертикальная линия соответствует энергии фотонов L3-края поглощения Тi; при расчёте углового распределения гибридного излучения $\phi = 0$ для случая $\theta > 0$ и $\phi = \pi$ для отрицательных значений полярного угла $\theta < 0$, усреднение формулы (37) по энергии фотонов $\Delta\hbar\omega = 443.8 - 463.8 \text{ эВ}$

Основные параметры расчёта и пояснения приведены в подписи к рисунку. Из представленных зависимостей можем сделать следующий вывод: в случае «тонкой» пластинки вклад черенковского излучения в общую интенсивность гибридного излучения будет зависеть от длины пробега электрона в материале радиатора ($l = d/\cos \alpha$). Таким образом, в случае «тонкой» мишени спектральное распределение испущенной энергии и степень монохроматичности гибридного излучения будет зависеть от толщины мишени. На рисунке 61(б) мы обозначили сплошной вертикальной линией энергию фотонов соответствующую L3-краю поглощения титана и можем наблюдать резкий спад выхода фотонов гибридного излучения для высоких энергий за краем фотопоглощения. Физическая

¹²⁹Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. – Москва: Изд. Наука, 1984.

природа данного эффекта заключается в том, что интенсивность ИВЧ будет спадать как в следствии резонансного роста фотопоглощающей способности титана, так и уменьшения значения реальной части диэлектрической проницаемости (см. рисунок 58).

Рисунок 62 показывает результаты расчёта угловых распределений в плоскости $\phi = 0$ и спектральных распределений испущенной энергии гибридного излучения для случая «толстой» титановой пластинки при различных значениях углов падения электрона на мишень. Представленные зависимости позволяют сделать вывод, что изменение значения угла падения частицы на «толстую» пластинку приводит только к перераспределению интенсивности поляризованного излучения в пространстве и не оказывает влияния на полный выход и спектральные характеристики гибридного излучения. Данное явление обусловлено, главным образом, процессом фотопоглощения черенковского излучения в материале мишени, поскольку длина пути заряда в пластинке, которая даёт вклад в интенсивность ИВЧ, будет ограничена поглощающими способностями материала мишени.

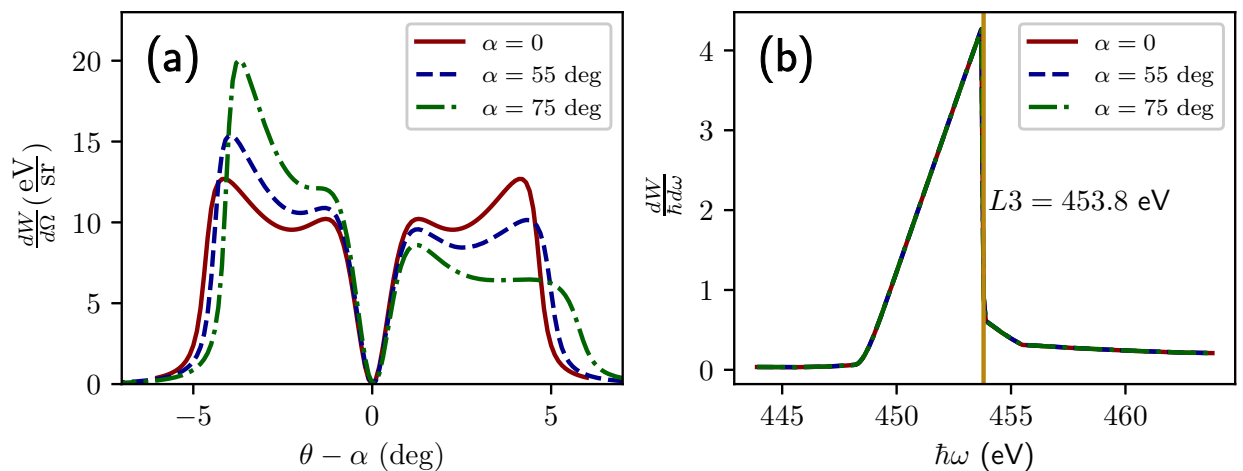


Рисунок 62 – Угловые (а) и спектральные (b) распределения испущенной энергии гибридного излучения для случая «толстой» титановой пластинки при различных значениях угла падения электрона на мишень; параметры расчёта: материал мишени – Ti, $d = 8$ мкм, энергия электрона $\gamma = 50$; сплошная красная линия соответствует значению угла падения, равному нулю, пунктирная синяя линия – $\alpha = 55^\circ$, штрихпунктирная зелёная линия – $\alpha = 75^\circ$; вертикальной линией обозначена энергия фотонов L3-края поглощения Ti

В 1965 году И.М. Франк в обзорной статье, посвящённой ПИ¹³², предложил идею определять оптические параметры вещества по измерениям интенсивности и спектра ПИ. Следовательно, будет целесообразно рассмотреть спектральное распределение испущенной энергии ПИ в области краёв фотопоглощения

¹³²Франк И.М. Переходное излучение и оптические свойства вещества // УФН. – 1965. – Т. 87. – С. 189–210.

вещества мишени и оценить вклад ПИ в спектральное распределение испущенной энергии гибридного излучения.

Для геометрии излучения, изображённой на рисунке 57, существуют два способа исключить влияние черенковского излучения на характеристики ПИ. Во-первых, провести расчёт спектрального распределения испущенной энергии ПИ для направления «назад» (в отрицательном направлении оси z). Для того чтобы определить напряженность магнитного поля обратного ПИ, необходимо произвести инверсию знака перед β в выражениях (32) и (33). Таким образом, можно использовать разработанную модель для определения свойств обратного ПИ. Во-вторых, воспользуемся критерием Тамма-Франка, который накладывает определенные условия на процесс возникновения эффекта Вавилова-Черенкова, и выполним расчёт характеристик излучения для спектральной области вблизи края поглощения вещества, где реальная часть диэлектрической проницаемости меньше единицы.

Продолжим работать с титановой пластинкой в энергетической области L3-края фотопоглощения титана, где критерий Тамма-Франка выполняется. Для простоты рассмотрим геометрию нормального падения электрона на мишень и проанализируем влияние толщины мишени на спектральное распределение испущенной энергии обратного ПИ. На рисунке 63 представлены спектральные распределения испущенной энергии обратного ПИ для титановых мишеней, обладающих различной толщиной.

Результаты расчётов свидетельствуют о том, что максимальный выход фотонов обратного ПИ, наблюдается для энергии, соответствующей краю фотопоглощения L3-оболочки титана и не зависит от толщины пластинки. Влияние толщины мишени на спектральное распределение испущенной энергии обратного ПИ проявляется в периодической модуляции. Указанная модуляция будет существенна только для «тонких» пластин, поскольку обусловлена эффектом интерференции полей ПИ.

На рисунке 64 представлены спектральные зависимости реальной и мнимой компоненты комплексной диэлектрической проницаемости титана вблизи K-края поглощения.

Синяя сплошная кривая изображает спектральную зависимость реальной компоненты комплексной диэлектрической проницаемости. Из рисунка видно, что максимальное значение реальной компоненты меньше единицы и, следовательно, эффект Вавилова-Черенкова не будет реализован вблизи K-края поглощения титана.

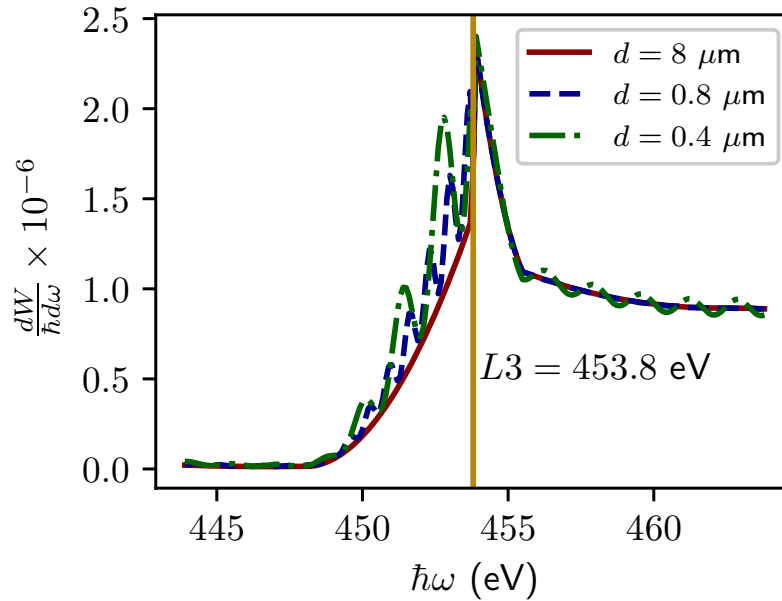


Рисунок 63 – Спектральные распределения обратного ПИ; параметры расчёта: материал мишени – Ti, энергия электрона $\gamma = 50$; сплошной красной линией изображено спектральное распределение испущенной энергии обратного ПИ от Ti фольги толщиной $d = 8$ мкм, пунктирной синей линией – $d = 0.8$ мкм, штрихпунктирной зелёной линией – $d = 0.4$ мкм; вертикальная сплошная жёлтая линия соответствует энергии фотонов L3-края поглощения Ti

Перейдем теперь к анализу спектрального распределения испущенной энергии переходного излучения в направлении «вперёд» и обратного ПИ в спектральной области вблизи K-края поглощения титана. Результаты расчёта, представленные на рисунке 65, отчётливо показывают, что поведение интенсивностей одинаково для обоих типов излучения и обладает резонансным провалом, минимум которого соответствует энергии фотопоглощения K1-оболочки титана.

Однако, здесь следует сделать замечание, что интенсивность обратного ПИ на шесть порядков меньше чем для ПИ в направлении «вперёд» (для удобства представления результатов расчёта на одном графике умножено на коэффициент $4.6 \cdot 10^6$).

В ходе выполнения работы были получены следующие важные результаты. Нам удалось установить, что изменение значения угла падения частицы на «толстую» пластинку приводит только к перераспределению интенсивности поляризованного излучения в пространстве и не оказывает влияния на полный выход и спектральные характеристики как гибридного излучения, так и переходного излучения.

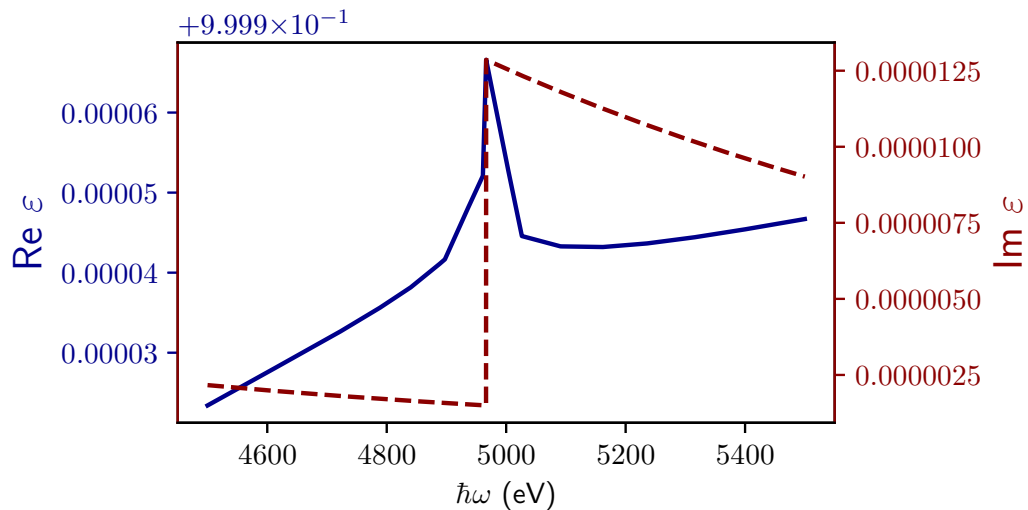


Рисунок 64 – Спектральные зависимости компонент комплексной диэлектрической проницаемости титана вблизи К-края поглощения; реальная часть комплексной диэлектрической проницаемости изображена сплошной синей линией, мнимая часть – пунктирной красной линией

В случае «тонкой» пластинки значение угла падения будет определять эффективную длину пробега заряда в материале пластинки. Следовательно, возрастание полного выхода и увеличение степени монохроматичности гибридного излучения могут быть достигнуты вследствие усиления интенсивности черенковского излучения и вклада интерференционных эффектов полей ПИ. Здесь следует сделать несколько важных замечаний. Во-первых, отношение толщины мишени к длине когерентности ПИ в материале пластинки всегда будет больше единицы для «толстых» мишеней, в «тонких» пластинках это отношение будет заведомо меньше или, в крайнем случае, равно единице. Таким образом, наибольший выход фотонов гибридного излучения мы вправе ожидать от «толстых» мишеней. Во-вторых, при работе с так называемыми, «скользящими» углами падения заряда на пластинку необходимо учитывать коэффициенты Френеля, поскольку для этой геометрии будет выполняться условие внутреннего отражения черенковского излучения от поверхности мишени. Результаты выполненного исследования наглядно продемонстрировали, что спектральные характеристики ПИ от пластинки как для направления «вперёд», так и «назад», в спектральной области вблизи краёв фотопоглощения К-, L-оболочек материала радиатора зависят от диэлектрических свойств мишени и обладают резонансным поведением.

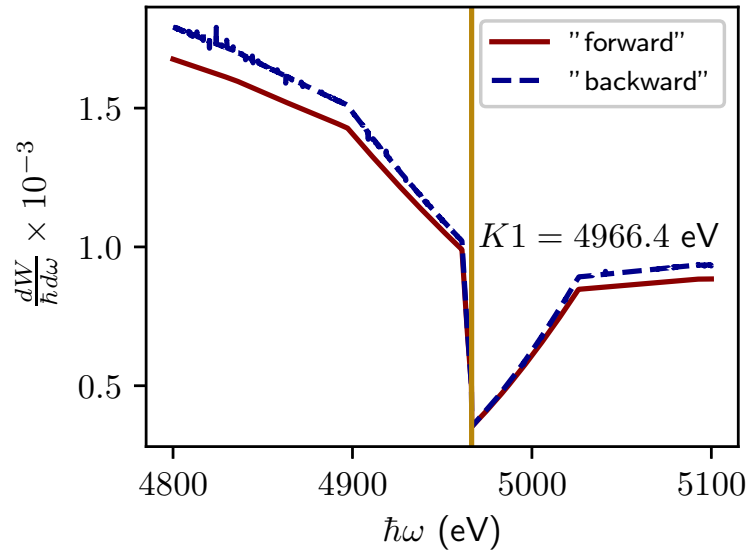


Рисунок 65 – Спектральное распределение испущенной энергии ПИ; параметры расчёта: материал мишени – Ti, $d = 8$ мкм, энергия электрона $\gamma = 50$; сплошной красной линией изображено спектральное распределение испущенной энергии ПИ в направлении «вперёд», пунктирной синей линией – обратного ПИ; вертикальная сплошная жёлтая линия соответствует энергии фотонов K1-края поглощения Ti

5.3 Излучение от многослойной мишени

В данном разделе, основываясь на методе поляризационных токов в формализме классической электродинамики, представлена простая теоретическая модель возникновения рентгеновского эффекта Вавилова-Черенкова при пересечении заряженной частицей поверхности многослойной мишени под произвольным углом к её нормали⁵⁵. Принимая во внимание эффекты фотопоглощения и фазовой задержки излучения внутри материала мишени, проводится обсуждение вопросов оптимизации параметров мишени с целью увеличения фотонного выхода черенковского излучения в мягком рентгеновском диапазоне частот.

Применение многослойной структуры может представлять интерес в области создания источников мягкого рентгеновского излучения, основанных на эффекте Вавилова-Черенкова. В частности, интерес вызван двумя весьма важными вопросами, ответы на которые будут представлены в данном разделе. Во-первых, позволит ли применение многослойной конфигурации мишени снизить влияние эффекта суперпозиции полей переходного и черенковского излучения (образование гибридного излучения⁵³) на спектрально-угловые характери-

⁵⁵Konkov A. X-ray Cherenkov radiation from a relativistic charge in a periodic multilayer structure / A. Konkov, M. Shevelev // Rad. Phys. Chem. – 2026. – Vol. 240. – Article number 113385.

⁵³Shevelev M. Spectral and polarization characteristics of X-ray hybrid radiation / M. Shevelev, A. Konkov, B. Alekseev // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. B. – 2020. – Vol. 464. – P. 117–122.

ки потенциального источника? Во-вторых, будит ли иметь преимущество по фотонному выходу использование слоистой конфигурации в сравнении с однородной мишенью?

Перейдём к рассмотрению задачи о генерации поляризационного излучения при падении заряженной частицы с зарядом q под углом ψ на мишень, состоящую из n плёнок толщины d и диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$, которые равномерно отстоят друг от друга в вакууме на расстоянии b (рисунок 66).

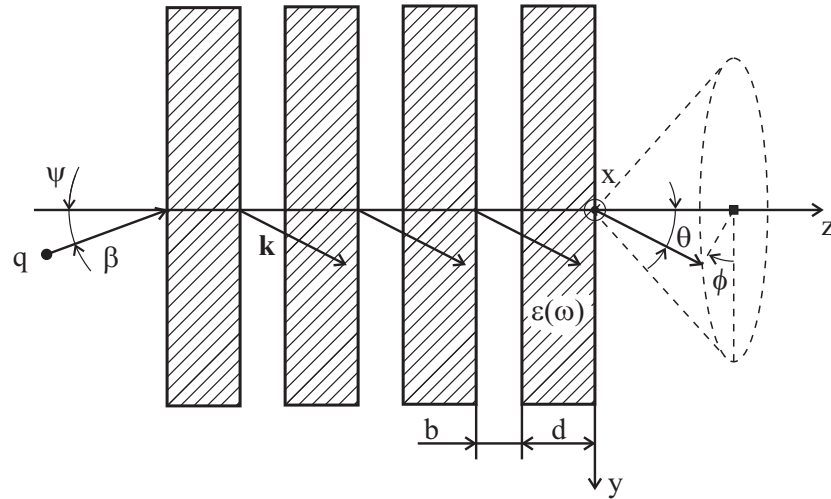


Рисунок 66 – Схема генерации поляризационного излучения от многослойной мишени

Выражение для вектора напряжённости магнитного поля поляризационного излучения от многослойной мишени имеет следующий вид:

$$\mathbf{H}^{\text{pol}}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{H}_1^{\text{pol}}(\mathbf{r}, \omega) \frac{1 - \exp\left[-i\omega n(d(A+B) + b(A_0 + B_0)) / (\beta c \cos \psi)\right]}{1 - \exp\left[-i\omega(d(A+B) + b(A_0 + B_0)) / (\beta c \cos \psi)\right]}. \quad (41)$$

Для наглядности в последнем выражении выделено слагаемое, описывающее напряжённость магнитного поля поляризационного излучения от одной фольги $\mathbf{H}_1^{\text{pol}}$, которое полностью согласуется выражением (32), полученное нами в предыдущем разделе. Дробный множитель в уравнении (41) учитывает эффекты, обусловленные периодичностью структуры мишени, т.е. характеризует процессы фотопоглощения и фазовой задержки излучения внутри многослойной структуры. С целью сокращения записи в представленных выше формулах

введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned}
A &= -\beta\sqrt{\varepsilon(\omega)}e_z \cos \psi, & B &= 1 + \beta\sqrt{\varepsilon(\omega)}e_y \sin \psi, \\
A_0 &= -\beta e_z \cos \psi, & B_0 &= 1 + \beta e_y \sin \psi, \\
C &= \frac{q}{2\pi c} \frac{A(1 - \varepsilon(\omega)) \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}]}{A + B} \frac{e_z}{|\mathbf{r}|} \times \frac{e_z}{A^2(e_x^2 + e_y^2) - e_z^2(\beta^2 \cos^2 \psi - B^2)} \\
&\times \left(1 - \exp \left[-i \frac{d\omega}{\beta c \cos \psi} (A + B) \right] \right).
\end{aligned} \tag{42}$$

Для получения спектрально-углового распределение фотонного выхода поляризационного излучения в интервал телесного угла $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ и интервал энергии фотонов $\hbar d\omega$ из выражения (41) достаточно воспользоваться следующей формулой:

$$\frac{d^2 N}{\hbar d\omega d\Omega} = \frac{c \cdot |\mathbf{r}|^2}{\hbar \omega} \left| \mathbf{H}^{\text{pol}}(\mathbf{r}, \omega) \right|^2. \tag{43}$$

Представленная формула будет использоваться далее для анализа ключевых особенностей поляризационного излучения от многослойных структур и позволит с хорошей точностью подобрать оптимальные параметры для такой структуры.

Поскольку формула (43) сохраняет факторизацию, а характеристики поляризационного излучения от одной диэлектрической плёнки достаточно хорошо исследованы⁵³, то имеет смысл сосредоточить внимание на рассмотрении только структурного фактора. После подстановки уравнения (41) в формулу (43) с учётом явного вида компонент единичного волнового вектора \mathbf{e} , структурный фактор примет следующий вид:

$$\Phi_n = \left| \frac{1 - \exp \left[-i\omega n \left(d(A + B) + b(A_0 + B_0) \right) / (\beta c \cos \psi) \right]}{1 - \exp \left[-i\omega \left(d(A + B) + b(A_0 + B_0) \right) / (\beta c \cos \psi) \right]} \right|^2. \tag{44}$$

⁵³**Shevelev M.** Spectral and polarization characteristics of X-ray hybrid radiation / M. Shevelev, A. Konkov, B. Alekseev // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. B. – 2020. – Vol. 464. – P. 117–122.

Выражение (44) может быть представлено в виде, хорошо известном в теории ПИ заряженных частиц от периодических структур^{133,134}:

$$\Phi_n = \frac{(1 - \exp[-nd/l_{\text{abs}}])^2 + 4 \exp[-nd/l_{\text{abs}}] \sin^2(nd/l_{\text{coh}}^m + nb/l_{\text{coh}}^v)}{(1 - \exp[-d/l_{\text{abs}}])^2 + 4 \exp[-d/l_{\text{abs}}] \sin^2(d/l_{\text{coh}}^m + b/l_{\text{coh}}^v)}. \quad (45)$$

Здесь l_{abs} – длина поглощения излучения в вакууме, l_{coh}^m – длина когерентности излучения в среде и l_{coh}^v – длина когерентности излучения в вакууме.

$$l_{\text{abs}} = \frac{\hbar c}{\hbar \omega} \frac{\cos \psi}{(\cos \theta \cos \psi - \sin \theta \cos \phi \sin \psi) \text{Im} \sqrt{\varepsilon(\omega)}}. \quad (46)$$

$$l_{\text{coh}}^m = \frac{\beta \hbar c}{\hbar \omega} \frac{2\pi \cos \psi}{\left| 1 - \beta (\cos \theta \cos \psi - \sin \theta \cos \phi \sin \psi) \text{Re} \sqrt{\varepsilon(\omega)} \right|}. \quad (47)$$

$$l_{\text{coh}}^v = \frac{\beta \hbar c}{\hbar \omega} \frac{2\pi \cos \psi}{\left| 1 - \beta (\cos \theta \cos \psi - \sin \theta \cos \phi \sin \psi) \right|}. \quad (48)$$

Данная форма записи наглядно демонстрирует роль двух конкурирующих процессов. Первым процессом является поглощение излучения внутри материала мишени, степень которого определяется соотношением d/l_{abs} . По этой причине, эффективное количество элементов структуры будет ограничиваться поглощающими способностями вещества и определяться соотношением первых слагаемых числителя и знаменателя формулы (45). Второй процесс обусловлен эффектом конструктивной интерференции и определяется одновременно выполнением условия синфазности излучения в структуре:

$$\frac{d}{l_{\text{coh}}^m} + \frac{b}{l_{\text{coh}}^v} = 2|s|, \quad (49)$$

и каждой отдельной фольге:

$$\frac{d}{l_{\text{coh}}^m} = |2s_1 - 1|. \quad (50)$$

Здесь $s, s_1 = 0; \pm 1; \pm 2$ и т.д. – порядки интерференции для структуры и отдельной фольги, соответственно. Уравнение (49) является общей формой записи дисперсионного соотношения, определяющего связь между ключевыми параметрами излучающей системы и описывающего направление максимального фотонного выхода для различных порядков интерференции.

¹³³Artru X. Practical theory of the multilayered transition radiation detector / X. Artru, G.B. Yodh, G. Mennessier // Phys. Rev. D. – 1975. – Vol. 12. – P. 1289–1306.

¹³⁴Durand L. Transition radiation from ultrarelativistic particles // Phys. Rev. D. – 1975. – Vol. 11. – P. 89–105.

При выполнении условия синфазности (50) следует, что процесс конструктивной интерференции, обеспечивающей максимальный выход излучения, возможен только в случае кратности толщины элемента структуры (фольга и зазор) удвоенной длине когерентности в вакууме.

Таким образом, фактор будет принимать максимальное значение, при условии стремления знаменателя выражения (45) к минимальному значению. Последнее возможно в двух взаимодополняющих случаях.

Во-первых, в случае абсолютно прозрачной среды, когда $\text{Im}\sqrt{\varepsilon(\omega)} = 0$ ($l_{\text{abs}} = 0$), что приводит к обнулению слагаемого, стоящего в круглых скобках (см. знаменатель формулы (45)). Во-вторых, при условии равенства аргумента синуса величине πs (где $s = 0; \pm 1; \pm 2$ и т.д.) с учётом формулы (50).

Для простоты и наглядности представим выявленные условия оптимизации структурного фактора Φ_n на примере случая нормального пролёта заряженной частицы сквозь многослойную мишень, т.е. предположим, что $\psi = 0$. В случае нормального пролёта частицы дисперсионное соотношение (49) можно переписать в компактном виде:

$$2\pi|s|\frac{\beta\hbar c}{(d+b)\hbar\omega} = \left|1 - \beta \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\omega)} \cos\theta\right| \quad (51)$$

через эффективный коэффициент преломления структуры

$$\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\omega)} = \frac{d \cdot \text{Re}\sqrt{\varepsilon(\omega)} + b}{d + b}. \quad (52)$$

Данное представление полностью согласуется с результатами, известными в теории переходного излучения^{129, 135}.

Порядок $s = 0$ в уравнении (51) соответствует углам излучения, удовлетворяющим известному критерию Тамма-Франка: $\cos\theta = 1/(\beta \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\omega)})$. Последнее означает, что при выполнении критерия Тамма-Франка рассматриваемая система излучает когерентно как вещество, характеризующееся коэффициентом преломления $\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\omega)}$. Данное обстоятельство становится очевидным, если обратиться к кинематической природе черенковского эффекта. Условие Тамма-Франка определяет направление распространения синфазных (имеющих одинаковую фазу) электромагнитных волн, испущенных с разных участков траектории заряженной частицы наведёнными диполями (поляризованными атомами

¹²⁹Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. – Москва: Изд. Наука, 1984.

¹³⁵Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. – Ереван: Изд. АН Армянской ССР, 1969.

вещества)¹³⁶, т.е. условие конструктивной интерференции. Однако, упомянутое условие распространяется и на макроскопические объекты, выступающие в роли источников излучения и создающие аналог черенковского эффекта, который был назван параметрическим черенковским излучением.

Как следует из формул (51) и (52), параметрическое черенковское излучение не будет усиливать эффект Вавилова-Черенкова и в случае $b \neq 2|s| \cdot l_{\text{coh}}^v$ для углов излучения, которые удовлетворяют критерию Тамма-Франка, будет способствовать его подавлению за счёт возникающего набега фазы электромагнитной волны в вакуумном промежутке, приводящего к деструктивной интерференции полей излучения.

Однако, определённые порядки интерференции всё же могут способствовать сохранению вклада черенковского излучения в общей интенсивности. В частности, структура мишени будет усиливать излучение в направлениях, определяемых кинематическим условием Тамма-Франка $\cos \theta = 1/(\beta \cdot \text{Re}\sqrt{\varepsilon(\omega)})$, для порядков интерференции, которые принадлежат множеству целых чисел

$$s = \frac{b \cdot \hbar\omega}{2\pi\hbar c\beta \cdot \text{Re}\sqrt{\varepsilon(\omega)}} \left(\text{Re}\sqrt{\varepsilon(\omega)} - 1 \right) \in \mathcal{Z}. \quad (53)$$

Как следует из уравнения (53), синфазность черенковского излучения, испущенного от каждой отдельной фольги, будет сохраняться, если ширина зазора между плёнками будет кратна удвоенной вакуумной длине когерентности излучения (48) под углом ИВЧ $\cos \theta = \frac{1}{\beta \cdot \text{Re}\sqrt{\varepsilon(\omega)}}$.

Поскольку длина когерентности ИВЧ стремиться к бесконечной величине¹²⁷, то в качестве параметра оптимизации толщины мишени можно выбрать длины когерентности для ПИ, которое распространяется в конусе углов $\theta \sim \gamma^{-1}$.

Проиллюстрируем результаты изложенного выше анализа на примере титановой фольги, диэлектрические свойства которой представлены на рисунке 58.

Максимальное значение реальной компоненты диэлектрической проницаемости титана в области L-края поглощения соответствует энергии фотонов $\hbar\omega = 453.8$ эВ. Для умеренно релятивистского электрона с $\gamma = 25$, перпендикулярно ($\psi = 0$) пересекающего мишень, при данной энергии фотонов максимальный выход черенковского излучения будет наблюдаться под углом $\theta = 4.19^\circ$.

Следовательно, оптимальное значение для вакуумного зазора между фольгами составит величину, равную удвоенной длине когерентности излучения в

¹³⁶Тамм И.Е. Когерентное излучение быстрого электрона в среде / И.Е. Тамм, И.М. Франк // ДАН СССР. – 1937. – Т. 14. – С. 107.

¹²⁷Пафомов В.Е. Излучение заряженной частицы при наличии границ раздела // Труды ФИАН. – 1969. – Т. XLIV. – С. 28–167.

вакууме $b = 0.8$ мкм (согласно формуле (48)). Из решения уравнения (53) необходимо учитывать основной порядок интерференции («фундаментальная гармоника» $s = 1$).

В рассматриваемом случае толщина мишени для направления $\theta = 2.29^\circ$ (характеризует максимальный выход ПИ), исходя из условия (50) и выражения (47), должна быть кратна $d = 0.7$ мкм. Поскольку условия максимальной конструктивной интерференции (50) и (47) не выполняются одновременно для ИВЧ, использование многослойной структуры не даст существенного преимущества по сравнению с однородной мишенью.

На рисунках 67 и 68 приведено сравнение спектрально-угловых распределений и спектров выхода фотонов поляризационного излучения, генерируемого зарядом в многослойной структуре и в однородной мишени эквивалентной толщины. Расчёт на основе уравнения (43) полностью согласуется с приведённым анализом.

Чтобы проиллюстрировать эффект деструктивной интерференции между полями черенковского и параметрического излучения, на рисунках 67 и 68 показаны спектрально-угловые распределения и спектры выхода фотонов поляризационного излучения, генерируемого зарядом в многослойной структуре. Ширина зазора между фольгами d равна длине вакуумной когерентности под углом черенковского излучения $\cos \theta = \frac{1}{\beta \text{Re} \sqrt{\varepsilon(\omega)}}$ ($d = 0.4$ мкм).

Позиции максимумов на зелёной и красной кривых спектрально-углового распределения поляризационного излучения полностью согласуются с дисперсионным соотношением (51).

Максимальный выход фотонов параметрического черенковского излучения соответствует левому пику на рисунке 67. Средний и правый пики соответствуют первому и второму порядкам интерференции поляризационного излучения соответственно. Выход фотонов поляризационного излучения для высших порядков подавлен из-за нарушения условия интерференции (49). По той же причине выход фотонов параметрического черенковского излучения уменьшается по сравнению с обычным ИВЧ.

Оптимизация структуры для увеличения выхода фотонов черенковского излучения фактически приводит к некогерентному сложению полей поляризационного излучения от каждой отдельной фольги в структуре. В результате полный выход излучения пропорционален числу элементов структуры. Это предположение подтверждается сравнением выхода фотонов поляризационного излучения от структуры, состоящей из десяти плёнок (толщина каждой фольги –

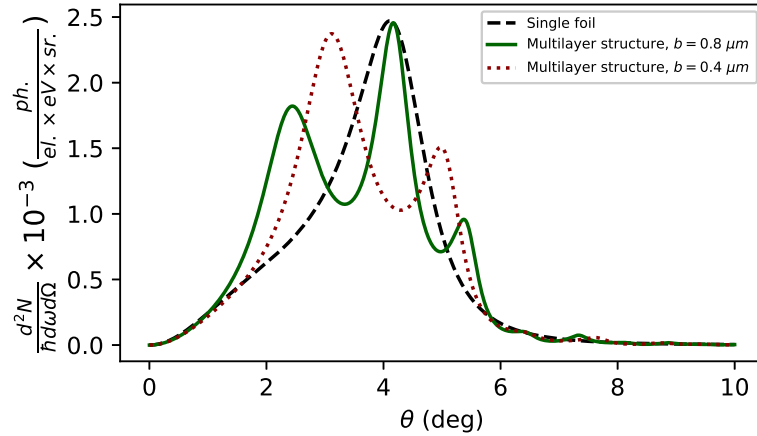


Рисунок 67 – Сравнение спектрально-угловых распределений поляризованного излучения, испущенного в результате взаимодействия электрона с периодическими структурами (зелёная кривая, красная пунктирная кривая) и однородной мишенью эквивалентной толщины (черная штрихованная кривая); параметры расчёта: материал фольги – Ti, энергия электрона $\gamma = 25$, угол падения частицы $\psi = 0$, энергия фотонов $\hbar\omega = 453.8$ эВ, $\phi = 0$, число плёнок в структуре $n = 10$, ширина вакуумного промежутка $b = 0.8$ мкм для зелёной сплошной кривой и $b = 0.4$ мкм для красной пунктирной кривой, толщина плёнки в структуре $d = 0.7$ мкм, толщина эквивалентной однородной мишени $d = 7$ мкм

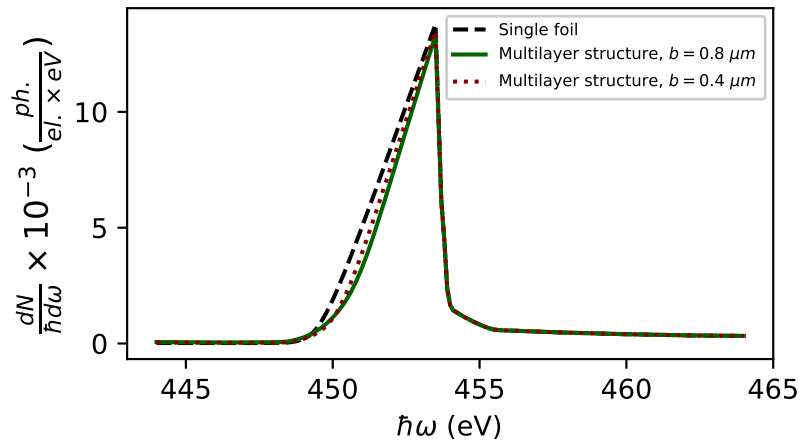


Рисунок 68 – Сравнение спектров фотонного выхода поляризованного излучения, испущенного в результате взаимодействия электрона с периодической структурой (зелёная и красная пунктирная кривые) и однородной мишенью эквивалентной толщины (черная штрихованная кривая) в полный телесный угол; параметры расчёта: материал фольги – Ti, энергия электрона $\gamma = 25$, угол падения частицы $\psi = 0$, число плёнок в структуре $n = 10$, ширина вакуумного промежутка $b = 0.8$ мкм для зелёной кривой и $b = 0.4$ мкм для красной пунктирной кривой, толщина плёнки в структуре $d = 0.7$ мкм, толщина эквивалентной однородной мишени $d = 7$ мкм

0.7 мкм), с выходом фотонов излучения от титановой фольги толщиной 7 мкм (рисунок 68).

Выбор параметров, не удовлетворяющих условию оптимизации (53), приводит к подавлению черенковского излучения. Следовательно, уменьшение вакуумного зазора между плёнками в два раза приводит к снижению выхода

фотонов ИВЧ в 2.5 раза (см. рисунок 67). Спектральная зависимость полной излучаемой энергии на единицу частоты от рассматриваемой структуры полностью согласуется с представленным анализом.

В силу того, что оптимизация структуры радиатора для максимизации выхода фотонов черенковского излучения препятствует одновременному полному выполнению условий (49) и (50), влияние структуры на спектр излучения остаётся незначительным.

5.4 Основные выводы по разделу

1. В ходе исследования разработаны теоретические модели для расчёта спектрально-угловых и поляризационных характеристик излучения в диапазоне 30 – 300 эВ при наклонном падении заряженной частицы на экран или многослойную структуру.
2. Установлено, что при одновременной генерации ПИ и ИВЧ от экрана конечных размеров необходимо учитывать влияние переходного излучения на спектральные характеристики черенковского излучения в плоскости нулевого азимутального угла. Данный эффект играет определяющую роль в формировании монохроматичности спектральной линии.
3. Показано, что изменение угла падения заряженной частицы на экран, толщина которого превышает длину когерентности ПИ, приводит к пространственному перераспределению интенсивности излучения. При этом полный выход и спектральные характеристики гибридного излучения остаются неизменными.
4. Предсказано резонансное поведение спектральных характеристик переходного излучения от пластинки в области краёв фотопоглощения К-, L-оболочек материала радиатора. Выявленная закономерность напрямую зависит от диэлектрических свойств мишени, что открывает дополнительные возможности для управления параметрами излучения за счёт выбора материала.
5. Теоретически подтверждена невозможность усиления фотонного выхода ИВЧ посредством применения многослойных мишеней с вакуумными промежутками. Причиной этого выступают эффекты деструктивной интерференции, которые нивелируют потенциальный выигрыш от использования многослойных структур.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

1. Произведена модернизация коммерческой Ti:Sa лазерной системы. Для генерации лазерных импульсов с ТГц частотой следования, двухпроходный ИМ был установлен между предусилителем и основным многопроходным усилителем. В результате выполненных работ лазерная система получила способность генерировать четыре коротких импульса с регулируемой частотой следования. При облучении лазерными импульсами полупроводникового фотокатода ускорительного комплекса LUCX было подтверждено формирование электронного пучка, состоящего из 4 коротких электронных сгустков с регулируемым временем задержки между ними. На основе модернизированной лазерной системы, фотоинжектора, ускоряющей структуры и магнитного спектрометра был разработан метод измерения времени отклика фотокатода. Проведённые измерения показали, что время отклика полупроводникового Cs₂Te катода не превышает 370 фемтосекунд.
2. Для изучения спектрально-ориентационных характеристик когерентного поляризационного излучения умеренно релятивистских электронов была создана специализированная экспериментальная станция. Ключевым элементом станции является пятиосевой манипулятор, обеспечивающий установку и точную ориентацию мишеней различной формы относительно траектории электронного пучка электронов. Манипулятор предоставляет возможность позиционирования по трем пространственным координатам, а также регулировки положения по полярному и азимутальному углам.
3. В процессе исследования была проведена последовательная модернизация измерительной аппаратуры. Первоначально для спектральных измерений был разработан ИМ, где функцию светоделителя выполняла кремниевая пластинка толщиной 300 мкм. Однако выявленные искажения измеряемых спектров, вызванные использованием кремниевых пластин в качестве светоделителя, потребовали разработки альтернативного решения. В результате был создан компактный ИФП, в котором в качестве светоделителей были применены проволочные поляризаторы. Данная модификация позволила существенно повысить достоверность получаемых измерений.
4. Приведено детальное экспериментальное исследование спектрально-ориентационных характеристик когерентного GTR в суб-ТГц области ча-

стот. Показано, что дисперсионное соотношение, полученное в работе⁷, хорошо согласуется с результатами измерений.

5. Выполнено первое наблюдение монохроматического дифракционного излучения в суб-ТГц области частот от металлической решётки, расположенной вне плоскости наблюдения, в которой лежит траектория электронного пучка. Проведено измерение спектрально-угловых характеристик и показано хорошее согласие экспериментальных результатов с теоретическими оценками.
6. Проведено экспериментальное исследование спектра когерентного SPR от металлической решетки в суб-ТГц области частот. Установлено, что монохроматичность излучения увеличивается для спектральных линий высших порядков дифракции. На основе SPR предложен и реализован метод измерения времени задержки между электронными сгустками.
7. На микротроне ТПУ проведена серия экспериментов по исследованию спектрально-угловых характеристик поляризационного излучения от периодических мишеней различной формы, генерируемого модулированным электронным пучком в ГГц области частот. Обнаружено первое экспериментальное подтверждение монохроматического ИВЧ от диэлектрической периодической мишени. Впервые экспериментально подтверждено, что классическое условие распространения ИВЧ в случае наклонного пролёта заряда вблизи диэлектрического радиатора зависит от расположения излучающего слоя относительно траектории заряда. Для увеличения интенсивности когерентного обратного переходного излучения от решетки предложена и реализована периодическая структура с адаптивными стрипами.
8. Предложена новая концепция метода измерения энергии умеренно релятивистских ионов, основанная на регистрации спектра монохроматического ИВЧ, которое возникает при прохождении ионного пучка через тонкую диэлектрическую пластинку.
9. Создан экспериментальный стенд на базе микротрона ТПУ для исследования спектрально-угловых характеристик ИВЧ в оптическом диапазоне частот. Реализованная оптическая схема на основе длиннофокусного объектива, светофильтра и поляризатора, позволяет однозначно выделить ИВЧ

⁷Potylitsyn A.P. Resonant diffraction radiation from an ultra-relativistic particle moving close to tilted grating / A.P.Potylitsyn, P.V. Karataev, G.A. Naumenko // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 61. – P. 7039.

от катодолюминесценции, возникающей при прохождении умеренно релятивистского электронного пучка через тонкую диэлектрическую пластинку. Измеренные ориентационные зависимости ИВЧ хорошо согласуются с теоретическими результатами и доказывают, что часть конуса черенковского излучения может быть выведена из радиатора под прямым углом относительно траектории движения умеренно релятивистских заряженных частиц.

10. Результаты исследования радиаторов на основе корунда демонстрируют высокую радиационную стойкость данного материала. Экспериментально подтверждено отсутствие деградации оптических характеристик корунда после воздействия дозовой нагрузки в несколько ГГр. Полученные данные позволяют рекомендовать корунд для применения в черенковских детекторах, эксплуатируемых в условиях значительных радиационных нагрузок.
11. Разработаны теоретические модели для расчёта спектрально-угловых и поляризационных характеристик излучения в диапазоне 30 – 3000 эВ при наклонном падении заряженной частицы на экран или многослойную структуру. При одновременной генерации переходного излучения и ИВЧ от экрана конечных размеров необходимо учитывать влияние переходного излучения на спектральные характеристики черенковского излучения в плоскости нулевого азимутального угла. Этот эффект определяет монохроматичность спектральной линии. Установлено, что изменение значения угла падения заряженной частицы на экран, толщина которого превышает длину когерентности переходного излучения, приводит к перераспределению интенсивности излучения в пространстве, но не влияет на полный выход и спектральные характеристики гибридного излучения. Предсказано, что спектральные характеристики переходного излучения от пластинки в области краёв фотопоглощения К-, L-оболочек материала радиатора демонстрируют резонансное поведение и зависят от диэлектрических свойств мишени. Установлена невозможность усиления фотонного выхода черенковского излучения за счёт применения слоистых мишеней с вакуумными промежутками.

Публикации по теме диссертации

Статьи в журналах, включенных в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты

диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук:

1. **Шевелев М.В.** Особенности генерации излучения Вавилова-Черенкова при пролете заряженной частицы вблизи диэлектрической мишени / М.В. Шевелев, А.С. Коньков // ЖЭТФ. – 2014. – Т. 145, № 4. – С. 579-590. – DOI: 10.1134/S1063776114030182.

в переводной версии журнала, входящей в Web of Science

Shevelev M. Peculiarities of the generation of Vavilov-Cherenkov radiation induced by a charged particle moving past a dielectric target / M.V. Shevelev, A.S. Konkov // Journal of experimental and theoretical physics. – 2014. – Vol. 118. – P. 501–511.

(2014) Импакт-фактор: 0.839. Квартиль: Q2.

2. Bolzon B. Very high resolution optical transition radiation imaging system: Comparison between simulation and experiment / B. Bolzon, A. Aryshev, T. Aumeyr, S. Boogert, P. Karataev, K.O. Kruchinin, T. Lefevre, S. Mazzoni, L. Nevay, **M. Shevelev**, N. Terunuma, J. Urakawa, C.P. Welsch // Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams. – 2015. – Vol. 18. – Article number 082803. – DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.18.082803 (*Web of Science*).

(2015) Импакт-фактор: 2.259. Квартиль: Q1.

3. **Shevelev M.** Coherent radiation spectrum measurements at KEK LUCX facility / M. Shevelev, A. Aryshev, S. Araki [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A: Accelerators, Spectrometers and Associated Equipment. – 2015. – Vol. 771. – P. 126-133. – DOI: 10.1016/j.nima.2014.10.038 (*Web of Science*).

(2015) Импакт-фактор: 1.523. Квартиль: Q1.

4. **Shevelev M.** Soft-x-ray Cherenkov radiation generated by a charged particle moving near a finite-size screen / M. Shevelev, A. Konkov, A. Aryshev // Physical Review A. – 2015. – Vol. 92. – Article number 053851. – DOI: 10.1103/PhysRevA.92.053851 (*Web of Science*).

(2015) Импакт-фактор: 2.857. Квартиль: Q1.

5. Потылицын А.П. Наблюдение монохроматического переходного излучения от решетки в субтерагерцовом диапазоне / А.П. Потылицын, Г.А. Науменко, Л.Г. Сухих, А. Арышев, **М. Шевелев**, Н. Терунума, Дж. Ура-

кава // Письма в ЖЭТФ. – 2016. – Т. 104, № 11. – С. 826-830. – DOI: 10.1134/S0021364016230119.

в переводной версии журнала, входящей в Web of Science

Potylitsyn A.P. Observation of subterahertz monochromatic transition radiation from a grating / A.P. Potylitsyn, G.A. Naumenko, L.G. Sukhikh, A. Aryshev, **M. Shevelev**, N. Terunuma, J. Urakawa // JETP Letters. – 2016. – Vol. 104. – P. 806-810.

(2016) Импакт-фактор: 1.407. Квартиль: Q1.

6. **Shevelev M.** Generation of a femtosecond electron microbunch train from a photocathode using twofold Michelson interferometer / M. Shevelev, A. Aryshev, N. Terunuma, J. Urakawa // Physical Review Acceleration and Beams – 2017. – Vol. 20. – Article number 103401. – DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.20.103401 (*Web of Science*).

7. Aryshev A. Monochromaticity of coherent Smith-Purcell radiation from finite size grating / A. Aryshev, A. Potylitsyn, G. Naumenko, **M. Shevelev**, K. Lekomtsev, L. Sukhikh, P. Karataev, Y. Honda, N. Terunuma, J. Urakawa // Physical Review Acceleration and Beams – 2017. – Vol. 20. – Article number 024701. – DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.20.024701 (*Web of Science*).

8. Коньков А.С. О поляризационных характеристиках черенковского излучения от диэлектрического экрана / А.С. Коньков, А.П. Потылицын, **М.В. Шевелев** [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2017. – Т. 105, № 4. – С. 212-216. – DOI: 10.1134/S0021364017040105.

в переводной версии журнала, входящей в Web of Science

Konkov A.S. On the polarization characteristics of Cherenkov radiation from a dielectric screen / A.S. Konkov, A.P. Potylitsyn, **M.V. Shevelev** [et al.] // JETP Letters. – 2017. – Vol. 105. – P. 227–231.

(2017) Импакт-фактор: 1.351. Квартиль: Q2.

9. **Shevelev M.** Influence of space charge effect in femtosecond electron bunch on coherent transition radiation spectrum / M. Shevelev, A. Aryshev, Y. Honda [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2017. – Vol. 402. – P. 134-138. – DOI: 10.1016/j.nimb.2017.02.074 (*Web of Science*).

(2017) Импакт-фактор: .1.411 Квартиль: Q2.

10. Lekomtsev K. Sub-THz radiation from dielectric capillaries with reflectors / K. Lekomtsev, A. Aryshev, A.A. Tischenko, **M. Shevelev**, A.A. Ponomarenko, P. Karataev, N. Terunuma, J. Urakawa // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2017. – Vol. 402. – P. 148-152. – DOI: 10.1016/j.nimb.2017.02.058 (*Web of Science*).
(2017) Импакт-фактор: 1.411. Квартиль: Q2.
11. Naumenko G. Monochromatic coherent grating transition radiation in Sub-THz frequency range / G. Naumenko, A. Aryshev, A. Potylitsyn, **M. Shevelev**, L. Sukhikh, N. Terunuma, J. Urakawa // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2017. – Vol. 402. – P. 153-156. – DOI: 110.1016/j.nimb.2017.02.057 (*Web of Science*).
(2017) Импакт-фактор: 1.411. Квартиль: Q2.
12. Aryshev A. Femtosecond response time measurements of a Cs₂Te photocathode / A. Aryshev, **M. Shevelev**, Y. Honda [et al.] // Applied Physics Letters. – 2017. – Vol. 111. – Article number 033508. – DOI: 10.1063/1.4994224 (*Web of Science*).
(2017) Импакт-фактор: 3.744. Квартиль: Q1.
13. Zhang H. Non-destructive measurement and monitoring of separation of charged particle micro-bunches / H. Zhang, I.V. Konoplev, A.J. Lancaster, H. Harrison, G. Doucas, A. Aryshev, **M. Shevelev**, N. Terunuma, J. Urakawa // Applied Physics Letters. – 2017. – Vol. 111. – Article number 043505. – DOI: 10.1063/1.4996180 (*Web of Science*).
(2017) Импакт-фактор: 3.711. Квартиль: Q1.
14. Harrison H. A Fabry-Pérot interferometer with wire-grid polarizers as beamsplitters at terahertz frequencies / H. Harisson, A.J. Lancaster, I.V. Konoplev, G. Doucas, A. Aryshev, **M. Shevelev**, N. Terunuma, J. Urakawa, P.G Huggard // Review of Scientific Instruments – 2018. – Vol. 89. – Article number 035116. – DOI: 10.1063/1.5018400 (*Web of Science*).
(2018) Импакт-фактор: 1.754. Квартиль: Q2.
15. Lekomtsev K. Drive-witness electron beam acceleration in dielectric mm-scale capillaries / K. Lekomtsev, A. Aryshev, A.A. Tishchenko, **M. Shevelev**, A. Lyapin, S. Boogert, P. Karataev, N. Terunuma, J. Urakawa // Physical Review Acceleration and Beams – 2018. – Vol. 21. – Article number 051301. – DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.21.051301 (*Web of Science*).

- (2018) Импакт-фактор: 2.215. Квартиль: Q1.
16. Naumenko G. Monochromatic coherent transition and diffraction radiation from a relativistic electron bunch train / G. Naumenko, A. Potylitsyn, **M. Shevelev** [et al.] // Journal of Instrumentation. – 2018. – Vol. 13. – Article number C04007. – DOI: 10.1088/1748-0221/13/04/C04007 (*Web of Science*).
(2018) Импакт-фактор: 1.609. Квартиль: Q1.
17. Naumenko G. First indication of the coherent unipolar diffraction radiation generated by relativistic electrons / G. Naumenko, **M. Shevelev** // Journal of Instrumentation. – 2018. – Vol. 13. – Article number C05001. – DOI 10.1088/1748-0221/13/05/C05001 (*Web of Science*).
(2018) Импакт-фактор: 1.609. Квартиль: Q1.
18. Шкитов Д.А. Измерения поляризационных характеристик когерентного дифракционного излучения в субтерагерцовом диапазоне / Д.А. Шкитов, А.П. Потылицын, Г.А. Науменко, **М.В. Шевелев**, А. Арышев, Н. Терунума, Дж. Уракава // Письма в ЖЭТФ. – 2019. – Т. 109, № 12. – С. 809-814. – DOI: 10.1134/S0021364019120087.
в переводной версии журнала, входящей в Web of Science
Shkitov D.A. Measurement of the polarization characteristics of coherent diffraction radiation in the subterahertz range / D.A. Shkitov, A.P. Potylitsyn, G.A. Naumenko, **M. Shevelev**, A. Aryshev, N. Terunuma, J. Urakawa // JETP Letters. – 2019. – Vol. 109. – P. 771–775.
(2019) Импакт-фактор: 1.444. Квартиль: Q2.
19. Бакшт Е.Х. Излучение Вавилова-Черенкова в видимой и УФ областях спектра при прохождении электронов с энергией 6 МэВ через кварцевую пластинку / Е.Х. Бакшт, А.В. Вуколов, М.В. Ерофеев, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, В.Ф. Тарасенко, А.Г. Бураченко, **М.В. Шевелев** // Письма в ЖЭТФ. – 2019. – Т. 109, № 9. – С. 584-588. – DOI: 10.1134/S0021364019090078
в переводной версии журнала, входящей в Web of Science
Baksht E.K. Cherenkov radiation in the visible and ultraviolet spectral ranges from 6-MeV electrons passing through a quartz plate/ Е.К. Baksht, A.V. Vukolov, M.V. Erofeev, G.A. Naumenko, A.P. Potylitsyn, V.F. Tarasenko, A.G. Burachenko, **M.V. Shevelev** // JETP Letters. – 2019. – Vol. 109. – P. 564–568.

- (2019) Импакт-фактор: 1.570. Квартиль: Q2.
20. Aryshev A. Observation of grating diffraction radiation at the KEK LUCX facility / A. Aryshev, A.P. Potylitsyn, G.A. Naumenko, **M. Shevelev**, D. Shkitov, L.G. Sukhikh, N. Terunuma, J. Urakawa // Scientific Reports – 2020. – Vol. 10. – Article number 7589 . – DOI: 10.1038/s41598-020-63462-1 (*Web of Science*).
- (2020) Импакт-фактор: 4.652. Квартиль: Q1.
21. Науменко Г.А. Квазичеренковский механизм излучения релятивистских электронов, пролетающих вблизи многослойной призматической мишени / Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, **М.В. Шевелев** [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2020. – Т. 111, № 5. – С. 295-299. – DOI: 110.1134/S0021364020050094.
- в переводной версии журнала, входящей в Web of Science*
- Naumenko G.A. Quasi-Cherenkov mechanism of radiation from relativistic electrons flying near a multilayer prism target / G.A. Naumenko, A.P. Potylitsyn, **M.V. Shevelev** [et al.] // JETP Letters. – 2020. – Vol. 111. – P. 255–259.
- (2020) Импакт-фактор: 1.540. Квартиль: Q2.
22. Алексеев Б.А. Диагностика расходимости электронного пучка по оптическому излучению Вавилова-Черенкова / Б.А. Алексеев, А.В. Вуколов, А.П. Потылицын, **М.В. Шевелев** // Письма в ЭЧАЯ. – 2020. – Т. 17, № 1. – С. 18-25. – DOI: 10.1134/S1547477120010021.
- в переводной версии журнала, входящей в Web of Science*
- Alekseev B.A. Measuring electron beam divergence with Cherenkov light / B.A. Alekseev, A.V. Vukolov, A.P. Potylitsyn, **M.V. Shevelev** // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2020. – Vol. 17, № 1. – P. 27–31.
23. **Shevelev M.** Spectral and polarization characteristics of X-ray hybrid radiation / M. Shevelev, A. Konkov, B. Alekseev // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2020. – Vol. 464. – P. 117-122. – DOI: 10.1016/j.nimb.2019.12.010 (*Web of Science*).
- (2020) Импакт-фактор: 1.426. Квартиль: Q2.
24. Alekseev B. Runaway electron energy determination by angular distribution of Cherenkov radiation / B. Alekseev, A. Konkov, E. Baksht, M. Erofeev,

- A. Potylitsyn, **M. Shevelev**, V. Tarasenko, A. Vukolov // Journal of Instrumentation. – 2020. – Vol. 15. – Article number C08025. – DOI: 10.1088/1748-0221/15/08/C08025 (*Web of Science*).
- (2020) Импакт-фактор: 1.492. Квартиль: Q1.
25. Stuchebrov S.G. Changes in the physical and structural properties of 3D-printed plastic samples under radiation exposure by nearly therapeutic dose / S.G. Stuchebrov, A.A. Bulavskaya, Yu.M. Cherepennikov, A.A. Grigorieva, I.A. Miloichikova, N.E. Toropkov, **M.V. Shevelev** // Journal of Instrumentation. – 2020. – Vol. 15. – Article number C04046. – DOI: 10.1088/1748-0221/15/04/C04046 (*Web of Science*).
- (2020) Импакт-фактор: 1.492. Квартиль: Q1.
26. Науменко Г.А. Метод невозмущающего измерения длины электронных сгустков на основе когерентного дифракционного излучения / Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, **М.В. Шевелев** [и др.] // Письма в ЭЧАЯ. – 2021. – Т. 18, № 2. – С. 223–230. – DOI: 10.1134/S1547477121020126.
- в переводной версии журнала, входящей в Web of Science*
- Naumenko G.A. Method of nonperturbing measurements of the electron bunch length based on coherent diffraction radiation / G.A. Naumenko, A.P. Potylitsyn, **M.V. Shevelev** [et al.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2021. – Vol. 18, № 2. – P. 244–249.
27. Karataev P. Observation of quasi-monochromatic resonant Cherenkov diffraction radiation / P. Karataev, G. Naumenko, A. Potylitsyn, **M. Shevelev**, K. Artyomov // Results in Physics. – 2022. – Vol. 33. – Article number 105079. – DOI: 10.1016/j.rinp.2021.105079 (*Web of Science*).
- (2022) Импакт-фактор: 5.371. Квартиль: Q2.
28. Gauzshtein V.V. Coherent photoproduction of a π^0 -meson on a tensor-polarized deuteron at large momentum transfer / V.V. Gauzshtein, B.I. Vasilishin, E.M. Darwish, A.I. Fix, M.Ya. Kuzin, M.I. Levchuk, A.Yu. Loginov, D.M. Nikolenko, I.A. Rachek, Yu.V. Shestakov, D.K. Toporkov, A.V. Yurchenko, S.A. Zevakov, B.A. Alekseev, G.A. Karmanov, S.P. Korneev, D.D. Zaytsev, I.K. Dementiev, **M.V. Shevelev**, D.A. Shkitov, M.M. Mahmoud // Results in Physics. – 2022. – Vol. 38. – Article number 105573. – DOI: 10.1016/j.rinp.2022.105573 (*Web of Science*).
- (2022) Импакт-фактор: 5.371. Квартиль: Q2.

29. Потылицын А.П. Монохроматическое оптическое излучение Вавилова-Черенкова умеренно релятивистских ионов в радиаторах с частотной дисперсией / А.П. Потылицын, Б.А. Алексеев, А.В. Вуколов, **М.В. Шевелев**, А.А. Балдин, В.В. Блеко, П.В. Каратаев, А.С. Кубанкин // Письма в ЖЭТФ. – 2022. – Т. 115, № 8. – С. 474-478. – DOI: 10.1134/S0021364022100393

в переводной версии журнала, входящей в Web of Science

Potylitsyn A.P. Monochromatic optical Cherenkov radiation of moderately relativistic ions in radiators with frequency dispersion / A.P. Potylitsyn, B.A. Alekseev, A.V. Vukolov, **M.V. Shevelev**, A.A. Baldin, V.V. Bleko, P.V. Karataev, A.S. Kubankin // JETP Letters. – 2022. – Vol. 115. – P. 439–443.

(2022) Импакт-фактор: 1.299. Квартиль: Q2.

30. Baksht E.Kh. Emission of fused silica and KBr samples in the UV and visible spectral ranges under irradiation with 2.7 MeV electrons / E.Kh. Baksht, B.A. Alekseev, A.G. Burachenko, A.V. Vukolov, A.P. Potylitsyn, V.F. Tarasenko, S.R. Uglov, **M.V. Shevelev** // Matter and Radiation Extremes. – 2022. – Vol. 7. – Article number 026901. – DOI: 10.1063/5.0061100 (*Web of Science*).

(2022) Импакт-фактор: 4.938. Квартиль: Q1.

31. Алексеев Б.А. Черенковские радиаторы на основе кристаллов алмаза и корунда / Б.А. Алексеев, А.В. Вуколов, Ф.В. Конусов, С.К. Павлов, А.П. Потылицын, С.Р. Углов, Ю.М. Черепенников, **М.В. Шевелев**, А.Г. Бураченко // Письма в ЭЧАЯ. – 2023. – Т. 20, № 1. – С. 34-38. – DOI: 10.1134/S1547477123010028.

в переводной версии журнала, входящей в Web of Science

Alekseev B.A. Cherenkov radiators based on diamond and corundum crystals / B.A. Alekseev, A.V. Vukolov, F.V. Konusov, S.K. Pavlov, A.P. Potylitsyn, S.R. Uglov, Yu. M. Cherepennikov, **M.V. Shevelev**, A.G. Burachenko // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2023. – Vol. 20. – P. 38-41.

32. Cherepennikov Yu. Prospects of corundum crystals application as Cherenkov radiators / Yu. Cherepennikov, A. Vukolov, V. Kocharyan, F. Konusov, S. Pavlov, **M. Shevelev**, A. Potylitsyn // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A: Accelerators, Spectrometers and Associated Equipment. –

2024. – Vol. 1059. – Article number 169019. – DOI:10.1016/j.nima.2023.169019 (*Web of Science*).
- (2024) Импакт-фактор: 1.397. Квартиль: Q2.
33. Shkitov D.A. Monochromatic backward transition radiation from a tilted grating with adaptive strips produced by an electron bunch train / D.A. Shkitov, G.A. Naumenko, A.P. Potylitsyn, **M.V. Shevelev**, G.R. Ziyakaev // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A: Accelerators, Spectrometers and Associated Equipment. – 2024. – Vol. 1060. – Article number 169076. – DOI:10.1016/j.nima.2024.169076 (*Web of Science*).
- (2024) Импакт-фактор: 1.397. Квартиль: Q2.
34. Grigoryan L.Sh. Observation of coherent Cherenkov radiation of electron bunches from a partially dielectric loaded waveguide / L.Sh. Grigoryan, A.P. Potylitsyn, **M.V. Shevelev** [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A: Accelerators, Spectrometers and Associated Equipment. – 2024. – Vol. 1062. – Article number 169177. – DOI: 10.1016/j.nima.2024.169177 (*Web of Science*).
- (2024) Импакт-фактор: 1.397. Квартиль: Q2.
35. **Shevelev M.V.** Spectral Characteristics of Polarization Radiation in the Water Window Range / M.V. Shevelev, A.S. Konkov, S.R. Uglov [et al.] // Quantum Beam Science. – 2024. – Vol. 8. – Article number 6. – DOI:10.3390/qubs8010006 (*Web of Science*).
36. Cherepennikov Yu.M. Pion photoproduction on a deuteron at the VEPP-3 electron beam / Yu.M. Cherepennikov, E.M. Darwish, A.I. Fix, V.V. Gauzshtein, M.I. Levchuk, A.Yu. Loginov, D.M. Nikolenko, I.A. Rachek, Yu.V. Shestakov, **M.V. Shevelev**, D.K. Toporkov, A.V. Yurchenko, S.A. Zevakov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A: Accelerators, Spectrometers and Associated Equipment. – 2025. – Vol. 1074. – Article number 170316. – DOI: 10.1016/j.nima.2025.170316 (*Web of Science*).
- (2025) Импакт-фактор: 1.5 Квартиль: Q2.
37. Vukolov A. Microtron experimental facility at Tomsk Polytechnic University / A. Vukolov, S. Uglov, A. Gogolev, A. Potylitsyn, G. Naumenko, D. Shkitov, Yu. Cherepennikov, **M. Shevelev** // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A: Accelerators, Spectrometers and Associated Equipment. –

2025. – Vol. 1074. – Article number 170532. – DOI: 10.1016/j.nima.2025.170532
(*Web of Science*).

(2025) Импакт-фактор: 1.5. Квартиль: Q2.

38. Потылицын А.П. Рентгеновское черенковское излучение вблизи края фотопоглощения / А.П. Потылицын, А.В. Вуколов, С.Р. Углов, **М.В. Ше-велев** // УФН. – 2025. – Т. 195, № 12. – С. 1340-1355. – DOI: 10.3367/UFN.2025.05.039926.

в переводной версии журнала, входящей в Web of Science

Potylitsyn A.P. X-ray Cherenkov radiation near photoabsorption edge / A.P. Potylitsyn, A.V. Vukolov, S.R. Uglov, **M.V. Shevelev** // Phys. Usp. – 2025. – Vol. 68, № 12. – P. 1268-1282.

(2025) Импакт-фактор: 2.53. Квартиль: Q2.

39. Konkov A. X-ray Cherenkov radiation from a relativistic charge in a periodic multilayer structure / A. Konkov, **M. Shevelev** // Radiation Physics and Chemistry. – 2026. – Vol. 240. – Article number 113385. – DOI: 10.1016/j.radphyschem.2025.113385 (*Web of Science*).

(2025) Импакт-фактор: 3.3. Квартиль: Q2.

40. Grigoryan L.Sh. Observation of coherent Cherenkov diffraction radiation modes in a long cylindrical Teflon radiator / L.Sh. Grigoryan, A.P. Potylitsyn, P.V. Karataev, S.B. Dabagov, A.S. Kubankin, E.Yu. Kidanova, V.N. Antonov, A.V. Vukolov, I.A. Kishin, Yu.M. Cherepennikov, **M.V. Shevelev**, B.A. Grigoryan, A.S. Vardanyan, H.D. Davtyan, V.R. Kocharyan, A.A. Saharian, H.F. Khachatryan, V.V. Margaryan, D.E. Baghdasaryan, A.H. Mkrtychyan // Radiation Physics and Chemistry. – 2026. – Vol. 240. – Article number 113435. – DOI: 10.1016/j.radphyschem.2025.113435 (*Web of Science*).

(2025) Импакт-фактор: 3.3. Квартиль: Q2.

41. Potylitsyn A. Optical Cherenkov Radiation from a Transparent Plate for Beam Diagnostics / A. Potylitsyn, S. Gogolev, D. Shkitov, A. Vukolov, A. Baldin, Vit. Bleko, Ver. Bleko, V. Kobets, M. Nozdrin, P. Karataev, Yu. Cherepennikov, **M. Shevelev** // Radiation Physics and Chemistry. – 2026. – Vol. 243. – Article number 113708. – DOI:10.1016/j.radphyschem.2026.113708 (*Web of Science*).

(2025) Импакт-фактор: 3.3. Квартиль: Q2.

Монографии:

1. Черенковское дифракционное излучение релятивистских электронов / П.В. Каратаев, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, **М.В. Шевелев.** – Томск: STT, 2021. – 128 с. – (Серия «Излучение. Пучки. Плазма», Вып. 5).

Благодарности

Эта работа – не просто индивидуальный вклад в науку, а когерентный результат интеллектуальных усилий многих людей, где каждый участник внёс свой уникальный вклад.

Я глубоко признателен:

– Геннадию Андреевичу Науменко за обучение методам постановки и проведения экспериментальных исследований, а также за личный пример отстаивания своих убеждений на международных конференциях и симпозиумах, когда полученные результаты противоречат устоявшимся представлениям.

– Александру Петровичу Потылицыну за наставничество и опыт совместной работы. Прозорливость Александра Петровича и высокие показатели научной результативности служат ориентирами на моём научном пути.

– Анатолию Сергеевичу Конькову за дружбу и возможность работать в одной команде. Его профессионализм, ценные идеи и советы неоднократно выручали нас в сложных ситуациях.

– Александру Сергеевичу Арышеву за выдающиеся лидерские качества, способные сплотить команду единомышленников для достижения любых целей. Его знания и практические навыки в планировании и проведении экспериментов всегда вызывают восхищение и служат напоминанием о необходимости профессионального развития.

– Джунжи Уракаве за организационные способности и грамотное руководство проектом, благодаря чему я получил возможность полностью сосредоточиться на работе в High Energy Accelerator Research Organization.

– Ивану Васильевичу Коноплеву за то, что побуждал меня мыслить шире и выходить из профессиональной зоны комфорта. Его эрудиция и жизнерадостность неизменно помогали при проведении экспериментов.

– Артёму Владимировичу Вуколову за поддержку и ценный опыт работы с оптическим излучением. Без помощи Артёма Владимировича переезд микрофона в новое помещение занял бы значительно больше времени.

– Дмитрию Андреевичу Шкитову за сотрудничество и пример альтернативного подхода к работе.

– Юрию Михайловичу Черепенникову за дружбу и внимательное отношение к моей работе. Отменное чувство юмора Юрия Михайловича заметно скрашивает время, проведённое в науке.

– Алексею Сергеевичу Гоголеву за пример спокойствия в любых ситуациях и за привитие навыков управленческо-административной работы.

– Елене Геннадьевне Леонтьевой за поддержку и помощь в принятии верных решений.

– Людмиле Владимировне Пузыревич за редактирование первого варианта рукописи, помощь в проверке и представлении графического материала, честность и стремление к высокому качеству.