

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Белгородский государственный национальный
исследовательский университет»

На правах рукописи

Кубанкин Александр Сергеевич

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЭНЕРГОДИСПЕРСИОННОЙ
РЕНТГЕНОДИАГНОСТИКИ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ ВЕЩЕСТВА НА
ОСНОВЕ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Белгород – 2014

Оглавление

Введение	5
Состояние исследований в области и актуальность темы диссертации	5
Цель работы	17
Научная новизна полученных результатов	20
Научная и практическая значимость полученных результатов	21
Достоверность полученных результатов	22
Результаты всех экспериментов не противоречат известным результатам в обсуждаемой области физики и могут быть воспроизведены.	23
Положения, выносимые на защиту	23
Апробация работы	24
Список публикаций по теме диссертации	25
Личный вклад автора	29
Структура и объем диссертации	30
Содержание работы	30
ГЛАВА 1. Экспериментальная установка	48
1.1. Микротрон с системой формирования электронного пучка	48
1.2. Мишенная камера наблюдения исследуемых процессов	54
1.3. Блок рентгеновской спектроскопии	55
ГЛАВА 2. Исследование поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристаллах	59
2.1. Измерение ПТИ из поликристаллических фольг под углом 90° к пучку электронов	61
2.2. Измерение ПТИ из поликристаллических фольг под углами отличными от 90°	64
2.3. Интерпретация результатов	67
ГЛАВА 3. Исследование поляризационного тормозного излучения в геометрии обратного рассеяния	71
3.1. Расчёт характеристик ПТИ в геометрии обратного рассеяния	72

3.2. Измерение ПТИ в геометрии обратного рассеяния в текстурированных поликристаллах	75
3.3. Измерение ПТИ в геометрии обратного рассеяния в поликристаллах с субмикронным размером зерна	79
3.4. Измерение ПТИ в геометрии обратного рассеяния из различных мишеней	81
ГЛАВА 4. Энергодисперсионные методы исследования мозаичности кристаллов	86
4.1. Исследование мозаичности на основе анализа характеристик параметрического рентгеновского излучения релятивистских электронов	87
4.2. Измерение функции распределения мозаичности кристаллов на основе рассеяния широкополосного рентгеновского излучения	95
ГЛАВА 5. Источники квазимонохроматического рентгеновского излучения на основе взаимодействия релятивистских электронов с веществом	101
5.1. ПРИ релятивистских электронов в геометрии асимметричной дифракции	101
5.1.1. Модель ПРИ релятивистских электронов в кристалле в асимметричной геометрии дифракции	103
5.1.2. Расчёт эксперимента	105
5.1.3. Эксперимент	110
5.2. Источник рентгеновского излучения на основе многократного прохождения электронов через мишень	111
5.2.1. Амплитуда тормозного и переходного излучения	112
5.2.2. Источник на основе тормозного излучения	116
5.2.3. Источник на основе переходного излучения	125
5.2.4. Источник на основе когерентного тормозного излучения	128
ГЛАВА 6. Источники вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена на основе взаимодействия быстрых электронов с веществом	132
6.1. Излучение Вавилова-Черенкова в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена	132

6.1.1. Спектрально-угловое распределение излучения.....	133
6.1.2. Эффект трансформации конуса излучения Вавилова-Черенкова	137
6.1.3. Спектрально-угловые характеристики источника в области мягкого рентгеновского излучения	142
6.1.4. Спектрально-угловые характеристики источника в области вакуумного ультрафиолета	147
6.2. Излучение Вавилова-Черенкова в многослойных наноструктурах	153
6.2.1. Спектрально-угловое распределение излучения.....	153
6.2.2. Спектрально-угловые характеристики источника	158
6.3. Переходное излучение быстрых электронов в области углов полного внешнего отражения.....	162
6.3.1. Спектрально-угловое распределение переходного излучения	164
6.3.2. Эффект увеличения угловой плотности переходного излучения.....	167
6.3.3. Переходное излучение как источник вакуумного ультрафиолета	173
6.4. Параметрическое излучение нерелятивистских электронов в слоистых наноструктурах	176
6.4.1. Амплитуда излучения.....	177
6.4.2. Спектрально-угловые характеристики излучения	185
6.4.3. Расчёт характеристик источника.....	191
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	197
ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ.....	203
ЛИТЕРАТУРА	204

Введение

Состояние исследований в области и актуальность темы диссертации

Физика взаимодействия электромагнитного излучения и быстрых частиц с веществом всегда привлекала внимание многообразием физических явлений и широкими возможностями реализации важных приложений, в первую очередь связанных с диагностикой атомной структуры вещества и созданием интенсивных источников электромагнитного излучения. Достаточно упомянуть такие области прикладного использования пучков заряженных частиц как электронная микроскопия [1,2], ядерная физика [3-6], генерация излучения в исключительно широком диапазоне энергий фотонов [7-10], диагностика пучков заряженных частиц [11-13].

Особый интерес в обсуждаемой области физики представляют исследования коллективного отклика атомов среды на вносимое извне электромагнитное возмущение. Интерес к подобным задачам обусловлен возможностью проявления когерентных процессов, что, в свою очередь, может быть использовано для применения в различных практических задачах, таких как диагностика упорядоченных сред и создание интенсивных источников электромагнитного излучения.

В диссертации основное внимание уделяется исследованию механизмов образования рентгеновского излучения при взаимодействии быстрых электронов с конденсированным веществом. В данной связи проводятся исследования по следующим направлениям:

- исследование фундаментальных процессов в физике излучения быстрых заряженных частиц в веществе и построение математических моделей исследуемых процессов;

- разработка новых энергодисперсионных методов диагностики атомной структуры конденсированного вещества, основанных на развитии результатов исследований обсуждаемых процессов;
- разработка новых эффективных источников излучения в области от вакуумного ультрафиолета до рентгеновского излучения.

Исследуемые задачи тесно связаны, поскольку одним из основных назначений новых источников рентгеновского излучения является генерация зондирующего потока фотонов для исследования структурных характеристик вещества. Построение математических моделей позволяет предсказать характеристики изучаемых явлений и определить оптимальные параметры возможных источников излучения.

В настоящее время активные фундаментальные исследования ведутся в физике когерентных механизмов образования излучения заряженными частицами в конденсированном веществе, таких как поляризационное тормозное излучение (ПТИ, см. обзор [14]), резонансное переходное излучение в периодических средах, излучение Смита-Парселла, параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) в кристаллах и слоистых наноструктурах, дифракционное излучение и т.д. (см. подробнее обзор [10]).

Из перечисленных механизмов стоит отметить ПТИ - сравнительно новый механизм излучения, сопутствующий традиционному тормозному излучению на атомах.

Исследование и создание новых методов диагностики атомной структуры вещества на основе измерений характеристик излучения быстрых электронов, пересекающих исследуемый образец, только начинается, и полученные к настоящему времени экспериментальные результаты, часть из которых будет описана в настоящей диссертации, подтверждают высокий потенциал данного направления развития физики излучения заряженных частиц. Стоит отметить, что основная часть экспериментальных результатов диссертации получена на основе

теоретических предсказаний диссертационной работы П.Н. Жуковой [15], в которой подробно изложены результаты теоретических исследований процессов, исследующихся в настоящей работе экспериментально.

В ряде работ показано, что ПТИ является основой упомянутых механизмов излучения, что, в свою очередь, создает основу для общего описания широкого круга процессов электродинамики электрон-фотонного взаимодействия в конденсированном веществе. Поэтому ПТИ имеет важное значение для физики излучения заряженных частиц и ее приложений. К настоящему времени ПТИ исследовано достаточно детально экспериментально и теоретически применительно к процессам столкновения быстрых заряженных частиц с отдельными атомами [14,16-21] (обзор основных достижений в физике ПТИ см. в [22]). С другой стороны, значительно меньше исследованы коллективные процессы в ПТИ, реализующиеся при взаимодействии релятивистских заряженных частиц с частично-упорядоченными средами. Анализ подобных процессов связан с разработкой приложений в области диагностики атомной структуры вещества. Экспериментальному исследованию данного вопроса посвящена значительная часть диссертации.

Впервые когерентные пики в спектре ПТИ электронов с энергией 2.4 МэВ, пересекающих тонкую плёнку поликристаллического алюминия, в задней полусфере наблюдались в [23], но интенсивный фон и недостаточное энергетическое разрешение детектора не позволили однозначно идентифицировать вклад различных кристаллографических плоскостей в обнаруженные пики. Кроме того, имелось различие в положении, форме и амплитуде пиков в сравнении с существовавшей теорией. Второй принципиальной экспериментальной работой в данной области было относительное измерение когерентных пиков ПТИ электронов с энергией 150 МэВ из текстурированного поликристалла молибдена в переднюю полусферу при углах измерения 25.8° и 11.27° относительно направления движения электронов [24,25]. Данные исследования были инициированы результатом

работы [26], в которой наблюдались спектральные пики неясной природы. Стоит отметить, что ввиду сильной текстуры мишени, в измеренных в работах [24,25] спектрах удалось зафиксировать вклад только однотипных плоскостей, различающихся разными порядками дифракции.

В работе представлены результаты экспериментального исследования спектрально-угловых характеристик ПТИ, образующегося при взаимодействии электронного пучка с энергией 7 МэВ с поликристаллическими мишенями. Результаты [27-31], полученные в данной работе, демонстрируют высокую чувствительность спектра ПТИ к структурным параметрам мишеней, что позволяет рассматривать данный механизм излучения в качестве нового метода исследования атомной структуры вещества.

К потенциальным преимуществам обсуждаемой возможности использования ПТИ в качестве инструмента для диагностики атомной структуры вещества относятся:

- высокое пространственное разрешение измерений при использовании магнитооптических систем для фокусировки пучка электронов на исследуемую мишень [32];

- точное знание спектра кулоновского поля релятивистских электронов, что необходимо в рамках энергодисперсионной методики.

В работе [33] предсказана возможность существенного повышения точности измерений структурных характеристик вещества при измерении ПТИ в геометрии обратного рассеяния, когда ПТИ измеряется в направлении противоположном скорости излучающих электронов. Попытки обнаружить данный эффект были предприняты в [25,34], но зафиксировать искомый эффект не удалось. В рамках диссертационной работы данный эффект впервые был надежно измерен для текстурированного поликристалла меди [29] и безтекстурного поликристалла никеля [31]. Стоит отметить, что измерение спектра ПРИ из кристалла кремния в геометрии обратного рассеяния [35],

выполненного на ускорителе МАМІ, показало возможность генерации линии ПРИ шириной порядка 1 эВ.

В выполненных экспериментальных исследованиях в качестве мишени использовались поликристаллы, размер зерна которых был порядка микрона и выход когерентной составляющей ПТИ, в основном, был близок к насыщению.

При рассмотрении возможности использования ПТИ в качестве нового метода исследования атомной и блочной структуры вещества актуальным вопросом, требующим исследования, является определение возможности эффективного применения развиваемого метода для исследования нанодисперсных сред. В этой связи, важным вопросом, требующим рассмотрения, является исследование ПТИ в условиях, когда размер зерна поликристаллического радиатора меньше длины фотопоглощения сигнала ПТИ. В данном случае выход ПТИ должен быть значительно подавлен в силу уменьшения объёма, в котором формируется ПТИ. Данный вопрос экспериментально ранее не рассматривался, и в настоящей работе выполнено первое измерение когерентной составляющей ПТИ назад, генерирующееся при взаимодействии электронов с энергией 7 МэВ с поликристаллом никеля. Используемый поликристалл не содержал текстуры и состоял из зёрен со средним размером около 300 нм [31]. Полученные в работе результаты расширяют возможности применения развиваемого метода для исследования нанодисперсных поликристаллических сред.

Непосредственно к обсуждаемым задачам примыкает ПРИ – когерентная составляющая ПТИ в кристалле. Интерес к указанной проблеме вызван как фундаментальными механизмами образования ПРИ, так и возможностью практического применения:

- разработка методов диагностики кристаллов и пучков заряженных частиц;
- разработка уникальных по спектрально-угловой плотности источников излучения с плавно перестраиваемой спектральной линией в диапазоне от вакуумного ультрафиолета до рентгеновского излучения.

Исследование ПРИ выполнялось во многих теоретических работах [36-45]. После экспериментального обнаружения ПРИ в Советском Союзе в 1985 году, в конце 80-х годов были предприняты детальные экспериментальные исследования свойств ПРИ в Томске [46-49], Харькове [50-53], Ереване [54]. Одним из основных полученных результатов является обнаружение достаточно высокого выхода ПРИ, что показало перспективность использования ПРИ в качестве источника квазимонохроматического, поляризованного пучка рентгеновского излучения, обладающего возможностью плавной перестройки энергии излучаемых квантов в диапазоне от единиц до сотен кэВ. В 90-х годах исследование ПРИ было начато в США [55-57], Японии [58], Германии [59], Франции [43]. В 2000-х годах ПРИ исследовалось не менее интенсивно [60-71]. В настоящее время исследования, связанные с ПРИ, продолжаются [72-76]).

Наряду с исследованием новых возможностей диагностики поликристаллов, в рамках диссертационной работы разработаны два подхода к решению задачи диагностики качества структуры кристаллов, во многом определяющейся мозаичностью. Как правило, задачи диагностики мозаичности решаются на основе ориентационных или угловых измерений рассеянного квазимонохроматического излучения [77]. В данном случае проводится сравнение результатов с эталонной (от кристалла более высокого качества) полушириной рефлекса [78]. Существует и более сложный метод, в основе которого лежит сравнение отражательных способностей в многоволновом и двухволновом случаях [78].

На основе ПРИ в работе исследуются малоизученные возможности диагностики мозаичности кристаллов, что является нетрадиционным подходом к решению подобной задачи. Предлагаемый подход основан на замене рентгеновского излучения кулоновским полем релятивистских электронов, взаимодействующих с исследуемым образцом. В работе обосновывается энергодисперсионная процедура измерения анизотропии мозаичности кристаллов, основанная на обнаруженном эффекте уменьшения зависимости характеристик

ПРИ от поперечной компоненты разориентации блоков мозаичного кристалла при скользящем взаимодействии заряженных частиц с кристаллографической плоскостью.

В работе экспериментально исследуется ещё один метод исследования мозаичности кристаллов, предсказывающий возможность измерения функция распределения зерен мозаичного кристалла по углам ориентации на основе измерения рассеянного кристаллом широкополосного рентгеновского излучения. Рассматривается возможность конкретной реализации исследуемого метода, разрабатываются методики и приводится сравнение с существующими методами энергодисперсионной диагностики (см. обзор [79]).

Несмотря на давнее исследование свойств ПРИ, его практическое использование находит применение для различных задач, в основном связанных с созданием источников квазимонохроматического рентгеновского излучения с плавно перестраиваемой линией [58,76,80-82]. Также, в последнее время на основе свойств ПРИ предприняты попытки разработки новых методов мониторинга пучков заряженных частиц [70,75,83,84].

Источники рентгеновского излучения для прикладных целей, основанные на механизме ПРИ, в настоящее время функционируют в США [82] и Японии [85]. Более широкое использование ПРИ в качестве источника квазимонохроматического излучения с плавноперестраиваемой спектральной линией ограничивает низкая интенсивность, обусловленная, прежде всего, фотопоглощением в мишени. Поиск путей повышения выхода ПРИ является актуальной задачей физики излучения. Несмотря на достаточно большое количество работ по теме (см. например [81,86-90]), она еще далека от завершения. Предложенная недавно схема генерации ПРИ в условиях скользящего падения излучающих электронов на поверхность кристалла и асимметричной геометрии дифракции [91] позволяет увеличить выход более чем на порядок за счет увеличения эффективного пути электрона в поглощающем кристалле, на котором происходит генерация фотонов, способных покинуть

мишень. Одна из глав диссертации посвящена экспериментальному изучению данного эффекта.

Кроме возможности увеличения интенсивного источника рентгеновского излучения на основе ПРИ в работе анализируются ещё три возможности разработки или увеличения интенсивности источников излучения в диапазоне от вакуумного ультрафиолета (ВУФ) до рентгена.

Хорошо известно, что заряженная частица, движущаяся равномерно и прямолинейно в вакууме, не может излучать электромагнитные волны [92], но при таком движении частицы в среде, электромагнитное излучение может возникать в области частот, для которых фазовая скорость волн меньше скорости частицы - эффект Вавилова-Черенкова. К настоящему времени эффект Вавилова-Черенкова детально изучен теоретически и экспериментально в основном в области оптических частот и нашел многочисленные приложения [93,94].

В области рентгеновских частот черенковское излучение является менее изученным, хотя принципиальных отличий механизм рентгеновского черенковского излучения от оптического не имеет. Основным ограничением проявления эффекта Вавилова-Черенкова в рентгеновском диапазоне является, как правило, отрицательная величина действительной части диэлектрической восприимчивости вещества. Однако, вблизи краёв фотопоглощения действительная часть восприимчивости резко меняется и может стать положительной [95], что, в свою очередь, открывает канал потерь энергии быстрой заряженной частицы на излучение Вавилова-Черенкова в рентгеновском диапазоне. В данном случае существенно, что ширина подобной области аномальной дисперсии, где возможен эффект Вавилова-Черенкова, весьма мала и составляет величину порядка электронвольта. Данная особенность открывает возможность разработки уникального по ширине спектральной линии источника квазимонохроматического рентгеновского излучения.

Задача исследования рентгеновского черенковского излучения в области аномальной дисперсии впервые решена теоретически и экспериментально в

работе [96], но надежного экспериментального подтверждения обсуждаемого эффекта получить не удалось (в работе исследовался эффект Вавилова-Черенкова вблизи К-края фотопоглощения углерода). Более успешным оказалось экспериментальное исследование [97], где удалось обнаружить черенковский эффект в окрестности К-края фотопоглощения кремния.

Экспериментальное исследование, выполненное голландскими физиками [98], показало уникально высокий выход черенковского излучения. В этой работе рассматривалось взаимодействие электронов с энергией 5 МэВ с тонкой (порядка 10 микрон) пластинкой кремния, выход черенковского механизма составил величину порядка 0.001 фотона на электрон в области К-края фотопоглощения кремния (энергия фотонов около 100 эВ). Столь высокий выход излучения демонстрирует возможность разработки интенсивного квазимонохроматического источника в области рентгеновского излучения.

Несмотря на чрезвычайную важность полученных экспериментальных и теоретических результатов, демонстрирующих перспективность проведения дальнейших исследований по разработке источника квазимонохроматического рентгеновского излучения на основе черенковского механизма излучения [95,97-100], остается невыясненным ряд принципиальных вопросов, решение которых во многом определяет темпы развития исследований. В первую очередь, необходимо исследовать возможности использования различных веществ для генерации рентгеновского черенковского излучения в различных спектральных областях. Второй вопрос сопряжён с проблемой увеличения угловой плотности черенковского излучения, что связано с характерным угловым распределением излучения, распространяющегося в конусе с достаточно большим углом между образующей конуса и вектором скорости частицы. Решению перечисленных проблем посвящена часть настоящей работы.

ПРИ и излучение Вавилова-Черенкова позволяют генерировать квазимонохроматическое излучение, при этом накладываются ограничения на используемые радиаторы и характеристики пучка излучающих частиц. Одним из

решений задачи создания квазимонохроматического источника излучения является монохроматизация широкого спектра периодическими структурами, такими как кристаллы, многослойные зеркала, дифракционные решётки. В этой связи удобно использовать в качестве основного механизма генерации излучения переходное излучение (ПИ), не требующее ограничений подобных механизмам ПРИ и Вавилова-Черенкова.

К настоящему времени ПИ хорошо изучено теоретически и экспериментально [101-103]. Одним из основных недостатков ПИ является низкий выход фотонов, что ограничивает использование данного механизма как источника. В настоящей работе выполнено исследование возможности увеличения выхода ПИ в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена.

В работе исследуется случай ПИ слаборелятивистской частицы, когда кулоновское поле частицы начинает деформироваться и положение максимума углового распределения ПИ становится чувствительным не только к величинам действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости радиатора [104], как в случае нерелятивистской частицы, но и к величине энергии излучающей частицы. При рассмотрении спектральных характеристик ПИ наиболее интересной является область вакуумного ультрафиолета, где соотношение между действительной и мнимой частями диэлектрической проницаемости может принимать различные значения и спектрально-угловые характеристики ПИ будут различны. В работе выполнен анализ спектрально-угловых характеристик ПИ в скользящей геометрии взаимодействия частицы с плоскостью поверхности мишени и показана возможность увеличения угловой плотности ПИ более чем на порядок в области ВУФ и мягкого рентгена.

Эффективность рентгеновских источников, основанных на излучении релятивистских электронов в среде, ограничена фотопоглощением. Одним из вариантов увеличить эффективность источников является расположение мишени в циклическом ускорителе, в результате чего релятивистские электроны будут многократно проходить через мишень, тем самым увеличивая интенсивность

излучения. Эффективность реализации данного подхода экспериментально исследована в ряде работ, где мишень устанавливалась в циклическом ускорителе [105-107].

При взаимодействии релятивистских электронов с мишенью реализуются различные механизмы излучения, различающиеся спектрально-угловыми характеристиками, а многократное прохождение позволяет увеличить полный выход излучения. На основе ПРИ релятивистских электронов в кристаллах может быть получено квазимонохроматическое рентгеновское излучение в жёсткой и мягкой областях спектра [108-110], но интенсивность механизма ПРИ мала, так же как и у дифрагированного переходного излучения (ДПИ), генерирующегося вследствие дифракции ПИ в кристалле [111]. Более интенсивный источник излучения в рентгеновской области может быть создан на основе ПИ из аморфного вещества. Преимущество механизма ПИ сопровождается недостатками, связанными с широким спектром излучённых фотонов и необходимостью использования пучка электронов с достаточно большой энергией для эффективной генерации жёсткого рентгена, что влечёт увеличение размеров возможного источника. Можно использовать ПРИ в многослойных структурах (рентгеновских зеркалах) для получения рентгеновского излучения в мягкой области [112-116], но в области жёсткого рентгена появляются существенные ограничения, обусловленные необходимостью уменьшения углов ориентации излучающей частицы относительно отражающей плоскости многослойной структуры, кроме того, многократное рассеяние увеличивает спектральную ширину сигнала и понижает полный выход излучения.

Таким образом, в когерентных механизмах излучения можно выделить два дефекта - требуются большие энергии излучающей частицы для генерации жёсткого рентгена, а многократное рассеяние частиц в мишени существенно снижает выход излучения.

В данной работе представлена к рассмотрению модель простого и эффективного источника излучения в рентгеновской области, состоящего из

тонкой мишени, установленной в циклическом ускорителе, и рентгеновского зеркала, расположенного сзади мишени для отражения и монохроматизации генерирующегося излучения. В работе рассматриваются механизмы переходного и тормозного излучений из аморфной среды, а также механизм когерентного тормозного излучения из кристаллической мишени, что позволяет существенно увеличить интенсивность излучения по сравнению с обычным тормозным излучением из аморфного вещества [117,118].

В отличие от ПРИ релятивистских электронов менее изученным является ПРИ генерируемое слаборелятивистскими и нерелятивистскими электронами. Интерес к этой задаче обусловлен выяснением перспективы создания недорогого источника квазимонохроматического излучения в области ВУФ и мягкого рентгена на основе параметрического механизма генерации излучения.

ПРИ нерелятивистских электронов, пересекающих кристалл в геометрии излучения Брэгга исследовано теоретически и экспериментально в [119-126]. Наиболее интересным случаем с точки зрения генерации излучения в области мягкого рентгена является ПРИ в многослойных структурах. К настоящему времени существует не много работ посвящённых данному вопросу. Теоретические исследования ПРИ релятивистских электронов в слоистых средах приведены в [112,127,128], так же было выполнено одно экспериментальное исследование [113], в котором показано преимущество использования слоистого радиатора в области мягкого рентгеновского излучения над кристаллическим.

Основная проблема создания источника излучения в области ВУФ состоит в сильном поглощении излучения в радиаторе, что отрицательно сказывается на характеристиках генерируемого излучения в многослойной среде, где необходимо чтобы количество пар слоёв было максимальным. Период структуры должен быть порядка длины волны генерируемого излучения, что в рассматриваемом случае составляет десятки нанометров и влияние поглощения становится существенным. Второй проблемой является сильное рассеяние нерелятивистских излучающих частиц в среде, что так же портит картину излучения.

В настоящей работе проводится исследование параметрического механизма генерации излучения слаборелятивистскими и нерелятивистскими электронами, пересекающими слоистую мишень в геометрии Брэгга. В построенной модели учитываются вклады ПИ и ДПИ, образующихся при пересечении излучающей частицей поверхности мишени.

Таким образом, настоящая диссертация посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию указанных и других проблем физики взаимодействия частиц и излучения с конденсированными средами.

Цель работы

Исследование механизмов взаимодействия быстрых электронов с веществом, перспективных с точки зрения создания новых методов диагностики атомной структуры твердотельных мишеней и источников рентгеновского излучения с заданными спектрально-угловыми характеристиками, развитие математических моделей данных механизмов, расчет оптимальных условий планируемых экспериментов и проведение экспериментов по верификации обсуждаемых эффектов. Для достижения этой цели в работе ставились и решались следующие задачи:

- На основе микротрона с энергией электронов 7 МэВ Отдела физики высоких энергий ФИАН разработать экспериментальную установку для измерения спектрально-угловых характеристик рентгеновского излучения, генерирующегося при взаимодействии релятивистских электронов с веществом.
- Выполнить расчёт оптимальных условий проведения экспериментов по исследованию ПТИ релятивистских электронов в поликристаллических средах при различных углах наблюдения процесса излучения в задней и передней полусфере, в том числе в направлении противоположном импульсу излучающего электрона (далее – “геометрия обратного

рассеяния”). Разработать методику проведения экспериментов, провести эксперименты.

- Разработать методику проведения экспериментов по изучению эффекта сужения спектральной линии ПТИ в геометрии обратного рассеяния. Выполнить экспериментальное исследование данного эффекта в текстурированных поликристаллах и поликристаллах с субмикронным размером зёрен. Выполнить анализ результатов исследования с целью определения эффективности использования ПТИ в геометрии обратного рассеяния для диагностики атомной структуры поликристаллических сред.
- Выполнить расчёт оптимальных условий проведения эксперимента по исследованию эффекта увеличения выхода ПРИ в геометрии скользящего взаимодействия излучающего электрона с плоскостью поверхности мишени в асимметричной геометрии дифракции. На основе расчётов разработать методику экспериментального исследования и провести эксперимент.
- Выполнить расчёт оптимальных условий проведения измерений функции распределения разориентации микроблоков мозаичных кристаллов в произвольно заданной плоскости на основе рассеяния широкополосного рентгеновского излучения исследуемой мишенью. Разработать методику и создать установку для измерения двухмерной функции распределения разориентации микроблоков мозаичных кристаллов, выполнить эксперимент.
- Теоретически исследовать возможность измерения анизотропии распределения мозаичности кристаллов на основе ПРИ релятивистских электронов.
- Разработать математическую модель источника рентгеновского излучения, основанного на механизмах переходного, тормозного и когерентного

тормозного излучений в режиме многократного прохождения пучка электронов через мишень.

- Разработать математическую модель и рассчитать характеристики источника вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена, основанного на излучении Вавилова-Черенкова, генерирующегося при скользящем падении излучающего электрона на поверхность аморфной мишени в режиме трансформации конуса излучения Вавилова-Черенкова.
- Теоретически исследовать возможность генерации излучения Вавилова-Черенкова в мягком рентгеновском диапазоне релятивистскими электронами в слоистой наноструктуре в геометрии рассеяния Брэгга. Рассчитать характеристики возможного источника рентгеновского излучения, основанного на исследуемом процессе. Рассчитать оптимальные условия для проведения соответствующего эксперимента.
- Теоретически исследовать возможность генерации мягкого рентгеновского излучения нерелятивистскими электронами в слоистой наноструктуре в геометрии рассеяния Брэгга. Рассчитать характеристики возможного источника излучения, основанного на исследуемом процессе. Рассчитать оптимальные условия для проведения соответствующего эксперимента.
- Теоретически исследовать возможность увеличения выхода ПИ в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена в скользящей геометрии падения слаборелятивистского электрона на плоскость поверхности мишени в режиме, когда положение максимума углового распределения ПИ, образующегося за счёт перестройки кулоновского поля электрона, близко к углу полного внешнего отражения. Рассчитать спектрально-угловые характеристики возможного источника вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена, основанного на исследуемом эффекте.

Научная новизна полученных результатов

- В результате комплексного экспериментального исследования спектрально-угловых характеристик ПТИ релятивистских электронов из поликристаллических мишеней удалось получить следующие результаты:
 - сравнение результатов выполненных абсолютных измерений спектров ПТИ под различными углами относительно оси пучка электронов в переднюю полусферу из поликристаллических фольг различных материалов показало хорошее согласие с теорией по положению, выходу и форме дифракционных линий;
 - зафиксировано аномальное сужение спектральной ширины дифракционных линий ПТИ в геометрии обратного рассеяния из поликристаллических мишеней;
 - измерены спектры ПТИ в геометрии обратного рассеяния из текстурированных поликристаллов, показана высокая чувствительность характеристик ПТИ к распределению текстуры;
 - измерено ПТИ в геометрии обратного рассеяния из поликристаллов с субмикронным размером зерна в условиях, когда размер зерна существенно меньше длины фотопоглощения сигнала ПТИ.
- Экспериментально исследован новый метод увеличения (в десятки раз) интенсивности ПРИ за счет подавления фотопоглощения в режиме скользящего взаимодействия электронов с поверхностью мишени в асимметричной геометрии дифракции.
- Экспериментально верифицирована теория нового энергодисперсионного метода измерения двумерной функции распределения зерен мозаичного кристалла по углам ориентации.

- Предсказана и теоретически исследована возможность диагностики анизотропии мозаичности кристаллов в произвольной плоскости разориентации зёрен кристалла на основе ПРИ релятивистских электронов в скользящей геометрии взаимодействия электронов с кристаллом.
- Предсказана возможность увеличения угловой плотности излучения Вавилова-Черенкова в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена, обусловленная сужением конуса излучения Вавилова-Черенкова в режиме скользящего падения излучающих электронов на поверхность мишени.
- Предсказан и теоретически исследован эффект увеличения угловой плотности ПИ в скользящей геометрии падения слаборелятивистского электрона на плоскость поверхности аморфной мишени.

Научная и практическая значимость полученных результатов

- Выполненное экспериментальное исследование ПТИ релятивистских электронов приведёт к созданию новых методик диагностики атомной структуры вещества с высоким пространственным разрешением.
- Результаты экспериментального исследования нового метода увеличения выхода ПРИ, основанного на использовании геометрии скользящего падения электронов на поверхность кристалла, найдут применение в области разработки эффективных контрастных источников квазимонохроматического рентгеновского излучения.
- Выявленные возможности увеличения угловой плотности излучения Вавилова-Черенкова и переходного излучения позволяют рассчитывать на создание недорогого источника излучения в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена.

- В рамках разработанной модели источника рентгеновского излучения, основу которого составляет возможность реализации многократного прохождения релятивистских электронов через тонкую мишень, установленную внутри циклического ускорителя, исследованы три различных механизма излучения релятивистских электронов (переходное излучение, тормозное излучение и когерентное тормозное излучение). Анализ данных механизмов позволил определить преимущества и недостатки каждого механизма в рамках разработанной модели.
- Разработанная энергодисперсионная методика диагностики мозаичности кристаллов, основанная на рассеянии широкополосного рентгеновского излучения исследуемой мишенью, найдёт применение в различных областях науки и техники, использующих элементы с высоким качеством кристаллической структуры. К таким областям, в первую очередь, относятся электроника, оптика и рентгентехника. Эффективность предложенного метода подтверждена экспериментально.

Достоверность полученных результатов

Общепризнанным критерием, подтверждающим достоверность полученных результатов, является сравнение теоретических результатов с экспериментальными. Результаты большинства исследований диссертации прошли данное сравнение, обнаруженные расхождения были в пределах применяемых допущений и не несли искажения физического смысла исследуемых процессов.

Достоверность теоретических результатов обеспечивается, прежде всего, аналитической формой большинства полученных результатов, что позволило совершить предельные переходы к результатам, полученным другими авторами. В работе использовались только апробированные методы теоретического анализа

электродинамических процессов в веществе, что также повышает степень достоверности полученных результатов. Многие из результатов получили количественное, либо качественное экспериментальное подтверждение.

Достоверность экспериментальных результатов обеспечивается откалиброванным оборудованием, повторяемостью результатов, малой статистической ошибкой и логичностью результатов. Для проведения измерений проводился тщательный анализ особенностей экспериментальной установки с целью минимизации количества и интенсивности источников фона. Все результаты получены с использованием энергодисперсионных полупроводниковых детекторов рентгеновского излучения, достаточно хорошо к настоящему времени изученных и хорошо себя зарекомендовавших.

Результаты всех экспериментов не противоречат известным результатам в обсуждаемой области физики и могут быть воспроизведены.

Положения, выносимые на защиту

1. Результаты измерений выхода, положения и спектральной ширины дифракционных линий ПТИ релятивистских электронов в переднюю полусферу в поликристаллах могут быть описаны на основе кинематического приближения теории ПТИ.
2. Спектральная ширина дифракционных линий ПТИ релятивистских электронов в поликристаллах аномально уменьшается в геометрии обратного рассеяния.
3. Энергодисперсионный подход, основанный на измерении спектра ПТИ релятивистских электронов в геометрии обратного рассеяния, позволяет определить атомную и блочную структуру поликристаллов.

4. Выход параметрического рентгеновского излучения релятивистских электронов в кристаллах может быть увеличен при скользящем падении пучка электронов на поверхность кристалла в асимметричной геометрии дифракции.
5. Измерение спектрально-угловых характеристик параметрического рентгеновского излучения релятивистских электронов, взаимодействующих с исследуемой кристаллографической плоскостью в скользящем режиме, может быть использовано для диагностики анизотропии распределения мозаичности кристаллов.
6. Угловая плотность переходного излучения слабoreлятивистских электронов в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена может быть увеличена в десятки раз при скользящем взаимодействии электронов с мишенью в области углов полного внешнего отражения.

Апробация работы

В основу диссертационной работы положены материалы 28 статей, опубликованных в рецензируемых журналах, в том числе 14 статей в российских журналах, рекомендованных ВАК. Также, материалы диссертации доложены на 27 международных конференциях:

- International Symposium RADIATION from RELATIVISTIC ELECTRONS in PERIODIC STRUCTURES, 2002, 2003, 2007, 2009, 2013;
- Международная конференция по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, 2002, 2003, 2004, 2005, 2006, 2007, 2008, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013, 2014;
- Российско-японский международный симпозиум “Взаимодействие быстрых заряженных частиц с веществом”, 2002;

- Международная конференция “Многочастичные эффекты в радиационной физике”, 2004;
- Международная конференция “Электронно-фотонные взаимодействия в конденсированной среде”, 2004.
- NATO Advanced Research Workshop on “Advanced Radiation Sources and Applications”, 2004.
- International Conference “Charged and Neutral Particles Channelling Phenomena”, 2006, 2010;
- International Conference on QUANTUM ELECTRODYNAMICS AND STATISTICAL PHYSICS, 2006;
- Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра “Ядро 2009”, 2009;
- XII КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ И УСКОРИТЕЛЯМ, 2014.

Список публикаций по теме диссертации

A1. Adischev Y.N., Arishev S.N., Vnukov A.V., Potylitsyn A.P., Kuznetsov S.I., Zabaev V.N., Kalinin B.N., Kaplin V.V., Uglov S.R., Nasonov N.N., **Kubankin A.S.** Angular Distributions of X-ray Radiation by 500MeV Electrons in a Tungsten. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2003. – V. 201. – P. 114-122.

A2. **Kubankin A.**, Nasonov N., Sergienko V., Vnukov I. An investigation of the parametric X-rays along the velocity of emitting particle // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2003. – V. 201. – P. 97-113.

A3. А.Н. Алейник, А.Н. Балдин, Е.А. Богомазова, И.Е. Внуков, Б.Н. Калинин, **А.С. Кубанкин**, Н.Н. Насонов, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, А.Ф. Шарафутдинов Экспериментальное обнаружение параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости релятивистских электронов,

движущихся в кристалле вольфрама // Письма в ЖЭТФ. – 2004. – Т. 80. – Вып. 6 – С. 447-451.

A4. C.Gary, V.Kaplin, **A.Kubankin**, N.Nasonov, M.Piestrup, S.Uglov An investigation of the Cherenkov X-rays from relativistic electrons // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2005. – V. 227. – P. 95-103.

A5. C.K. Gary, V.V. Kaplin, **A.S. Kubankin**, N.N. Nasonov, M.A. Piestrup, S.R.Uglov X-ray generation from relativistic electrons passing through thin targets in cyclical accelerators // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2005. – V. 225. – P. 216-229.

A6. Kaplin V.V., Uglov S.R., Bulaev O.F., Goncharov V.J., Voronin A.A., Vaskovsky I., Sergeev G., Nasonov N.N., **Kubankin A.S.**, Piestrup M.A., Fuller M.K., Gary C.K. X-ray generation from thin targets mounted inside a compact betatron // Proc. SPIE. – 2005. – V. 5917. – P. 1-7.

A7. Ишханов Б.С., **Кубанкин А.С.**, Насонов Н.Н., Сергиенко В.И. О возможности создания компактного источника квазимонохроматического рентгеновского излучения для экологических исследований // Проблемы региональной экологии. – 2005. – № 6. – С. 77-81.

A8. C. Gary, V. Kaplin, **A. Kubankin**, V. Likhachev, N. Nasonov, M. Piestrup, S. Uglov On X-ray sources based on Cherenkov and quasi-Cherenkov emission mechanisms // H. Wiedemann (ed.), Advanced Radiation Sources and Applications. – 2006. – V. 199. – P. 235-265.

A9. **A. Kubankin**, N. Nasonov, V. Kaplin, S. Uglov, M. Piestrup, C. Gary X-ray Cherenkov radiation under conditions of grazing incidence of relativistic electrons onto a target surface // Radiation Physics and Chemistry. – 2006. – V. 75. – P. 913-919.

A10. **A. Kubankin**, V. Likhachev, N. Nasonov, A. Rakitjansky, P. Zhukova Cherenkov effect and parametric X-rays // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2006. – V. 252. – P. 124-130.

A11. В.А. Астапенко, **А.С. Кубанкин**, Н.Н. Насонов, В.В. Полянский, Г.П. Похил, В.И. Сергиенко, В.А. Хабло Экспериментальное измерение

поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристаллических мишенях // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т. 84. – Вып. 6. – С. 341-344.

A12. N.N. Nasonov, **A.S. Kubankin**, P.N. Zhukova, M. Goldstein, D.L. Williams, M.A. Piestrup, H. Park Extreme ultraviolet emission from non-relativistic electrons penetrating a multilayer nanostructure // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2007. – V. 254. – P. 259-267.

A13. V. Astapenko, V. Khablo, **A. Kubankin**, N. Nasonov, G. Pokhil, V. Polyansky, V. Sergienko, P. Zhukova Polarization bremsstrahlung from relativistic electrons for medium structure diagnostics // Proc. SPIE. – 2007. – V. 6634. – P. 1-9.

A14. Алейник А.Н., Арышев С.И., Вуколов А.В., Забаев В.Н., **Кубанкин А.С.**, Насонов Н.Н., Потылицын А.П., Разин С.В., Тимченко Н.А. Экспериментальная станция для исследования свойств излучения Вавилова–Черенкова в рентгеновской области спектра на микротроне с энергией 6 МэВ // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2007. – № 4. – С. 73-75.

A15. В.Н.Забаев, **А.С. Кубанкин**, Д.А. Веригин, Н.Н.Насонов, А.П.Потылицын, С.В.Разин, Н.А. Тимченко Излучение Вавилова - Черенкова в рентгеновской области спектра. Эксперимент на микротроне с энергией 6 МэВ // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2007. – № 10/3. – С.155-158.

A16. П.Н. Жукова, **А.С. Кубанкин**, Н.Н. Насонов, В.И. Сергиенко. Модификация EDXD метода диагностики структурированных сред // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2008. – Т. 74. – № 10. – С. 32-37.

A17. В.А. Астапенко, Н.А. Гостищев, П.Н. Жукова, **А.С. Кубанкин**, Н.Н. Насонов, В.И. Сергиенко, В.А. Хабло Модификация EDXD метода диагностики поликристаллических и мелкозернистых сред // Известия РАН. Серия Физическая. – 2008. – Т.72. – № 6. – С.912-915.

A18. **А.С. Кубанкин**, Н.Н. Насонов О возможности использования параметрического рентгеновского излучения для исследования анизотропии

мозаичности кристаллов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2008. – № 3. – С. 76-79.

A19. Н.А. Гостищев, **А.С. Кубанкин**, Н.Н. Насонов, В.В. Полянский, В.И. Сергиенко, В.А. Хабло Угловая зависимость положения когерентного пика в спектре поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристалле // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. – Вып. 17. – С.78-82.

A20. **А.С. Кубанкин** Особенности переходного излучения в режиме скользящих углов вылета слабoreлятивистского электрона из плоской мишени // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. – Вып. 21. – С. 46-51.

A21. **А.С. Кубанкин** Особенности переходного механизма излучения электронов в области вакуумного ультрафиолета // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2009. – № 4. – С. 72-76.

A22. А.Н. Елисеев, **А.С. Кубанкин**, Р.М. Нажмудинов, Н.Н. Насонов, В.И. Сергиенко, А.В. Субботин, Г.Г. Субботин, В.А. Хабло Обнаружение эффекта усиления параметрического излучения в условиях скользящего падения релятивистских электронов на поверхность кристалла // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 90. – Вып. 6. – С. 482-485.

A23. A.N. Eliseev, V.A. Khablo, **A.S. Kubankin**, N.N. Nasonov, R.M. Nazhmudinov, V.I. Sergienko, A.V. Subbotin First observation of parametric X-ray radiation enhancement for grazing incident electrons // Journal of Physics: Conference Series. – 2010. – V. 236. – P. 012018-012022.

A24. V.I. Alekseev, P.N. Zhukova, E. Irribarra, **A.S. Kubankin**, N.N. Nasonov, R.M. Nazhmudinov, V.I. Sergienko X-ray studies of the distribution function of crystalline grains over orientation angles in mosaic crystals // Nuovo Cimento C. – 2011. – V. 34. – Iss. 4. – P. 349-357.

A25. Жукова П.Н., **Кубанкин А.С.**, Ладных М.С., Насонов Н.Н. Определение функции распределения микроблоков мозаичного кристалла по углам ориентации на основе рассеяния синхротронного излучения // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2011. – Т. 75. – № 2. – С. 244-246.

A26. Алексеев В.И., Вохмянина К.А., Елисеев А.Н., Жукова П.Н., **Кубанкин А.С.**, Нажмуудинов Р.М., Насонов Н.Н., Полянский В.В., Сергиенко В.И. Обнаружение когерентных пиков поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристалле в геометрии обратного рассеяния // Письма в ЖТФ. – 2012. – Т. 38. – № 6. – С. 83-89.

A27. В.И. Алексеев, Э.Ф. Иррибарра, **А.С. Кубанкин**, Р.М. Нажмуудинов, Н.Н. Насонов, В.В. Полянский, В.И. Сергиенко Экспериментальное исследование поляризационного тормозного излучения в мелкозернистых поликристаллах // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2013. – № 3. – С. 88-90.

A28. В.И. Алексеев, А.Н. Елисеев, Э.Ф. Иррибарра, Р.М. Нажмуудинов, Н.Н. Насонов, **А.С. Кубанкин**, В.В. Полянский, В.И. Диагностика нанодисперсных поликристаллов на основе поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2014. – № 4. – С. 46-58.

Личный вклад автора

Соискатель внёс основной вклад во все этапы работы: постановка задач, аналитические расчёты, компьютерное моделирование разработанных математических моделей, создание экспериментальных установок, на которых были получены экспериментальные результаты диссертационных исследований, разработка и испытание методик проведения экспериментов, постановка экспериментов, проведение экспериментов, обработка экспериментальных данных. Оформлению публикаций предшествовали коллективные обсуждения. Тексты публикаций написаны в основном соискателем.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Объем работы - 221 страница, включая 73 рисунка и 1 таблицу. Список литературы состоит из 180 наименований.

Содержание работы

В работе исследуются процессы генерации электромагнитного излучения, реализующиеся при взаимодействии быстрых электронов с упорядоченными и частично упорядоченными средами. Преимущественно, в работе рассматривается область рентгеновского излучения. Энергия фотонов в рассматриваемой области мала по сравнению с массой и энергией электрона, в результате чего несущественными являются эффекты комптоновского смещения частоты, рождения электрон-позитронных пар и отдачи при излучении. Исходя из чего, в теоретической части работы электромагнитное поле описывается на основе классических уравнений Максвелла. Движение электронов в кристаллических средах происходит вдали от условий каналирования, поэтому описывается в рамках классической механики.

При выполнении экспериментальной части исследований первоначально выполнялся теоретический анализ особенностей изучаемых процессов, на основе чего выполнялся расчёт оптимальных условий наблюдения искомых эффектов. Проведенный тщательный анализ особенностей имевшейся экспериментальной установки с целью минимизации количества и интенсивности источников фона позволил наблюдать исследуемые процессы с достоверным уровнем полезного сигнала. Все результаты получены с использованием энергодисперсионных полупроводниковых детекторов рентгеновского излучения.

В первой главе диссертации приводится описание экспериментальной установки “Рентген” Отдела физики высоких энергий Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, на которой были выполнены экспериментальные исследования, представленные в настоящей диссертации. Описаны основные блоки установки:

- мишенная камера для наблюдения исследуемых процессов;
- блок рентгеновской спектроскопии;
- микротрон с системой формирования электронного пучка.

Источником релятивистских электронов в решаемых задачах диссертации является микротрон, генерирующий импульсы электронов с энергией 7 МэВ, частотой 50 Гц и длительностью до 4 мкс при токе в импульсе до 40 мА. Поскольку основным назначением микротрона является инжекция электронного пучка в синхротрон, то для вывода пучка в мишенную камеру было установлено два поворотных магнита. В электропровод между поворотными магнитами были установлены два углеродных коллиматора с апертурой 7 мм для уменьшения интенсивности пучка и его первичного формирования. Для фокусировки и коррекции пучка использовались две пары квадрупольных магнитных линз и корректор, позволяющие контролировать положение пучка и расходимость в месте расположения мишени. Форма и интенсивность пучка на разных этапах создания установки контролировались с помощью пропорциональных проточных камер и цилиндра Фарадея.

По мере выполнения исследований использовались две вакуумные камеры размещения мишеней, позволяющие выводить исследуемый фотонный сигнал в диапазоне углов 40-140 градусов и 170-180 градусов относительно оси пучка излучающих электронов. Также, в вакуумной камере предусмотрен выход для пучка электронов вблизи мишени к пропорциональной камере и цилиндру Фарадея для диагностики пучка (вывод пучка осуществлялся через 100мкм

майларовое окно). Контроль ориентации мишени относительно пучка электронов осуществлялся посредством вакуумного гониометра, имеющего четыре степени свободы (возможность вращения в трёх взаимно ортогональных плоскостях и возможность вывода с пучка электронов).

Выбор детекторов исследуемого фотонного сигнала является одной из основных технических задач, определяющих успешность проведения экспериментов. Предварительно выполненные расчёты показали, что исследуемый сигнал проявляется в области 3-8 кэВ в виде набора пиков с шириной 10-1000 эВ, также в измеряемых спектрах будет присутствовать характеристическое рентгеновское излучение. Кроме данных особенностей необходимо при выборе детектора учитывать высокую скважность электронного пучка и интенсивный радиационный фон. Данные обстоятельства означают, что детектор исследуемого сигнала должен обладать энергетическим разрешением до 200эВ и скоростью счёта не менее 10^4 имп./сек. Учитывая требования, предъявляемые к детекторам, оптимальным вариантом являются полупроводниковые детекторы, имеющие максимальные показатели загрузки порядка 10^5 имп./сек. при энергетическом разрешении 100-200 эВ.

Таким образом, созданная установка позволила проводить измерения спектрально-угловых характеристик электромагнитного сигнала в области 3-8 кэВ, образующегося при взаимодействии 7 МэВ электронов с твердотельными мишенями.

На основе созданной установки были выполнены эксперименты [27-31,129-131], результаты которых являются основой диссертации.

Во второй главе представлены результаты экспериментальных исследований ПТИ релятивистских электронов пересекающих поликристаллические плёнки. Первые экспериментальные результаты исследования ПТИ в поликристаллах, представленные в данной главе, получены в 2005г, исследования продолжаются до настоящего времени и ряд обнаруженных

особенностей ПТИ позволяет рассчитывать на возможность создания нового эффективного энергодисперсионного метода исследования атомной структуры поликристаллических сред, в том числе текстурированных и с наномасштабными размерами зёрен.

Представленные в данной главе измерения были выполнены на экспериментальной установке Отдела физики высоких энергий ФИАН, описанной в первой главе. В качестве мишеней использовались поликристаллические фольги алюминия, меди и никеля, расположенные под углом 45° к оси пучка.

На первом этапе исследований сигнал ПТИ, выходящей в переднюю полусферу, регистрировался под углом 90° в телесный угол $1.5 \cdot 10^{-6}$ ср. неохлаждаемым кремний-литиевым PIN-детектором с энергетическим разрешением около 200 эВ в измеряемой области спектра. В процессе набора данных одновременно измерялось число рентгеновских фотонов в каждом канале спектра и число электронов, прошедших через мишень. Выполненные абсолютные измерения спектра ПТИ из поликристалла алюминия показали наличие дополнительных пиков. Кроме пиков ПТИ на спектре присутствовали пики характеристического излучения железа (6.4 кэВ) и аппаратные пики вылета. Хорошее согласие положения и формы измеренных пиков с расчётными подтверждает правильность полученных результатов. Аналогичные спектры ПТИ были измерены для поликристаллов никеля и меди.

На втором этапе исследований была выполнена верификация предсказываемого теорией смещения положения спектральных пиков ПТИ при изменении угла наблюдения. В связи с данным предсказанием была выполнена серия измерений спектров ПТИ при углах наблюдения отличающихся от 90° . Был измерен спектр ПТИ для алюминиевой мишени при угле наблюдения 75° . В измеренном спектре четко выделялся когерентный пик ПТИ, который сдвигался с 3,78 кэВ при угле 90° до 4,44 кэВ при значении угла 75° . В проведённых измерениях наблюдалось хорошее согласие измеренных и рассчитанных спектров, как по положению, так и по абсолютной величине выхода ПТИ.

Также были измерены спектры ПТИ из медной мишени при углах 83° и 75° . Сдвиг основного когерентного пика ПТИ с 4,27 кэВ (90°) до 4,62 кэВ (83°) и 4,95 кэВ (75°), следующий из полученных данных, находится в согласии с теоретическими предсказаниями.

Полученные результаты показали возможность идентификации когерентных пиков ПТИ по их положению в спектрах в зависимости от угла измерения, что находится в согласии с теоретической моделью ПТИ, развитой с участием автора данной работы. Разработанная схема измерений не требует трудоемких экспериментов и позволяет рассчитывать на возможность разработки нового метода диагностики поликристаллических материалов, основанного на измерении спектральных характеристик когерентной составляющей ПТИ.

Результаты, относящиеся к данной главе, опубликованы в работах [27,28,132-134].

В третьей главе приводятся результаты экспериментального исследования нового энергодисперсионного метода диагностики атомной структуры вещества, основанного на измерении сигнала ПТИ, регистрируемого в направлении противоположном движению излучающих электронов. Данная геометрия позволяет реализовать процесс диагностики поликристаллических сред с уникальным энергетическим разрешением, поскольку ширина спектра сигнала ПРИ становится обратно пропорциональной квадрату энергии электронов [29]. Данное уникальное свойство ПТИ требует тщательного экспериментального исследования, что позволяет выделить полученные результаты измерений спектров ПТИ в геометрии обратного рассеяния в отдельную главу.

Для проведения экспериментальных исследований была модернизирована установка “Рентген”, описанная в первой главе. Модернизация состояла в установке третьего поворотного магнита на расстоянии 1.2 м перед мишенью, что позволило создать геометрию установки, соответствующую измерениям с минимальным фоном, генерирующимся микротроном и коллиматорами

электронного пучка. Третий магнит отклонял электронный пучок в сторону противоположную первым двум магнитам, что позволило улучшить расходимость пучка в месте расположения мишени.

Основной целью исследования в рамках данной главы является фиксирование аномальной спектральной ширины спектральных пиков ПТИ в геометрии обратного рассеяния и исследование чувствительности спектральных характеристик сигнала к структурным характеристикам поликристаллов. Исследование состояло из двух частей – измерение спектра ПТИ в геометрии обратного рассеяния из текстурированных поликристаллов и поликристаллов с субмикронными размерами зёрен.

В качестве мишени при исследовании ПТИ в геометрии обратного рассеяния из текстурированных поликристаллов использовалась фольга электротехнической меди толщиной 25 мкм. Толщина мишени выбиралась из расчета насыщения выхода рефлексов ПТИ в области энергий 3–8 кэВ при незначительном рассеянии пучка электронов мишенью. Сигнал регистрировался рентгеновским P.I.N. детектором с энергетическим разрешением 152 эВ и площадью бериллиевого окна 6 мм².

В результате измерений спектров ПТИ удалось зафиксировать когерентные пики ПТИ от различных кристаллографических плоскостей. Зафиксированное изменение выхода рефлексов ПТИ при изменении ориентации мишени относительно пучка электронов свидетельствовало о наличии текстуры в исследуемой мишени. Результаты показали, что спектральная ширина пиков ПТИ назад и пика вылета примерно одинакова. Данное обстоятельство позволяет предполагать, что реальная ширина пика ПТИ назад близка к спектральной ширине характеристического рентгеновского излучения *K*-линии меди.

Второй частью исследований данной главы является исследование ПТИ в геометрии обратного рассеяния из поликристаллов с субмикронными размерами зёрен. Для проведения экспериментов была изменена система регистрации сигнала. Установленная система жёсткого коллимирования сигнала ПТИ

позволила исключить из измеряемого сигнала фон, образующийся при взаимодействии рассеянных электронов и рентгеновского излучения с деталями установки. Сигнал регистрировался энергодисперсионным кремниевым дрейфовым детектором с энергетическим разрешением 130 эВ и площадью бериллиевого окна 7 мм².

В качестве мишени использовалась поликристаллическая фольга никеля толщиной 40 мкм и средним размером зерна около 300 нм. Толщина мишени выбиралась из условия поглощения фонового излучения в спектральной области измерений, образующегося при взаимодействии пучка электронов с пропорциональной камерой, и влияющего на форму регистрируемого спектра.

Измерение спектра ПТИ назад из поликристаллической фольги Ni показало наличие когерентных пиков, положение которых хорошо согласуется с расчетными данными.

Результаты выполненных исследований демонстрируют перспективность использования ПТИ в геометрии обратного рассеяния для разработки нового метода исследования атомной структуры поликристаллических сред. Результаты демонстрируют чувствительность ПТИ к текстуре поликристаллических мишеней и возможность проведения измерений структурных параметров поликристаллов с наномасштабными размерами зерен. Зафиксированная аномальная узость спектральной ширины когерентных пиков демонстрирует высокую точность возможных измерений.

Результаты, относящиеся к данной главе, опубликованы в работах [29-31].

В четвёртой главе рассматривается возможность измерения мозаичности кристаллов. Анализируются два подхода, учитывающих анизотропию распределения блоков кристалла по углам ориентации.

Используемые методы рентгеноструктурного анализа весьма популярны, но не лишены недостатков, одним из которых является исследование характеристик мозаичности на глубине не превышающей длину экстинкции. В рассматриваемом

методе рентгеновское излучение, несущее информацию о мозаичности кристалла, формируется в исследуемом кристалле вследствие рассеяния кулоновского поля электрона. В данном случае глубина исследуемого слоя ограничивается длиной фотопоглощения исследуемого сигнала.

В первой части главы представлены результаты теоретического анализа возможности диагностики анизотропного распределения мозаичности, основанной на измерении характеристик ПРИ релятивистских электронов. В рамках рассматриваемой задачи было использовано достаточно хорошо апробированное кинематическое приближение теории дифракции рентгеновских лучей в кристаллах.

Анализ характеристик ПРИ в мозаичном кристалле показал, что энергия излучённого кванта зависит только от продольной составляющей мозаичности, что позволяет исследовать мозаичность в плоскости реакции, без влияния второй составляющей разориентации кристаллографической плоскости на спектр излучения. Так же было показано, что зависимость спектрально-углового распределения ПРИ в мозаичном кристалле от разориентации в поперечной плоскости уменьшается при уменьшении угла падения излучающей частицы на рассматриваемую плоскость. С другой стороны, при уменьшении угла падения зависимость спектра от продольной составляющей разориентации усиливается. Таким образом, для исследования анизотропии мозаичности кристалла предпочтительно использовать малые углы падения излучающей частицы на рассматриваемую плоскость. Наиболее удобным способом исследования анизотропии мозаичности является схема с измерением сигнала ПРИ при вращении кристалла относительно нормали к исследуемой кристаллографической плоскости в скользящей геометрии взаимодействия излучающих частиц с плоскостью.

Во второй части главы рассматривается возможность разработки нового энергодисперсионного метода определения функции распределения зерен кристалла по углам ориентации, основанного на измерении рассеянного

широкополосного рентгеновского излучения мозаичным кристаллом. В основе исследуемого подхода лежит процесс спектральных измерений рассеянного в образце широкополосного рентгеновского излучения (например, синхротронного) при фиксированном положении детектора. Основное преимущество предлагаемого метода в сравнении с традиционными рентгеноструктурными способами измерения мозаичности кристаллов заключается в возможности определения двумерной функции распределения микроблоков по углам мозаичности, а не усредненных параметров функции распределения с постулируемой формой. Следует также иметь в виду, что для определения функции распределения отсутствует необходимость проводить абсолютные измерения выхода рассеянного излучения. Кроме того, исследуемый метод позволяет измерить функцию распределения мозаичности в произвольной плоскости сечения кристалла.

Экспериментальное исследование изложенного метода выполнено на экспериментальной установке, позволяющей проводить ориентационные спектральные измерения рассеянного исследуемой мишенью широкополосного излучения. В качестве источника широкополосного рентгеновского излучения использовалась рентгеновская трубка БС-11 с хромовым анодом и размером фокального пятна 80 мкм. Мишень была расположена в гониометре, позволяющем вращать мишень в двух взаимно ортогональных плоскостях.

В эксперименте была измерена функция распределения мозаичности кристаллов высокоориентированного пиролитического графита, имеющих мозаичность 0.4 и 0.8 градусов. Энергия Брэгга рассеянных фотонов для угла рассеяния первичного излучения 135 градусов составляла 4.9 кэВ для первого порядка дифракции. Детектор регистрировал три порядка дифракции, соотношение сигнал/фон было лучше 0.1%.

Таким образом, в данной главе выполнена экспериментальная проверка метода измерения функции распределения мозаичности кристаллов, изложенная в [136], и теоретическое исследование возможности измерения анизотропии

распределения мозаичности кристаллов на основе ПРИ быстрых заряженных частиц. Изложенные результаты исследований демонстрируют преимущества предложенных методов над стандартными методами рентгеноструктурного анализа.

Результаты, относящиеся к данной главе, опубликованы в работах [131,135,136].

В пятой главе изложены результаты исследования эффектов в физике излучения заряженных частиц, на основе которых возможно создать новые источники рентгеновского излучения или увеличить яркость существующих источников. В первой части главы экспериментально исследуется эффект увеличения угловой плотности ПРИ в геометрии асимметричной дифракции при скользящем взаимодействии релятивистских электронов с кристаллической мишенью. Во второй части главы проводится теоретический анализ возможности создания источника рентгеновского излучения, основанного на многократном прохождении электронов через тонкую мишень в циклическом ускорителе.

Параметрическое рентгеновское излучение релятивистских электронов в кристаллах позволяет генерировать пучки квазимонохроматических рентгеновских квантов с плавно перестраиваемой линией. Низкая интенсивность обсуждаемого механизма излучения, обусловленная, прежде всего, фотопоглощением в мишени, весьма затрудняет его практическое использование, поэтому поиск путей повышения выхода ПРИ является актуальной задачей физики излучения. Предложенная недавно схема генерации ПРИ в условиях скользящего падения излучающих электронов на поверхность кристалла в асимметричной геометрии дифракции позволяет увеличить выход ПРИ более чем на порядок за счет увеличения эффективного пути быстрого электрона в поглощающем кристалле, на котором происходит генерация фотонов, способных покинуть мишень.

В данной главе описывается методика проведения эксперимента по исследованию обсуждаемой возможности повышения выхода ПРИ в условиях скользящего падения излучающих электронов на поверхность кристалла в асимметричной геометрии дифракции, а так же сообщается о первом измерении данного эффекта.

Исследование выполнялось на экспериментальной установке, описанной в первой главе. Для фиксирования искомого эффекта необходимо сравнить выходы ПРИ в традиционной и асимметричной геометриях. Расчёт, выполненный в рамках возможностей установки, показал, что для фиксирования эффекта наиболее удобно работать с кремниевыми мишенями на плоскости (111). В качестве мишени в скользящем случае был выбран кристалл кремния с плоскостью поверхности (100), в котором рабочая плоскость (111) расположена под углом 0.955 рад. Угол между осями пучка электронов и коллимирования излучения был выбран равным 40 градусам, что позволило получить рефлекс ПРИ в области 2100-2200 эВ, где длина фотопоглощения регистрируемого сигнала минимальна (данная область находится за К краем фотопоглощения кремния – 1840 эВ) и влиянием многократного рассеяния можно пренебречь. Толщина мишеней существенно превышала длину фотопоглощения в области рефлекса ПРИ, что позволило получить максимальный выход в обоих случаях.

Направление регистрации ПРИ в скользящем и традиционном случаях не менялось, что позволило получить сигнал с одинаковой энергией квантов и избежать пересчёта выхода излучения из-за разного фотопоглощения.

Выполненные измерения позволили зафиксировать эффект увеличения выхода ПРИ в геометрии асимметричной дифракции при скользящем режиме падения излучающего электрона на плоскость поверхности кристаллической мишени, эффект составляет 200-300%, что хорошо согласуется с выполненными расчётами и является основой проведения дальнейших исследований для получения более яркого эффекта усиления выхода ПРИ.

Во второй части главы изучается возможность разработки источника рентгеновского излучения, основанного на многократном прохождении электронов через тонкую мишень, установленную в циклическом ускорителе. В настоящее время такая схема рассматривается как одна из наиболее эффективных для разработки лабораторных рентгеновских источников, вследствие чего разработка моделей процесса генерации квантов в обсуждаемых условиях представляется актуальной задачей для развития исследований в рассматриваемой области.

Представлены результаты теоретического исследования источника рентгеновского излучения, состоящего из тонкой мишени, расположенной в камере циклического ускорителя, и многослойной периодической структуры (рентгеновского зеркала), установленной вне области взаимодействия с пучком электронов для монохроматизации рентгеновских квантов. В работе выполнен анализ трёх возможных мишеней: аморфная фольга для генерации переходного излучения, аморфная фольга для генерации обычного тормозного излучения и тонкий кристалл для генерации когерентного тормозного излучения. Использование различных механизмов излучения сопряжено с определёнными достоинствами и недостатками, анализируемыми в работе. В частности показано, что генерация обычного тормозного излучения имеет следующие преимущества:

- характеристики тормозного излучения менее чувствительны к многократному рассеянию электронов в мишени, чем когерентные механизмы излучения;
- тормозной механизм излучения имеет широкий спектр и для получения жёсткого рентгеновского излучения возможно использовать электроны с небольшой энергией;
- рентгеновское зеркало отражает фотоны тормозного механизма в более широкой области спектра, чем кристалл, вследствие чего, за счёт многократного прохождения электронов через радиатор, интенсивность обсуждаемого источника может существенно превышать интенсивность

источника, основанного на обычном ПРИ электронов в кристалле или многослойном зеркале;

- поскольку электроны не взаимодействуют с рентгеновским зеркалом, то для генерации жёсткого рентгеновского излучения возможно использовать малые углы между направлением распространения излучённого фотона и плоскостью зеркала.

Главная цель исследований настоящего раздела состоит в разработке модели источника рентгеновского излучения, учитывающей многократное рассеяние электронов в мишени, и выбывание электронов из процесса излучения вне мишени. Модель позволяет вычислить спектрально-угловые характеристики генерирующегося в мишени излучения с учётом монохроматизации излучения рентгеновским зеркалом. Также, модель принимает в рассмотрение положение и размер системы коллимирования излучения. Проведенный анализ показал перспективность разработки рассматриваемой схемы источника, основными преимуществами которого являются достаточно широкий спектральный диапазон генерации рентгеновского излучения и малые габаритные размеры.

Кроме механизма тормозного излучения, в обсуждаемом разделе выполнен анализ возможностей реализации механизмов переходного и когерентного тормозного излучений. Исследование показало, что реализация указанных механизмов позволяет существенно увеличить интенсивность обсуждаемого источника, но при этом требуются электроны с существенно большей энергией в сравнении со случаем генерации обычного тормозного излучения из аморфной мишени.

Результаты, относящиеся к данной главе, опубликованы в работах [129,130,137,138].

В шестой главе изложены результаты исследования новых эффектов в физике излучения заряженных частиц, на основе которых возможно создать источники излучения в областях вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена. Глава состоит из четырёх частей.

В первой части главы изучается излучение Вавилова-Черенкова релятивистских электронов в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена в окрестности края фотопоглощения вещества мишени. Выполненные в последнее время эксперименты показали возможность создания на основе данного механизма излучения источника мягкого рентгеновского излучения с уникальными параметрами, поэтому анализ различных схем конкретного исполнения источника, позволяющих улучшить выходные характеристики излучения представляют безусловный интерес. В настоящей главе рассматривается источник вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена, основанный на черенковском излучении. Рассматривается геометрия процесса, когда угол падения электрона на мишень становится меньше, чем характерный угол черенковского излучения.

Основным результатом выполненного исследования является использование установленного автором настоящей работы эффекта трансформации конуса излучения Вавилова-Черенкова в рассматриваемых условиях скользящего падения электрона на поверхность мишени [139]. Данный эффект имеет исключительно геометрическое происхождение, объясняемое преломлением излучения на границе мишени. Также, выход излучения увеличивается вследствие уменьшения влияния фотопоглощения на излучаемые фотоны при малых углах ориентации вектора скорости электрона относительно плоскости мишени. Благодаря обсуждаемому эффекту трансформации конуса черенковского излучения, уменьшается угол раствора конуса $\theta_{Ch} \approx \sqrt{\chi'(\omega)}$ ($\chi'(\omega)$ -действительная часть диэлектрической восприимчивости вещества), в результате чего распределение интенсивности излучения по азимутальному углу на

поверхности конуса становится существенно неоднородным и угловая плотность излучения резко возрастает.

Выполненный анализ эффекта трансформации конуса черенковского излучения показал резкую зависимость роста угловой плотности излучения от угла ориентации. С увеличением энергии электрона такая зависимость становится все более резкой и важным вопросом является выбор оптимального угла ориентации для получения максимальной угловой плотности излучения.

Возможность трансформации черенковского конуса позволяет решить важную задачу - собрать подавляющую часть излучаемых фотонов в коллиматор, обычно имеющий существенно меньшие угловые размеры, чем типичный угол раствора черенковского конуса. Данное обстоятельство делает возможным резкое (на порядок и более) увеличение угловой плотности излучения без существенных изменений спектральных характеристик.

Во втором разделе главы, на основе динамической теории дифракции, исследуется механизм параметрического излучения релятивистских электронов, движущихся в многослойной структуре. Исследуется случай генерации излучения в геометрии Брэгга, когда в одном из слоёв реализуются условия проявления эффекта Вавилова-Черенкова.

Анализ характеристик ПРИ в условиях проявления эффекта Вавилова-Черенкова проводился с учетом вклада ДПИ. Исследование показало возможность увеличения выхода механизма параметрического излучения более чем на порядок за счёт генерации излучения Вавилова-Черенкова в многослойной структуре при отсутствии роста вклада ДПИ. Выход фотонов при таком механизме генерации рентгеновских квантов порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ фотона на электрон в полный конус излучения, что на порядок превышает выход ПРИ в обычных условиях.

В третьей части главы теоретически изучается ПИ слаборелятивистских электронов в области вакуумного ультрафиолета вблизи угла полного внешнего отражения. Угловое распределение ПИ нерелятивистской заряженной частицы,

нормально пересекающей границу раздела среда-вакуум существенно зависит от соотношения между диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$. При $\varepsilon''(\omega)=0$ максимум углового распределения совпадает с углом полного внешнего отражения света от границы раздела и амплитуда максимума имеет большее значение, чем для случаев когда $\varepsilon''(\omega) \neq 0$ [104]. Положение максимума углового распределения ПИ нерелятивистских частиц определяется только величинами $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$, а амплитуда энергией электрона. Форма распределения ПИ нерелятивистской заряженной частицы в зависимости от направления импульса электрона незначительно варьируется около положения задаваемого нормальной ориентацией импульса относительно плоскости раздела сред.

В данном разделе исследуется более интересный случай ПИ слабoreлятивистской частицы, когда кулоновское поле частицы начинает деформироваться и положение максимума углового распределения ПИ становится чувствительным не только к величинам $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$, но и к величине энергии излучающей частицы. При рассмотрении спектральных характеристик ПИ наиболее интересной является область вакуумного ультрафиолета, где соотношение между $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ может принимать различные значения и спектрально-угловые характеристики ПИ будут различны.

Анализ спектрально-углового распределения ПИ, выполненный с учётом продольной составляющей кулоновского поля излучающего электрона, показал, что основной вклад в ПИ дают два механизма. Первый механизм соответствует случаю нерелятивистских электронов и определяется только величиной диэлектрической восприимчивости. Второй механизм проявляется при увеличении энергии частицы ε и имеет максимумы в угловом распределении, положение которых зависит от энергии электрона. Таким образом, наиболее оптимальным случаем для получения максимальной угловой плотности излучения при фиксированной энергии кванта является условие, при котором максимумы угловых зависимостей данных механизмов совпадают.

Выполненное исследование предсказывает возможность существенного увеличения спектрально-угловой плотности переходного излучения слаборелятивистских электронов в области вакуумного ультрафиолета (рост интенсивности в десятки раз проявляется вблизи углов полного внешнего отражения квантов от границы раздела среда-вакуум) при энергии электронов порядка 100 кэВ. Увеличение угловой плотности происходит в случае, когда максимум углового распределения ПИ, образующийся за счёт трансформации кулоновского поля электрона, близок к углу полного внутреннего отражения излучения от границы раздела среда-вакуум. Для получения наибольшей угловой плотности ПИ необходимо выполнение условия $\sqrt{2}(1+\chi') \gg \sqrt{\chi''/|\chi'|}$, в противном случае эффект проявляется несущественно и положение максимума углового распределения в значительной степени определяется только степенью трансформации кулоновского поля излучающего электрона.

В четвёртой части главы изучается механизм параметрического излучения слаборелятивистских и нерелятивистских электронов, к настоящему времени изученному существенно меньше, чем аналогичный механизм для релятивистских электронов. В рамках рассматриваемой задачи параметрический механизм изучается в геометрии Брэгга при пересечении слаборелятивистскими и нерелятивистскими электронами слоистой мишени.

Исследование выполнено на основе классических уравнений Максвелла, записанных для среды с периодически изменяющейся диэлектрической восприимчивостью. Учитывая малость влияния динамических эффектов на процесс излучения нерелятивистских электронов, в работе использована модель двухволнового приближения кинематической теории дифракции для параметрического излучения, записанная в предположении $V \ll 1$ (V - скорость электрона). Наряду с параметрическим излучением, рассмотрены вклады ДПИ и ПИ. Таким образом, в рассматриваемой модели учитываются три механизма излучения – ПИ, ДПИ и параметрический.

Исследование вкладов ПИ и ДПИ в полный выход излучения показали их малую величину относительно основного вклада параметрического механизма излучения, причём вклад ПИ даёт просто широкий спектральный фон. Особенностью анализа, проводимого в настоящем разделе, является разделение полной амплитуды излучения на сумму амплитуд ПРИ и ДПИ. В рамках этого подхода удастся четко разделить вклады указанных механизмов излучения и выяснить роль интерференции между ними.

Интерес к решаемой задаче обусловлен исследованием перспективы создания недорогого источника квазимонохроматического излучения в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена на основе параметрического механизма генерации излучения.

Основная проблема создания источника излучения в области вакуумного ультрафиолета состоит в сильном поглощении излучения в радиаторе, что отрицательно сказывается на характеристиках генерируемого излучения в многослойной среде, где необходимо, чтобы количество пар слоёв было максимальным. Период структуры должен быть порядка длины волны генерируемого излучения, что в рассматриваемом случае составляет десятки нанометров и влияние поглощения становится существенным. Второй проблемой является сильное рассеяние нерелятивистских излучающих частиц в среде, что так же портит картину излучения.

Численные расчёты показали возможность создания направленного квазимонохроматического источника вакуумного ультрафиолета с плавно перестраиваемой спектральной линией. При энергии электронов порядка 100 кэВ выход излучения составляет $10^{-5} - 10^{-6}$ фот./электрон в телесный угол 0.005 ср. и ширине линии порядка 1 эВ.

Результаты настоящей главы опубликованы в работах [139-146].

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

ГЛАВА 1. Экспериментальная установка

Все экспериментальные исследования, представленные в настоящей работе, выполнены в Лаборатории ускорительных устройств Отдела физики высоких энергий Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. В качестве источника пучка релятивистских электронов использовался микротрон-инжектор синхротрона “Пахра” с энергией ускоренных электронов 7 МэВ. Микротрон генерировал структурированный во времени пучок электронов с частотой следования импульсов 50 Гц при длительности импульса до 4 нс, структура каждого импульса определялась банчами длительностью около 1 см с периодичностью 10 см.

На основе микротрона была создана экспериментальная установка для исследования спектрально-угловых характеристик рентгеновского излучения, генерирующегося при взаимодействии ускоренных электронов с веществом. Установка состояла из следующих основных частей:

- микротрон с системой формирования электронного пучка;
- мишенная камера для наблюдения исследуемых процессов;
- блок рентгеновской спектрометрии.

1.1. Микротрон с системой формирования электронного пучка

Основная задача при транспортировке и формировании пучка электронов состоит в создании условий, при которых необходимым образом сочетаются интенсивность, угловая расходимость и размер поперечного сечения пучка в месте расположения мишени. Поскольку ускоритель, мишенная камера и детекторы рентгеновского излучения находились в одном помещении, то при

формировании пучка электронов особое внимание уделялось уровню радиационного фона в месте расположения детектора.

Основным назначением использовавшегося в качестве источника релятивистских электронов микротрона является инжекция электронов, ускоренных до энергии 7 МэВ, в канал синхротрона для дальнейшего ускорения. Для вывода пучка электронов из канала инжекции первоначально был установлен поворотный магнит, отклоняющий пучок электронов в вакуумный канал создававшейся для проведения запланированных исследований установки.

Выполненные расчёты, учитывающие выход исследовавшихся процессов в рамках характеристик генерируемого микротроном пучка электронов, показали необходимость уменьшения тока пучка и его угловой расходимости. Для решения данной задачи в канал после поворотного магнита на расстоянии около 1.5 м были установлены два графитовых коллиматора с апертурой 5 мм. Исследования показали, что установленные коллиматоры снижают интенсивность пучка на три-четыре порядка, в результате чего появляется интенсивный фон тормозного и характеристического рентгеновского излучения (ХРИ), образующийся вследствие взаимодействия рассеянных электронов с коллиматорами, стенками электропровода и свинцовой защитой установки. По отношению к оси пучка электронов, интенсивный радиационный фон распространялся в конусе с углом раствора около 30° . Выбор графита в качестве материала коллиматоров объясняется низким выходом тормозного излучения и проводящими свойствами (тормозное излучение преимущественно распространяется в конусе с углом раствора порядка γ^{-1} относительно траектории излучающих электронов, а выход пропорционален Z^2 ; γ – Лоренц-фактор излучающего электрона, Z – атомный номер элемента материала мишени).

Интенсивный радиационный фон также генерировался и в микротроне, преимущественно распространяясь в плоскости его орбит. Для уменьшения влияния фона на систему регистрации исследуемого сигнала и пространство вблизи мишенной камеры, в электропровод был установлен второй поворотный

магнит, обеспечивающий отклонение пучка на заданный угол. Магнит позволил вывести пучок из области радиационного фона.

При неизменной интенсивности пучка электронов поворотные магниты значительно деформировали его форму, вследствие чего возникла проблема коррекции формы пучка. Для решения данной задачи за вторым магнитом была установлена система фокусировки и коррекции пучка, включающая две пары квадрупольных магнитных линз для фокусировки и корректор для коррекции положения пучка в сечении электропровода. Выполненные исследования формы и интенсивности пучка на разных этапах создания установки проводились с помощью пропорциональных проточных камер и цилиндра Фарадея.

Использовавшиеся пучковые пропорциональные камеры имеют рабочую область 32×32 мм². Наружные размеры камеры $80 \times 80 \times 45$ мм³. Две сигнальные плоскости намотаны горизонтально и вертикально золоченым вольфрамовым проводом диаметром 20 мкм с шагом намотки 2 мм. Четыре высоковольтные плоскости намотаны проволокой из бериллиевой бронзы диаметром 80 мкм с шагом 1 мм. Расстояние между плоскостями 3 мм. Для работы в вакууме окна камер изготовлены из майлара толщиной 100 мкм. Рабочий газ – смесь аргона с углекислым газом в соотношении 3:2. Данная пропорциональная камера позволяет определять координаты пучка в поперечном сечении электропровода с точностью 1 мм.

На Рисунке 1 схематически представлена описанная часть экспериментальной установки. На Рисунке 2 представлена фотография экспериментальной установки.

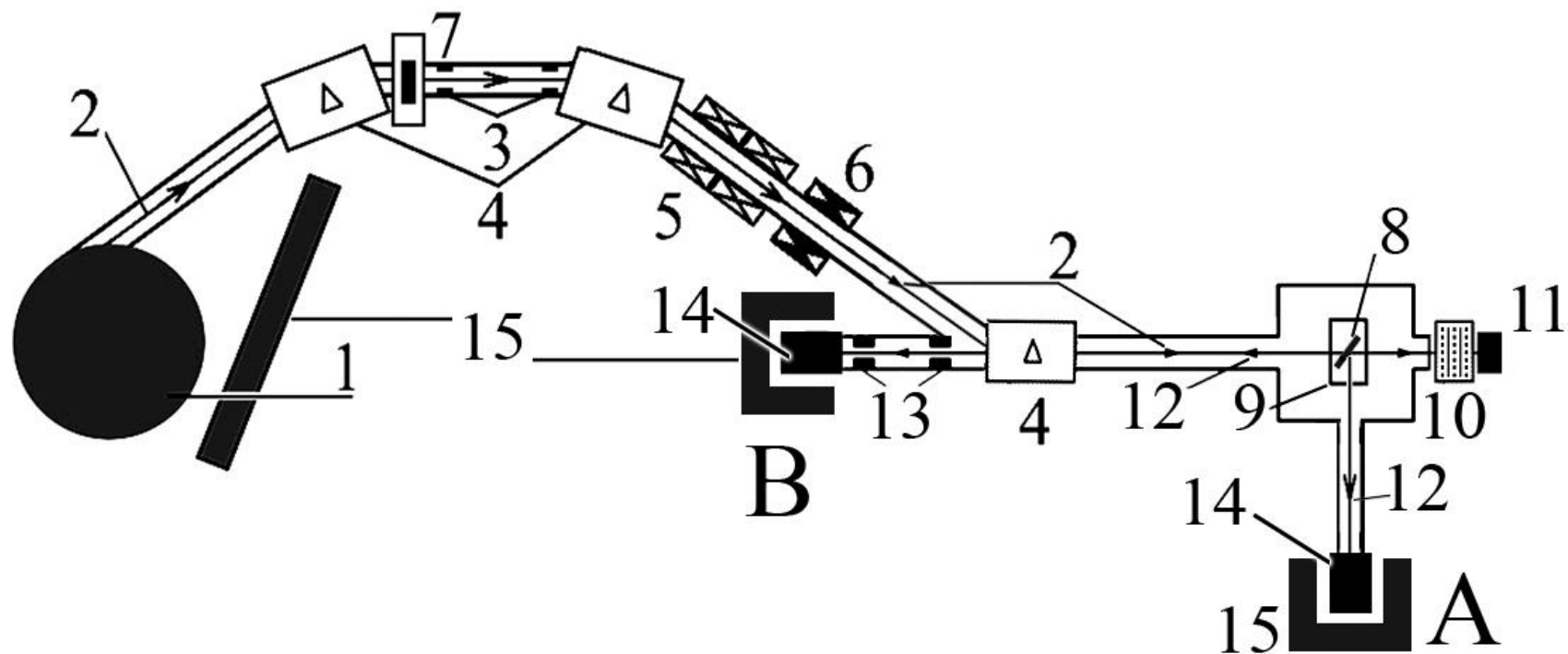


Рисунок 1- Экспериментальная установка. Микротрон с системой формирования электронного пучка. 1 – микротрон, 2 – электронный пучок, 3 – коллиматоры электронного пучка, 4 – поворотные магниты, 5 – квадрупольные магнитные линзы, 6 – корректор, 7 – вакуумный затвор, 8 – мишень, 9 – гониометр, 10 – пропорциональная камера, 11 – цилиндр Фарадея, 12 – измеряемое излучение, 13 – коллиматоры, 14 – детектор, 15 – свинцовая радиационная защита.

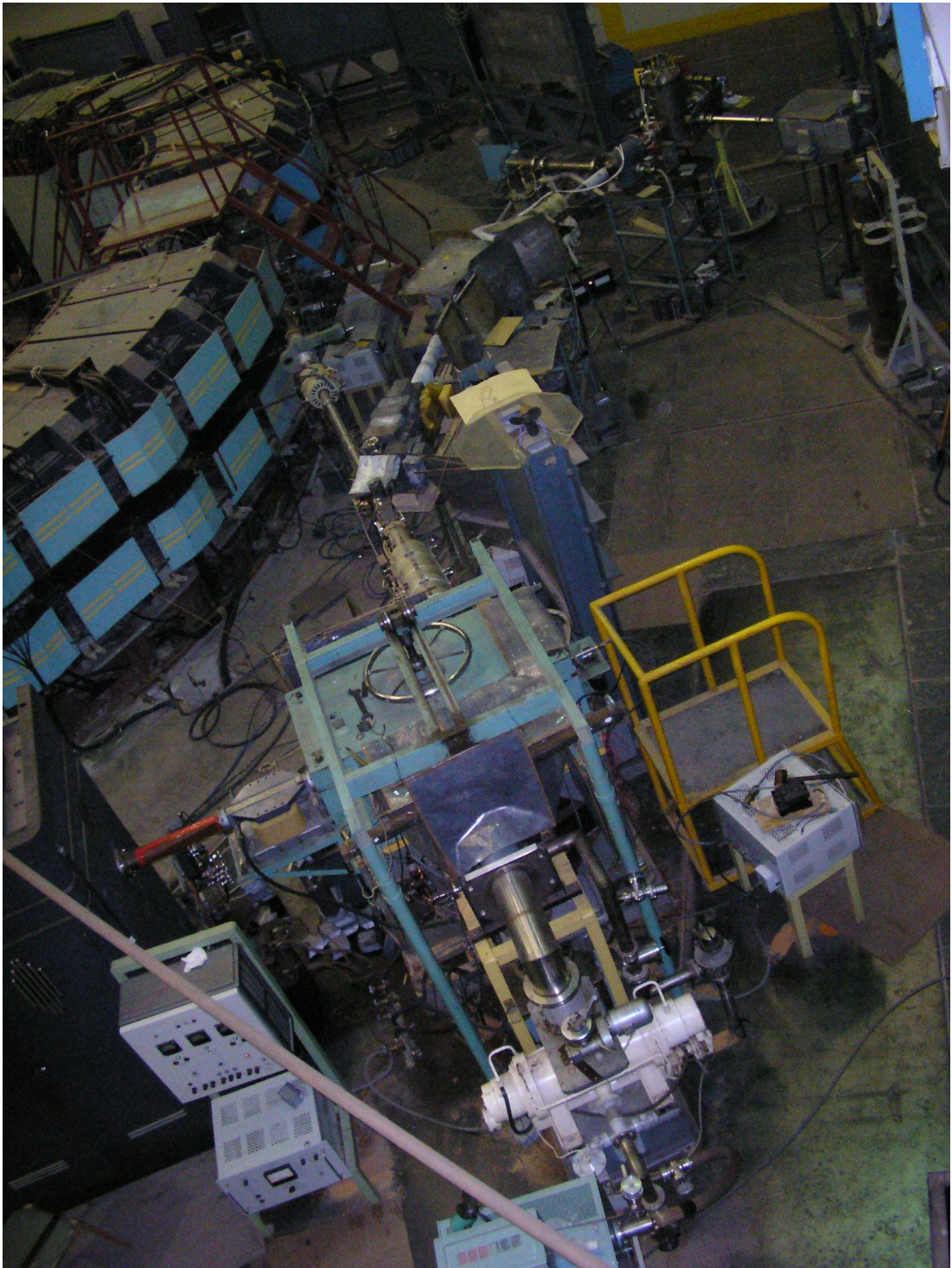


Рисунок 2- Экспериментальная установка.

Расстояния между основными деталями установки: магнит №1 (слева) – магнит №2 : 0.24 м; магнит №2 – магнит №3 : 2 м; магнит №3 – мишень : 0.8 м; мишень – пропорциональная камера : 0.6 м; расстояние между коллиматорами пучка электронов : 1.5 м.

Динамика эксперимента происходила следующим образом. Микротрон 1 генерирует пучок электронов 2 с энергией 7 МэВ. Первым поворотным магнитом (по ходу пучка электронов) 4 пучок выводится из канала инжекции и далее формируется двумя углеродными коллиматорами 3 с апертурой 5 мм. В процессе взаимодействия пучка с коллиматорами образуется интенсивный радиационный фон, преимущественно распространяющийся вдоль оси коллиматоров. Второй поворотный магнит 4 выводит пучок из области радиационного фона в магнитооптический канал формирования пучка, состоящий из двух пар квадрупольных магнитных линз 5 и корректора 6. Для обеспечения удобства проведения измерений характеристик излучения, генерирующегося в направлении, противоположном направлению распространения пучка электронов, был установлен третий поворотный магнит 4, выводящий пучок электронов в мишенную вакуумную камеру, в которой располагалась мишень 8. Ориентация мишени контролировалась гониометром 9, также имелась возможность вывода мишени с пучка электронов. Диагностика пространственного положения пучка и его интенсивности проводилась пропорциональной камерой 10 и цилиндром Фарадея 11. Излучение 12, генерирующееся в процессе взаимодействия электронов 2 с мишенью 8, формируется коллиматорами 13, установленными перед детектором 14. Микротрон и детектор были закрыты свинцовой защитой для снижения уровня радиационного фона. Вакуум в микротроне и мишенной камере был общим, при необходимости разделялся шиберным затвором 7.

Для получения вакуума использовалась комбинация пластинчато-роторного, турбомолекулярного и магниторазрядного насосов. Давление в камере микротрона порядка 10^{-7} торр, в мишенной камере порядка 10^{-5} торр.

В процессе выполнения исследований использовались два варианта геометрии установки, обозначенные “А” и “В”.

1.2. Мишенная камера наблюдения исследуемых процессов

Для проведения исследования спектрально-угловых характеристик рентгеновского излучения, генерирующегося при взаимодействии релятивистских электронов с веществом, были созданы две вакуумные камеры, позволяющие проводить измерения спектрально-угловых характеристик рентгеновского излучения в широких диапазонах углов наблюдения. В камерах предусмотрены вакуумные порты для вывода пучка электронов к пропорциональной камере и цилиндру Фарадея, необходимых для диагностики пространственного распределения плотности пучка и его интенсивности. Вывод пучка к пропорциональной камере и цилиндру Фарадея осуществлялся через майларовое окно толщиной 100 мкм.

В первой камере присутствовала возможность только вывода мишени с траектории пучка электронов, что было необходимо для периодической диагностики тока и пространственного положения пучка в ходе эксперимента. Также, вывод мишени с пучка был необходим для измерения собственного фона установки.

Вторая камера была разработана для измерения ориентационных зависимостей характеристик рентгеновского излучения. Камера позволяла измерять сигнал, распространяющийся в диапазоне углов 40° - 140° градусов и 170° - 180° градусов относительно направления распространения излучающих электронов в горизонтальной плоскости. Управление ориентацией мишени относительно пучка электронов проводилось посредством вакуумного гониометра с четырьмя степенями свободы:

- вертикальная ось вращения – шаг 71 мкрад, диапазон углов $\pm 6^\circ$;

- горизонтальная ось вращения, расположена под 90° к нормали, поведенной к плоскости поверхности мишени – шаг 50 мкрад, диапазон углов $\pm 8^\circ$;
- ось вращения совпадает с нормалью к плоскости поверхности мишени – шаг 1° диапазон углов $0-360^\circ$;
- вертикальный вывод мишени с пучка.

Гониометр позволял контролировать ориентацию мишени и в режиме дробления шага: $1/2$, $1/4$ и $1/8$ шага.

Для создания высокого вакуума была установлена откачная система на основе турбомолекулярного высоковакуумного насоса в комбинации с форвакуумным пластинчатороторным насосом.

1.3. Блок рентгеновской спектроскопии

Учитывая необходимость проведения энергодисперсионных измерений рентгеновского излучения в типичном диапазоне дифракции рентгеновского излучения на кристаллах $1-10$ кэВ, выбор детекторов исследуемого сигнала являлся одной из основных задач, определяющих успешность проведения исследований. Предварительно выполненные расчёты показали, что исследуемый сигнал сосредоточен в области $3-8$ кэВ в виде набора пиков, проявляющихся на плавном фоне тормозного излучения. Также, в измеряемых спектрах ожидалось присутствие ХРИ мишени. Кроме данных особенностей при выборе детектора необходимо было учитывать высокую скважность электронного пучка и интенсивный радиационный фон.

В рамках характеристик микротрона, минимально возможная величина скважности была 5000 при длительности импульса сброса до 4 мкс. Данное обстоятельство означало, что детектор должен быть достаточно быстродействующим и иметь максимальную загрузку не менее 10^4 событий в секунду, что, ориентировочно, позволило бы с каждого импульса сброса

регистрировать один фотон. Расчёты выхода исследуемых процессов и результаты предварительных экспериментов показали величину уровня ожидаемого сигнала порядка 1% от уровня регистрируемого фона при энергетическом разрешении не хуже 300 эВ. Достаточно низкий выход исследуемых процессов делал предпочтительным измерение сигнала детектором со скоростью счёта не менее 10^5 событий в секунду в спектральной области исследований.

Интенсивный радиационный фон микротрона, состоящий из электромагнитного излучения и зарядовой компоненты, производит дополнительную загрузку детектора. Величина фоновой загрузки определяется объёмом регистрирующего излучение элемента, в котором происходит преобразование энергии излучения в электрический сигнал (в газонаполненных счётчиках – объём газа счётчика, в полупроводниковых детекторах – объём кристалла детектора, в сцинтилляционных счётчиках – объём сцинтиллятора). Данное обстоятельство делает предпочтительным использование детекторов с малым объёмом рабочего элемента.

Таким образом, детектор должен позволять производить измерения сигнала в области 3-8 кэВ с загрузкой не менее 10^5 событий в секунду, энергетическим разрешением не хуже 300 эВ и обладать малым объёмом регистрирующего излучение элемента.

Учитывая требования, предъявляемые к детекторам исследуемого сигнала, оптимальным вариантом являются полупроводниковые детекторы, имеющие показатели загрузки порядка 10^5 имп./с, энергетическое разрешение 150-200 эВ в области 3-8 кэВ и объём рабочего элемента порядка 1 мм³. Ещё одной ценностью данного типа детекторов является близкая к 100% эффективность регистрации фотонов в области исследований. Таким образом, в качестве основы блока спектроскопии были выбраны рентгеновские полупроводниковые PIN детекторы. В ходе исследований использовались три различных детектора.

Основными преимуществами использовавшихся детекторов являются высокая скорость счёта и термоэлектрическое охлаждение кристалла детектора, что позволило проводить измерения при интенсивном радиационном фоне и высокой скважности электронного пучка. Отсутствие необходимости подвода жидкого азота для охлаждения кристалла позволило поместить детектор в малом объёме и полностью экранировать свинцом.

К недостаткам использовавшихся детекторов можно отнести наличие аппаратных фантомных сигналов (вклад данных эффектов порядка 0.1%), проявляющихся во время измерений. Особенно заметно данные эффекты проявляются при измерении интенсивных пиков на плавной подложке, например, ХРИ на подложке тормозного излучения. В данном случае в измеренном спектре будут присутствовать фантомные ESC-пики (пики вылета), энергия которых будет равна разности энергий измеряемых пиков и края фотопоглощения кремния (регистрирующий излучение кристалл детектора сделан из кремния). Механизм образования ESC-пиков объясняется неупругим рассеянием измеряемого сигнала на кристалле. Также, дополнительные фантомные пики появляются в измеряемом спектре вследствие краевых эффектов, присутствующих в случае, когда регистрируемый фотон взаимодействует с краем кристалла детектора. В данном случае в измеряемом спектре будут присутствовать пики с энергией, равной примерно половине энергии измеряемого фотона. Стоит также отметить, что краевой эффект не проявляется в использовавшихся детекторах Amptek XR100-CR и Amptek XR100-SDD, в которых на кристалл установлен коллиматор, закрывающий края кристалла.

Обработка сигнала детекторов производилась специальной спектроскопической электроникой для PIN детекторов, включающей первичный дискриминатор, усилитель-формирователь, аналогово-цифровой преобразователь и многоканальный амплитудный анализатор импульсов. Все основные установки детекторов контролировались посредством программы набора и обработки статистики, что позволило значительно варьировать режимы работы детекторов

при измерениях в различных условиях. Стоит отметить, что при проведении измерений детекторами Amptek XR100-CR и Amptek XR100-SDD обработка сигнала производилась блоком спектроскопической электроники Amptek PX4, позволяющей изменять время формирования импульса. Данная особенность весьма ценна при структурированном пучке.

Для уменьшения фона детекторы были дополнительно защищены свинцом. Также, во всех выполненных экспериментах измеряемый сигнал жёстко коллимировался, что дополнительно позволило уменьшить регистрируемый фон от внутренней поверхности канала спектроскопии и мишенной камеры.

Начиная с 2010г., для подавления фона, генерирующегося на внутренней поверхности мишенной камеры, детали мишенной камеры в зоне регистрации сигнала детектором были экранированы оргстеклом и майларом. Уменьшение фона вследствие экранировки объясняется исходя из элементного состава экранирующих материалов – С, О и Н. Во-первых, в этих веществах генерация тормозного излучения происходит менее интенсивно, чем в нержавеющей стали, из которой в основном сделана мишенная камера. Во-вторых, детали камеры излучают фотоны ХРИ в диапазоне 1-10 кэВ, где сосредоточен измеряемый в исследованиях сигнал, а ХРИ атомов майлара и оргстекла излучается в области до 1 кэВ, что не мешает измерениям исследуемого сигнала. Выполненная экранировка позволила избавиться от наличия в измеряемых спектрах фоновых пиков ХРИ.

Таким образом, для проведения исследований была создана, исследована и адаптирована установка, позволяющая проводить измерения спектрально-угловых характеристик рентгеновского излучения, генерирующегося при взаимодействии электронов с энергией 7 МэВ с веществом.

ГЛАВА 2. Исследование поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристаллах

В настоящей главе приводятся результаты экспериментального исследования когерентных эффектов в ПТИ релятивистских электронов, обусловленных частичной упорядоченностью атомной структуры наиболее распространенных твердотельных мишеней - поликристаллов. ПТИ возникает вследствие рассеяния кулоновского поля заряженных частиц на электронных оболочках атомов [14,16-21,147]. Характерной особенностью ПТИ, резко отличающей данный механизм излучения от обычного тормозного излучения, является большая величина эффективного прицельного параметра столкновения налетающей частицы с атомом, сравнимая с межатомным расстоянием. Вследствие большой величины прицельного параметра характеристики ПТИ становятся весьма чувствительными к характеру взаимного расположения атомов среды. Данная особенность открывает возможности использования ПТИ для диагностики атомной структуры вещества.

Впервые когерентные пики в спектре ПТИ электронов с энергией 2.4 МэВ, пересекающих тонкую плёнку поликристаллического алюминия, в задней полусфере наблюдались в [23], но интенсивный фон и недостаточное энергетическое разрешение детектора не позволили однозначно идентифицировать вклад различных кристаллографических плоскостей в обнаруженные пики. Кроме того, имелось различие в положении, форме и амплитуде пиков в сравнении с существовавшей теорией. Второй принципиальной экспериментальной работой в данной области было относительное измерение когерентных пиков ПТИ электронов с энергией 150 МэВ из текстурированного поликристалла молибдена в переднюю полусферу при углах измерения 25.8° и 11.27° относительно направления движения электронов [24,25]. Данные исследования были инициированы результатом

работы [26], в которой наблюдались спектральные пики неясной природы. Стоит отметить, что ввиду сильной текстуры мишени в измеренных в работах [24,25] спектрах удалось зафиксировать вклад только однотипных плоскостей, различающихся разными порядками дифракции.

В первой части главы представлено детальное сопоставление результатов абсолютных измерений спектров коллимированного ПТИ из пленок Al, Cu, Ni с теоретической моделью [148] и показывается хорошее количественное согласие теории и эксперимента.

Результаты исследований [23-25,27,28,148] показали, что в спектре ПТИ релятивистских электронов, движущихся в поликристаллических мишенях, положение пиков однозначно связано с параметрами решетки микрокристаллитов, составляющих поликристалл, причем результаты измерений находились в хорошем согласии с развитой моделью ПТИ в поликристалле. Необходимо отметить, что измерение ПТИ в поликристалле [23] выполнено при фиксированном значении угла наблюдения излучения (угол между осью электронного пучка и направлением, под которым рентгеновский детектор регистрирует фотоны из мишени), равном 90° . Между тем, значение угла наблюдения определяет положение когерентных пиков в спектре ПТИ. Это крайне важно для идентификации природы пиков, поскольку в измеренных спектрах обычно проявляются несколько пиков, имеющих различную природу. Например, очень часто присутствуют пики характеристического излучения атомов мишени и элементов конструкции установки, положение которых не зависит от угла наблюдения.

Спектры ПТИ в поликристаллах при различных углах наблюдения измерены в работах [24,25], однако в указанных работах отсутствовало сравнение с теорией. Между тем, необходимым этапом проведения исследований характеристик ПТИ являются количественные измерения зависимости положения и формы когерентных пиков в спектре ПТИ от угла наблюдения излучения и сравнение с предсказаниями теории.

Во второй части данной главы приводятся результаты измерений спектров ПТИ при различных углах наблюдения, представлены результаты сравнения измеренных спектров с моделью [148].

2.1. Измерение ПТИ из поликристаллических фольг под углом 90° к пучку электронов

Для проведения измерений использовалась экспериментальная установка, представленная на Рисунке 1 в геометрии “А” (в данной геометрии не было третьего поворотного магнита, пучок выводился в мишенную камеру вторым поворотным магнитом). В качестве мишеней использовались поликристаллические фольги алюминия толщиной 8.5 мкм, меди - 15 мкм и никеля - 15 мкм. Мишени были установлены под углом 45° к оси пучка электронов. Измерение поперечного размера пучка, выполненное пропорциональной камерой, показало форму пучка близкую к круглой, диаметром около 5мм на полувысоте функции распределения плотности пучка. Рентгеновское излучение, выходящее из мишени в переднюю полусферу, регистрировалось кремний-литиевым P.I.N. детектором с энергетическим разрешением 170 эВ. Детектор соединялся с вакуумной камерой каналом с двумя свинцовыми коллиматорами, угол между осями пучка электронов и коллимирования излучения был 90°, излучение регистрировалось передней полусферой. Расстояние между мишенью и энергодисперсионным детектором составляло 2.8 м, угловой акseptанс детектора был $1.5 \cdot 10^{-6}$ ср.

Измеренный спектр из алюминиевой мишени представлен на Рисунке 3. В спектре четко выделены два пика, а также есть указание на существование третьего. Фитирование пиков распределением Гаусса дает их положение: 3782 ± 16 эВ (111), 4560 ± 36 эВ (200), и 6273 ± 19 эВ (220). В спектре присутствует внешний фон от микротрона, имеющий форму, близкую к экспоненциальной. Измерения при выведенной из пучка мишени показали, что вклад этого фона

составляет величину порядка 2-4% относительно числа событий в первом пике ПТИ.

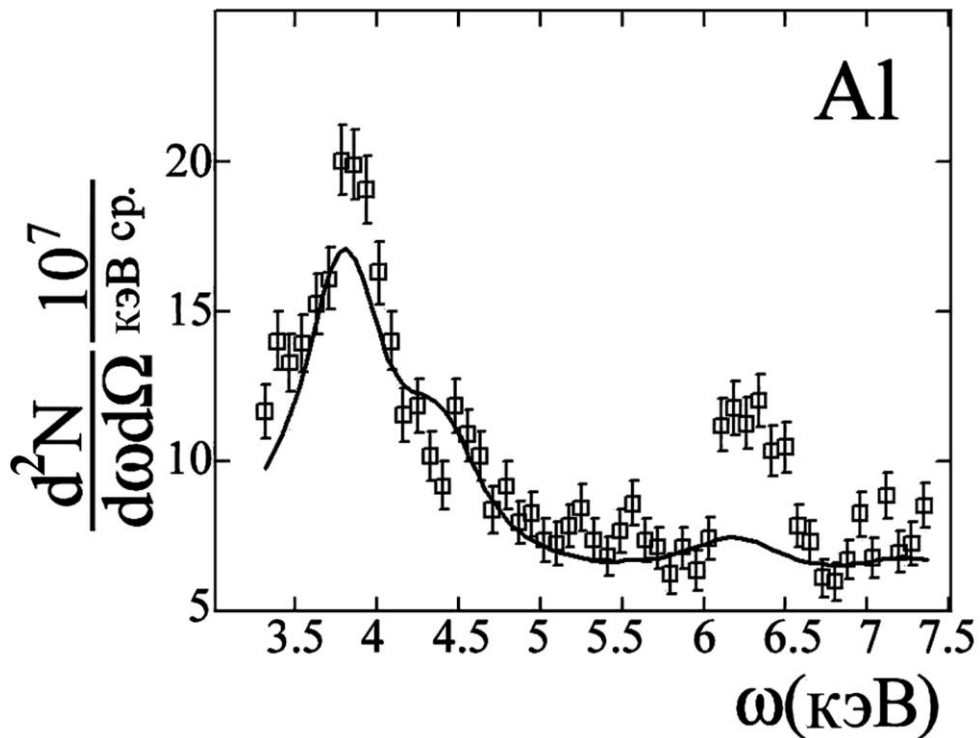


Рисунок 3- Спектр ПТИ из поликристаллической фольги алюминия. Сплошной кривой показан расчёт, выполненный по модели [148].

Более интенсивным источником экспоненциально распределенного фона являлась мишень. Данная часть фона имела два механизма. Первый механизм - тормозное излучение электронов в мишени. Второй механизм образования фотонов обусловлен взаимодействием рассеянных мишенью электронов со стенками электропровода, вакуумной камеры и внутренней поверхностью фотонного канала. Также стоит отметить наличие вклада некогерентной составляющей ПТИ, но теоретические оценки показали возможность пренебречь вкладом этого механизма.

На Рисунке 3 необходимо выделить третий пик в области 6.4 кэВ. Данный пик соответствует вкладу фотонов характеристического излучения K-линии

железа (6.4 кэВ), которые образовались рассеянными электронами пучка и фотонами на внутренней поверхности мишенной камеры и фотонного канала.

Спектр из медной мишени показан на Рисунке 4. В центре расположен основной пик. Левая часть спектра - экспоненциальный фон, в области 6.4 кэВ находится пик железа и ESC-пик от К-линии меди (6.3 кэВ). В правой части центрального пика ПТИ находится ещё один пик ПТИ. Фитирование спектра распределением Гаусса дает положение пиков: 4267 ± 23 эВ (111) и 4886 ± 75 эВ (200). Третий пик ПТИ должен проявиться согласно расчетам при энергии фотонов 6.86 кэВ (220), однако при данной статистике выделить его в спектре сложно, принимая во внимание его расположение на подъёме пика К-линии меди, который более чем на два порядка превосходит ПТИ по интенсивности.

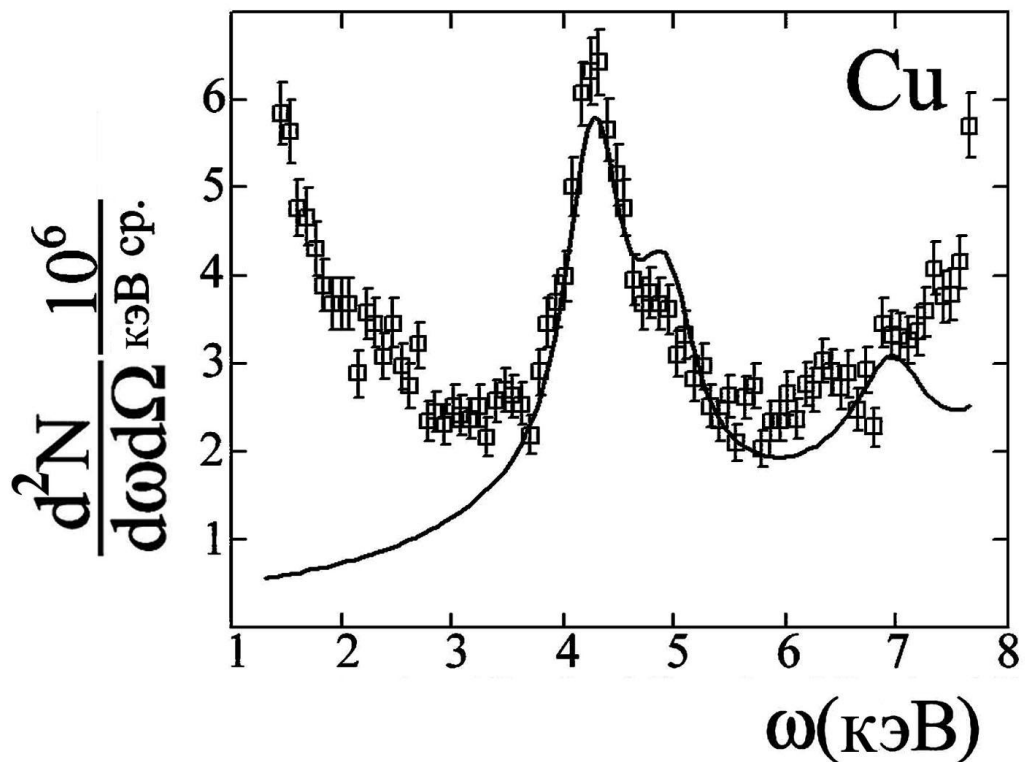


Рисунок 4- Спектр ПТИ из поликристаллической фольги меди. Сплошной кривой показан расчёт, выполненный по модели [148].

На Рисунке 5 представлен спектр, измеренный из никелевой мишени. Три четко выделенных пика имеют максимумы при энергиях фотонов 4257 ± 15 эВ

(111), 5070 ± 16 эВ (200) и 5735 ± 11 эВ. Также, на рисунке наблюдается вклад К-линии железа. Пик с максимумом при 5735 эВ является пиком вылета.

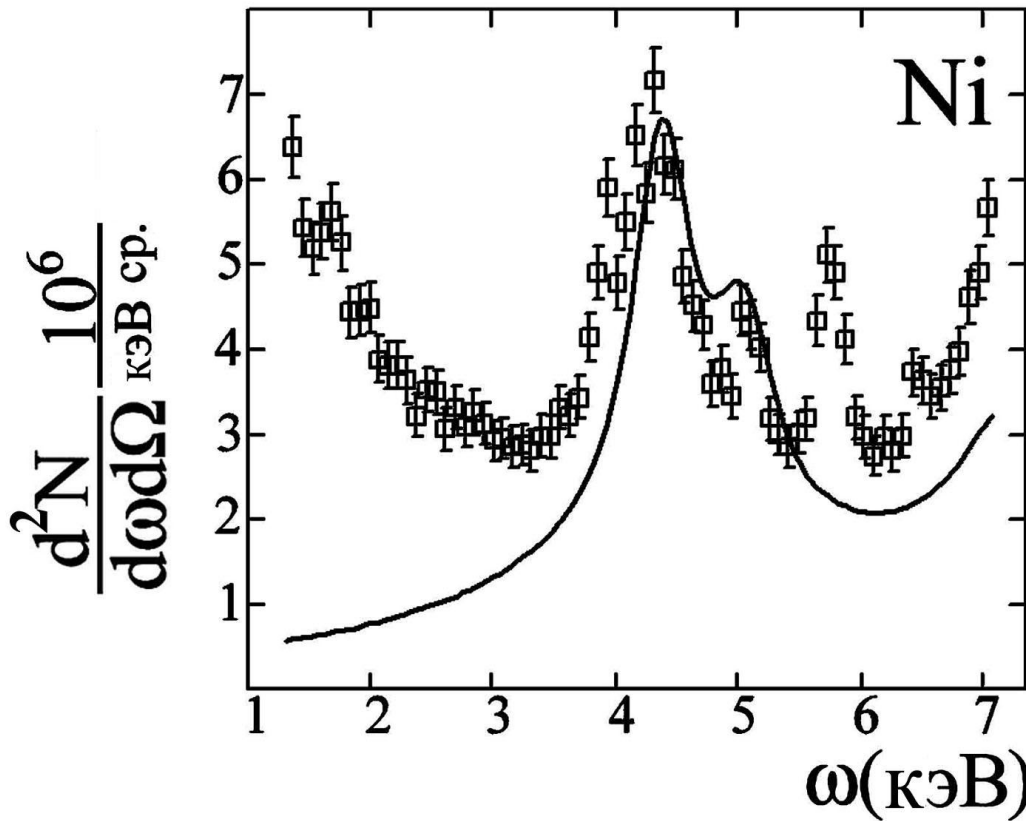


Рисунок 5- Спектр ПТИ из поликристаллической фольги никеля. Сплошной кривой показан расчёт, выполненный по модели [148].

2.2. Измерение ПТИ из поликристаллических фольг под углами отличными от 90°

Хорошее согласие экспериментальных результатов измерений ПТИ под углом 90° с развитой теорией свидетельствует о правильной интерпретации результатов измерений. Важной частью исследований ПТИ является измерение сдвига спектральных пиков при изменении угла наблюдения, что также предсказывается развитой теорией ПТИ [148]. Для экспериментальной верификации данного предсказания были выполнены измерения ПТИ под

различными углами. Исследования проводились на установке, использовавшей при измерении ПТИ под углом 90° . Рентгеновское излучение из мишени, выходящее в переднюю полусферу, регистрировалось в телесном угле $1.5 \cdot 10^{-6}$ ср.

Спектр ПТИ из алюминиевой мишени, измеренный под углом 75° , показан на Рисунке 6. Здесь же приведена расчётная кривая, вычисленная на основе общей формулы для спектрально-углового распределения интенсивности ПТИ релятивистских электронов в поликристалле [33]. Расчёт учитывает поглощение

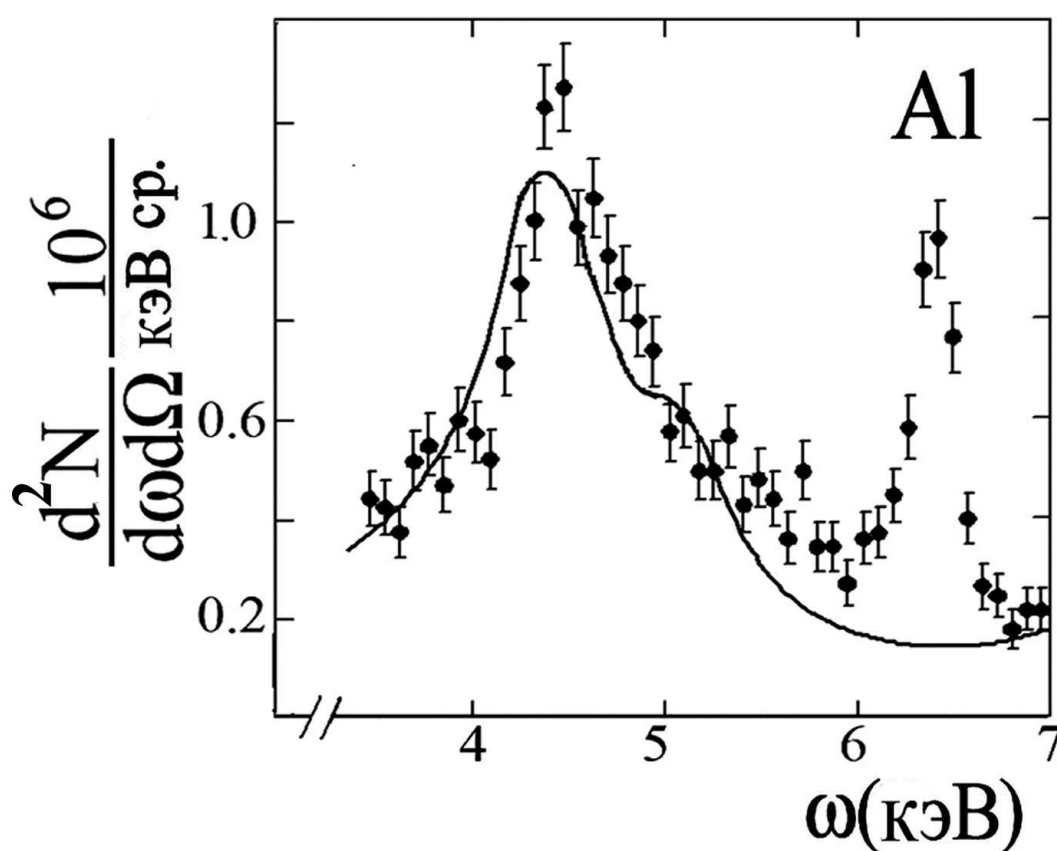


Рисунок 6- Измеренный спектр ПТИ из алюминиевой мишени под углом 75° .

излучения в мишени. В измеренных спектрах четко выделяется когерентный пик ПТИ, который сдвигается с 3.78 кэВ при значении угла 90° до 4.44 кэВ при угле 75° . Наблюдается хорошее согласие измеренных и рассчитанных спектров по положению и абсолютной величине пиков ПТИ. В спектрах присутствует в качестве фона характеристический пик железа в области энергии 6.4 кэВ.

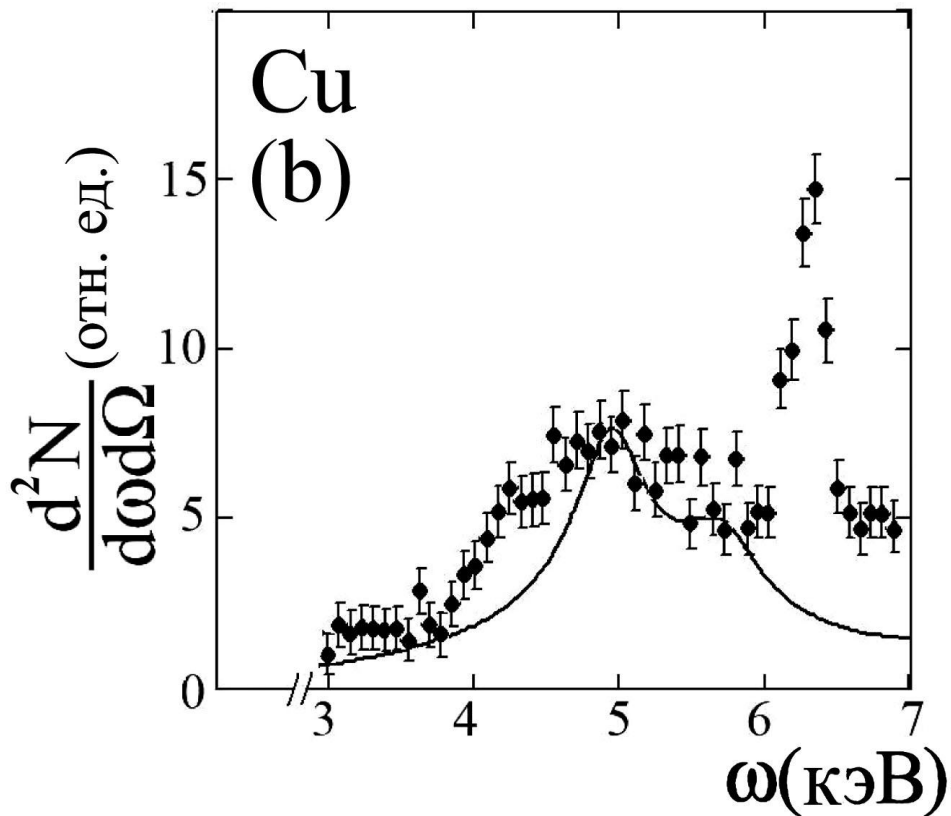
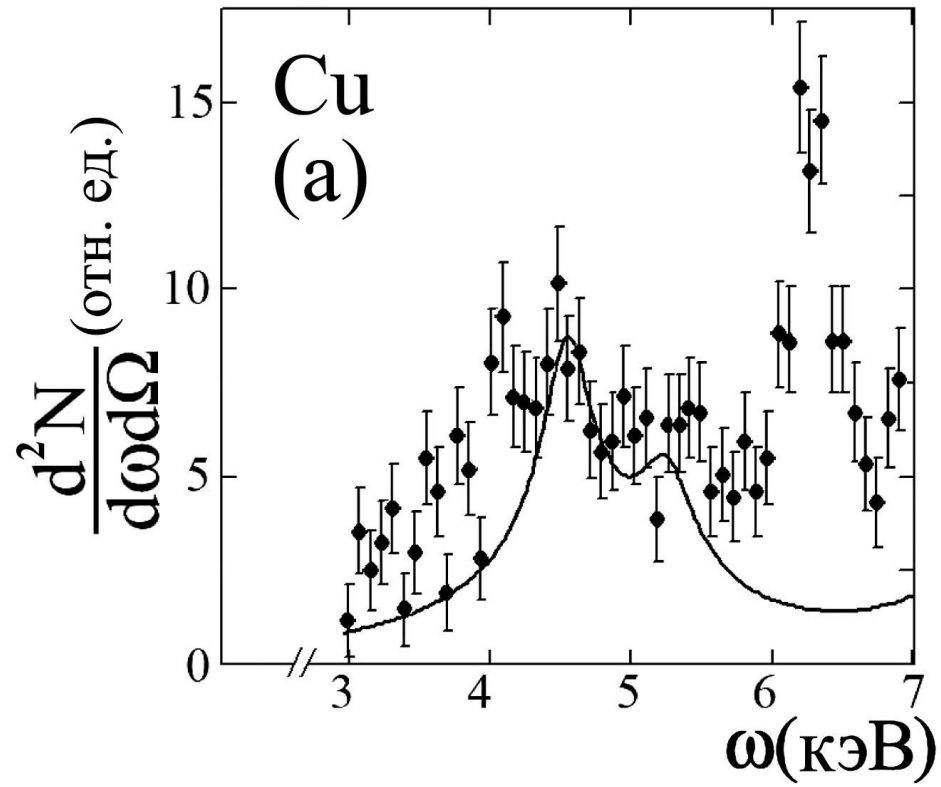


Рисунок 7 - Измеренные спектры ПТИ из медной мишени: а – 83°, б – 75°.

Измерения под 90° и под меньшими углами были выполнены при различных углах коллимирования ПТИ. Этим объясняются разные по амплитуде пики железа.

Спектры выхода фотонов ПТИ из медной мишени, представленные на Рисунке 7а и 7б, были получены при углах наблюдения 83° и 75° . Сдвиг основного когерентного пика ПТИ с 4.27 кэВ (при 90°) до 4.62 кэВ (при 83°) и до 4.95 кэВ (при 75°) находится в согласии с теоретическими расчетами.

2.3. Интерпретация результатов

Интерпретация результатов измерений проводилась на основе модели ПТИ релятивистских электронов в поликристалле, в рамках которой поликристалл рассматривается как ансамбль случайно ориентированных микрокристаллитов достаточно большого размера, так чтобы в каждом из них в полной мере реализовался процесс когерентного брэгговского рассеяния кулоновского поля быстрой заряженной частицы [148]. Важнейшим свойством ПТИ в поликристаллах является почти полное подавление некогерентной составляющей этого излучения, что обусловлено отмеченной выше особенностью ПТИ, заключающейся в большой величине эффективного прицельного параметра столкновения излучающей частицы с атомом, существенного для формирования ПТИ. В результате, спектр ПТИ в рассматриваемых условиях представляет собой набор когерентных пиков, аналогичных пикам Дебая-Шеррера в рассеянии свободных рентгеновских лучей в порошках.

Для количественного описания спектров ПТИ в поликристаллах удобно использовать формулу для спектрально-углового распределения излучения [15,33] в геометрии процесса излучения, представленной на Рисунке 8.

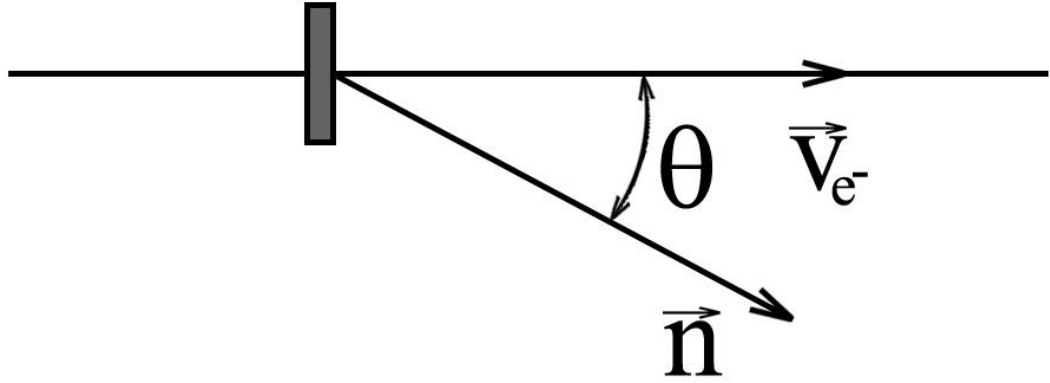


Рисунок 8- Геометрия процесса ПТИ. θ – угол наблюдения излучения, \vec{n} – направление распространения излучённого фотона, \vec{V}_{e^-} – вектор скорости излучающего электрона.

Выражение для описания вклада ПТИ от фиксированного вектора обратной решетки может быть представлено в следующем виде

$$\omega \frac{d^3 N_{\vec{g}}}{dt d\omega d\Omega} = A_{\vec{g}} \Phi_{\vec{g}}$$

$$A_{\vec{g}} = \frac{\pi e^6 n_0}{m^2 g^3} F^2(g) S^2(\vec{g}) e^{-g^2 u_T^2},$$

$$\Phi_{\vec{g}} = \sigma \left(\frac{gV}{1 - \sqrt{\epsilon} V \cos\theta} - \omega \right) \times$$

$$\times 2 \frac{1 + 2 \frac{\omega^2}{g^2 V^2} \epsilon^{\frac{3}{2}} V^3 \cos\theta}{\sqrt{\left(1 - 2 \frac{\omega^2}{g^2 V^2} (1 - \sqrt{\epsilon} V \cos\theta) \right)^2 + 4 \frac{\omega^2}{g^2 V^2} (1 - \epsilon V^2) \left(1 - \frac{\omega^2}{g^2 V^2} (1 - \sqrt{\epsilon} V \cos\theta)^2 \right)}} -$$

$$- 1 - \left(1 + 2 \frac{\omega^2}{g^2 V^2} \sqrt{\epsilon} V \cos\theta (1 - \sqrt{\epsilon} V \cos\theta) \right) \times$$

$$\times \frac{\left(1 - 2 \frac{\omega^2}{g^2 V^2} \varepsilon V^2 (1 - \sqrt{\varepsilon} V \cos \theta)\right)^2 + 4 \frac{\omega^4}{g^4 V^4} \varepsilon^2 V^4 (1 - \varepsilon V^2)}{\left[\left(1 - 2 \frac{\omega^2}{g^2 V^2} (1 - \sqrt{\varepsilon} V \cos \theta)\right)^2 + 4 \frac{\omega^2}{g^2 V^2} (1 - \varepsilon V^2) \left(1 - \frac{\omega^2}{g^2 V^2} (1 - \sqrt{\varepsilon} V \cos \theta)^2\right)\right]^{\frac{3}{2}}}$$

где σ – функция Хэвисайда, ω – энергия фотона, \vec{g} – вектор обратной решётки, \vec{V} – скорость излучающего электрона, ε – диэлектрическая проницаемость мишени, θ – угол наблюдения, m – масса электрона, n_0 – концентрация атомов в элементарной ячейке, uT – среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов, $F(g)$ – нормированный на количество электронов в атоме атомный форм-фактор, $S(\vec{g})$ – нормированный на количество атомов в элементарной ячейке структурный фактор элементарной ячейки. Данное выражение справедливо для произвольных значений углов наблюдения излучения, отсчитываемых от вектора скорости излучающего электрона. В дальнейших исследованиях представленный результат будет использован применительно к частным случаям, имеющим прямое отношение к проводимым экспериментам.

Результаты расчета спектров ПТИ показаны на рисунках сплошными линиями, вычисленными с учетом фона (до 8% под основным пиком, соответствующим кристаллографической плоскости (111)). Рисунки демонстрируют согласие теоретических предсказаний с результатами измерений как по амплитуде когерентных пиков, так и по их положению. Положение расчетных пиков в случае алюминиевой мишени (3.80 кэВ, 4.49 кэВ, и 6.2 кэВ) близко к измеренному. То же можно сказать и о положении расчетных пиков когерентного ПТИ, генерируемого релятивистскими электронами в медной фольге (4.26 кэВ и 4.92 кэВ). Несколько хуже эксперимент согласуется с теоретическими предсказаниями ПТИ релятивистских электронов, пересекающих пленку никеля. Только положение второго из расчетных пиков (5.05 кэВ) хорошо согласуется с

экспериментальными данными. Положение первого расчетного пика (4.37 кэВ) смещено относительно измеренного примерно на 115 эВ в сторону больших значений энергии фотонов. При этом, на левом склоне экспериментального пика проявляется тонкая структура. Отмеченные разногласия обусловлены проявлением текстуры использованной мишени, наличие которой показали дополнительно проведенные рентгеноструктурные исследования образца.

Таким образом, в настоящей главе выполнено экспериментальное исследование ПТИ релятивистских электронов в поликристаллических мишенях различных материалов и проведено сравнение полученных результатов с теорией. Сравнение показывает хорошее согласие теории и эксперимента по амплитуде когерентных пиков, положению и спектральной ширине. Подобные результаты получены впервые.

ГЛАВА 3. Исследование поляризационного тормозного излучения в геометрии обратного рассеяния

Возможность использования ПТИ релятивистских электронов для структурной диагностики поликристаллических сред на основе энергодисперсионной методики [27,28,133,134] показано в предыдущей главе. К потенциальным преимуществам обсуждаемого подхода относятся достаточно точное знание спектра псевдофотонов кулоновского поля быстрых электронов (псевдофотоны выступают в качестве первичного зондирующего излучения), что необходимо в рамках энергодисперсионной методики, а также возможность достижения высокого пространственного разрешения измерений за счет относительно простой магнитной фокусировки пучка электронов на мишень [133].

В работе [33] показана возможность существенного повышения энергетического разрешения измерений в схеме регистрации пиков ПТИ в направлении, противоположном скорости излучающих электронов. Установлено, что амплитуда пика ПТИ назад пропорциональна, а его спектральная ширина обратно пропорциональна квадрату энергии электронов (для обычных пиков ПТИ характерны линейная и обратно пропорциональная зависимости указанных величин от энергии электронов). Помимо данных особенностей, влияние эффекта плотности на ПТИ назад отличается от случая традиционной геометрии [149].

Попытки обнаружить данный эффект были предприняты в [25,34], но зафиксировать искомый эффект не удалось. В настоящей работе данный эффект был впервые надежно зафиксирован для текстурированного поликристалла меди [29] и безтекстурного поликристалла никеля [31]. Стоит отметить, что измерение спектра ПРИ из кристалла кремния в геометрии обратного рассеяния [35], выполненного на ускорителе МАМІ, показало возможность генерации линии ПРИ шириной порядка 1 эВ.

В настоящей главе представлены результаты исследований когерентных пиков ПТИ в геометрии обратного рассеяния, генерируемого электронами с энергией 7 МэВ, пересекающими металлические поликристаллические фольги.

В первой части главы экспериментально исследуются когерентные пики ПТИ в геометрии обратного рассеяния из поликристалла меди. Полученные результаты свидетельствуют об аномальной узости спектральных пиков ПТИ в исследуемой геометрии, а также высокой чувствительности метода к текстуре материала. Во второй части главы исследуется ПТИ в геометрии обратного рассеяния из безтекстурного поликристалла никеля со средним размером зерна около 300 нм. Полученные результаты свидетельствуют о возможности применения развиваемого метода для исследования текстурированных и мелкозернистых поликристаллических сред, в том числе нанодисперсных.

3.1. Расчёт характеристик ПТИ в геометрии обратного рассеяния

Проведенный в [33] анализ ПТИ релятивистских электронов в безграничном поликристалле привел к следующей формуле для относительной ширины спектра когерентных пиков ПТИ

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{\sqrt{\cos^2(\theta/2) - \frac{1}{4}\rho^2 \cos(\theta)}}{\rho^{-1} \sin(\theta/2)} \quad (1)$$

где θ - угол между скоростью излучающего электрона и направлением распространения излученного фотона, коэффициент $\rho^2 = \gamma^{-2} + \omega_0^2 / \omega^2$ учитывает эффект плотности (последнее слагаемое), γ - Лоренц-фактор электрона, ω_0 - плазменная частота мишени. Согласно (1), относительная ширина пика обратно пропорциональна энергии электрона в обычном случае, когда угол наблюдения отличен от π , а средняя частота пика ω превышает критическое для эффекта плотности значение $\gamma\omega_0$. Легко, однако, видеть, что при $\theta \rightarrow \pi$ ширина спектра

резко уменьшается и становится обратно пропорциональной квадрату энергии электрона

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{\rho}{2} \sqrt{\rho^2 + (\Delta\theta)^2} \rightarrow \frac{\rho^2}{2} \approx \frac{\gamma^{-2}}{2}. \quad (2)$$

Здесь $\Delta\theta = \pi - \theta$. На Рисунке 9 представлены расчёты спектра ПТИ 7 МэВ электронов при различных углах наблюдения θ для поликристалла меди. Из рисунка видно значительное уменьшение спектральной ширины сигнала для случая обратного рассеяния $\theta = \pi$.

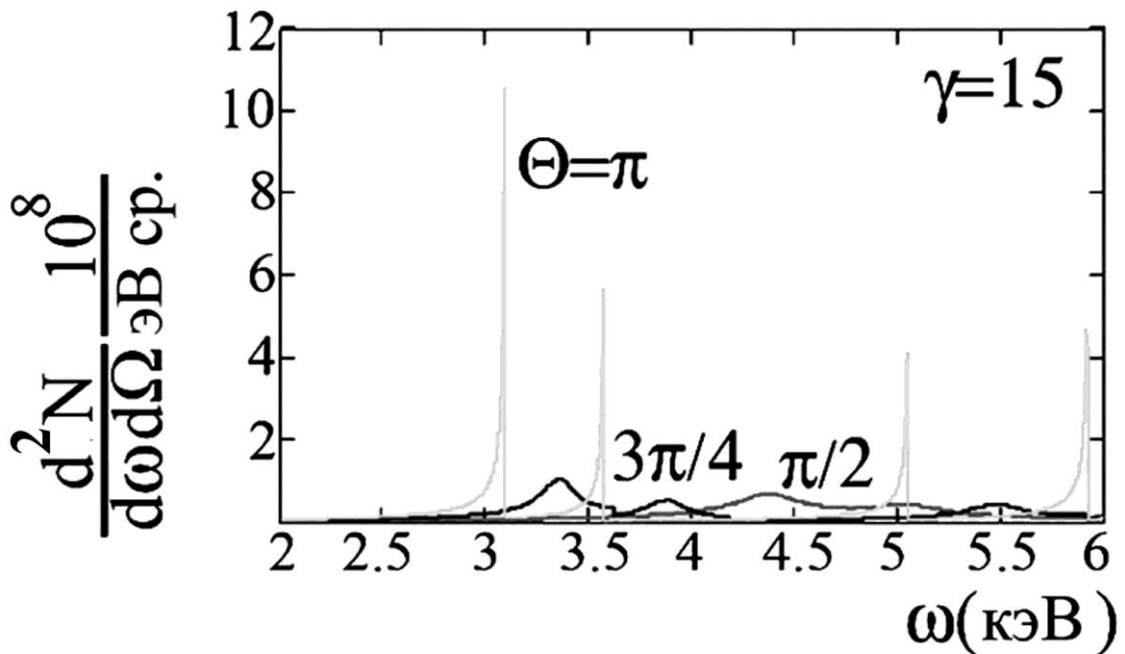


Рисунок 9- Расчёт спектра ПТИ меди при разных углах наблюдения.

Из (2) следует, что влияние многократного рассеяния, угловой расходимости электронного пучка, конечности поперечного сечения электронного пучка и угла коллимирования излучения на спектральную ширину пиков ПТИ назад несущественно при условии $\Delta\theta \ll \sqrt{\gamma^{-2} + \omega_0^2 / \omega^2}$ (в $\Delta\theta$ включены все перечисленные факторы). Примеры спектров когерентного ПТИ из поликристалла меди, рассчитанные для углов наблюдения $\theta = 180^\circ$ и $\theta = 160^\circ$

градусов, представлены на Рисунке 10. С учетом подавления эффекта плотности [149] в рассматриваемом случае в формуле (2) следует положить $\rho^2 = \gamma^{-2}$.

Для наблюдения сужения спектральных пиков ПТИ в геометрии обратного рассеяния необходимо выполнение двух основных условий. Первое условие - ось детектора должна совпадать с осью пучка излучающих электронов. Второе условие - телесный угол регистрации излучения должен быть как можно меньше. Данные условия являются обязательными. Разориентация оси детектора по отношению к оси пучка существенно влияет на амплитуду и спектральную ширину спектра ПТИ в геометрии обратного рассеяния. Второе условие определяет ширину спектрального сигнала ПТИ. Влияние данных условий на спектр ПТИ в геометрии обратного рассеяния также видно из Рисунка 10.

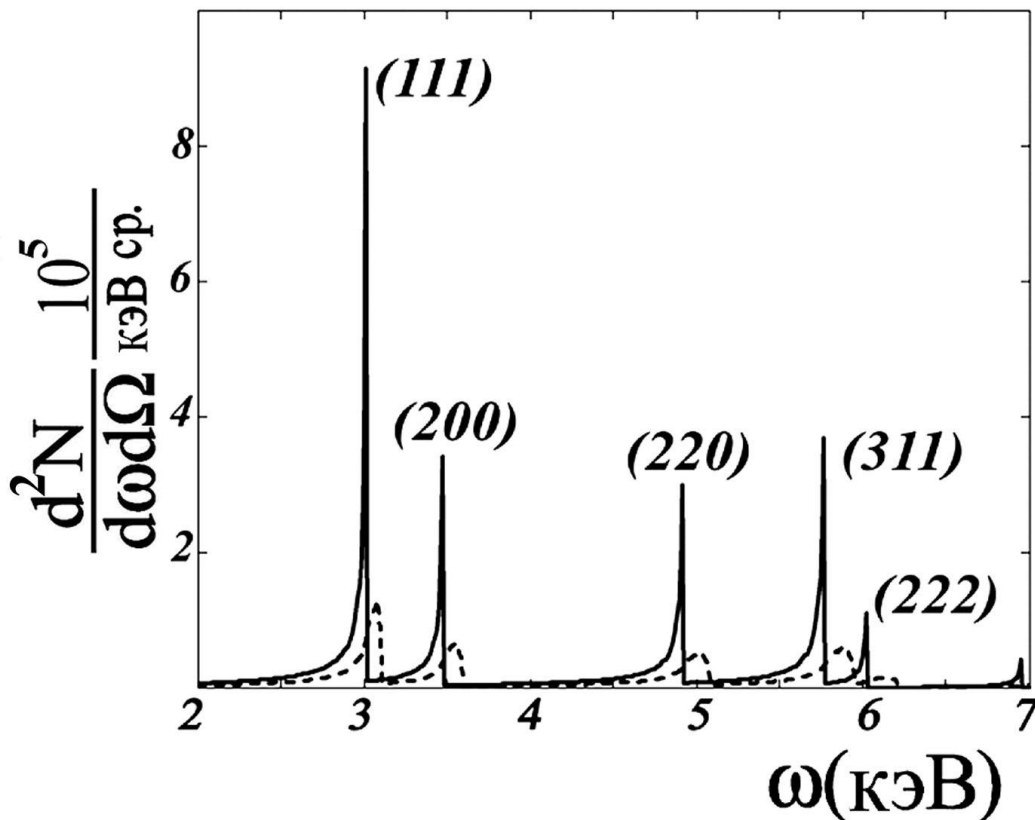


Рисунок 10- Спектрально-угловое распределение когерентной части ПТИ из поликристалла меди, рассчитанное для углов наблюдения $\theta=180^\circ$ (сплошная линия) и $\theta=160^\circ$ (пунктир).

3.2. Измерение ПТИ в геометрии обратного рассеяния в текстурированных поликристаллах

Условия наблюдения эффекта сужения спектральных пиков ПТИ в геометрии обратного рассеяния сложно реализовать в эксперименте, поскольку необходимы малые величины поперечного сечения пучка электронов и расходимости, что практически достичь сложно. Негативное влияние конечных геометрических размеров пучка электронов и детектора может быть устранено увеличением расстояния от мишени до детектора, что даёт другой отрицательный результат, состоящий в увеличении фона и более длительном времени набора статистики. Фон образуется на стенках вакуумного электропровода от рассеянных электронов, и увеличение расстояния от детектора до мишени влечёт за собой увеличение площади электропровода, вследствие чего фон увеличивается. В выполненных измерениях спектр фона состоял из набора характеристических линий элементов, входящих в состав материала электропровода – Fe, Cr, Ti, Ni. Для уменьшения фона в вакуумный электропровод были вставлены трубки из органического материала, в состав которых входят только водород, углерод и кислород, что существенно снизило интенсивность фона.

Первое экспериментальное исследование ПТИ в геометрии обратного рассеяния выполнено на установке, представленной на Рисунке 1 в геометрии В. Сигнал ПТИ регистрировался P.I.N детектором Amptek XR100-CR с энергетическим разрешением 152 эВ.

В качестве мишени использовались фольги меди и никеля толщиной до 100 мкм. Толщина мишени выбиралась из расчёта насыщения выхода ПТИ в области исследования сигнала 3-8 кэВ при незначительном рассеянии пучка электронов мишенью. Для уменьшения фона, образующегося вследствие взаимодействия рассеянных электронов с деталями установки, находящихся в области регистрации детектора, размеры коллиматоров детектора подбирались

исходя из условия наилучшего соотношения сигнал/фон. Для разных экспериментов коллиматоры подбирались индивидуально.

В рассматриваемом случае измерения сигнала ПТИ в геометрии обратного рассеяния, пучок электронов взаимодействовал не только с мишенью, но и с пропорциональной камерой и цилиндром Фарадея, что давало дополнительный фон. Фон от пропорциональной камеры и цилиндра Фарадея был подавлен установкой дополнительной майларовой плёнки толщиной 200 мкм перед пропорциональной камерой.

Учитывая, что выход ПТИ назад в основном формируется на длине фотопоглощения, оптимальной толщиной мишени является толщина порядка длины фотопоглощения сигнала ПТИ. Расчёт, выполненный с учётом возможностей экспериментальной установки для медной мишени, показал, что основной вклад ПТИ сосредоточен в области 3-6 кэВ (соответствующие величины длины фотопоглощения 1.5 – 9.8 мкм).

В эксперименте было необходимо зафиксировать сужение спектральных линий ПТИ в геометрии обратного рассеяния. Численный расчёт показал, что в данном случае ширина пика ПТИ составляет величину порядка 10 эВ. Используемый детектор имел энергетическое разрешение в области исследований 120-160 эВ, что на порядок превышает расчётную ширину линии ПТИ назад и уменьшает соотношение сигнал/фон. В исследуемом случае зафиксировать сужение спектральной линии ПТИ в геометрии обратного рассеяния возможно, сравнив спектральную ширину измеренного пика ПТИ со спектральной шириной измеренной линии квазимонохроматического источника. В качестве подобного источника может быть использовано характеристическое рентгеновское излучение мишени.

В качестве мишени использовалась фольга электротехнической меди толщиной 25 мкм. Толщина мишени выбиралась из расчёта насыщения выхода рефлексов ПТИ в области исследования 3-6 кэВ при незначительном рассеянии пучка электронов мишенью, что было существенно для проведения измерений в

условиях малого фона, возникающего вследствие рассеяния мишенью пучка электронов. Для уменьшения фона, образующегося вследствие взаимодействия рассеянных электронов с деталями установки, находящимися в области регистрации детектора, в фотонный канал были установлены коллиматоры с апертурой 2 мм (ближний к мишени коллиматор, изготовлен из оргстекла) и 10 мм (изготовлен из свинца). Коллиматоры находились на расстоянии 50 см.

В результате измерений спектров ПТИ удалось достоверно зафиксировать когерентные пики ПТИ назад от различных кристаллографических плоскостей. Спектр ПТИ назад в случае нормальной ориентации мишени относительно пучка электронов представлен на Рисунке 11а. Измерения показали отсутствие рефлексов ПТИ от плоскостей (200) и слабое проявление рефлексов от плоскостей (111) и (311). Подобное проявление ПТИ характерно для текстурированных мишеней. Подтверждением данного предположения является изменение выхода различных пиков ПТИ при различной ориентации мишени относительно пучка электронов. На Рисунках 11b и 11c представлены измерения спектра ПТИ при различной случайной ориентации. Спектр Рисунка 11b существенно отличается от спектра Рисунка 13а. Видно увеличение выхода пика (220) при подавленных остальных пиках (сравнение выходов производится исходя из сравнения амплитуды пиков ПТИ и ESC-пика 6.3 кэВ). Спектр ПТИ, представленный на Рисунке 11c, имеет отличную форму от спектров Рисунков 11а и 11b. Видно уменьшение выхода (220) и увеличение выходов (111) и (311).

При расчётном значении положения пика (220) 4.85 кэВ, фитирование функцией Гаусса показало следующие значения его положения и спектральной ширины: 4.818 кэВ \pm 9 эВ и 178 эВ \pm 18 эВ (а); 4.811 кэВ \pm 7 эВ и 221 эВ \pm 19 эВ (b); 4.921 кэВ \pm 12 эВ и 228 эВ \pm 30 эВ (c). Измерение энергетического разрешения детектора в области пика (220) в условиях выполненного эксперимента показало величину 160 эВ \pm 2 эВ (измерение проводилось на K_{β} линии характеристического излучения титана 4.932 кэВ).

Сравнивая измеренные значения ширины пика (220) и энергетического разрешения детектора можно утверждать, что реальная ширина пиков ПТИ назад составляет величину порядка 10 эВ, что является аномальным для ПТИ в ранее исследовавшихся условиях. Для более точных измерений необходимо использовать оборудование с более высоким энергетическим разрешением.

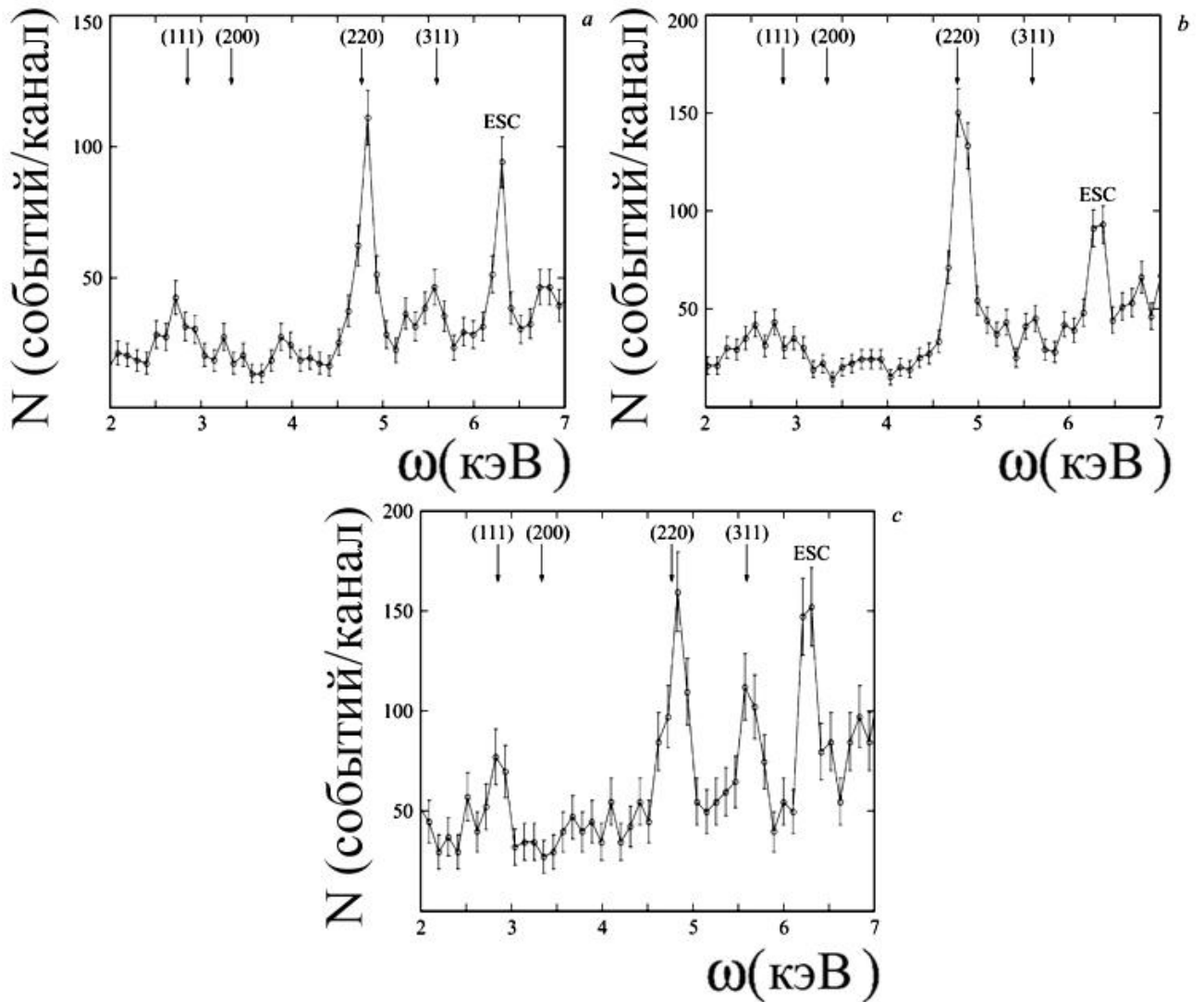


Рисунок 11- Спектр ПТИ назад, а - нормальная ориентация мишени относительно пучка электронов; б - случайная ориентация мишени относительно пучка электронов; в - случайная (другая) ориентация мишени относительно пучка электронов.

3.3. Измерение ПТИ в геометрии обратного рассеяния в поликристаллах с субмикронным размером зерна

В представленных выше экспериментальных исследованиях ПТИ в качестве мишени использовались поликристаллы, размер зерна которых был порядка микрона. При рассмотрении ПТИ в качестве нового метода диагностики атомной структуры вещества закономерным развитием экспериментальных исследований ПТИ в геометрии обратного рассеяния является измерение когерентных пиков из поликристаллов с наномасштабными размерами зёрен. Данные измерения являются важными по причине выяснения возможности измерения ПТИ в условиях, когда размер зерна существенно меньше длины фотопоглощения и выход ПТИ далёк от насыщения.

Для проведения экспериментальных исследований данного раздела была изготовлена поликристаллическая фольга никеля толщиной 40 мкм со средним размером зерна около 300 нм, что более чем на порядок меньше величины длины фотопоглощения расчётного сигнала ПТИ в никеле. Для уменьшения фона, крепление мишени было изготовлено из оргстекла, свободного от фона характеристического тормозного излучения в спектральной области измерения сигнала ПТИ назад. Детектор был дополнительно защищён от внешнего радиационного фона установки свинцовой защитой. Для уменьшения влияния электромагнитных наводок на спектроскопическую электронику время сбора данных детектором было синхронизировано с временными интервалами сброса электронного пучка микротроном. Мишень была дополнительно исследована методами рентгеноструктурного анализа, которые показали отсутствие текстуры.

Для поликристаллического никеля расчётное положение спектральных пиков ПТИ в геометрии обратного рассеяния соответствует следующим значениям: 3.05 кэВ (111), 3.52 кэВ (200), 4.98 кэВ (220), 5.83 кэВ (311), 6.09 кэВ (222) и 7.03 кэВ (400). Наряду с измеряемыми пиками ПТИ в регистрируемом сигнале должен присутствовать вклад характеристического излучения никеля (положение линий K_{α} и K_{β} соответствует энергиям 7.48 кэВ и 8.26 кэВ). Наличие

пиков характеристического излучения препятствует измерению пиков ПТИ вблизи данных энергий в пределах энергетического разрешения детектора. Измерения, выполненные в [27-29], показали существенный вклад ESC-пика в измеряемый спектр сигнала ПТИ. Расчётное положение ESC-пиков, образующихся при неупругом рассеянии характеристических линий K_{α} и K_{β} никеля, соответствует энергии 5.74 кэВ и 6.52 кэВ. Таким образом, беспрепятственно зафиксировать возможно было только пики ПТИ от плоскостей (111), (200) и (220), область проявления остальных пиков перекрывается с пиками характеристического излучения и ESC-пиками.

Результат измерений ПТИ назад из поликристалла Ni представлен на Рисунке 12. Спектр обрезан в более жесткой области в начале проявления пика характеристического излучения линии K_{α} никеля, амплитуда которого превосходит амплитуду сигнала ПТИ более чем на два порядка. На представленном спектре явно видно проявление пиков ПТИ от плоскостей (111), (200) и (220). Наличие остальных расчётных пиков спорно. Пик ПТИ от плоскости (400) может быть выделен путём фитирования характеристического пика K_{α} с последующим вычетом результата фитирования из измеренного спектра.

Фитирование пика (220) функцией Гаусса показало, что положение и спектральная ширина пика равны $4.94 \text{ кэВ} \pm 7 \text{ эВ}$ и $159 \text{ эВ} \pm 18 \text{ эВ}$ при рассчитанном положении пика 4.98 кэВ . Измерение энергетического разрешения детектора в области пика (220) в условиях выполненного эксперимента показало величину $151 \text{ эВ} \pm 2 \text{ эВ}$ (измерение проводилось на K_{β} линии характеристического излучения титана 4.932 кэВ). Данный результат также является подтверждением аномальной ширины пиков ПТИ в геометрии обратного рассеяния.

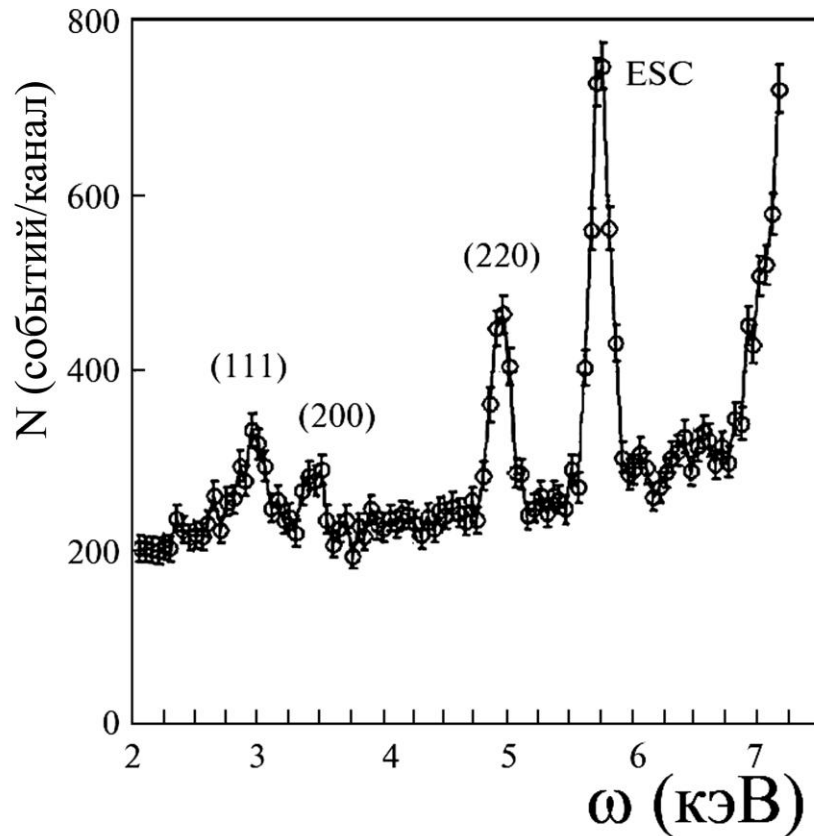


Рисунок 12- Спектр ПТИ назад из поликристалла никеля, средний размер зерна около 300 нм.

3.4. Измерение ПТИ в геометрии обратного рассеяния из различных мишеней

Ещё одним вопросом, требующим исследования, является измерение ПТИ в геометрии обратного рассеяния из поликристаллов различных элементов. Такое исследование должно показать адекватность применения данного излучения для диагностики атомной структуры вещества с частично-упорядоченной атомной структурой. В данной связи были выполнены измерения ПТИ в геометрии обратного рассеяния из следующих поликристаллов: Al, Nb, Mo, Ag и W. Результаты приведены в Рисунках 13,14,15,16 и 17 соответственно.

В соответствии с выше приведёнными результатами, измеренные спектры имели типичную форму, и основное влияние на спектры оказывала текстура.

Стоит отметить, что мишень из Al содержала примесь марганца, что характерно для дюралюминиевых сплавов. Результаты фитирования наиболее достоверных пиков функцией Гаусса представлены в Таблице 1.

Таблица 1- Сравнение результатов измерений положения пиков ПТИ, измеренных из различных поликристаллов, с теорией [148].

Материал мишени	Плоскость	Положение (измерение)	Спектральная ширина	Положение (расчёт)
Al	(220)	4.351 кэВ \pm 6 эВ	140 эВ \pm 13 эВ	4.329 кэВ
Nb	(200)	3.796 кэВ \pm 9 эВ	130 эВ \pm 20 эВ	3.756 кэВ
Nb	(211)	4.605 кэВ \pm 13 эВ	211 эВ \pm 30 эВ	4.600 кэВ
Mo	(200)	4.002 кэВ \pm 5 эВ	150 эВ \pm 10 эВ	3.940 кэВ
Mo	(211)	4.851 кэВ \pm 8 эВ	130 эВ \pm 18 эВ	4.825 кэВ
W	(200)	3.962 кэВ \pm 3 эВ	106 эВ \pm 5 эВ	3.924 кэВ

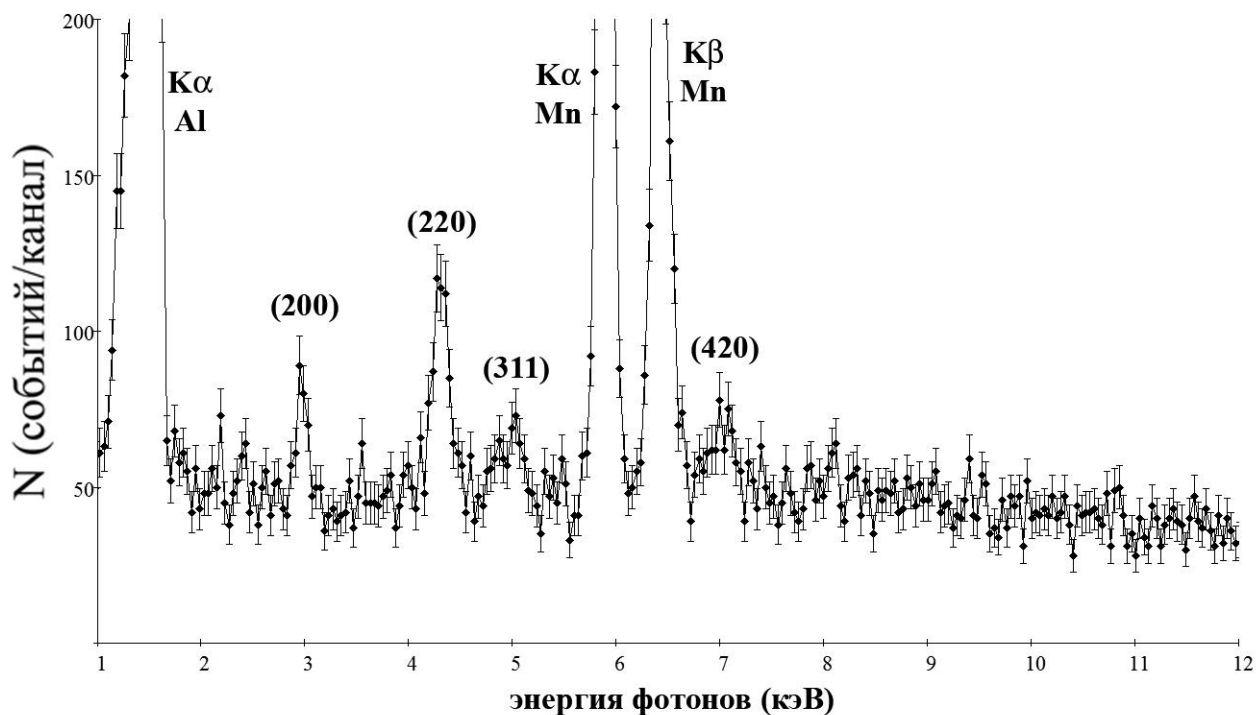


Рисунок 13- Спектр ПТИ назад из поликристаллического алюминия.

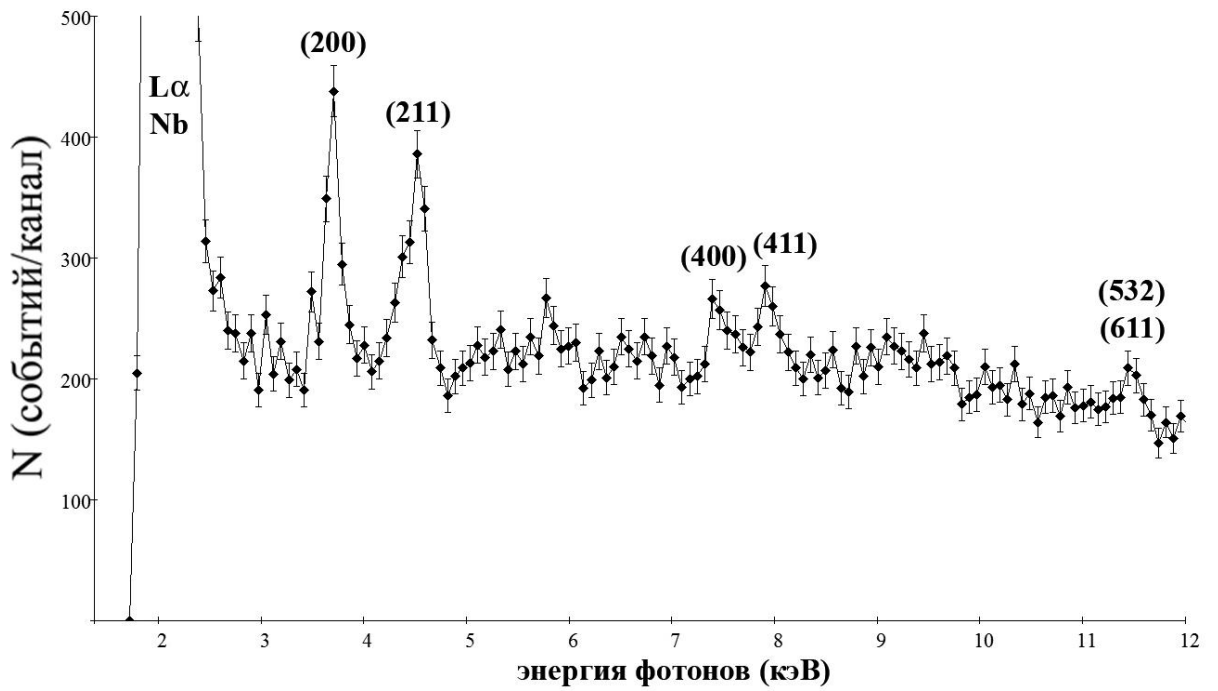


Рисунок 14- Спектр ПТИ назад из поликристаллического ниобия.

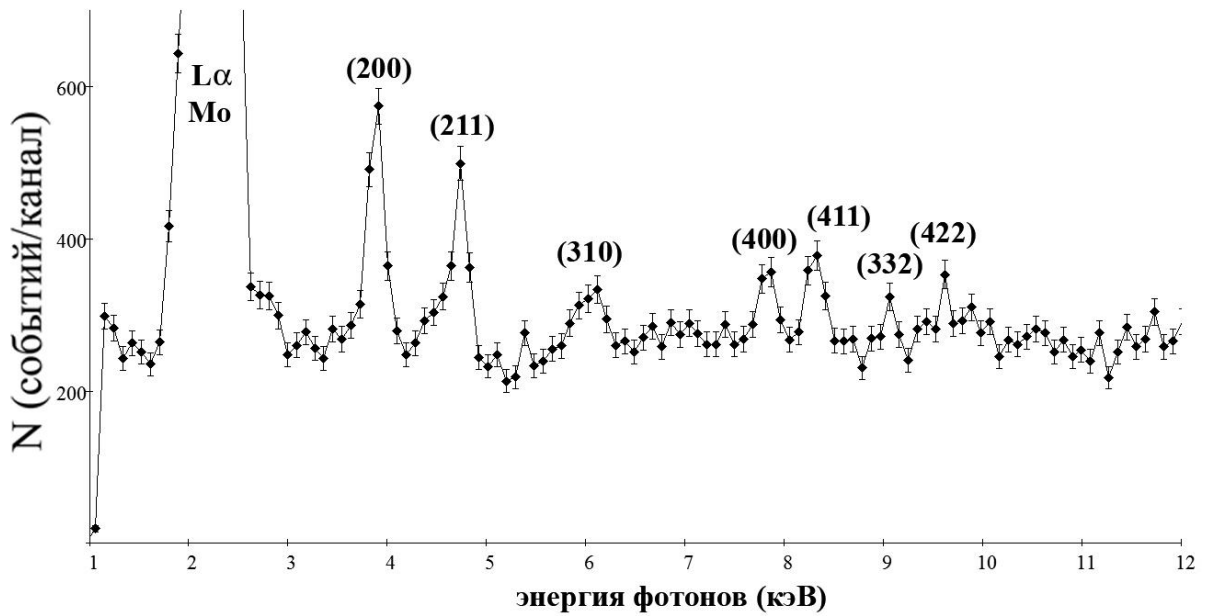


Рисунок 15- Спектр ПТИ назад из поликристаллического молибдена.

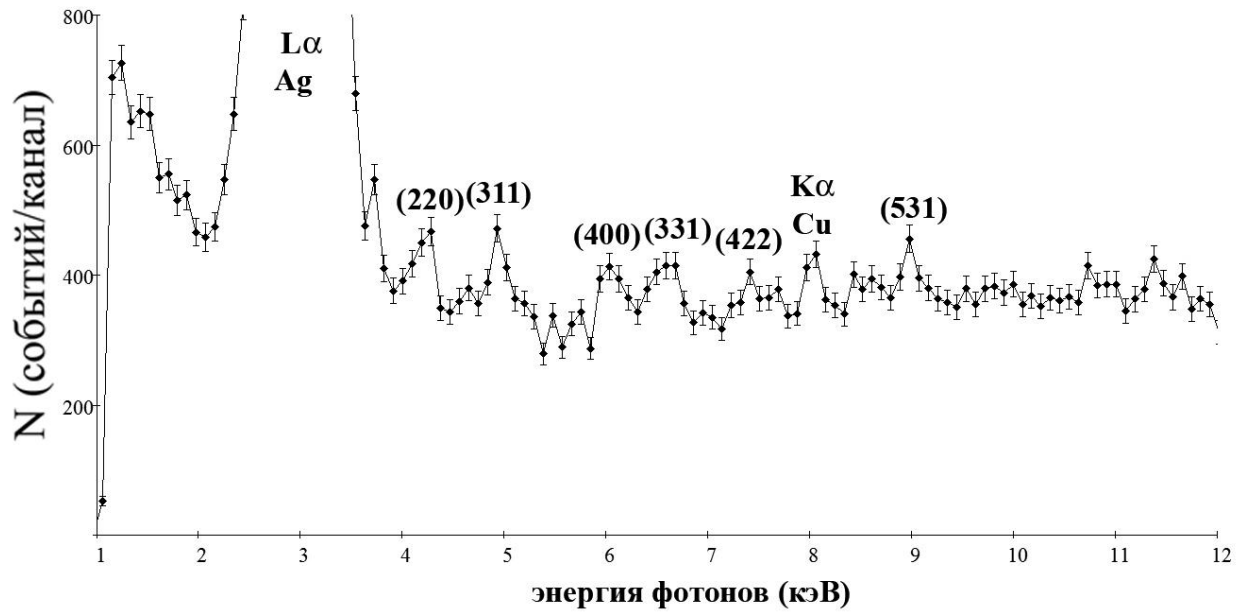


Рисунок 16- Спектр ПТИ назад из поликристаллического серебра.

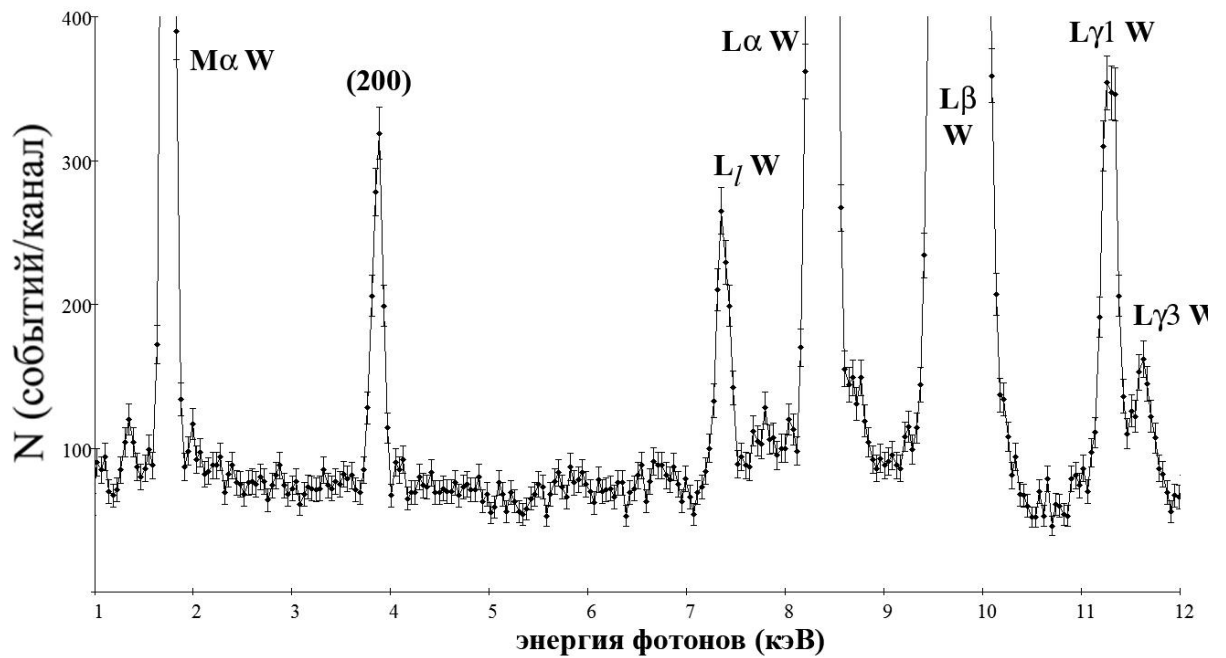


Рисунок 17- Спектр ПТИ назад из поликристаллического вольфрама.

Таким образом, полученные результаты подтвердили теоретическое предсказание аномального сужения спектральных пиков когерентной составляющей ПТИ в геометрии обратного рассеяния. Также, в исследованиях показана перспективность использования ПТИ в геометрии обратного рассеяния для разработки нового метода исследования атомной и блочной структуры поликристаллических сред, в том числе нанодисперсных.

ГЛАВА 4. Энергодисперсионные методы исследования мозаичности кристаллов

Важной задачей рентгеновской оптики является контроль качества кристаллов-анализаторов рентгеновского излучения, в первую очередь, их мозаичности. Одним из основных методов решения данной проблемы является измерение ширины «кривой качания» [79], т.е. ориентационной зависимости выхода дифрагированного в кристалле монохроматического рентгеновского излучения. Измеренная кривая качания сравнивается с соответствующей кривой для эталонного образца. Существуют и другие методы исследования степени совершенства кристаллов, использующие эффекты динамической дифракции. В данных методах измеряются и сравниваются полуширины дифракционных пиков в простом двухволновом случае [150], или сравниваются отражательные способности в многоволновом и двухволновом случаях [78]. Общим недостатком применяемых в настоящее время подходов к изучению структуры блочности кристаллов (мозаичности) является ограниченность получаемой с их помощью информации. Как правило, данные методы позволяют измерить только полуширину функции распределения микроблоков кристалла по углам ориентации.

В настоящей главе исследуются два новых энергодисперсионных метода диагностики мозаичности, основанных на измерении характеристик рентгеновского излучения, генерирующегося при взаимодействии релятивистских электронов и широкополосного рентгеновского излучения с кристаллом. Необходимо отметить, что экспериментально рассматриваемый метод [151] уже был фактически использован ранее в работе [152], но без физического обоснования.

Используемые методы рентгеноструктурного анализа для измерения мозаичности весьма популярны, но не лишены недостатков, одним из которых

является исследование структурных характеристик на глубине, не превышающей длину экстинкции. В этой связи приобретает интерес рассмотрение процесса излучения заряженных частиц, взаимодействующих со средой, в случае, когда характеристики излучения связаны со структурными параметрами среды. При генерации полезного сигнала заряженными частицами толщина исследуемого слоя будет существенно больше, поскольку исследуемое излучение эффективно генерируется с длины траектории частицы в исследуемой мишени, сопоставимой с длиной фотопоглощения.

В первой части данной главы приводятся результаты теоретического исследования возможности измерения анизотропии распределения кластеров кристалла по углам ориентации (мозаичности), основанной на измерении характеристик ПРИ релятивистских электронов.

Во второй части главы приводятся результаты экспериментального исследования возможности измерения двумерной функции распределения микроблоков мозаичного кристалла по углам ориентации, т. е. получения наиболее полной информации о мозаичности. Используемый подход основывается на установленной аналитической зависимости искомой функции распределения от измеряемой в эксперименте ориентационной кривой выхода рассеянного исследуемым образцом рентгеновского излучения. Физической основой исследования является детально изученный к настоящему времени процесс когерентного рассеяния рентгеновских лучей в упорядоченных кристаллических средах [77,153].

4.1. Исследование мозаичности на основе анализа характеристик параметрического рентгеновского излучения релятивистских электронов

В разделе рассматривается метод исследования мозаичности кристаллов, основанный на измерении спектрально-угловых характеристик ПРИ релятивистских электронов, генерирующегося в мозаичном кристалле. В

рассматриваемом случае кулоновское поле электрона замещает рентгеновское излучение, традиционно используемое в методах рентгеноструктурного анализа.

Для описания свойств ПРИ в мозаичном кристалле воспользуемся результатом [154], полученным в кинематическом приближении теории дифракции рентгеновских лучей в кристаллах. Геометрия рассматриваемого процесса представлена на Рисунке 18.

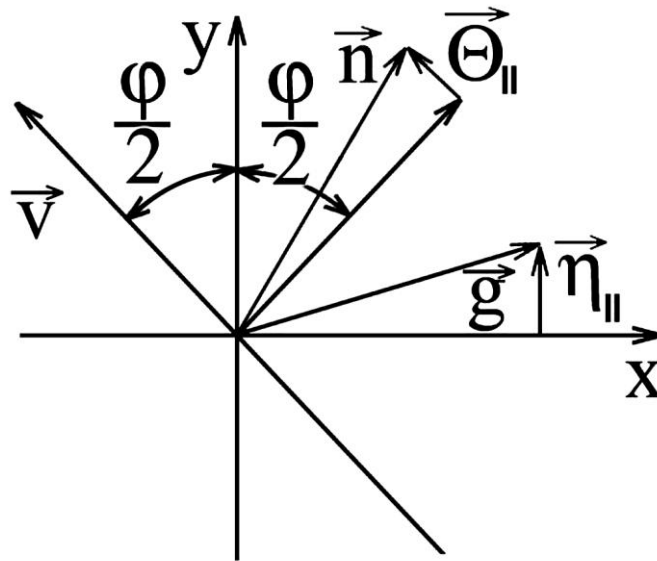


Рисунок 18- Геометрия процесса излучения. \vec{V} - вектор скорости излучающего электрона, \vec{g} - вектор обратной решётки отражающей кристаллографической плоскости, η_{\parallel} и η_{\perp} - угловые переменные, задающие положение \vec{g} в пространстве, \vec{n} - направление распространения излучённого кванта, Θ_{\parallel} и Θ_{\perp} - угловые переменные задающие положение \vec{n} в пространстве.

В рассматриваемом случае спектрально-угловое распределение ПРИ для фиксированного вектора обратной решётки может быть представлено в следующем виде

$$\frac{d^3 N}{dt d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi} \frac{\omega_g^4}{\omega g^2} F(\omega, \varphi, \Theta_{\parallel}, \Theta_{\perp}, \eta_{\parallel}, \eta_{\perp}) \delta(\omega - \omega'_B),$$

$$F(\omega, \Theta_{\parallel}, \Theta_{\perp}, \eta_{\parallel}, \eta_{\perp}) = \frac{(\Theta_{\parallel} - 2\eta_{\parallel})^2 \cos^2(\varphi) + \left(\Theta_{\perp} - 2\eta_{\perp} \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)\right)^2}{\left(\gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + (\Theta_{\parallel} - 2\eta_{\parallel})^2 + \left(\Theta_{\perp} - 2\eta_{\perp} \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)\right)^2\right)^2}$$

$$\omega'_B = \omega_B \left(1 + (\Theta_{\parallel} - \eta_{\parallel}) \cot\left(\frac{\varphi}{2}\right)\right), \quad \omega_B = \frac{g}{2 \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}, \quad (3)$$

$$\omega_g^2 = \omega_0^2 F(g) S(\bar{g}) \exp\left(-\frac{1}{2} g^2 u_T^2\right),$$

где ω_0 - плазменная частота, γ - Лоренц-фактор излучающего электрона, $F(g)$ - нормированный на количество электронов в атоме атомный форм-фактор, $S(\bar{g})$ - нормированный на количество атомов в элементарной ячейке структурный фактор, $\exp(-g^2 u_T^2/2)$ - фактор Дебая-Валлера (далее в вычислениях $F(g) S(\bar{g}) \exp(-g^2 u_T^2/2) = 1$).

Из (3) видно, что энергия излучённого кванта ω'_B зависит только от продольной составляющей мозаичности. Такая зависимость позволяет исследовать мозаичность только в плоскости реакции, без влияния второй составляющей разориентации кристаллографической плоскости на спектр излучения. Не менее важным обстоятельством является увеличение влияния мозаичности в плоскости реакции на спектр ПРИ при уменьшении угла падения частицы на плоскость ($\cot(\varphi) \rightarrow \infty$ при $\varphi \rightarrow 0$).

Выражение для спектрально-углового распределения ПРИ в мозаичном кристалле можно получить, усреднив (3) по возможным ориентациям вектора обратной решетки. В качестве функции распределения используем обычное распределение Гаусса

$$\left\langle \frac{d^3 N}{dt d\omega d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{\omega_{\tilde{g}}^4}{\omega g^2} \frac{1}{\sigma_{\parallel} \sigma_{\perp}} \times \quad (4)$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_{\parallel} d\eta_{\perp} \exp(-\eta_{\parallel}^2 / \sigma_{\parallel}^2) \exp(-\eta_{\perp}^2 / \sigma_{\perp}^2) F(\omega, \varphi, \Theta_{\parallel}, \Theta_{\perp}, \eta_{\parallel}, \eta_{\perp}) \delta(\omega - \omega'_B)$$

где коэффициенты σ_{\parallel} и σ_{\perp} характеризуют величину разориентации плоскостей в соответствующих направлениях. Можно заметить, что η_{\perp} входит в функцию $F(\omega, \varphi, \Theta_{\parallel}, \Theta_{\perp}, \eta_{\parallel}, \eta_{\perp})$ только умноженной на $\sin(\varphi/2)$, что делает зависимость спектрально углового распределения ПРИ в мозаичном кристалле от разориентации плоскостей в поперечной плоскости более слабой при уменьшении угла падения излучающей частицы на рассматриваемую плоскость. С другой стороны, как было отмечено ранее, при уменьшении угла падения зависимость спектра от продольной составляющей разориентации усиливается. Таким образом, для исследования анизотропии мозаичности кристалла предпочтительно использовать малые углы падения излучающей частицы на рассматриваемую плоскость.

Наиболее удобной возможностью исследования анизотропии распределения мозаичности представляется схема с измерением сигнала ПРИ при вращении кристалла относительно нормали к исследуемой кристаллографической плоскости. На Рисунках 19 и 20 представлены расчёты спектрально-углового распределения ПРИ для фиксированного значения энергии кванта и двух различных углов падения излучающей частицы на исследуемую плоскость.

Кривые каждого рисунка соответствуют различным ориентациям кристалла относительно пучка электронов (кривые отличаются углом поворота на 90 градусов вокруг нормали к рабочей кристаллографической плоскости). Из рисунков видна резкая зависимость углового распределения от угла падения частицы на плоскость.

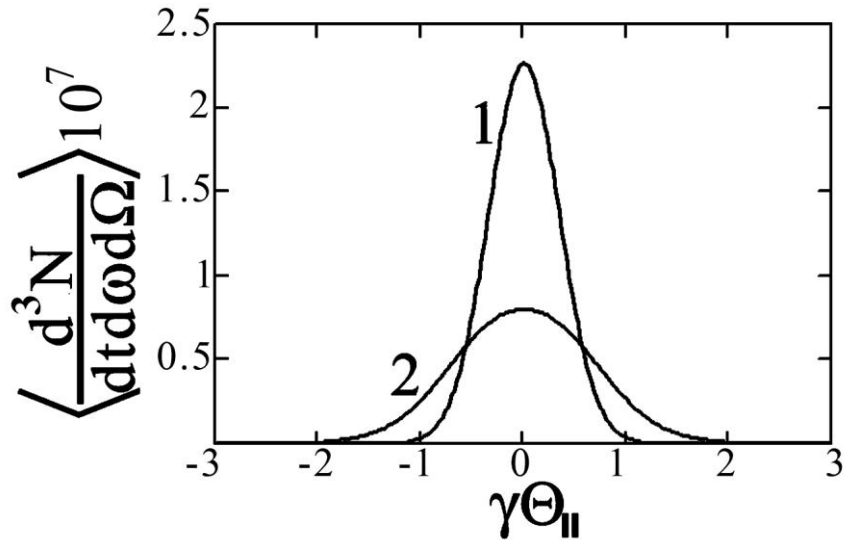


Рисунок 19- Спектрально-угловое распределение ПРИ при фиксированной энергии излучения. $\gamma=100$, $\omega=\omega_B=5$ кэВ, $\varphi/2=\pi/3$, $\Theta_{\perp}=0$. 1 - $\sigma_{\parallel}=0.5$, $\sigma_{\perp}=1$; 2 - $\sigma_{\parallel}=1$, $\sigma_{\perp}=0.5$.

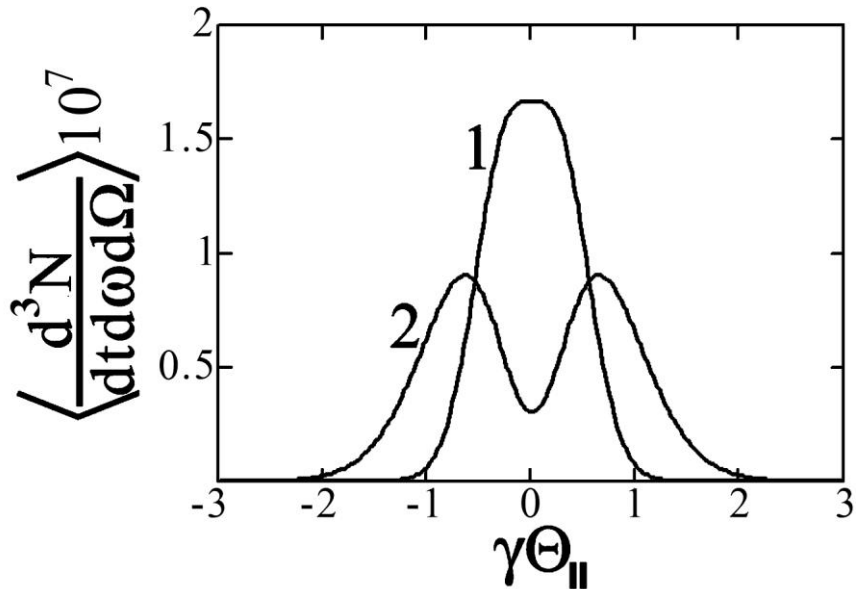


Рисунок 20- Спектрально-угловое распределение ПРИ при фиксированной энергии излучения. $\gamma=100$, $\omega=\omega_B=5$ кэВ, $\varphi/2=\pi/10$, $\Theta_{\perp}=0$. 1 - $\sigma_{\parallel}=0.5$, $\sigma_{\perp}=1$; 2 - $\sigma_{\parallel}=1$, $\sigma_{\perp}=0.5$.

Для измерения параметров мозаичности наиболее важным является спектральное распределение коллимированного излучения, поскольку именно эта зависимость обычно измеряется в эксперименте. Ограничимся рассмотрением спектрально-углового распределения ПРИ в зависимости от энергии квантов при

фиксированном угле наблюдения, что соответствует спектральному распределению излучения, измеренному точечным детектором с идеальным энергетическим разрешением. В рамках рассматриваемой задачи наиболее важной зависимостью является чувствительность спектрального распределения ПРИ к анизотропии мозаичности.

На Рисунках 21 и 22 представлены спектрально-угловые распределения ПРИ в зависимости от энергии излучения при фиксированном угле наблюдения. Кривые каждого рисунка соответствуют различным ориентациям мишени с анизотропным распределением мозаичности (кривые отличаются углом поворота на 90 градусов вокруг нормали к рабочей кристаллографической плоскости). Представленные кривые показывают существенную зависимость спектра излучения от анизотропии мозаичности. Особенно резко такая зависимость проявляется при небольших значениях σ_{\parallel} и σ_{\perp} , определяющих величину мозаичности в двух ортогональных плоскостях.

Стоит отметить, что представленные вычисления являются приближением, не учитывающим многократное рассеяние излучающего электрона в мишени, которое всегда имеет место и влияет на спектрально-угловые характеристики ПРИ. Из распределений Рисунков 19 и 20 видно, что ширина углового распределения ПРИ имеет характерный размер γ^{-1} , при этом средний квадрат угла многократного рассеяния для релятивистских электронов равен

$$\Psi_{Mn}^2 = \frac{\varepsilon_k^2}{\varepsilon^2} \frac{L}{L_{Rad}}, \quad (5)$$

где ε - энергия излучающего электрона, ε_k - критическая энергия излучающего электрона, L - пройденный электроном путь в мишени, L_{Rad} - радиационная длина. Поскольку в задаче рассматривается геометрия Брэгга, то эффективная длина траектории электрона в мишени приблизительно равна длине фотопоглощения

$$l_{\text{фот}} = \frac{1}{\omega \chi''},$$

имеющей величину порядка десяти микрометров.

Очевидно, что влиянием многократного рассеяния можно пренебречь при выполнении условия

$$\gamma^{-2} \gg \Psi_{Mn}^2 \approx \frac{\varepsilon_k^2 l_{\text{фот}}}{\varepsilon^2 L_{\text{Rad}}}.$$

При типичных величинах $L_{\text{Rad}} \approx 10$ см, $l_{\text{фот}} \approx 10$ мкм, $\varepsilon \approx 10$ МэВ, $\varepsilon_k \approx 10$ МэВ данное условие выполняется, из чего можно заключить о приемлемости приближения прямолинейной траектории в выполненных расчётах. При уменьшении величины мозаичности влияние многократного рассеяния будет увеличиваться, что уменьшит точность измерения анизотропии.

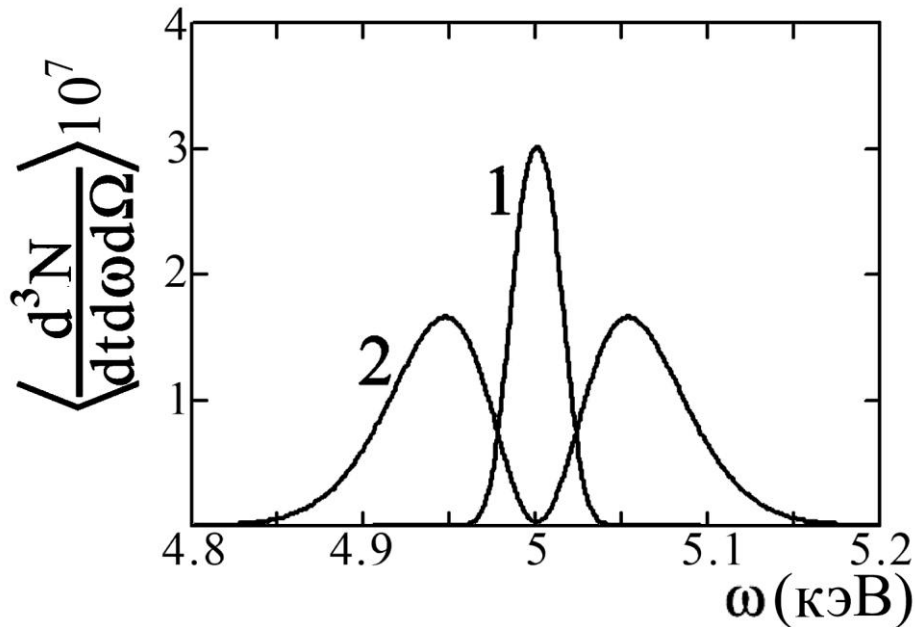


Рисунок 21- Спектрально-угловое распределение ПРИ при фиксированном угле наблюдения. $\gamma = 100$, $\omega = \omega_B = 5$ кэВ, $\Theta_{\parallel} = \Theta_{\perp} = 0$, $\varphi/2 = \pi/10$. 1 - $\sigma_{\parallel} = 0.1$, $\sigma_{\perp} = 0.5$; 2 - $\sigma_{\parallel} = 0.5$, $\sigma_{\perp} = 0.1$.

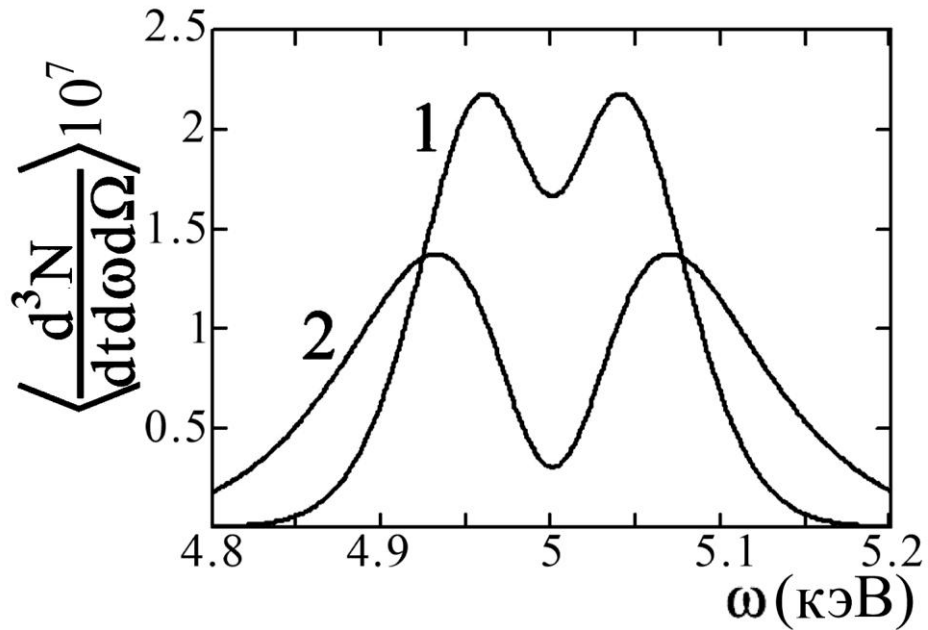


Рисунок 22- Спектрально-угловое распределение ПРИ при фиксированном угле наблюдения. $\gamma=100$, $\omega=\omega_B=5$ кэВ, $\Theta_{\parallel}=\Theta_{\perp}=0$, $\varphi/2=\pi/10$. 1 - $\sigma_{\parallel}=0.5$, $\sigma_{\perp}=1$;
2 - $\sigma_{\parallel}=1$, $\sigma_{\perp}=0.5$.

Таким образом, теоретическое исследование ПРИ в мозаичном кристалле показало возможность создания нового метода исследования мозаичности, основывающегося на измерении спектрально-угловых характеристик ПРИ релятивистских электронов. Исследованный подход имеет существенное преимущество в сравнении с методами рентгеноструктурного анализа, заключающееся в возможности исследования большей толщины приповерхностного слоя кристалла, сравнимой с длиной фотопоглощения.

Результаты исследования позволяют рассчитывать на создание нового метода измерения анизотропии мозаичности. Показано преимущество проведения измерений при малых углах падения излучающей частицы на мишень, в данном случае характер спектрально-углового распределения ПРИ определяется в основном продольной составляющей мозаичности, что позволяет исследовать анизотропию мозаичности простым поворотом кристалла вокруг нормали к исследуемой кристаллографической плоскости.

4.2. Измерение функции распределения мозаичности кристаллов на основе рассеяния широкополосного рентгеновского излучения

Особенностью метода измерения параметров мозаичности кристаллов, теоретически предложенного в [136], и экспериментально исследуемого во второй части настоящей главы, является возможность непосредственного измерения двумерной функции распределения мозаичности, отмеченной выше. Метод основывается на использовании установленной аналитической зависимости искомой функции распределения от измеряемой в эксперименте ориентационной зависимости выхода дифрагированного в исследуемом образце рентгеновского излучения. В отличие от обычно используемых методов, предлагаемый подход основывается на рассеянии широкополосного рентгеновского излучения, что необходимо для исключения влияния конечности ширины спектра первичного зондирующего излучения на результаты измерений ориентационной зависимости выхода жестко коллимированного излучения.

Согласно [136], функция, описывающая распределение микроблоков мозаичного кристалла по ориентационному углу, непосредственно выражается через экспериментально измеряемую ориентационную зависимость выхода рассеянного излучения. При этом, функция распределения будет измерена в плоскости реакции, определяющейся усреднёнными направлениями падающего и рассеянного излучения. Поворотом мишени на произвольный угол вокруг среднего направления вектора обратной решетки исследуемой кристаллографической плоскости можно задать измеряемое сечение распределения функции. Данная возможность позволяет измерить всю функцию распределения.

Для проверки теории [136], была создана экспериментальная установка, позволяющая проводить спектральные измерения рассеянного исследуемой мишенью широкополосного излучения. В качестве источника широкополосного рентгеновского излучения использовалась рентгеновская трубка БС-11 с хромовым анодом и размером фокального пятна 80 мкм. Схема

экспериментальной установки представлена на Рисунке 23. Рентгеновская трубка 1 и вакуумная камера 4, в которой была размещена исследуемая мишень, были разделены майлоровым окном 3 толщиной 20 мкм. Расстояние между фокальным пятном рентгеновской трубки и майлоровым окном составляло 50 мм. Вакуум в камере поддерживался на уровне не хуже 0.1 торр. Мишень была расположена в гониометре 5, позволяющем ориентировать мишень в двух взаимно ортогональных плоскостях. Параметры гониометра описаны в первой главе диссертации. Рассеянное рентгеновское излучение формировалось щелевым коллиматором 8 с размерами 0.4×2 мм. Рассеянное мишенью излучение регистрировалось рентгеновским детектором XR100SDD 9. Время набора статистики контролировалось рентгеновским детектором XR100CR 2. Детектор 2 измерял пропорциональный току эмиссии рентгеновской трубки фон, что позволило нормировать полученные данные на интенсивность излучения трубки. Угол между осями детектора и первичного рентгеновского пучка составлял 135° .

Согласно [136], искомая функция распределения микроблоков мозаичного кристалла по углам ориентации пропорциональна ориентационной зависимости выхода дифрагированного излучения при условии постоянного угла регистрации излучения. Угловое разрешение установки должно быть много меньше величины мозаичности мишени.

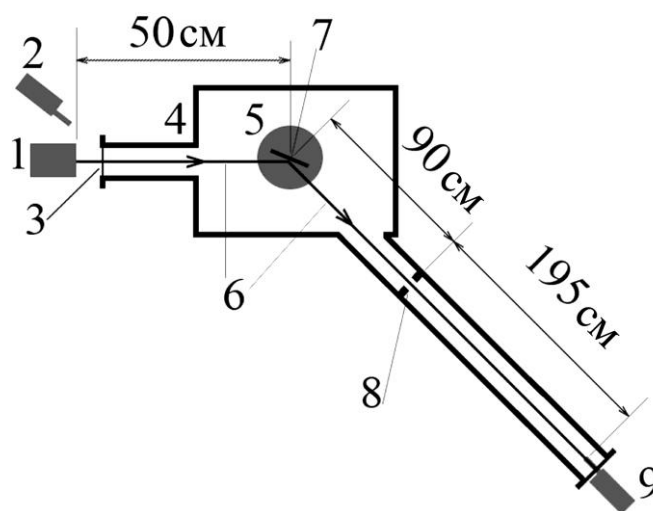


Рисунок 23- Экспериментальная установка.

В качестве исследуемых мишеней были выбраны две мишени высокоориентированного пиролитического графита с мозаичностью 0.4 (мишень 1) и 0.8 (мишень 2) градусов (паспортные данные). Угловое разрешение установки было измерено на основе ориентационной зависимости рассеянного широкополосного излучения идеальным кристаллом. Данная зависимость для кристалла SiO_2 ($1,3,4,0$), имеющего мозаичность 0.16 мрад, представлена на Рисунке 24. Интенсивность рентгеновской трубки 1 во время набора статистики не была постоянной, поэтому результаты нормировались на фон, измеренный детектором 2. Из Рисунка 24 видно, что угловое разрешение системы меньше 1 мрад (ширина на полувысоте измеренной функции распределения содержит как угловое разрешение установки, так и величину мозаичности SiO_2). Начальное положение мишени перед измерением ориентационной зависимости в горизонтальной плоскости соответствовало максимуму ориентационной зависимости рассеянного излучения в вертикальной плоскости.

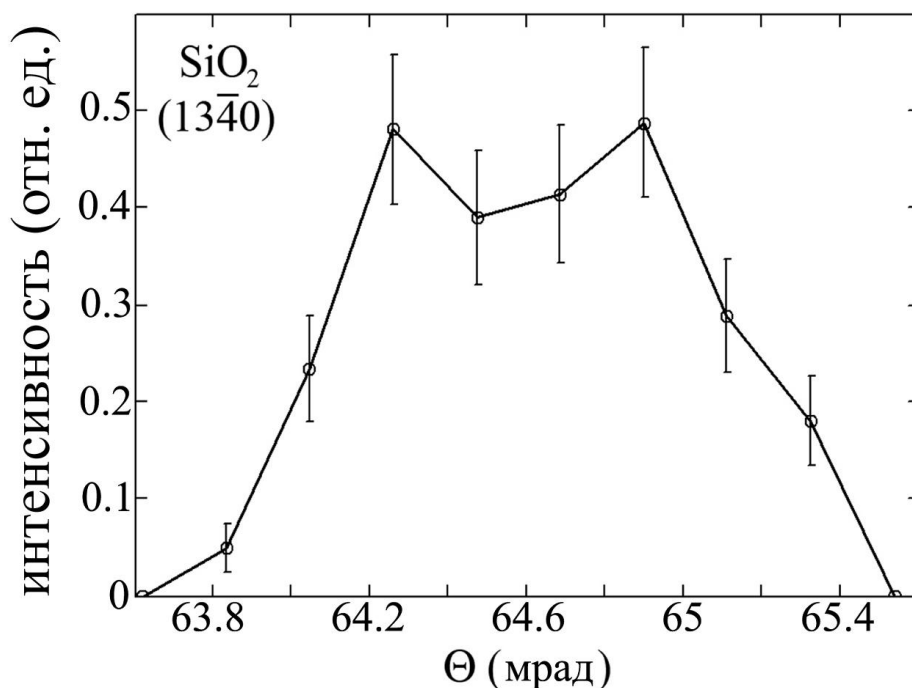


Рисунок 24- Ориентационная зависимость брэгговского рассеянного излучения кристаллом SiO_2 .

Расчёты, выполненные в рамках возможностей экспериментальной установки, показали, что наиболее оптимальным вариантом является проведение измерений в области 4-6 кэВ, в этом случае поглощение в майларовом окне, разделяющем рентгеновскую трубку и вакуумное пространство мишени, минимально при максимальном выходе излучения рентгеновской трубки. Энергия Брэгга дифрагированных фотонов для угла рассеяния первичного излучения 135° составляла 4.9 кэВ для первого порядка дифракции. Детектор 9 регистрировал три порядка дифракции. Интегральная величина фона в области регистрации сигнала детектором была не более 0.1%.

Ориентационная зависимость каждой мишени была измерена в двух ортогональных плоскостях (мишень вращалась относительно нормали к плоскости мишени на 90 градусов). Сравнение ориентационной зависимости рассеянных фотонов мишенью 1 во взаимноортогональных плоскостях для первого и второго порядков дифракции представлено в Рисунках 25 и 26.

Сравнение ориентационной зависимости рассеянных фотонов мишенью 2 во взаимноортогональных плоскостях для первого и второго порядков дифракции представлено в Рисунках 27 и 28.

Обратим внимание, что результаты измерения в первом и во втором порядках дифракции приблизительно равны для каждой мишени. Ширина на полувысоте функции распределения хорошо согласуется с величиной, указанной производителем кристаллов. Вклад третьего порядка дифракции так же был зафиксирован, но интенсивность была недостаточной для обработки результатов.

Таким образом, на основе работы [136], предсказывающей возможность измерения двумерной функции распределения мозаичности кристаллов, создана экспериментальная установка и выполнен эксперимент. В качестве исследуемых мишеней использовались кристаллы пиролитического графита с известной мозаичностью. Результаты выполненных в работе измерений находятся в хорошем согласии с известными данными о мозаичности использовавшихся кристаллов.

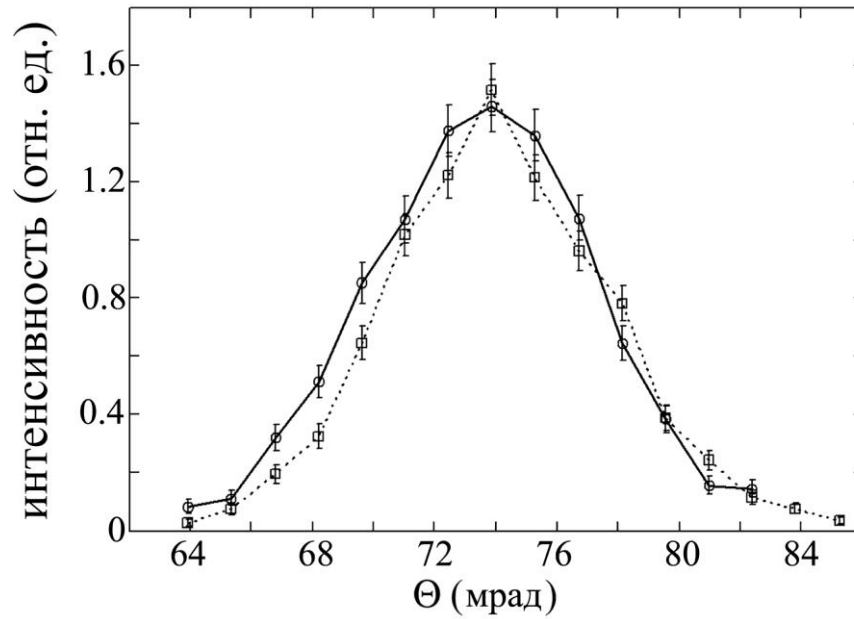


Рисунок 25- Ориентационная зависимость выхода рассеянного излучения в первом порядке дифракции высокоориентированным пиролитическим графитом с мозаичностью 0.4° . Кривые отличаются поворотом мишени на 90° относительно нормали.

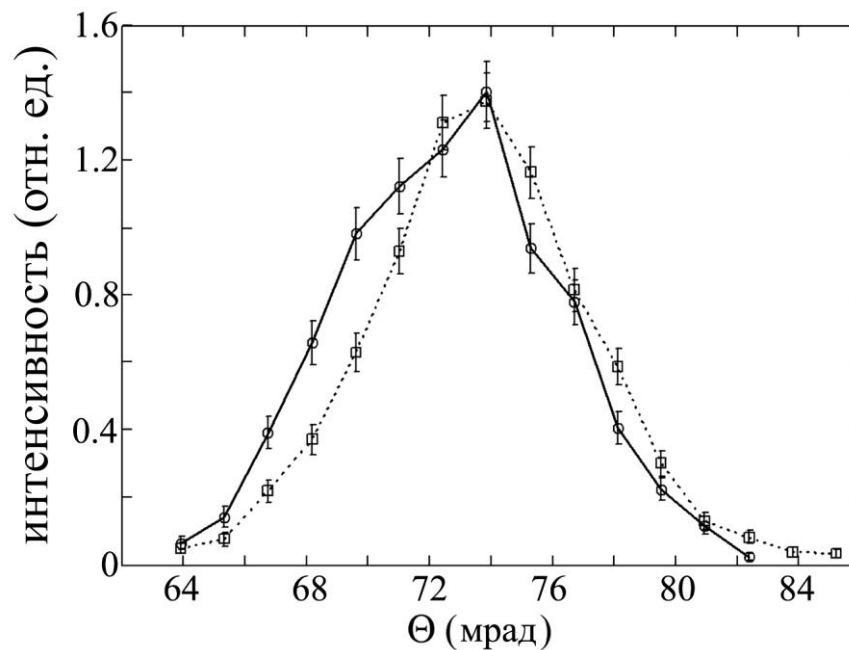


Рисунок 26- Ориентационная зависимость выхода рассеянного излучения во втором порядке дифракции высокоориентированным пиролитическим графитом с мозаичностью 0.4° . Кривые отличаются поворотом мишени на 90° относительно нормали.

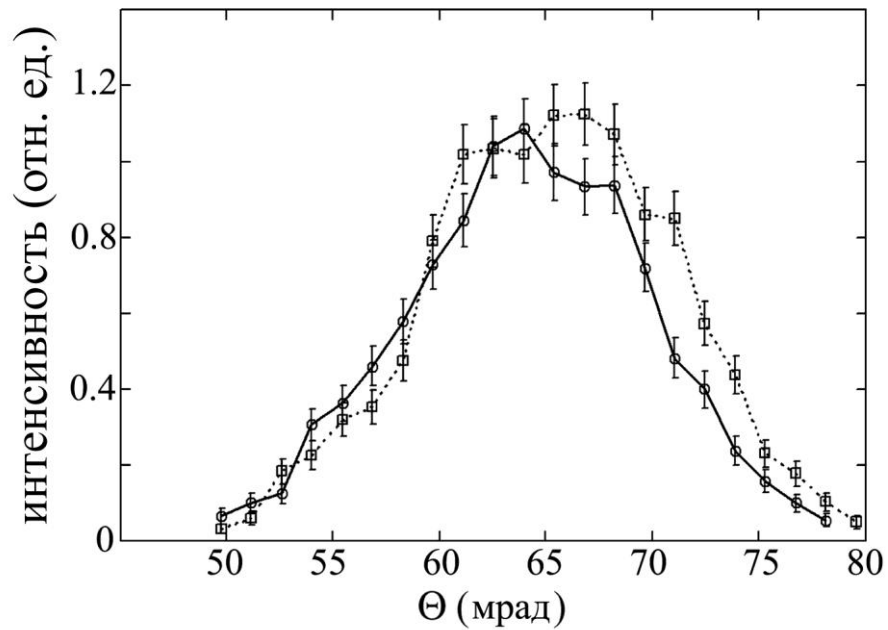


Рисунок 27- Ориентационная зависимость выхода рассеянного излучения в первом порядке дифракции высокоориентированным пиролитическим графитом с мозаичностью 0.8° . Кривые отличаются поворотом мишени на 90° относительно нормали.

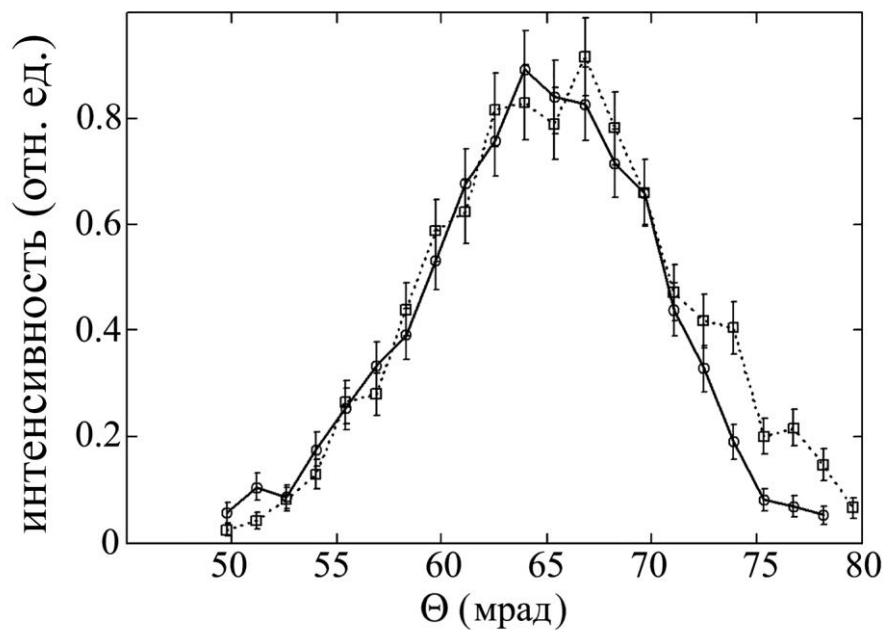


Рисунок 28- Ориентационная зависимость выхода рассеянного излучения во втором порядке дифракции высокоориентированным пиролитическим графитом с мозаичностью 0.8° . Кривые отличаются поворотом мишени на 90° относительно нормали.

ГЛАВА 5. Источники квазимонохроматического рентгеновского излучения на основе взаимодействия релятивистских электронов с веществом

5.1. ПРИ релятивистских электронов в геометрии асимметричной дифракции

Разработка источников квазимонохроматического рентгеновского излучения является одной из основных задач, решение которой во многом определяет развитие современных методов исследования атомной структуры вещества. Современным этапом развития подобных источников является создания научно-исследовательских центров, основу которых составляют лазеры на свободных электронах, позволяющие достичь рекордных величин квазимонохроматичности и интенсивности [155-157]. Наряду с подобными источниками не меньшую ценность представляет разработка малогабаритных источников излучения для использования в лабораторных условиях. В данной связи можно отметить два подхода для решения подобных задач. Первый подход состоит в создании источников, генерирующих квазимонохроматическое излучение, а второй, в монохроматизации спектра широкополосных источников. В данном разделе исследуются задачи, включающие оба подхода.

Одним из важнейших направлений развития исследований механизма ПРИ релятивистских электронов является разработка эффективных источников квазимонохроматического рентгеновского излучения с управляемой спектральной линией, сопоставимых по характеристикам с синхротронами [158-161]. ПРИ обладает уникально узкой спектральной шириной линии и генерируется пучками электронов с энергией, на порядки меньшей энергии пучков синхротронов. В связи с чем, необходимо упомянуть о главном недостатке ПРИ, связанном с низкой интенсивностью, что затрудняет его широкое практическое использование. Несмотря на низкую интенсивность ПРИ для многих прикладных задач, в настоящее время такие источники всё же существуют [86-90] и поиск решений увеличения выхода ПРИ является актуальной задачей.

Эффективность рентгеновских источников, основанных на излучении заряженных частиц в среде, ограничена фотопоглощением. Одним из способов увеличить эффективность подобных источников является схема, в которой мишень устанавливается в циклическом ускорителе и частицы многократно проходят через мишень. Подобная схема реализована в работах [105-107], где мишень толщиной меньше, чем длина фотопоглощения, устанавливалась в циклическом ускорителе.

При многократном прохождении релятивистских электронов через мишень реализуются различные механизмы генерации излучения, при этом многократное прохождение позволяет увеличить полный выход излучения. На основе ПРИ в кристаллах может генерироваться квазимонохроматическое рентгеновское излучение в жёсткой и мягкой областях спектра [108-110], но выход такого механизма мал, так же как и у ДПИ [111]. Более интенсивный источник может быть создан на основе ПИ из аморфного вещества или стопки пластин, но преимущество ПИ сопровождается широким спектром излучённых фотонов, кроме того, для генерации рентгеновского излучения в жёсткой области спектра необходим пучок электронов с достаточно большой энергией. Для получения рентгеновского излучения можно использовать ПРИ в многослойных средах [112-116], но в области жёсткого рентгеновского излучения появляются существенные ограничения, обусловленные необходимостью использования малых углов ориентации между скоростью излучающей частицы и отражающей плоскостью, кроме того, многократное рассеяние электронов в мишени существенно увеличивает спектральную ширину и понижает полный выход излучения.

Таким образом, можно выделить два недостатка в когерентных механизмах генерации излучения - требуются большие энергии излучающей частицы для генерации жёсткого рентгеновского излучения, а многократное рассеяние электронов в мишени существенно снижает выход.

В данной главе представлены к рассмотрению простые и эффективные источники рентгеновского излучения. Результаты экспериментальных

исследований ПРИ в асимметричной дифракции демонстрируют возможность резкого увеличения выхода ПРИ в условиях скользящего падения излучающих электронов на поверхность кристалла. Рассмотренный во второй части главы источник, состоящий из тонкой аморфной мишени, расположенной в циклическом ускорителе, и рентгеновского зеркала, установленного сзади мишени для отражения рентгеновских квантов, также отличается простотой реализации и высокой эффективностью.

5.1.1. Модель ПРИ релятивистских электронов в кристалле в асимметричной геометрии дифракции

Недавно предложенная схема генерации ПРИ в условиях скользящего падения излучающих электронов на поверхность кристалла при асимметричной геометрии дифракции [91] позволяет увеличить выход более чем на порядок. Рост выхода достигается за счет увеличения эффективного пути излучающего электрона в кристаллическом радиаторе, в котором происходит генерация фотонов, способных покинуть мишень.

Возможность реализации подхода [91] обусловлена характерным свойством ПРИ - излучать фотоны под большими углами к скорости излучающей частицы. Механизм увеличения выхода поясняется схемой на Рисунке 29. Ось “у” является нормалью к поверхности кристалла, совпадающей с плоскостью “х-z”. Отражающая кристаллографическая плоскость R, задаваемая соответствующим вектором обратной решетки \vec{g} , расположена под углом β к поверхности кристалла. Пучок электронов распространяется вдоль оси \vec{e}_1 , составляющей угол α с поверхностью. Ось детектора излучения, определяемая \vec{e}_2 , расположена вдоль направления брэгговского рассеяния. Единичный вектор в направлении излучения \vec{n} определяется выражением $\vec{n} \approx \vec{e}_2(1 - \frac{1}{2}\theta^2) + \vec{\theta}$, $\vec{\theta} = \vec{\theta}_{\parallel} + \vec{\theta}_{\perp} \ll 1$. $\vec{\theta}_{\parallel}$ определяет угловое распределение ПРИ в плоскости реакции, $\vec{\theta}_{\perp}$ в поперечной плоскости. На Рисунке 29 эффективная длина траектории электрона в кристалле, с которой

излучённые кванты достигают детектора, обозначенная L_{el} . L_{el} ограничивается длиной фотопоглощения в веществе $L_{ab} = 1 / \omega \chi''_0(\omega) \approx 1 / \omega_B \chi''_0(\omega_B)$, $\omega_B = g / 2 \sin(\beta + \alpha)$ (ω_B - брэгговская частота, в окрестности которой сосредоточен спектр ПРИ, $\chi''_0(\omega)$ - мнимая часть усреднённой диэлектрической восприимчивости кристалла).

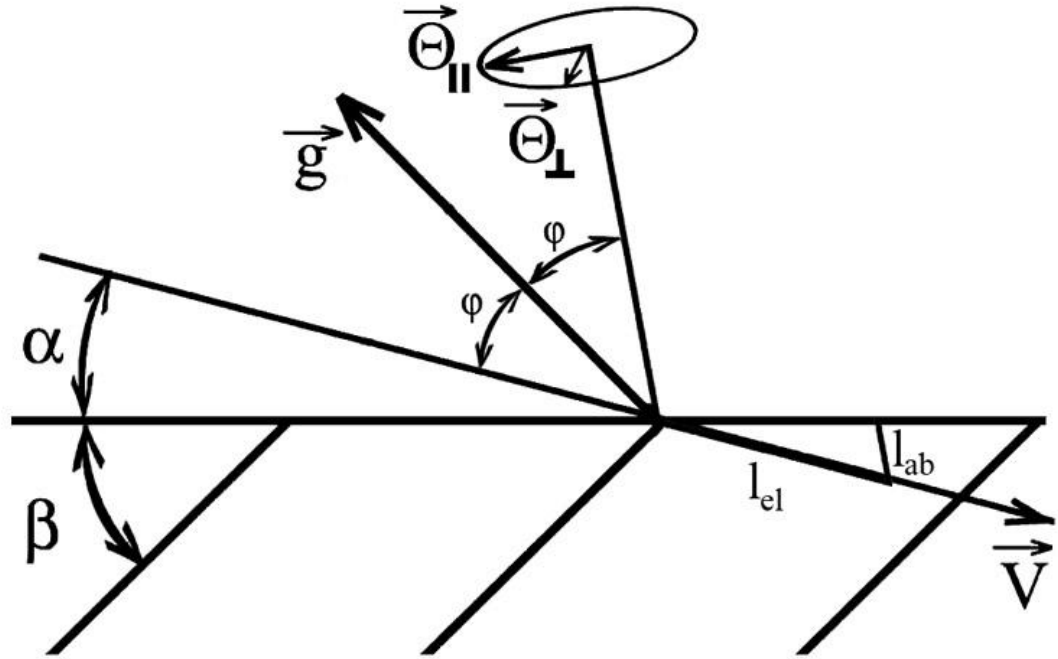


Рисунок 29- Геометрия процесса излучения.

Из геометрических соображений, выход ПРИ пропорционален отношению L_{el} к L_{ab} и может быть записан в виде

$$\frac{L_{el}}{L_{ab}} = \frac{\sin(2\beta + \alpha)}{\sin(\alpha)}, \quad (6)$$

предсказывающем возможность существенного превышения L_{el} над L_{ab} в условиях малых значений угла скольжения α и больших значений угла излучения $2(\beta + \alpha) \approx 2\beta$ (оптимальное значение β близко к $\pi/4$).

На основе [91], в рамках кинематического приближения, спектрально-угловое распределение ПРИ в режиме скользящего падения в асимметричной геометрии дифракции может быть представлено в виде

$$\omega \frac{d^3 N}{d\omega d^2 \theta} \approx \frac{e^2 \omega_g^4}{\pi g^2} \frac{1}{\omega \chi_0''} \frac{\sin(\alpha + 2\beta)}{\sin \alpha} \frac{\theta_{\perp}^2 + \theta_{\parallel}^2 \cos^2 2(\alpha + \beta)}{\left(\gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \theta^2 \right)^2} \times \times \delta \left(\omega - \frac{g}{2 \sin(\alpha + \beta)} (1 - \theta_{\parallel} \operatorname{ctg}(\alpha + \beta)) \right), \quad (7)$$

отличающемся от традиционного спектрально-углового распределения только множителем (6), который и является коэффициентом увеличения выхода. Здесь $\omega_g^2 = \omega_0^2 F(g) |S(\vec{g})| \exp(-g^2 u_T^2 / 2)$, ω_0 - плазменная частота мишени, $F(g)$ - формфактор атома, $S(\vec{g})$ - структурный фактор элементарной ячейки кристалла, u_T - среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов, γ - Лоренц-фактор излучающего электрона, θ_d - угловой размер коллиматора сигнала ПРИ.

Рассчитать выход ПРИ в режиме скользящего падения возможно по формуле

$$N(\alpha, \beta) = \frac{2e^2 \omega_g^4}{g^4} \left[\ln(1 + \gamma^2 \theta_d^2) - \frac{\gamma^2 \theta_d^2}{1 + \gamma^2 \theta_d^2} \right] \cdot \left[\frac{\sin(2\beta + \alpha) \cdot \sin^2(\beta + \alpha) \cdot (1 + \cos^2(2\beta + 2\alpha))}{\sin(\alpha) \chi_0'' \left(\frac{g}{2 \sin(\beta + \alpha)} \right)} \right].$$

5.1.2. Расчёт эксперимента

Для экспериментальной верификации эффекта увеличения выхода ПРИ в режиме скользящего падения в асимметричной геометрии дифракции необходимо оптимальным образом подобрать параметры рассматриваемой задачи, удовлетворяющие возможностям экспериментальной установки, описанной в первой главе. Согласно (7), основными параметрами, определяющими выход ПРИ, являются:

φ - угол между вектором обратной решётки рабочей кристаллографической плоскости и траекторией излучающего электрона. Данный угол определяет энергию фотонов ПРИ для заданной кристаллографической плоскости.

γ - Лоренц-фактор излучающего электрона, определяет величину выхода ПРИ и ширину конуса углового распределения при условии малого влияния эффекта плотности $\gamma^{-2} > \omega_0^2/\omega^2$. В случае $\gamma^{-2} < \omega_0^2/\omega^2$, с ростом энергии излучающего электрона выход ПРИ насыщается и угловое распределение остаётся неизменным.

Θ_{\parallel}^{Col} , Θ_{\perp}^{Col} - угловое положение оси коллиматора сигнала ПРИ.

$\Delta\Theta_{\parallel}$, $\Delta\Theta_{\perp}$ - угловой размер коллиматора сигнала ПРИ.

β - угол, определяющий степень асимметричности геометрии дифракции. В традиционном случае процесса ПРИ данный угол равен нулю.

Спектр ПРИ представляет набор пиков с кратной энергией, амплитуда которых определяется диэлектрическими характеристиками радиатора и порядком дифракции. Энергия пиков ПРИ может быть вычислена по формуле Вульфа-Брэгга в рамках рассматриваемой геометрии $\omega_B = g/2 \sin(\beta + \alpha)$. Спектральная ширина пиков определяется угловым размером детектора в плоскости реакции $\Delta\Theta_{\parallel}$ и равна

$$\Delta\omega = \omega_B \Delta\Theta_{\parallel} \cot(\alpha + \beta).$$

Угловое распределение ПРИ в плоскости реакции определяется функцией

$$F(\Theta_{\parallel}) = \frac{\Theta_{\parallel}^2}{\left(\gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \Theta_{\parallel}^2\right)^2},$$

имеющей максимумы распределения при $\Theta_{\parallel} = \pm\sqrt{\gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2}$.

Для экспериментального фиксирования эффекта увеличения выхода ПРИ в скользящей геометрии, являющегося основной целью исследования, необходимо измерить два выхода ПРИ и сравнить между собой. Таким образом, необходимо

рассчитать выход ПРИ для двух случаев, первый из которых соответствует обычному ПРИ в симметричной геометрии дифракции, к настоящему времени хорошо изученному теоретически и экспериментально, а второй случай должен соответствовать асимметричной геометрии дифракции с большей эффективной длиной траектории электрона в кристалле.

В случае традиционной симметричной геометрии ПРИ, плоскость поверхности кристалла совпадает с рабочей кристаллографической плоскостью ($\beta = 0$). Учитывая, что выход ПРИ пропорционален эффективной длине траектории электрона в радиаторе, которая определяется длиной фотопоглощения, необходимо, чтобы в асимметричной дифракции энергия фотонов ПРИ была такой же, как и в первом случае. Данная особенность позволит зафиксировать искомый эффект без пересчёта выходов ПРИ по фотопоглощению, что было бы необходимо при разной энергии сигнала. Таким образом, в обоих случаях удобно использовать одинаковые рабочие кристаллографические плоскости и углы измерения выхода ПРИ относительно пучка электронов.

Для реализации эффекта увеличения выхода ПРИ необходимо, чтобы угол падения пучка электронов на плоскость поверхности радиатора был как можно меньше, а сигнал ПРИ распространялся в направлении близком к нормали поверхности радиатора. В качестве радиаторов удобно использовать кристаллы кремния, имеющие высокую степень совершенства и небольшую плотность. Наиболее распространённые кремниевые мишени имеют плоскость поверхности, совпадающую с кристаллографическими плоскостями типа (100), (110) или (111). Таким образом, необходимо выбрать из имеющихся вариантов наиболее подходящие, демонстрирующие эффект увеличения выхода ПРИ наиболее ярко.

Расчёт, выполненный на основе (7) с учётом характеристик имеющейся экспериментальной установки, показал, что для наблюдения искомого эффекта наиболее подходящими являются кристаллы, плоскость поверхности которых совпадает с кристаллографическими плоскостями (100) (далее мишень 2) и (111) (далее мишень 1) при рабочей плоскости (111). Данный выбор легко объясним. Из

трёх перечисленных кристаллографических плоскостей отличный от нуля структурный фактор имеет плоскость (111), остальные же плоскости могут давать рефлекс только на высших порядках дифракции (400) и (220). Так как выход ПРИ существенно уменьшается при увеличении порядка дифракции, из перечисленных рабочих плоскостей максимальный выход ПРИ будет для плоскости (111).

Эксперимент состоит из двух этапов. На первом этапе измеряется выход ПРИ в симметричной геометрии, а во втором - в асимметричной. На обоих этапах угол измерений должен быть одинаковым. В симметричной геометрии (мишень 1) плоскость поверхности мишени устанавливается под углом наблюдения $\alpha + \beta$ относительно оси пучка. В асимметричной геометрии (мишень 2) угол между плоскостями (111) и поверхности мишени равен 0.955 рад (угол β).

Для наблюдения сигнала ПРИ мишень должна быть установлена таким образом, чтобы ось пучка, нормаль к рабочей плоскости и ось коллимирования ПРИ лежали в одной плоскости. В этом случае измеряемая ориентационная зависимость будет проходить через минимум углового распределения ПРИ, что необходимо для корректного сравнения выходов ПРИ в обоих случаях. В обоих измерениях угол между осью пучка и нормалью к рабочей плоскости должен быть одинаковым (имеется два варианта, необходим случай, когда угол между осью пучка и поверхностью мишени минимален), что позволит получить сигнал в одинаковой спектральной области. Существенно, что при данной постановке эксперимента угол наблюдения (угол между осями пучка и коллимирования сигнала) в эксперименте будет сохраняться в скользящем и нормальном режимах.

Для убедительного фиксирования исследуемого эффекта наиболее оптимальным является случай, когда длина фотопоглощения измеряемого сигнала минимальна, что позволит пренебречь влиянием многократного рассеяния электронов в кристалле на характеристики ПРИ. Данная особенность существенна для правильной интерпретации результатов измерений искомого эффекта, поскольку в скользящей геометрии взаимодействия электронов с кристаллом

влияние многократного рассеяния должно быть больше, чем в традиционном случае, что может внести искажения в полученные результаты.

Исходя из анализа характеристик ПРИ и особенностей экспериментальной установки, угол между осями пучка электронов и коллимирования излучения был выбран равным 40 градусам. Данный угол наблюдения позволил получить рефлекс ПРИ в области 2100-2200 эВ, находящейся за К краем фотопоглощения кремния (1840эВ), где длина фотопоглощения регистрируемого сигнала около 2 мкм, а соответствующий среднеквадратичный угол многократного рассеяния равен 15 мрад. В данном случае величина угла многократного рассеяния была существенно меньше угла раствора конуса ПРИ (137 мрад для 7 МэВ электронов).

В качестве мишеней были выбраны пластины монокристаллического кремния толщиной 450 мкм и 200 мкм. На Рисунке 30 представлен расчёт эффекта увеличения выхода ПРИ в рамках разработанной геометрии.

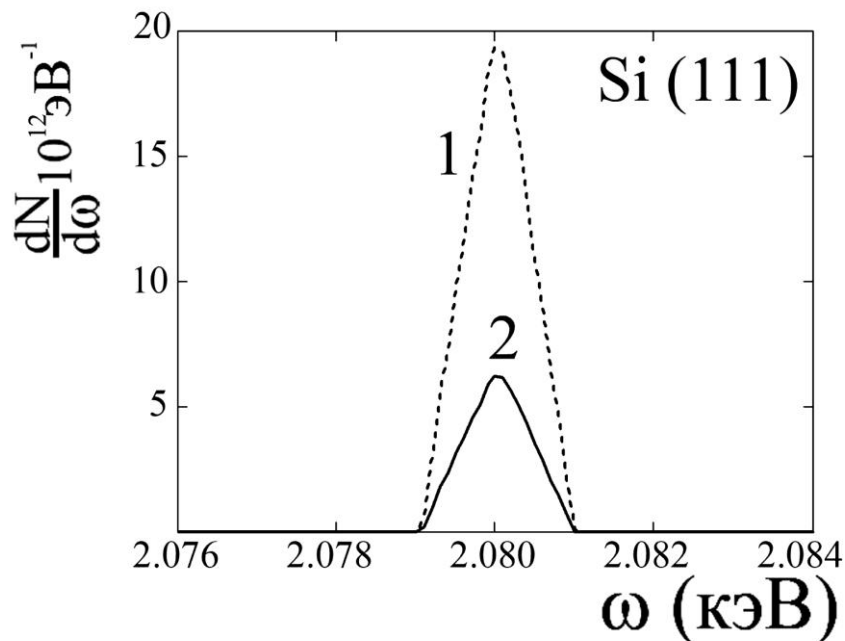


Рисунок 30- Расчёт спектров ПРИ для первого порядка дифракции при нормальном и скользящем падении пучка 7 МэВ электронов на кристалл кремния (111) (диаметр пучка электронов 5 мм). Угол коллимирования $3.1 \cdot 10^{-7}$ ср, $\varphi=20^{\circ}$, $\Theta_{\parallel}^{col}=68$ мрад, $\Theta_{\perp}^{col}=0$ рад. Кривые 1 и 2 - скользящий и нормальный режимы соответственно.

5.1.3. Эксперимент

Экспериментальная установка была создана на основе установки, описанной в первой главе, геометрия “А”. Рентгеновское излучение, выходящее из мишени в заднюю полусферу, регистрировалось кремний-литиевым р.і.п. детектором XR100CR с энергетическим разрешением 152 эВ. Расстояние между мишенью и детектором составляло 3.2 м. Детектор регистрировал излучение в телесном угле $3.1 \cdot 10^{-7}$ ср. Угол наблюдения излучения 2ϕ был равен 40° .

Направление регистрации сигнала ПРИ в симметричном и асимметричном случаях не менялось. Результаты измерений для обоих случаев представлены на Рисунке 31. Также, на рисунке показан результат фитирования экспериментальных точек функцией ориентационной зависимости ПРИ (7). Фитирование показало, что максимум ориентационной зависимости находится при угле 41 мрад, что хорошо согласуется с расчётным значением 35 мрад.

При сравнении полученных ориентационных зависимостей основной проблемой являлся широкополосный фон, интенсивность которого в скользящем случае увеличивалась при уменьшении угла падения пучка электронов на мишень. Для корректного сравнения выходов ПРИ в обоих случаях на Рисунке 31 представлены экспериментальные данные с вычетом фона (уровень фона не превышал 20% от общей статистики). В обоих случаях результаты нормированы на количество электронов, провзаимодействовавших с мишенью, по выходу характеристического излучения, измеренного дополнительно.

Таким образом, выполненные измерения позволили впервые зафиксировать эффект увеличения выхода ПРИ в асимметричной геометрии дифракции при скользящем взаимодействии пучка электронов с энергией 7 МэВ с плоскостью поверхности кремниевой монокристаллической мишени. Эффект увеличения выхода для кристаллографической плоскости (111) составил около 270%, что хорошо согласуется с выполненными расчётами и позволяет интерпретировать полученные результаты как искомые.

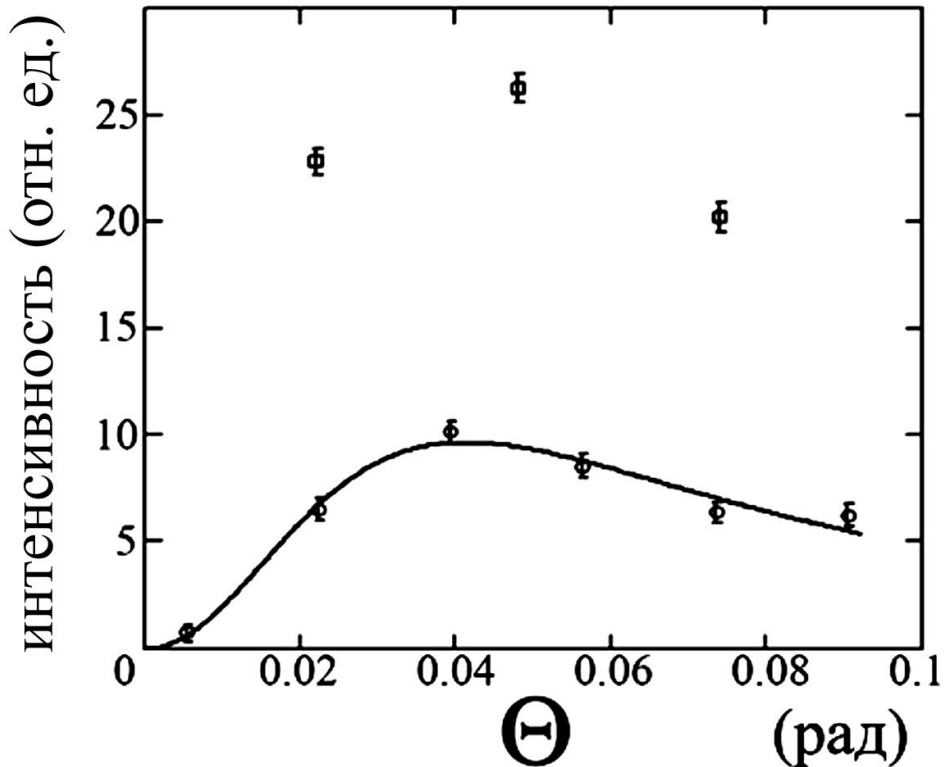


Рисунок 31- Ориентационные зависимости выхода ПРИ из кристалла кремния, рабочая плоскость (111). ○ - симметричный случай, □ – асимметричный случай.

5.2. Источник рентгеновского излучения на основе многократного прохождения электронов через мишень

Рассмотрим процесс генерации рентгеновского излучения в схеме, представленной на Рисунке 32. Пучок релятивистских электронов распространяется по направлению \vec{e}_1 и взаимодействует с тонкой мишенью. Фотоны, излучённые при взаимодействии пучка с мишенью, распространяются в том же направлении и взаимодействуют с многослойным рентгеновским зеркалом толщиной N_0T (T - период зеркала, N_0 - число периодов) и расположенным параллельно плоскости $x=0$. Ось \vec{e}_2 задаёт ориентацию оси детектора, угол излучения φ фиксирован, а ориентационный угол θ' выбирается из условия Брэгговского резонанса.

Далее будут получены и проанализированы характеристики источника при реализации различных механизмов излучения, обусловленных взаимодействием электронов с внутренней аморфной мишенью.

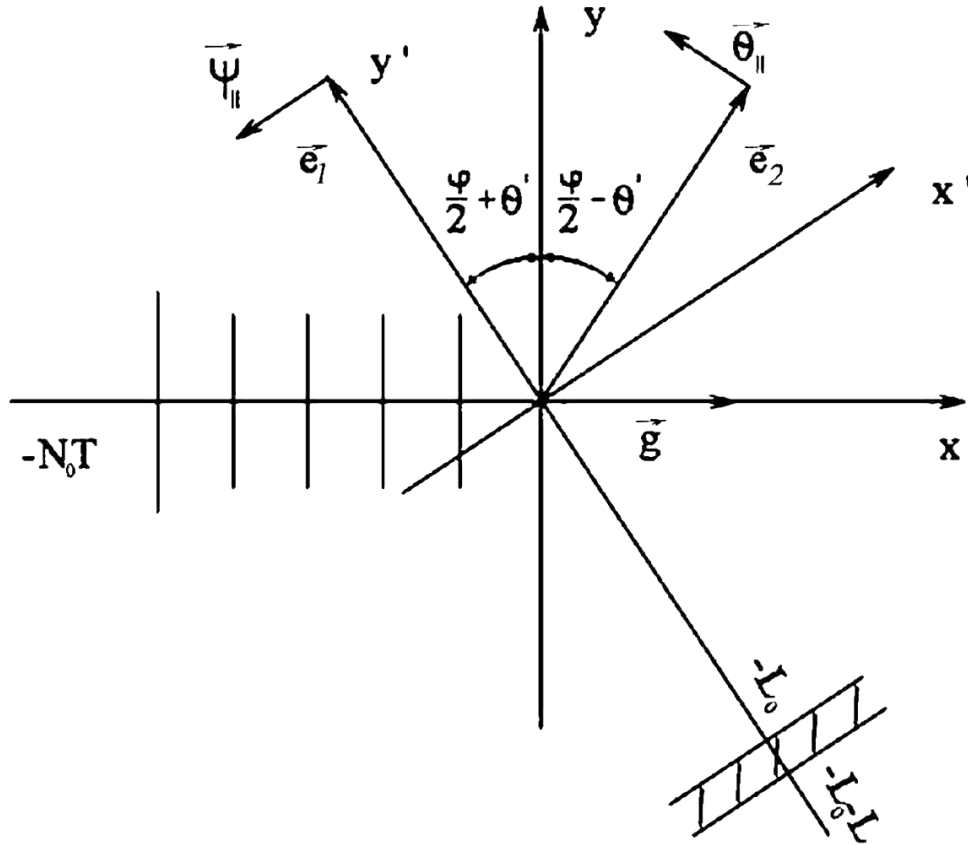


Рисунок 32- Геометрия процесса излучения

5.2.1. Амплитуда тормозного и переходного излучения

В рамках динамической теории дифракции [153] Фурье-преобразование для поля излучения $\vec{E}_{\omega\vec{k}} = (2\pi)^{-4} \int dt d^3r \vec{E}(\vec{r}, t) e^{i\omega t - i\vec{k}\vec{r}}$ в зеркале может быть представлено в виде

$$(k^2 - \omega^2(1 + \chi_0))\vec{E}_{\omega\vec{k}} - \vec{k}(\vec{k}\vec{E}_{\omega\vec{k}}) - \omega^2 \sum_{\vec{g}} \chi_{-\vec{g}} \vec{E}_{\omega\vec{k}+\vec{g}} = 0, \quad (8)$$

где χ_0 и $\chi_{\bar{g}}$ Фурье-компоненты для диэлектрической восприимчивости $\chi(\omega, \vec{r}) = \chi_0(\omega) + \sum_{\bar{g}} \chi_{\bar{g}}(\omega) e^{i\vec{g}\vec{r}}$, \bar{g} - вектор обратной решётки, $g = \frac{2\pi n}{T}$, $n = \pm 1, \pm 2, \dots$

Величины χ_0 и $\chi_{\bar{g}}$ определяются формулами

$$\chi_0(\omega) = \frac{a}{T} \chi_a + \frac{b}{T} \chi_b, \quad \chi_{\bar{g}}(\omega) = \frac{1 - e^{i\vec{g}\vec{a}}}{igT} (\chi_a - \chi_b), \quad \chi_{a,b} = -\frac{\omega_{a,b}^2}{\omega^2} + i\chi''_{a,b}, \quad (9)$$

где a и b - толщины слоёв зеркала, $\chi_a(\omega)$, $\chi_b(\omega)$ и ω_a , ω_b - диэлектрические восприимчивости и плазменные частоты соответствующих слоёв.

Используя двухволновое приближение, получаем уравнения

$$\begin{aligned} (k^2 - \omega^2(1 + \chi_0))E_{\lambda 0} - \omega^2 \chi_{-\bar{g}} \alpha_{\lambda} E_{\lambda \bar{g}} &= 0, \\ (k_{\bar{g}}^2 - \omega^2(1 + \chi_0))E_{\lambda \bar{g}} - \omega^2 \chi_{\bar{g}} \alpha_{\lambda} E_{\lambda 0} &= 0, \end{aligned} \quad (10)$$

следующие из (8) и имеющие хорошо известные решения

$$E_{\lambda 0} = a_{\lambda} \delta(\xi - \xi_1) + b_{\lambda} \delta(\xi - \xi_2), \quad E_{\lambda \bar{g}} = \frac{(\omega^2 / 2p) \chi_{\bar{g}} \alpha_{\lambda}}{\xi - (\omega^2 / 2p) \chi_0} E_{\lambda 0}. \quad (11)$$

Используются следующие обозначения:

$$\vec{E}_{\omega \vec{k}} = \sum_{\lambda=1}^2 \vec{e}_{\lambda 0} E_{\lambda 0}, \quad \vec{E}_{\omega \vec{k} + \vec{g}} = \sum_{\lambda=1}^2 \vec{e}_{\lambda \bar{g}} E_{\lambda \bar{g}},$$

$$\vec{e}_{10} = \vec{e}_{1\bar{g}} = \frac{[\vec{k}_{\parallel}, \vec{e}_x]}{k_{\parallel}}, \quad \vec{e}_{20} = \frac{[\vec{k}, \vec{e}_{10}]}{k}, \quad \vec{e}_{2\bar{g}} \approx \frac{[\vec{k}_{\bar{g}}, \vec{e}_{10}]}{k_g},$$

$$\vec{k}_{\bar{g}} = \vec{k} + \vec{g} = \vec{k}_{\parallel} + \vec{e}_x k_{gx}, \quad k_{gx} = p + \xi, \quad \xi \ll p = \sqrt{\omega^2 - k_{\parallel}^2},$$

$$\Delta = g \left(\frac{g}{2p} - 1 \right) \ll g, \quad \alpha_1 = 1, \quad \alpha_2 = \cos(\varphi),$$

$$\xi_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\Delta \pm \sqrt{\left(\Delta - \frac{\omega^2}{p} \chi_0 \right)^2 + \frac{\omega^4}{p^2} \chi_{\bar{g}} \chi_{-\bar{g}} \alpha_{\lambda}^2} \right) \equiv \frac{1}{2} (\Delta \pm f_{\lambda}). \quad (12)$$

Уравнение для дифрагированного поля в многослойной структуре $E_{\lambda \bar{g}}^{rad}$, распространяющегося вдоль оси \vec{e}_2 в вакууме (Рисунок 32)

$$(k_{\bar{g}}^2 - \omega^2) E_{\lambda\bar{g}}^{rad} \approx 2p\xi E_{\lambda\bar{g}}^{rad} = 0, \quad (13)$$

следует из (10) в пределе $\chi_0, \chi_{\bar{g}}, \chi_{-\bar{g}} \rightarrow 0$. Используя выражение (11), решение уравнения (13)

$$E_{\lambda\bar{g}}^{rad} = c_{\lambda} \delta(\xi), \quad (14)$$

и граничные условия на плоскости зеркала

$$\int d\xi e^{-i\xi N_0 T} E_{\lambda\bar{g}} = \int d\xi (E_{\lambda\bar{g}} - E_{\lambda\bar{g}}^{rad}) = \int d\xi (E_{\lambda 0} - E_{\lambda 0}^{inc}) = 0, \quad (15)$$

можно определить искомый коэффициент c_{λ} через компоненты поля $E_{\lambda 0}^{inc}$, распространяющегося в вакууме позади мишени в направлении оси \bar{e}_1 (Рисунок 32)

$$c_{\lambda} = d_{\lambda} R_{\lambda}, \quad d_{\lambda} = \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi E_{\lambda 0}^{inc},$$

$$R_{\lambda} = \frac{\frac{\omega^2}{p} \chi_{\bar{g}} \alpha_{\lambda} \left[\exp\left(\frac{i}{2} f_{\lambda} N_0 T\right) - \exp\left(-\frac{i}{2} f_{\lambda} N_0 T\right) \right]}{\left(\Delta + f_{\lambda} - \frac{\omega^2}{p} \chi_0 \right) \exp\left(\frac{i}{2} f_{\lambda} N_0 T\right) - \left(\Delta - f_{\lambda} - \frac{\omega^2}{p} \chi_0 \right) \exp\left(-\frac{i}{2} f_{\lambda} N_0 T\right)}, \quad (16)$$

где величина f_{λ} определяется в формуле для $\xi_{1,2}$ в (12).

Для дальнейшего анализа необходимо определить поле $E_{\lambda 0}^{inc}$ из уравнения

$$(k^2 - \omega^2 (1 + \chi)) E_{\lambda 0}^{inc} = \frac{i\omega e}{4\pi^3} \int dt \bar{e}_{\lambda 0} \bar{v}_e e^{i\omega t - i\bar{k}\bar{r}_e}, \quad (17)$$

где χ - диэлектрическая восприимчивость мишени, $\bar{v}_e(t) = d\bar{r}_e / dt$ - скорость излучающего электрона. Поле в вакууме в задней полусфере можно определить из (17) в пределе $\chi \rightarrow 0$:

$$E_{\lambda 0}^{inc} = p_{\lambda} \delta\left(k'_y - \sqrt{\omega^2 - k_{\parallel}^2}\right) + \frac{i\omega e}{4\pi^3} \frac{1}{k^2 - \omega^2} \int dt \bar{e}_{\lambda 0} \bar{v}_e e^{i\omega t - i\bar{k}\bar{r}_e}, \quad (18)$$

где коэффициент p_{λ} определяется в виде

$$p_\lambda = \frac{i\omega e}{4\pi^3} \int_{-\infty}^{+\infty} dk'_y \left(\frac{1}{k'^2_y - \omega^2(1+\chi) + k'^2_\parallel} - \frac{1}{k'^2_y - \omega^2 + k'^2_\parallel} \right) \times \\ \times \left(1 - e^{-i(k'_y - \sqrt{\omega^2(1+\chi) - k'^2_\parallel})L} \right) e^{-i(k'_y - \sqrt{\omega^2 - k'^2_\parallel})L} \int dt \bar{e}_{\lambda 0} \bar{v}_e e^{i\omega t - i\bar{k}\bar{r}_e}, \quad (19)$$

k'_y и \bar{k}'_\parallel - соответствующие компоненты волнового вектора \bar{k} в системе координат x', y' (Рисунок 32).

Результаты (16), (18) и (19) позволяют вычислить спектрально-угловые характеристики искомого излучения. Для нахождения амплитуды излучения, необходимо провести обратное преобразование Фурье

$$E_{\omega\lambda}^{Rad} = \int d^3k e^{i\bar{k}_g \bar{n}r} E_{\lambda 0}^{Rad} \rightarrow A_\lambda \frac{e^{i\omega r}}{r},$$

$$A_\lambda = -2\pi i \omega n_x c_\lambda \Big|_{\bar{k}_\parallel = \omega \bar{n}_\parallel}, \quad \bar{n} = \bar{n}_\parallel + \bar{e}_x n_x, \quad \bar{e}_x \bar{n}_\parallel = 0. \quad (20)$$

Интегрирование в (20) удобно выполнить методом стационарной фазы. Здесь \bar{n} - единичный вектор, определяющий направление распространения излучённого фотона. Для дальнейшего анализа удобно представить \bar{n} через двумерные углы наблюдения $\bar{\theta}$ согласно выражению

$$\bar{n} = \bar{e}_2 \left(1 - \frac{1}{2} \theta^2 \right) + \bar{\theta}, \quad \bar{e}_2 \bar{\theta} = 0. \quad (21)$$

Используя (21), (16), (18) и (19) можно получить выражение для спектрально-углового распределения искомого излучения

$$\omega \frac{d^3 N_\lambda}{d\omega d^2 \theta} = \langle |A_\lambda|^2 \rangle,$$

$$A_\lambda = \frac{i\omega e}{2\pi} \left[e^{-i\frac{\omega\chi}{2}} \int_L^\infty dt \bar{e}_{\lambda 0} \bar{v}_e e^{i\omega\sigma_0} + \int_0^L dt \bar{e}_{\lambda 0} \bar{v}_e e^{i\omega\sigma} + \int_{-\infty}^0 dt \bar{e}_{\lambda 0} \bar{v}_e e^{i\omega\sigma_0} \right] R_\lambda,$$

$$\sigma_0 = t - \theta_{\perp} z_e(t) - (2\theta' + \theta_{\parallel}) x'_e(t) - \left(1 - \frac{1}{2} \theta_{\perp}^2 - \frac{1}{2} (2\theta' + \theta_{\parallel})^2 \right) y'_e(t),$$

$$\sigma_* = \sigma_0 - \frac{1}{2} \chi y'_e(t), \quad (22)$$

где скобки $\langle \rangle$ обозначают усреднение по всем траекториям частицы, взаимодействующей с мишенью $\bar{r}'_e(t) = \bar{e}'_z z_e(t) + \bar{e}'_y y'_e(t) + \bar{e}'_x x'_e(t)$.

Результат (22) рассматривает вклады переходного и тормозного механизмов излучения и интерференцию между ними [162,163]. Для дальнейшего анализа достаточно рассмотреть два основных случая, соответствующие условиям, когда наиболее ярко проявляется один из механизмов. Следует отметить, что траектория движения излучающего электрона в мишени $\bar{r}_e(t)$ в (22) не определена, что позволяет рассмотреть различные механизмы излучения.

5.2.2. Источник на основе тормозного излучения

Опишем излучение электронов в приближении $\varepsilon = \gamma m \ll m\omega / \omega_0$, где ω_0 - плазменная частота мишени, m - масса электрона ($\chi = -\omega_0^2 / \omega^2$, существенно, что энергия излучённых фотонов ω почти не меняется, поскольку рентгеновское зеркало отражает только частоты близкие к Брэгговскому резонансу). Предполагая условие $\omega\chi L \ll 1$ выполняющимся, можно получить выражение для амплитуды излучения в простом виде

$$A_{\lambda}^{TH} = \frac{i\omega e}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \bar{e}_{\lambda 0} \bar{v}_e e^{i\omega t} R_{\lambda} \equiv d_{\lambda} R_{\lambda}. \quad (23)$$

При рассмотрении тонкой мишени $L \ll L_{Sc} \approx \frac{e^2}{4\pi} L_{Rad}$ для описания излучения возможно применить дипольное приближение.

Выражая скорость электрона в следующем виде

$$\bar{v} = \bar{e}_1 \left(1 - \frac{1}{2} \gamma^{-2} - \frac{1}{2} \psi^2 \right) + \bar{\psi}, \quad \bar{e}_1 \bar{\psi} = 0, \quad (24)$$

и проводя интегрирование по частям (23), можно получить следующие выражения

$$d_1 = \frac{e}{\pi} \frac{1}{\gamma^{-2} + \Omega^2} \int dt \exp \left[\frac{i\omega}{2} (\gamma^{-2} + \Omega^2) t \right] \left\{ \left(1 - \frac{2\Omega_1^2}{\gamma^{-2} + \Omega^2} \right) W_z - \frac{2\Omega_1\Omega_2}{\gamma^{-2} + \Omega^2} W'_x \right\},$$

$$d_2 = \frac{e}{\pi} \frac{1}{\gamma^{-2} + \Omega^2} \int dt \exp \left[\frac{i\omega}{2} (\gamma^{-2} + \Omega^2) t \right] \left\{ \left(1 - \frac{2\Omega_1^2}{\gamma^{-2} + \Omega^2} \right) W'_x - \frac{2\Omega_1\Omega_2}{\gamma^{-2} + \Omega^2} W_z \right\}, \quad (25)$$

где W_z и W'_x - поперечные компоненты ускорения частицы в системе координат x', y', z , $\Omega_1 = \theta_{\perp} - \psi_{\perp}$, $\Omega_2 = 2\theta' + \theta_{\parallel} + \psi_{\parallel}$, $\Omega^2 = \Omega_1^2 + \Omega_2^2$ (Рисунок 32).

Ускорение \bar{W} может быть определено используя атомный потенциал мишени

$$\bar{W} = \frac{ie}{m\gamma} \int d^3k (\vec{k} - \vec{v} \cdot \vec{k} \vec{v}) \varphi_{-\vec{k}} e^{-i\vec{k}\vec{v}t} \sum_{\alpha} e^{i\vec{k}\vec{r}_{\alpha}}, \quad (26)$$

где \vec{r}_{α} - координата атома с номером α в мишени, $\varphi_{\vec{k}}$ - Фурье-компонента атомного потенциала.

Окончательное выражение для спектрально-углового распределения тормозного дифрагированного излучения следует из (22)-(26) и имеет удобную для анализа форму

$$\omega \frac{d^4 N_{\lambda}^{TH}}{dtd\omega d^2\theta} \approx \frac{8Z^2 e^6 n_0 \ln(mR)}{\pi m^2 \gamma^2} \left\langle \frac{1}{(\gamma^{-2} + \Omega^2)^2} \left(1 - \frac{4\gamma^{-2}\Omega_{\lambda}^2}{(\gamma^{-2} + \Omega^2)^2} \right) |R_{\lambda}|^2 \right\rangle, \quad (27)$$

где n_0 - плотность атомов в мишени, Z - атомный номер, R - радиус экранирования в модели Томаса-Ферми, скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по угловому распределению пучка электронов, описывающегося углом $\vec{\psi}$ (существенно, что $|R_{\lambda}|^2$ не зависит от $\vec{\psi}$).

Спектрально-угловое распределение излучения, генерирующегося после n -ого прохождения электроном мишени, следует из (27) в форме

$$\omega \frac{d^3 N_{\lambda}^{TH}}{d\omega d^2\theta} = \frac{8Z^2 e^6 n_0 \ln(mR)}{\pi m^2 \gamma^2} \sum_{l=1}^n P_l F_{\lambda}^{(l)} |R_{\lambda}|^2,$$

$$F_{\lambda}^{(l)} = \frac{1}{\pi} \int_0^L dt \exp \left(-\frac{L-t}{L_{ab}} \right) \int \frac{d^2\psi}{\psi_l^2 + t/\gamma^2 L_{Sc}} \exp \left(-\frac{\psi^2}{\psi_l^2 + t/\gamma^2 L_{Sc}} \right) \times$$

$$\times \frac{1}{(\gamma^{-2} + \Omega^2)^2} \left(1 - \frac{4\gamma^{-2}\Omega^2}{(\gamma^{-2} + \Omega^2)^2} \right), \quad (28)$$

где L_{ab} - длина фотопоглощения, $\psi_l^2 = \psi_0^2 + (L/\gamma^2 L_{sc})(l-1)$, ψ_0^2 - начальный угол расхождения пучка электронов P_l - вероятность излучения электроном после n -ого прохождения через мишень (P_l - представляет собой монотонно снижающуюся функцию от числа проходов l , удобно ввести среднее число проходов $\langle n \rangle$, так что $P_l \approx 1$ для $l < \langle n \rangle$ и $P_l \ll 1$ для $l \gg \langle n \rangle$, значение $\langle n \rangle$, в основном, определяется свойствами мишени и ускорителя).

Спектр излучения, дифрагированного на рентгеновском зеркале, определяется функцией R_λ из (16). Анализируя свойства R_λ , будем предполагать, что фотопоглощение в рентгеновском зеркале отсутствует. Из (16) следует простое условие для $|R_\lambda|^2$

$$|R_\lambda|^2 = \frac{|\sinh^2(\delta_\lambda \sqrt{1 - \tau_\lambda^2(\omega)})|}{|1 - \tau_\lambda^2(\omega)| + |\sinh^2(\delta_\lambda \sqrt{1 - \tau_\lambda^2(\omega)})|}, \quad (29)$$

где $\tau_\lambda(\omega)$ определяется выражением

$$\tau_\lambda = \frac{g^2}{2\omega_g^2 |\alpha_\lambda|} \left(1 + 2 \frac{\omega_p^2}{g^2} - \frac{2\omega n_x}{g} \right) \approx \frac{g^2}{2\omega_g^2 |\alpha_\lambda|} \left(1 - \frac{\omega}{\omega'_B} \right),$$

$$\omega'_B = \omega_B \left(1 + (\theta' + \theta_\parallel) \cot\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right), \quad \omega_B = \frac{g}{2 \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}, \quad (30)$$

при следующих параметрах

$$\delta_\lambda = \frac{\omega_g^2}{g} N_0 T \alpha_\lambda, \quad \omega_p^2 = \omega_a^2 \frac{a}{T} + \omega_b^2 \frac{b}{T}, \quad \omega_g^2 = (\omega_a^2 - \omega_b^2) \frac{\sin(\pi a/T)}{\pi}. \quad (31)$$

Функция $|R_\lambda(\tau_\lambda)|^2$, рассчитанная для различных значений параметра δ_λ , представлена на Рисунке 33. В соответствии с представленными кривыми,

отражённое зеркалом излучение формируется в области $\delta_\lambda > 2$, когда число слоёв зеркала достаточно велико.

$$N_0 > N_* = \frac{4\pi^2}{(\omega_a^2 - \omega_b^2)\Gamma^2}. \quad (32)$$

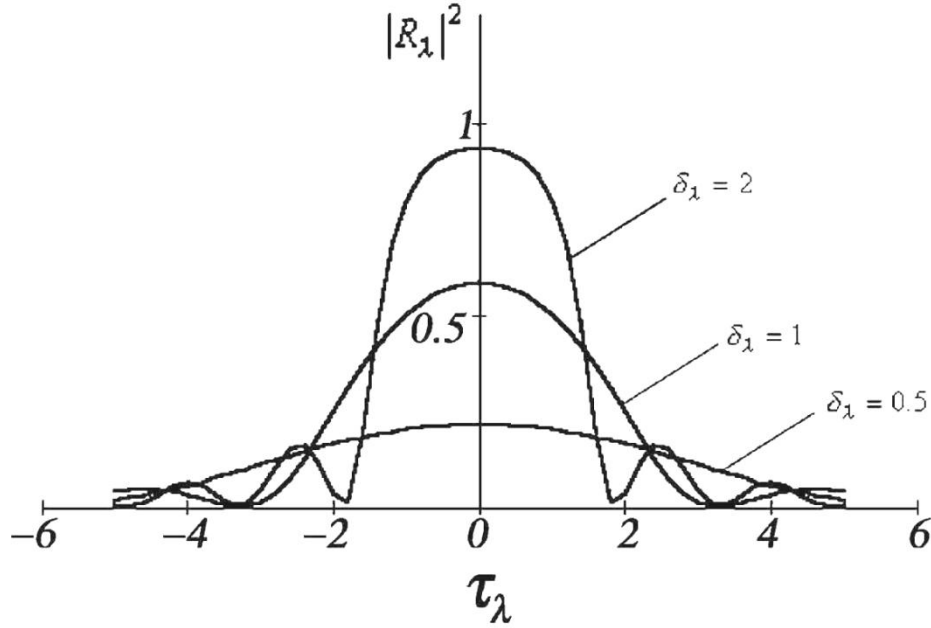


Рисунок 33- Зависимость коэффициента отражения $|R_\lambda(\tau_\lambda)|^2$ от толщины рентгеновского зеркала.

Спектр дифрагированных фотонов находится вблизи модифицированной брэгговской частоты $\omega_b(1 + \theta' \cot(\varphi/2))$, а спектральная ширина сильно зависит от углового размера коллиматора $\Delta\theta_\parallel$ при $\Delta\theta_\parallel > 1/N_*$. Спектральная ширина излучения, дифрагированного на зеркале, в условиях сильной коллимации ($\Delta\theta_\parallel < 1/N_*$) может быть представлена в следующем виде

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{4\omega_g^2 |\alpha_\lambda|}{g^2} \approx \frac{(\omega_a^2 - \omega_b^2)\Gamma^2}{\pi^3}, \quad (33)$$

зависящем от параметров зеркала.

Основное преимущество тормозного излучения состоит в возможности генерации жёсткого рентгеновского излучения электронами с достаточно малыми

энергиями, при этом коэффициенты поляризации $\alpha_2 = \cos(\varphi) \approx 1 = \alpha_1$ и коэффициент отражения $|R_\lambda(\delta_\lambda, \tau_\lambda)|^2$ зависят от поляризации не существенно, поскольку в этом случае угол падения φ достаточно мал.

Предполагая, что при прохождении мишени угловая расходимость пучка электронов существенно не изменяется ($\theta_{Sc}^2 = L/\gamma^2 L_{Sc} \ll \psi_0^2$), и используя интегрирование вместо суммирования по l в главной формуле (28), выражение (28) можно упростить в случае $n < \langle n \rangle$. После суммирования по поляризациям, (28) принимает вид:

$$\omega \frac{d^3 N^{TH}}{d\omega d^2\theta} \approx \frac{e^2}{\pi^2} \frac{L_{ab}}{L} (1 - e^{-L/L_{ab}}) \frac{|\sinh^2(\delta\sqrt{1-\tau^2})|}{|1-\tau^2| + |\sinh^2(\delta\sqrt{1-\tau^2})|} \int_0^\infty \frac{d\psi^2}{(A^2 - B^2)^{\frac{3}{2}}} \times$$

$$\times \left(A - 2\gamma^{-2} \frac{A^2 + \frac{1}{2}B^2}{A^2 - B^2} + 4\gamma^{-4} A \frac{A^2 + \frac{3}{2}B^2}{(A^2 - B^2)^2} \right) \left(E_1\left(\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + Ln/\gamma^2 L_{Sc}}\right) - E_1\left(\frac{\psi^2}{\psi_0^2}\right) \right), \quad (34)$$

где

$$A = \gamma^{-2} + \psi^2 + \theta^2, \quad B = 2\psi\theta, \quad \theta^2 = \theta_1^2 + \theta_2^2, \quad \theta_1 = \theta_\perp, \quad \theta_2 = 2\theta' + \theta_1. \quad (35)$$

Выражение (34) предсказывает насыщение выхода тормозного излучения в зависимости от числа проходов n вследствие влияния многократного рассеяния. Очевидно, что сильная зависимость выхода от n имеет место при $n \ll \gamma^2 \psi_0^2 L_{Sc} / L$, когда

$$E_1\left(\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + Ln/\gamma^2 L_{Sc}}\right) - E_1\left(\frac{\psi^2}{\psi_0^2}\right) \approx \frac{Ln}{\gamma^2 \psi_0^2 L_{Sc}} e^{-\psi^2/\psi_0^2} \ll 1, \quad (36)$$

и такая зависимость становится логарифмической в области $n \gg \gamma^2 \psi_0^2 L_{Sc} / L$. Вторым случаем ($n \gg 1$) представляет большой интерес для генерации рентгеновского излучения обсуждаемым методом, но следует учитывать конечное значение величины $\langle n \rangle$. Чтобы выяснить влияние величины $\langle n \rangle$ на свойства излучения, аппроксимируем вероятность P_l простой функцией $P_l = \exp(-l/\langle n \rangle)$. Используя данное предположение, и учитывая, что средний угол многократного

рассеяния электронов в мишени $\sqrt{L\langle n\rangle/\gamma^2 L_{Sc}}$ больше, чем начальный угол расхождения пучка электронов ψ_0 в области $n \gg \langle n\rangle$, из (28) можно получить выражение для $\omega d^3 N^{br} / d\omega d^2\theta$, отличающееся от (34) заменой

$$E_1\left(\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + Ln/\gamma^2 L_{Sc}}\right) - E_1\left(\frac{\psi^2}{\psi_0^2}\right) \rightarrow 2K_0\left(2\sqrt{\frac{\gamma^2 \psi^2 L_{Sc}}{L\langle n\rangle}}\right). \quad (37)$$

Результат (37) позволяет рассчитать максимальный выход излучения.

Рассмотрим зависимость выхода излучения, определяющуюся выражением (34), от атомного номера мишени Z . В соответствии с (34), выход излучения существенно меняется в зависимости от величины отношения L/L_{ab} . Таким образом, для максимального выходе излучения толщина мишени L должна быть намного меньше длины фотопоглощения L_{ab} . Величина числа проходов $\langle n\rangle$ снижается с возрастанием Z по следующей зависимости $\langle n\rangle \approx L_{Sc} \approx Z^{-2}$. Так как $L < L_{ab} \approx Z^{-4}$, для получения максимального выхода можно предположить преимущество лёгких элементов.

Для углового распределения излучённых фотонов необходимо провести интегрирование в (34) по ω (с заменой (37)), в результате чего можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N^{TH}}{d^2\theta} &\approx \frac{4e^2 \omega_g^2 \gamma^2}{\pi g^2} \tanh(\delta) \Phi^{TH}\left(\gamma^2 \theta^2, \frac{L\langle n\rangle}{L_{Sc}}\right), \\ \Phi^{TH} &= \int_0^\infty \frac{dt K_0\left(2\sqrt{\frac{L_{Sc}}{L\langle n\rangle}} t\right)}{\left((1+t+\gamma^2 \theta^2)^2 - 4\gamma^2 \theta^2 t\right)^{\frac{3}{2}}} \left(1+t+\gamma^2 \theta^2 - 2\frac{(1+t+\gamma^2 \theta^2)^2 + 2\gamma^2 \theta^2 t}{(1+t+\gamma^2 \theta^2)^2 - 4\gamma^2 \theta^2 t} + \right. \\ &\quad \left. + 2(1+t+\gamma^2 \theta^2) \frac{(1+t+\gamma^2 \theta^2)^2 + 6\gamma^2 \theta^2 t}{\left((1+t+\gamma^2 \theta^2)^2 - 4\gamma^2 \theta^2 t\right)^{\frac{3}{2}}}\right), \quad (38) \end{aligned}$$

где величина ω_g^2 определяется в (31).

В соответствии с (38), дифрагированное тормозное излучение описывается функцией $\Phi^{br}(\gamma\theta)$, которая зависит только от параметра $L\langle n\rangle/L_{Sc}$, являющегося отношением квадрата среднего угла многократного рассеяния $L\langle n\rangle/\gamma^2 L_{Sc}$ к квадрату угла излучения γ^{-2} . Результаты расчёта функции $\Phi^{br}(\gamma\theta)$ для разных значений параметра $L\langle n\rangle/L_{Sc}$ представлены кривыми на Рисунке 34.

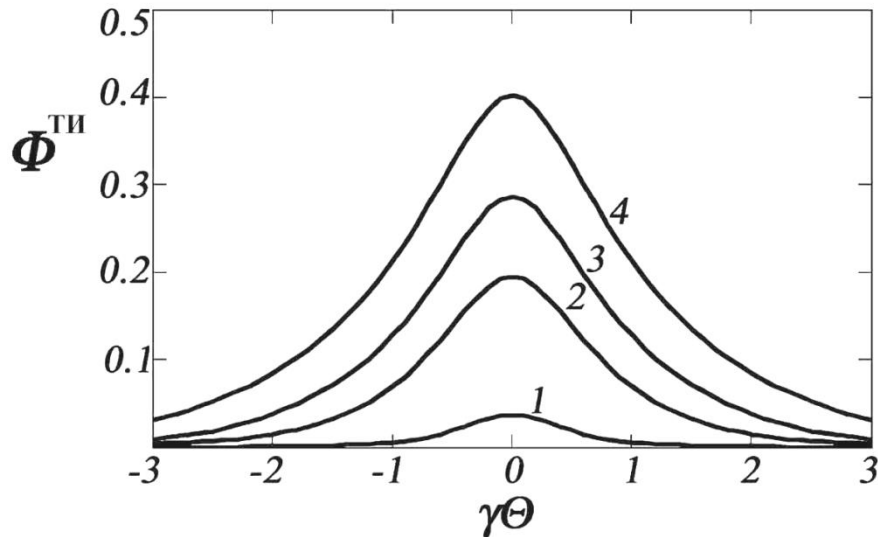


Рисунок 34- Угловое распределение ТИ в зависимости от числа проходов электрона через мишень. $\theta = \sqrt{\theta_{\perp}^2 + (2\theta' + \theta_{\parallel})^2}$, представленные кривые рассчитаны по формуле (31) для разных значений параметра $L\langle n\rangle/L_{Sc}$: 1 - $L\langle n\rangle/L_{Sc}=0.1$; 2 - $L\langle n\rangle/L_{Sc}=1$; 3 - $L\langle n\rangle/L_{Sc}=2$; 4 - $L\langle n\rangle/L_{Sc}=4$.

Расчёт эффективности обсуждаемого рентгеновского источника возможно выполнить для параметров рассматриваемой задачи на основе работ [113,165] (энергия электронов 33 МэВ, толщина бериллиевой аморфной мишени 20 мкм, среднее количество прохождений электрона через мишень 200, многослойное зеркало с периодом 1.3 нм). Данные параметры соответствуют реальному эксперименту, проведённому на бетатроне [165].

Используя представленные параметры можно получить следующие оценки для угловой плотности обсуждаемого тормозного механизма: $\omega d^2 N^{TI} / d^2 \theta \approx 0.14$ фотон/(электрон ср.)

Спектральная ширина жёстко коллимированного тормозного излучения может быть найдена из выражения (34). Для оценки влияния углового размера коллиматора $\Delta\theta_{\parallel}$ на ширину спектра, выражение (34) необходимо проинтегрировать по углу коллимации (с заменой (37)). Результат интегрирования в случае достаточно малых углов коллиматора $\Delta\theta_{\parallel} \ll \gamma^{-1}\sqrt{1+L\langle n\rangle L_{Sc}}$, может быть представлен в следующем виде

$$\omega \frac{dN^{TH}}{d\omega} \approx \frac{2e^2 \omega_g^2 \gamma \varphi}{\pi^2 g^2} Q^{TH} \left(\frac{\omega}{\omega_B}, \frac{\Delta\theta_{\parallel}}{\varphi}, 2\gamma\theta', \frac{L\langle n\rangle}{L_{Sc}} \right),$$

$$Q^{TH} = \int_{-\infty}^{+\infty} dy \Phi^{TH}(\gamma^2 \theta^2) \int_{\tau_-}^{\tau_+} \frac{d\tau \left| \sinh^2(\delta \sqrt{1-\tau^2}) \right|}{|1-\tau^2| + \left| \sinh^2(\delta \sqrt{1-\tau^2}) \right|}, \quad (39)$$

где

$$\gamma^2 \theta^2 = y^2 + 4\gamma^2 \theta'^2, \quad \tau_{\pm} = \frac{g^2}{2\omega_g^2} \left(1 + \frac{2\theta' \pm \Delta\theta_{\parallel}}{\varphi} - \frac{\omega}{\omega_B} \right). \quad (40)$$

На Рисунке 35 представлена функция $Q^{TH}(\omega/\omega_B)$, вычисленная для различных значений параметра $\Delta\theta_{\parallel}/\varphi$ и фиксированных параметров δ , $2\gamma\theta'$, $L\langle n\rangle L_{Sc}$. Представленные кривые демонстрируют существенное уширение спектральной ширины излучения с уменьшением угла φ и увеличением размера коллиматора $\Delta\theta_{\parallel}$. Влияние угла ориентации на спектр показано на Рисунке 36.

В конце раздела отметим преимущество представленной схемы в сравнении с генерацией рентгеновского излучения на основе ПРИ. В анализируемой схеме период зеркала и состав слоёв может быть произвольным, поскольку зеркало необходимо только для монохроматизации излучения, в то время как для ПРИ период зеркала должен быть как можно меньше.

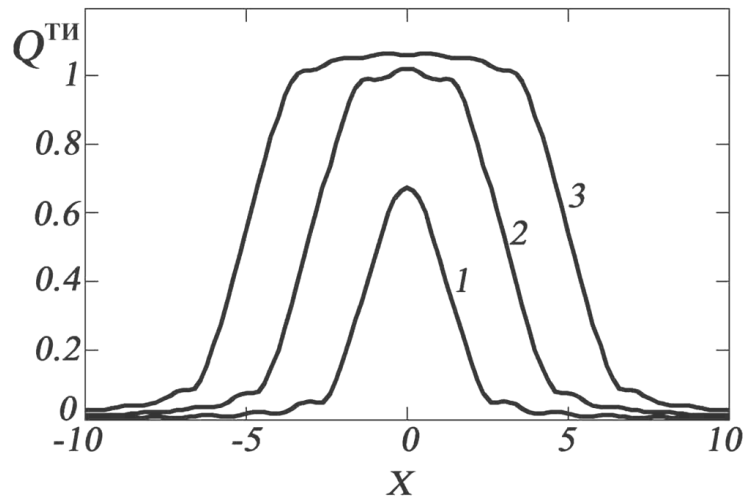


Рисунок 35- Спектральное распределение ТИ в зависимости от углового размера коллиматора. $X = \frac{g^2}{2\omega_g^2} \left(1 - \frac{2\theta'}{\varphi} - \frac{\omega}{\omega_B} \right)$, представленные кривые рассчитаны для фиксированного значения параметров $L\langle n \rangle / L_{Sc} = 1$, $\theta' = 0$ и разных значений параметра $\frac{g^2 \Delta \theta_{\parallel}}{2\omega_g^2 \varphi} = 1$ (кр.1), 3 (кр.2), 5 (кр.3).

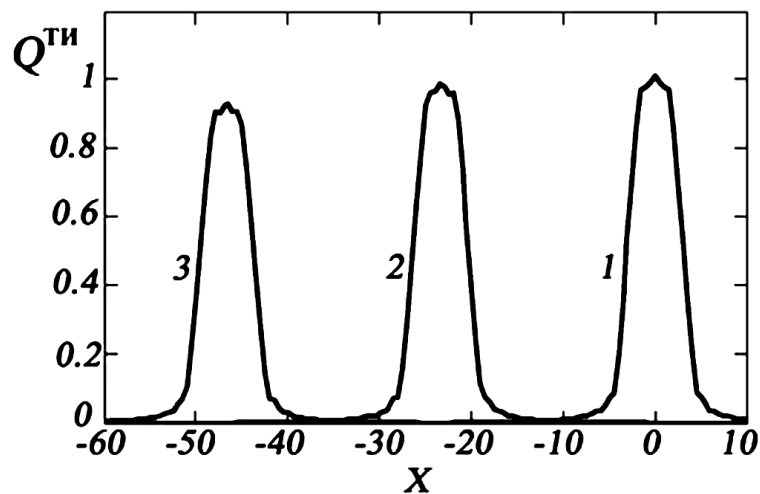


Рисунок 36- Спектральное распределение ТИ в зависимости от угла ориентации θ' . Представленные кривые рассчитаны для фиксированного значения параметров $L\langle n \rangle / L_{Sc} = 1$, $\frac{g^2 \Delta \theta_{\parallel}}{2\omega_g^2 \varphi} = 3$, $\frac{\omega_g^2 \gamma \varphi}{g^2} = 0.003$ и разных значений параметра $\gamma \theta' = 0$ (кр.1), 0.07 (кр.2), 0.14 (кр.3).

5.2.3. Источник на основе переходного излучения

Возвращаясь к основному выражению (22), опишем излучение электронов с высокими энергиями $\varepsilon = \gamma m > \omega / \omega_0$ в мягкой области спектра излучённых фотонов. В случае тонкой мишени $L < L_{Sc}$ в области мягкого рентгена $\omega < \gamma \omega_0$ главный вклад в выход излучения будет давать переходной механизм генерации излучения [166]. Считая многократное рассеяние электронов в мишени пренебрежимо малым, из (22) можно получить следующее выражение для амплитуды излучения

$$A_\lambda^{III} = \frac{e}{\pi} \Omega_\lambda \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + \Omega^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} - \chi + \Omega^2} \right) \left(1 - \exp \left(-i \frac{\omega L}{2} (\gamma^{-2} - \chi + \Omega^2) \right) \right) R_\lambda, \quad (41)$$

где $\chi = -\omega_0^2 / \omega^2 + i\chi''$, а остальные переменные определены выше.

Используя (41), и проводя вычисления, описанные ранее, выражение для спектрально-углового распределения ПИ можно представить в следующем виде

$$\begin{aligned} \omega \frac{d^3 N_\lambda^{III}}{d\omega d^2\theta} \approx & \frac{2e^2 \gamma^2 L_{Sc}}{\pi^3 L} \int d^2\psi K_0 \left(2 \sqrt{\frac{\gamma^2 \psi^2 L_{Sc}}{L\langle n \rangle}} \right) \Omega_\lambda^2 \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + \Omega^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \Omega^2} \right)^2 \times \\ & \times \left(1 + e^{-L/L_{ab}} - 2e^{-L/2L_{ab}} \cos \left(\frac{\omega L}{2} (\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2} + \Omega^2) \right) \right) |R_\lambda|^2, \quad (42) \end{aligned}$$

Далее ограничимся описанием излучения электронов, имеющих достаточно высокую энергию $\gamma \gg \gamma_* = \omega_B / \omega_0$. Исходя из (42), влияние многократного рассеяния на интерференцию ПИ, образовавшегося на входной и выходной поверхностях мишени, мало, поскольку

$$\frac{\omega L}{2} \langle \psi^2 \rangle \approx \frac{\omega_B L}{2\gamma^2} \frac{L\langle n \rangle}{L_{Sc}} \ll 1. \quad (43)$$

Считая условие (43) действительным, из (42) можно получить выражение для угловой плотности ДПИ

$$\frac{d^2 N^{III}}{d^2\theta} \approx \frac{4e^2 \omega_g^2 \gamma^2}{\pi g^2} \tanh(\delta_\lambda) \alpha_\lambda \Phi_\lambda^{III},$$

$$\begin{aligned}
\Phi^{III} = & \frac{L_{Sc}}{L} \left(1 + e^{-L/L_{ab}} - 2e^{-L/2L_{ab}} \cos \left(\frac{\omega_B L}{2} (\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2} + \Omega^2) \right) \right) \int_0^\infty dt t K_0 \left(2 \sqrt{\frac{L_{Sc}}{L \langle n \rangle}} t \right) \times \\
& \times \left(\frac{1}{2\gamma^2 \theta^2} \left(1 - \frac{\theta_\lambda^2}{\theta^2} \right) \left(\frac{1+t^2 + \gamma^2 \theta^2}{\sqrt{(1+t^2 + \gamma^2 \theta^2)^2 - 4\gamma^2 \theta^2 t^2}} - 1 \right) + 2 \frac{\theta_\lambda^2}{\theta^2} \frac{t^2 + \gamma^2 \theta^2 + (t^2 + \gamma^2 \theta^2)^2}{\left((1+t^2 + \gamma^2 \theta^2)^2 - 4\gamma^2 \theta^2 t^2 \right)^{\frac{3}{2}}} \right).
\end{aligned} \tag{44}$$

Интерференционный член в (44) демонстрирует возможность увеличения выхода ПИ в случае положительной интерференции, определяющейся условием $\frac{\omega_B L}{2} (\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2} + \theta^2) \approx \pi$.

Выполним анализ зависимости угловой плотности ДПИ от среднего числа проходов $\langle n \rangle$ и толщины мишени L . В согласии с (44), функция $\Phi_\lambda^{III} \langle n \rangle$ -монотонно возрастающая функция, насыщающаяся при условии $\langle n \rangle > L_{Sc} / L$.

Так как выход ПИ непропорционален толщине мишени, зависимость Φ_λ^{III} не совпадает с Φ^{III} . Также необходимо отметить, что в отличие от Φ^{III} , зависимость Φ_λ^{III} от L не определяется одним параметром $L \langle n \rangle L_{Sc}$, но такая зависимость имеет место для функции $\Phi^{III} / \langle n \rangle$ при условии $L \ll L_{ab}$ и $L \approx 2\pi\omega_B / \omega_0^2$ (условие резонанса). Зависимость функции $\Phi^{III} / \langle n \rangle = (\Phi_1^{III} + \Phi_2^{III}) / \langle n \rangle$ от параметра $L \langle n \rangle L_{Sc}$ представлена на Рисунке 37. Из представленных кривых видно, что средняя угловая плотность ПИ падает с увеличением $L \langle n \rangle L_{Sc}$. Следует заметить, что величина $\langle n \rangle$ уменьшается в возрастанием L . Таким образом, функция Φ^{III} уменьшается быстрее чем $\Phi^{III} / \langle n \rangle$.

В завершение раздела сравним угловую плотность источников излучения, основанных на переходном и тормозном механизмах излучения. Используя кривые Рисунка 37, выражение (44) и параметры, соответствующие ранее анализировавшейся мишени для тормозного излучения, можно получить оценку: $d^2 N^{III} / d^2 \theta \approx 10$ фотонов/(электрон ср.).

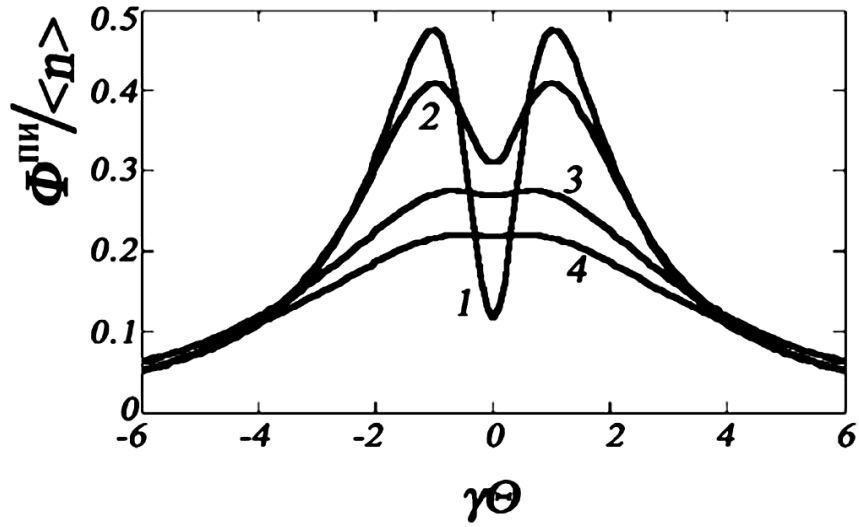


Рисунок 37- Угловое распределение ПИ. $X = \frac{g^2}{2\omega_g^2} \left(1 - \frac{2\theta'}{\varphi} - \frac{\omega}{\omega_B} \right)$,

представленные кривые рассчитаны для разных значений параметра $L\langle n \rangle/L_{Sc}$: 1 - $L\langle n \rangle/L_{Sc}=0.1$; 2 - $L\langle n \rangle/L_{Sc}=1$; 3 - $L\langle n \rangle/L_{Sc}=10$; 4 - $L\langle n \rangle/L_{Sc}=20$.

Для описания спектра ПИ, выражение (42) необходимо проинтегрировать по углам наблюдения θ_{\perp} и θ_{\parallel} . Результат интегрирования имеет форму

$$\omega \frac{dN_{\lambda}^{III}}{d\omega} \approx \frac{4e^2 \omega_g^2 \gamma \tan(\varphi/2) \alpha_{\lambda}}{\pi^2 g^2} Q_{\lambda}^{III},$$

$$Q_{\lambda}^{III} = \int_{-\infty}^{+\infty} dy \Phi_{\lambda}^{III} \int_{\tau_{\lambda-}}^{\tau_{\lambda+}} \frac{d\tau \left| \sinh^2(\delta_{\lambda} \sqrt{1-\tau^2}) \right|}{\left| 1-\tau^2 \right| + \left| \sinh^2(\delta_{\lambda} \sqrt{1-\tau^2}) \right|},$$

$$\tau_{\lambda\pm} = \frac{g^2}{2\omega_g^2 \alpha_{\lambda}} \left(1 + \frac{2\theta' \pm \Delta\theta_{\parallel}}{2 \tan(\varphi/2)} - \frac{\omega}{\omega_B} \right), \quad (45)$$

аналогичную (39) и (40) ($\gamma\theta_1 = y$, $\gamma\theta_2 = 2\gamma\theta'$).

Функция $Q^{III}/\langle n \rangle = (Q_1^{III} + Q_2^{III})/\langle n \rangle$ (описывает спектр ПИ при малых углах φ), рассчитанная для разных значений параметра $\Delta\theta_{\parallel}/\varphi$ и фиксированных значений параметров δ , $2\gamma\theta'$, $L\langle n \rangle/L_{Sc}$, представлена на Рисунке 38.

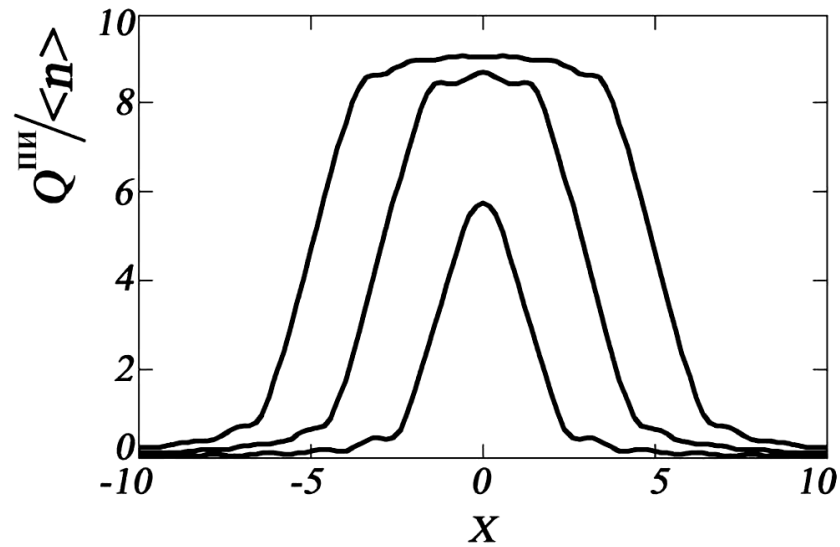


Рисунок 38- Спектральное распределение ПИ в зависимости от углового размера коллиматора. $X = \frac{g^2}{2\omega_g^2} \left(1 - \frac{2\theta'}{\varphi} - \frac{\omega}{\omega_B} \right)$, представленные кривые рассчитаны для тех же значений параметров, что и Рисунок 35.

Выражения (44) и (45) позволяют описать характеристики ДПИ в рамках рассматриваемого источника.

5.2.4. Источник на основе когерентного тормозного излучения

Опишем возможность, связанную с использованием когерентных механизмов излучения для увеличения выхода рентгеновского излучения. В качестве мишени рассмотрим кристалл, где будет генерироваться когерентное тормозное излучение. Допустим, что пучок электронов ориентирован под малым углом ψ к оси атомной цепочки и далёк от направления плоскостного каналирования. В рассматриваемых рамках спектрально-угловое распределение интенсивности излучения на цепочках атомов может быть определено исходя из работы [164]

$$\frac{d^3 N_{\lambda}^{KTI}}{dt d\omega d\Omega} = n_0 a \psi \int_{-\infty}^{+\infty} db \frac{d^2 N_{\lambda}^{uen}}{d\omega d\Omega}, \quad (46)$$

где a - расстояние между атомами в цепочке, n_0 - плотность атомов в мишени, $d^2 N_{\lambda}^{uen} / d\omega d\Omega$ - спектрально-угловое распределение КТИ релятивистского электрона на одной атомной цепочке. Интегрирование в (46) необходимо выполнить по всем прицельным параметрам b , определяющим взаимодействие излучающего электрона с цепочкой атомов.

Для определения величины $d^2 N_{\lambda}^{uen} / d\omega d\Omega$, используем формулу (23) с заменой σ_0 на σ_x . Такая аппроксимация приемлема с учётом, что длина формирования фотона $l_{coh} \approx 2\gamma^2 \omega / (1 + \gamma^2 \omega_0^2 / \omega^2)$ существенно меньше толщины мишени L , а угол падения электрона на цепочку атомов $\Delta\psi \approx \sqrt{\psi^2 + \psi_c^2} - \psi$ (ψ_c - угол каналирования) существенно меньше характерного угла излучения γ^{-1} . В рамках данных условий удобно воспользоваться дипольным приближением для описания характеристик излучения. Предполагая, что цепочка атомов располагается вдоль оси \vec{e}_1 (Рисунок 32), скорость излучающей частицы можно определить подобно (24), где угол многократного рассеяния электрона определяется азимутальным рассеянием на потенциале цепочки атомов [164]. Очевидно, что выражение (25) применимо для описания КТИ после следующих замен: $\gamma^{-2} \rightarrow \gamma^{-2} + \gamma_*^{-2}$, $\psi_{\perp} \rightarrow \psi \sin(\eta)$, $\psi_{\parallel} \rightarrow \psi \cos(\eta)$, η - угол азимутального рассеяния электрона на цепочке атомов.

Компоненты ускорения электрона W_z и W'_x могут быть определены из предположения, что электрон движется в усреднённом потенциале цепочки атомов, определяющемся выражением аналогичным (26)

$$\vec{W}_{\perp} = \frac{2\pi i e}{m\gamma a} \int d^2 k_{\perp} \vec{k}_{\perp} \phi_{-\vec{k}_{\perp}} \exp\left(-\frac{1}{2} k_{\perp}^2 u_T^2 - i\vec{k}_{\perp} \vec{b} - i\vec{k}_{\perp} \vec{\psi} t\right). \quad (47)$$

Здесь u_T - амплитуда тепловых колебаний атома, $\vec{k}_{\perp} = \vec{e}_z k_z + \vec{e}'_x k'_x$, $\vec{b} \vec{\psi} = 0$.

Используя (47) и формулы (25), можно получить следующее выражение для $d^3 N_\lambda^{uen} / d\omega d^2\theta$

$$\omega \frac{d^3 N_\lambda^{uen}}{d\omega d^2\theta} = |d_\lambda|^2 |R_\lambda|^2,$$

$$d_1 = \frac{4\pi i e^2}{m\gamma a \psi} \frac{1}{\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2} + \Omega^2} \int dk_1 \varphi_{-\vec{k}_\perp} \exp\left(-\frac{1}{2} k_\perp^2 u_T^2 - i\vec{k}_\perp \vec{b}\right) \left[\left(1 - \frac{2\Omega_1^2}{\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2} + \Omega^2}\right) k_z - \frac{2\Omega_1 \Omega_2}{\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2} + \Omega^2} k'_x \right],$$

$$d_2 = \frac{4\pi i e^2}{m\gamma a \psi} \frac{1}{\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2} + \Omega^2} \int dk_1 \varphi_{-\vec{k}_\perp} \exp\left(-\frac{1}{2} k_\perp^2 u_T^2 - i\vec{k}_\perp \vec{b}\right) \left[\left(1 - \frac{2\Omega_2^2}{\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2} + \Omega^2}\right) k'_x - \frac{2\Omega_1 \Omega_2}{\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2} + \Omega^2} k_z \right], \quad (48)$$

где

$$k_\perp^2 = k_1^2 + k_2^2, \quad k_2 = \frac{\omega}{2\psi} (\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2} + \Omega^2),$$

$$k_z = k_1 \cos(\eta) + k_2 \sin(\eta), \quad k'_x = -k_1 \sin(\eta) + k_2 \cos(\eta). \quad (49)$$

Определяя угол φ малым, проводя интегрирование по b и суммирование по поляризациям, а также воспользовавшись (47), можно получить выражение для спектрально-углового распределения КТИ на цепочках

$$\omega \frac{d^4 N^{КТИ}}{dtd\omega d^2\theta} = \frac{4Z^2 e^6 n_0}{\pi m^2 \gamma^2} \frac{R}{a\psi} \left(1 - \Phi\left(\frac{u_T}{R}\right) - \frac{2u_T}{R\sqrt{\pi}} e^{-u_T^2/R^2}\right) \times$$

$$\left\langle \frac{1}{(\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2} + \Omega^2)^2} \left[1 - \frac{4(\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2})}{(\gamma^{-2} + \gamma_*^{-2} + \Omega^2)^2} (\Omega_1 \cos(\eta) - \Omega_2 \sin(\eta))^2\right] \right\rangle (|R_1|^2 + |R_2|^2). \quad (50)$$

Основное отличие КТИ (50) от обычного ТИ (27) состоит в коэффициенте $R/a\psi$. Этот коэффициент определяется числом атомов в цепочке, участвующих в излучении и дающих вклад в полный выход [164]. Для малых углов падения

электрона на цепочку $\psi \ll R/a$ величина этого коэффициента может быть достаточно большой. Таким образом, использование кристаллических мишеней позволяет существенно увеличить выход ТИ. Такой эффект может реализоваться при условии, что длина формирования излучения l_{coh} превышает путь электрона в усреднённом потенциале атома R/ψ , что накладывает ограничение на спектр излучаемых фотонов.

$$\omega \approx \omega_B \ll \frac{2\gamma^2\psi}{R}. \quad (51)$$

Следует отметить, что анализ влияния многократного рассеяния на характеристики излучения существенно усложняется из-за наличия тепловых колебаний атомов цепочки и азимутального рассеяния электронов на цепочке. Необходимая функция распределения получена в [167].

ГЛАВА 6. Источники вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена на основе взаимодействия быстрых электронов с веществом

6.1. Излучение Вавилова-Черенкова в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена

Механизм излучения Вавилова-Черенкова позволяет генерировать мягкое рентгеновское излучение с энергией фотонов, близкой к энергии краёв фотопоглощения, для которых коэффициент преломления может превышать единицу [95]. Теоретическое предсказание излучения Вавилова-Черенкова в рентгеновском диапазоне [95] было экспериментально подтверждено в работе [168], где использовались электроны с энергией 1200 МэВ и 75 МэВ, а так же в работах [98-100,151]. Высокий выход механизма Вавилова-Черенкова был ярко продемонстрирован в работах [98,99], где удалось зафиксировать выход порядка 10^{-3} фотон/электрон при энергии электронов 5 МэВ.

В работе [97] экспериментально исследовалось излучение Вавилова-Черенкова в случае скользящих углов падения пучка электронов на аморфную мишень. Основной идеей этой работы являлось предположение возможности увеличения выхода излучения в рассматриваемой геометрии, потому что электрон должен был бы излучать фотоны при движении над мишенью без фотопоглощения .

Данный раздел посвящен исследованию источника вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена, основанного на механизме Вавилова-Черенкова в аморфной среде. Рассматривается случай, когда реализуется эффект трансформации конуса черенковского излучения.

6.1.1. Спектрально-угловое распределение излучения

Опишем излучение релятивистского электрона, взаимодействующего со слоем аморфного вещества. Решение аналогичной задачи возможно найти в [170], воспользуемся результатами данной работы. Рассмотрим процесс излучения в области частот близких к краям фотопоглощения мишени в области мягкого рентгена. Учитывая, что типичная величина длины фотопоглощения в рассматриваемой области порядка 100 нм, используем простую модель, соответствующую излучению в полубесконечной аморфной поглощающей среде. Геометрия рассматриваемого процесса представлена на Рисунке 39, где \vec{n} - направление распространения излучённого фотона, θ_x - угол наблюдения. Излучённые фотоны регистрируются детектором, имеющим конечные угловые размеры.

Кроме механизма Вавилова-Черенкова, необходимо принять в рассмотрение механизм ПИ, реализующийся при пересечении электроном границы мишени. В отличие от излучения Вавилова-Черенкова, ПИ имеет широкий спектр и будет проявляться в виде плавного фона. Углового распределения ПИ также слабо влияет на проявление эффекта Вавилова-Черенкова, поскольку максимумы углового распределения ПИ релятивистских электронов находятся в области существенно меньших углов, чем аналогичные максимумы излучения Вавилова-Черенкова. Вклад ТИ будет пренебрежимо мал, поскольку ТИ даёт существенный вклад в области частот $\omega > \omega_0 \gamma$ (γ - Лоренц-фактор электрона, ω_0 - плазменная частота вещества), не рассматривающейся в рамках задачи. Учитывая особенности механизма Вавилова-Черенкова, возможно предположить скорость излучающего электрона постоянной, что справедливо при условии, если угол многократного рассеяния на пути электрона в мишени существенно меньше характерного угла излучения Вавилова-Черенкова

$\psi_{ms} \approx (\epsilon_k / \epsilon) \sqrt{l_{ab} / l_{Rad}} < \theta_{Ch} = \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}}$, χ' - действительная часть диэлектрической восприимчивости).

В согласии с работой [170], Фурье-преобразование для поперечного электромагнитного поля в вакууме ($x > 0$) $\vec{E}_{\omega\vec{k}}^{tr} = (2\pi)^{-4} \int dt d^3r \vec{E}^{tr}(\vec{r}, t) e^{i\omega t - i\vec{k}\vec{r}}$ может быть представлено в следующем виде:

$$\vec{E}_{\vec{k}\omega}^{tr} = \sum_{\lambda=1}^2 \vec{e}_{\lambda\vec{k}} E_{\lambda\vec{k}}, \quad \vec{e}_{1\vec{k}} = \frac{[\vec{e}_{x\vec{k}}, \vec{k}_{\parallel}]}{k_{\parallel}}, \quad \vec{e}_{2\vec{k}} = \frac{[\vec{k}, \vec{e}_{1\vec{k}}]}{k},$$

$$E_{\lambda, \vec{k}} = \frac{4\pi i \omega}{k^2 - \omega^2} \vec{e}_{\lambda\vec{k}} \vec{J}_{\vec{k}\omega} + a_{\lambda\vec{k}_{\parallel}} \delta(k_x - \sqrt{\omega^2 - k_{\parallel}^2}), \quad (52)$$

где $\vec{k} = \vec{k}_{\parallel} + k_x \vec{e}_x$, $\vec{k}_{\parallel} \vec{e}_x = 0$, а неизвестные коэффициенты свободного поля $a_{\lambda\vec{k}_{\parallel}}$ могут быть найдены, используя граничные условия для тангенциальных компонент поля на поверхности мишени

$$a_{1, \vec{k}_{\parallel}} = \frac{-4\pi i \omega}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2} + \sqrt{\omega^2 - k_{\parallel}^2}} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \left(k_x + \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2} \right) \left(\frac{1}{k^2 - \omega^2} - \frac{1}{k^2 - \omega^2 \varepsilon} \right) \vec{e}_{1\vec{k}} \vec{J}_{\vec{k}\omega},$$

$$a_{2, \vec{k}_{\parallel}} = \frac{-4\pi i \omega^2 \varepsilon}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2} + \varepsilon \sqrt{\omega^2 - k_{\parallel}^2}} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \left(\frac{k_x}{k} + \frac{k \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2}}{\omega^2 \varepsilon} \right) \left(\frac{1}{k^2 - \omega^2} - \frac{1}{k^2 - \omega^2 \varepsilon} \right) \vec{e}_{2\vec{k}} \vec{J}_{\vec{k}\omega}, \quad (53)$$

где $\vec{J}_{\omega\vec{k}_{\parallel}}$ - Фурье-образ плотности тока излучающего электрона.

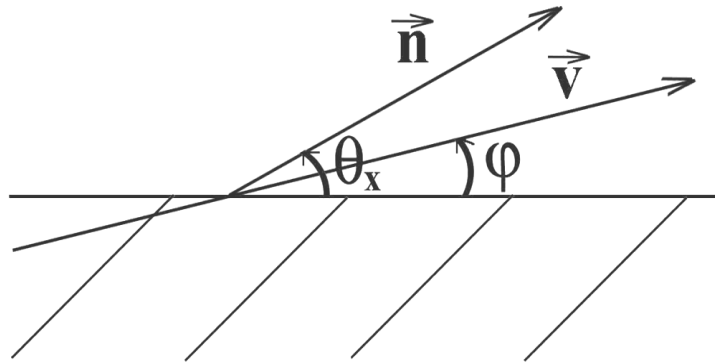


Рисунок 39- Геометрия процесса излучения.

От интегрирования по k_x в (53) можно перейти к интегрированию по времени

$$\begin{aligned}
a_{1,\bar{k}_\parallel} &= \frac{e\omega}{4\pi^2} \frac{1}{\sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i(\omega - \bar{k}_\parallel \bar{r}_{e\parallel})} \bar{e}_{1\bar{k}_\parallel} \bar{v}_e \left[\frac{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_\parallel^2} - \sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_\parallel^2} + \sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}} \sigma(t) e^{i\sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2} x_e} + \right. \\
&\quad \left. + \sigma(-t) e^{-i\sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2} x_e} - \sigma(-t) \frac{2\sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_\parallel^2} + \sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}} e^{-i\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_\parallel^2} x_e} \right], \\
a_{2,\bar{k}_\parallel} &= \frac{e\omega}{4\pi^2} \frac{1}{\sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i(\omega - \bar{k}_\parallel \bar{r}_{e\parallel})} \left[\frac{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_\parallel^2} - \varepsilon \sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_\parallel^2} + \varepsilon \sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}} \bar{e}_{2\bar{k}_2} \bar{v}_e \sigma(t) e^{i\sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2} x_e} + \right. \\
&\quad \left. + \bar{e}_{2\bar{k}_2} \bar{v}_e \sigma(-t) e^{-i\sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2} x_e} - \bar{e}_{2\bar{k}_3} \bar{v}_e \sigma(-t) \frac{2\sqrt{\varepsilon} \sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_\parallel^2} + \varepsilon \sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}} e^{-i\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_\parallel^2} x_e} \right], \quad (54)
\end{aligned}$$

где $\bar{r}_e(t) = \bar{r}_{e\parallel} + x_e \bar{e}_x$ - траектория излучающего электрона, $\bar{v}_e = \frac{d}{dt} \bar{r}_e$ его скорость, $\sigma(t) = 1$ если $t > 0$ и $\sigma(t) = 0$ если $t < 0$ (ступенчатая функция Хэвисайда), $\bar{k}_1 = \bar{k}_\parallel - \bar{e}_x \sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}$, $\bar{k}_2 = \bar{k}_\parallel + \bar{e}_x \sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}$, $\bar{k}_3 = \bar{k}_\parallel + \bar{e}_x \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_\parallel^2}$. Интегрирование по k_x выполнено с предположением, что частица пересекает поверхность мишени в момент времени $t = 0$.

Чтобы найти амплитуду излучения $A_{\lambda\bar{n}}$, необходимо произвести обратное Фурье - преобразование для компонент $E_{\lambda\bar{k}}$ в (52). Используя метод стационарной фазы, получаем следующее выражение

$$\begin{aligned}
E_\lambda &= \int d^3k e^{i\bar{k}\bar{n}r} E_{\lambda\bar{k}} \rightarrow A_{\lambda\bar{k}} \frac{e^{i\omega r}}{r}, \\
A_{\lambda\bar{n}} &= 2\pi i \omega \left[\frac{e}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dt \bar{e}_{\lambda\varepsilon\bar{n}} \bar{v}_e e^{i\omega(t - \bar{n}\bar{r}_e)} - n_x a_{\lambda\omega \bar{n}_\parallel} \right], \quad (55)
\end{aligned}$$

где $\bar{n} = \bar{n}_\parallel + n_x \bar{e}_x$ - единичный вектор в направлении наблюдения излучённого фотона.

Используя (54), и проводя интегрирование в (55) по t с учётом, что $\vec{v}_e(t) = \vec{v} = const$, возможно получить следующие выражения для амплитуд излучения в волновой зоне

$$A_{1\bar{n}} = \frac{e}{\pi} (\psi_y - \theta_y) \left(\frac{1}{\Omega_{(-)}} - \frac{\tau - \theta_x}{\tau + \theta_x} \frac{1}{\Omega_{(+)}} - \frac{2\theta_x}{\tau + \theta_x} \frac{1}{\Omega_{(*)}} \right),$$

$$A_{2\bar{n}} = \frac{e}{\pi} \left(\frac{\psi_x - \theta_x}{\Omega_{(-)}} - \frac{\tau - \theta_x}{\tau + \theta_x} \frac{\psi_x + \theta_x}{\Omega_{(+)}} - \frac{2\theta_x}{\tau + \theta_x} \frac{\psi_x - \tau}{\Omega_{(*)}} \right),$$

$$\Omega_{(\pm)} = \gamma^{-2} + (\psi_y - \theta_y)^2 + (\psi_x \pm \theta_x)^2, \quad \Omega_{(*)} = \gamma^{-2} + (\psi_y - \theta_y)^2 + \psi_x^2 + \theta_x^2 - 2\psi_x\tau,$$

$$\tau = \sqrt{\theta_x^2 + \chi'^2 + i\chi''} = \tau' + i\tau'' \quad (56)$$

где угловые переменные θ_x , θ_y и ψ_x , ψ_y описывают угловое распределение излучённых фотонов и угловое расширение пучка электронов соответственно. Определим физический смысл членов, входящих в выражение (56) для амплитуд излучения $A_{\lambda\bar{n}}$. Первый член, пропорциональный $\Omega_{(-)}^{-1}$, определяет возбуждённое электроном поле при движении электрона в вакууме над поверхностью мишени. Второй член, пропорциональный $\Omega_{(+)}^{-1}$, определяет поле, рассеянное границей мишени. Последний член соответствует полю излучения, распространяющегося из объёма мишени.

Выражение для спектрально-углового распределения излучения, полученное на основе (56), может быть представлено в следующей форме

$$\omega \frac{d^3 N}{d\omega d^2\theta} = \frac{16e^2}{\pi^2} \frac{\chi'^2 + \chi''^2}{(\theta_x + \tau')^2 + \tau''^2} \frac{(\gamma^{-2} + (\psi_y - \theta_y)^2 + \theta_x^2 - \psi_x^2)^2 + 4\psi_x^2 (\psi_y - \theta_y)^2}{\Omega_{(-)}^2 \Omega_{(+)}^2} \times$$

$$\times \frac{\psi_x^2 \theta_x^2}{(\gamma^{-2} + (\psi_y - \theta_y)^2 + \theta_x^2 + \psi_x^2 - 2\psi_x\tau')^2 + 4\psi_x^2 \tau''^2},$$

$$\tau' = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(\theta_x^2 + \chi')^2 + \chi''^2} + \theta_x^2 + \chi'}, \quad \tau'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(\theta_x^2 + \chi')^2 + \chi''^2} - \theta_x^2 - \chi'}, \quad (57)$$

Результат (57) является основным и позволяет описать спектрально-угловое распределение излучения в зависимости от управляющих параметров

рассматриваемого процесса. При достаточно малых φ влияние многократного рассеяния становится существенным и в (57) следует провести усреднение по углам рассеяния электрона ψ_x и ψ_y . Далее в работе использована простая функция распределения

$$f(\psi_x, \psi_y) = \frac{1}{\pi\psi_l^2} \exp\left[-\frac{\psi_y^2 + (\varphi - \psi_x)^2}{\psi_l^2}\right], \quad (58)$$

где $\psi_l^2 = \varepsilon_k^2 l / \varepsilon^2 L_{Rad} \varphi$ - средний квадрат угла многократного рассеяния электрона в веществе, φ - средний угол падения электрона на мишень. Так как функция распределения (58) может включать отрицательные значения ψ_x , то следует использовать эту функцию в области углов падения φ , где $\varphi^2 \gg \psi_l^2$.

Полученные простые выражения (57) и (58) являются основой для дальнейшего анализа.

6.1.2. Эффект трансформации конуса излучения Вавилова-Черенкова

Из (57) можно отметить, что максимумы спектрально-углового распределения излучения, соответствующие механизму Вавилова-Черенкова, определяются условием $\gamma^{-2} + (\psi_y - \theta_y)^2 + \theta_x^2 + \psi_x^2 - 2\psi_x \tau' = 0$, которое может быть представлено в виде

$$\gamma^{-2} - \chi' + \theta_y^2 + \left(\varphi - \sqrt{\theta_x^2 + \chi'}\right)^2 = 0. \quad (59)$$

Для исследования особый интерес представляет область частот вблизи краёв фотопоглощения в области аномальной дисперсии, где χ' положительна и больше чем χ'' ($\tau' \approx \sqrt{\theta_x^2 + \chi'}$, $\tau'' \approx \frac{1}{2} \chi'' / \sqrt{\theta_x^2 + \chi'}$). В согласии с (59) излучение Вавилова-Черенкова может генерироваться при условии $\chi' - \gamma^{-2} > 0$ (черенковский порог для рентгеновских частот). Влияние многократного рассеяния не учитывается.

Рассмотрим угловое распределение излучения Вавилова-Черенкова в зависимости от угла падения электрона на мишень φ . Для достаточно больших углов падения $\varphi \gg \sqrt{\chi'} > \gamma^{-1}$ угловое распределение излучения представляет собой два симметричных конуса и выражение для спектрально-углового распределения может быть представлено в виде

$$\omega \frac{d^3 N_0}{d\omega d^2 \theta} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{\chi'^2}{\left(\gamma^{-2} - \chi' + \theta_y^2 + (\varphi - \theta_x)^2\right)^2 + \chi''^2} \frac{\theta_y^2 + (\varphi - \theta_x)^2}{\left(\gamma^{-2} + \theta_y^2 + (\varphi - \theta_x)^2\right)^2} \quad (60)$$

первый конус соответствует условию (60) и описывает излучение Вавилова-Черенкова, а второй - ПИ. В зависимости от φ структура конусов сильно изменяется, и при уменьшении φ распределение излучения по полярному углу становится значительно неоднородным. Чтобы продемонстрировать данный эффект, сравним величины угловых распределений в плоскости $\theta_y = 0$ в точке

$$\theta_{x \max}^{(\pm)} = \sqrt{\left(\varphi \pm \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}}\right)^2 - \chi'}, \quad (61)$$

соответствующей максимуму спектрально-углового распределения излучения. Спектрально-угловое распределение в максимуме излучения можно представить в следующем виде, подставляя (61) в (57):

$$\omega \frac{d^3 N_{\max}^{(\pm)}}{d\omega d^2 \theta} = \frac{4e^2}{\pi^2} \frac{\chi' - \gamma^{-2}}{\chi''^2} \frac{1}{\varphi^2} \left(\frac{1}{\varphi \pm \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}}} + \frac{1}{\sqrt{\left(\varphi \pm \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}}\right)^2 - \chi'}} \right)^{-2}. \quad (62)$$

Следует отметить, что два максимума (62) одновременно могут реализоваться только при достаточно больших углах падения электрона на мишень $\varphi > \sqrt{\chi'} + \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}}$ как это видно из (61).

В соответствии с (61), в области углов падения электрона на мишень $\sqrt{\chi'} - \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}} < \varphi < \sqrt{\chi'} + \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}}$ (конус излучения Вавилова-Черенкова начинает соприкасаться с поверхностью мишени если $\varphi = \sqrt{\chi'} + \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}}$) может существовать

только максимум $\omega \frac{dN_{\max}^{(+)}}{d\omega d^2 \theta}$, и его величина может существенно превышать

асимптотическое значение $\frac{e^2}{\pi^2} \frac{\chi' - \gamma^{-2}}{\chi'^2}$. Отношение спектрально-угловых распределений в максимуме $\left(\omega \frac{dN_{\max}^{(\pm)}}{d\omega d^2\theta} \right) / \left(\omega \frac{dN_{\max}}{d\omega d^2\theta} \right)$ сильно зависит от параметра $\gamma^2 \chi'$ (например, отношение равно 10 если $\gamma^2 \chi' = 5$).

Для создания эффективного рентгеновского источника излучения на основе механизма Вавилова-Черенкова полученный результат очень важен. Стоит отметить, что рассматриваемый механизм излучения позволяет генерировать интенсивное мягкое рентгеновское излучение (экспериментально получен выход порядка 10^{-3} фотона на электрон [98,99]). С другой стороны, угловая плотность излучения Вавилова-Черенкова не высока, так как черенковские фотоны распространяются вдоль образующих полого конуса с достаточно большим углом раствора $\sqrt{\chi' - \gamma^{-2}}$. Обнаруженный эффект трансформации конуса излучения Вавилова-Черенкова делает угловое распределение излучения существенно неоднородным, что позволяет сжать конус излучения и существенно увеличить угловую плотность излучения. В случае коллимирования излучения, центр коллиматора должен быть расположен в точке, соответствующей максимальной угловой плотности излучения, что демонстрируется на Рисунке 40, где представлено спектрально-угловое распределение (57) при фиксированной энергии фотонов. Рост угловой плотности излучения объясняется увеличением эффективной части траектории электрона в мишени, с которой излучение регистрируется детектором. Эффект сужения конуса излучения Вавилова-Черенкова показан на Рисунке 41. Представленные зависимости рассчитаны на основе (59) для случая, когда черенковское условие выполняется при фиксированном параметре $\gamma^2 \chi' = 10$ и разных углах падения электрона на мишень φ . Кривые демонстрируют деформацию конуса излучения Вавилова-Черенкова в пространстве углов наблюдения θ_x и θ_y .

Необходимо отметить, что степень неоднородности излучения Вавилова-Черенкова в угловом распределении излучения по азимутальному углу

незначительно зависит от φ , что указывает на необходимость правильного подбора угла падения электрона на мишень. На Рисунке 42 представлены зависимости отношения $\left(\omega \frac{dN_{\max}^{(+)}}{d\omega d^2\theta}\right) / \left(\omega \frac{dN_{0\max}}{d\omega d^2\theta}\right)$ от φ при разных значениях параметра $\gamma^2 \chi'$. Расчёт выполнен по формуле (62). Из Рисунка 42, можно

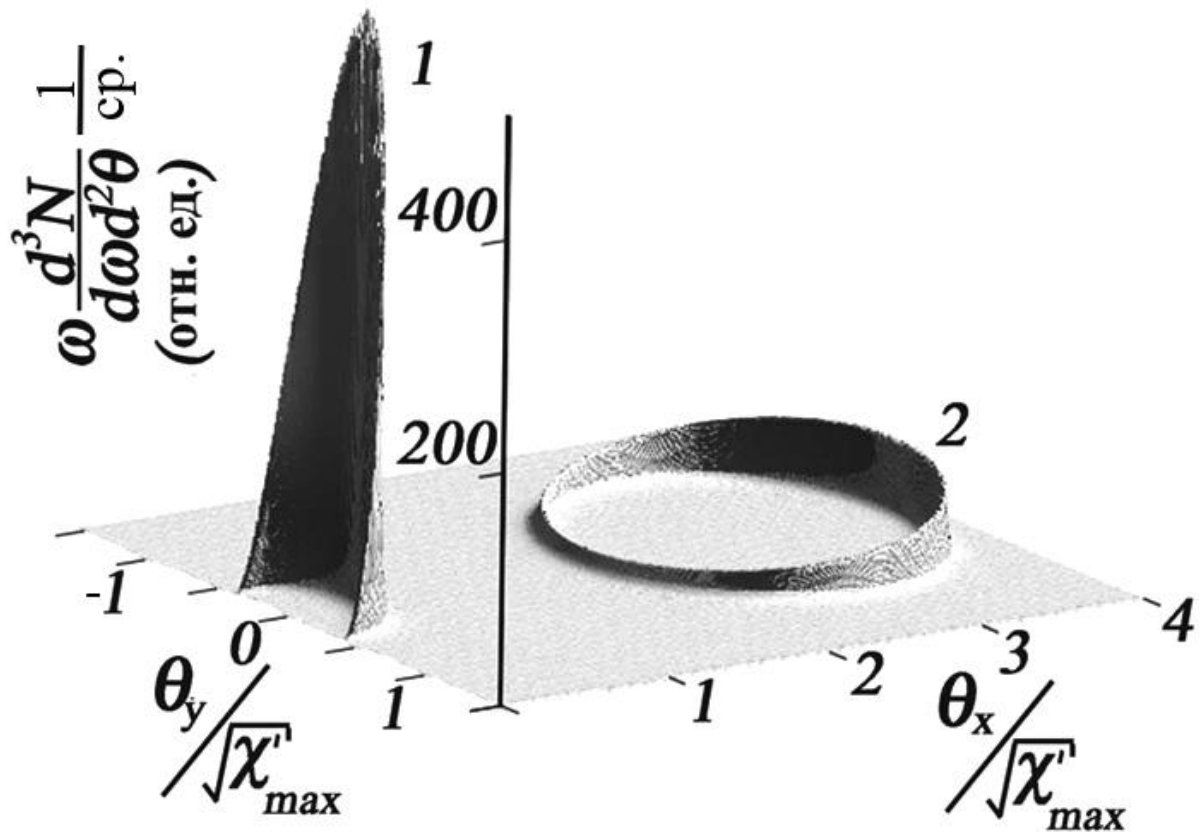


Рисунок 40- Зависимость структуры конуса от величины угла падения φ . Кривые рассчитывались для мишени из Ве при следующих параметрах: $\omega = 111.6 \text{ эВ}$; $1/\gamma \sqrt{\chi'_{\max}} = 0.4$; $\chi'_{\max} = 0.05$. Распределениям 1 и 2 соответствуют $\varphi = 0.17 \sqrt{\chi'_{\max}}$ и $\varphi = 3 \sqrt{\chi'_{\max}}$.

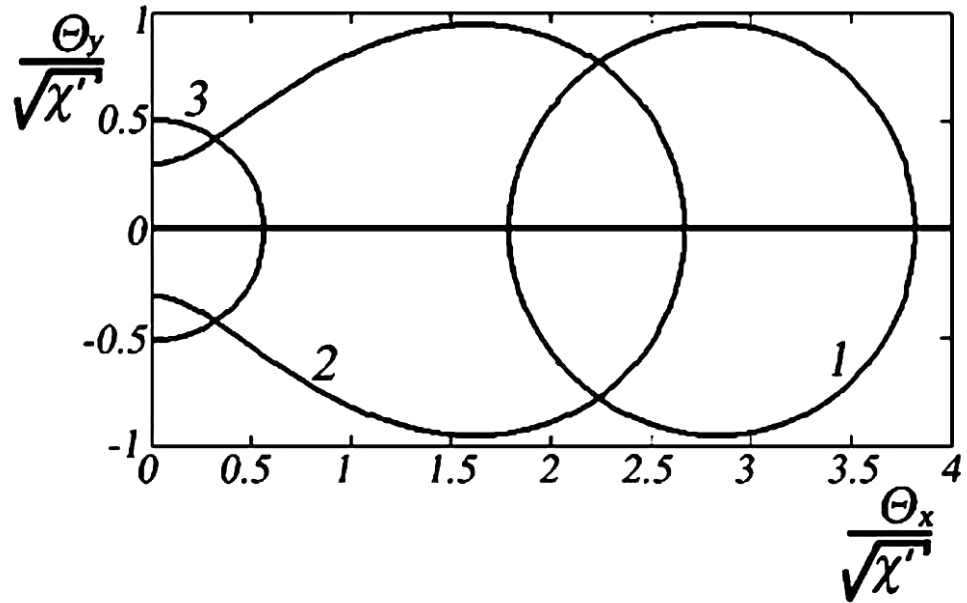


Рисунок 41- Положение конуса в пространстве углов наблюдения.

$\gamma^2 \chi' = 10$; 1 - $\varphi / \sqrt{\chi'} = 3$, 2 - $\varphi / \sqrt{\chi'} = 1.9$, 3 - $\varphi / \sqrt{\chi'} = 0.2$.

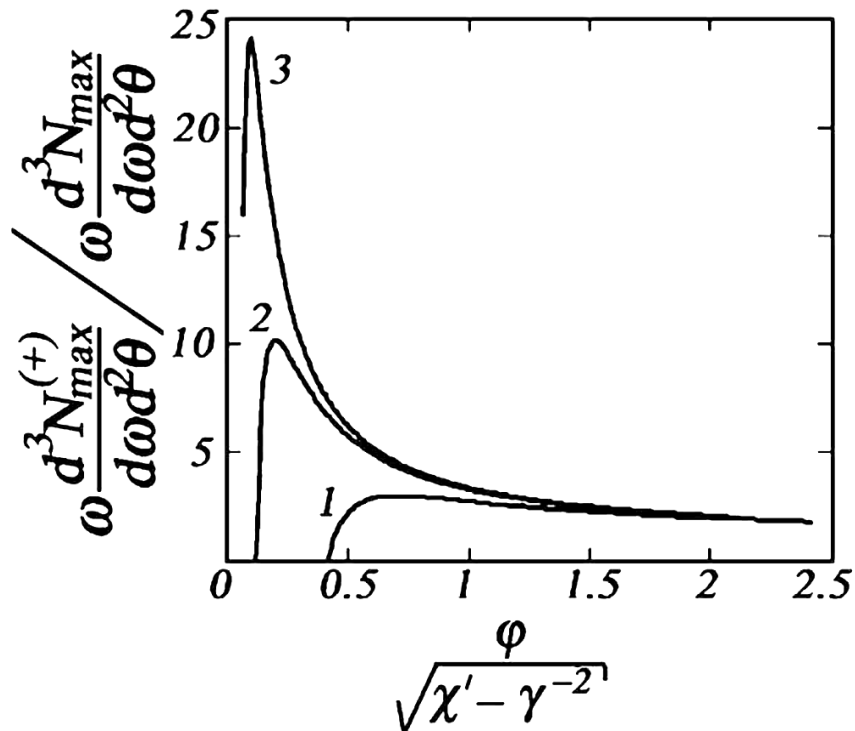


Рисунок 42- Коэффициент увеличения угловой плотности излучения как функция от φ . Кривые строились при следующих параметрах: $\gamma^2 \chi' = 10$; 1 - $\gamma^2 \chi' = 2$,

2 - $\gamma^2 \chi' = 5$, 3 - $\gamma^2 \chi' = 10$.

отметить, что локальная угловая плотность излучения Вавилова-Черенкова существенно увеличивается при увеличении энергии излучающего электрона. Наличие максимума в приведённых кривых указывает на то, что каждому значению энергии электрона соответствует оптимальный угол падения φ , который должен быть правильно выбран. Правильный выбор угла падения электрона на мишень позволяет получить значительный рост угловой плотности излучения, но чем меньше оптимальный угол падения, тем в большей степени сказывается влияние многократного рассеяния, что необходимо учитывать.

6.1.3. Спектрально-угловые характеристики источника в области мягкого рентгеновского излучения

Наиболее важными характеристиками источников излучения для практического использования являются интенсивность и спектр. Спектральная ширина излучения Вавилова-Черенкова в рентгеновской области составляет величину порядка единицы эВ, что представляет ценность для практического применения. При этом, использование различных веществ для генерации черенковского излучения, позволяет получить спектральные линии в широкой области частот от вакуумного ультрафиолета до рентгеновского излучения.

Далее в работе выполнен расчёт характеристик источников излучения на основе механизма Вавилова-Черенкова, анализируется случай трансформации конуса излучения, в качестве материала мишеней рассмотрены различные элементы.

Для расчёта спектрально-угловых характеристик излучения Вавилова-Черенкова удобно использовать выражение (57). На Рисунках 43, 44, 45 и 46, представлены рассчитанные спектры для мишеней из Be, C, Ti и Fe соответственно. В вычислениях использованы экспериментально определённые величины действительной ($\chi'(\omega)$) и комплексной ($\chi''(\omega)$) частей диэлектрической восприимчивости [172]. На представленных рисунках положение коллиматора

соответствует максимуму угловой плотности излучения, а угловые размеры выбирались исходя из условия насыщения выхода излучения.

Выполненные расчёты демонстрируют возможность генерации излучения Вавилова-Черенкова в области мягкого рентгеновского излучения в широкой области энергий (от 100 эВ до 700 эВ). Также, приведённые расчеты демонстрируют возможность существенного увеличения выхода излучения в режиме скользящего падения электрона на мишень. Угол падения φ подбирался исходя из зависимостей, представленных на Рисунке 42. На Рисунке 47 представлены зависимости, демонстрирующие важность выбора угла падения для получения максимального выхода излучения, все кривые вычислены для углов φ , при которых наблюдается трансформация конуса излучения Вавилова-Черенкова $\sqrt{\chi'} - \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}} < \varphi < \sqrt{\chi'} + \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}}$.

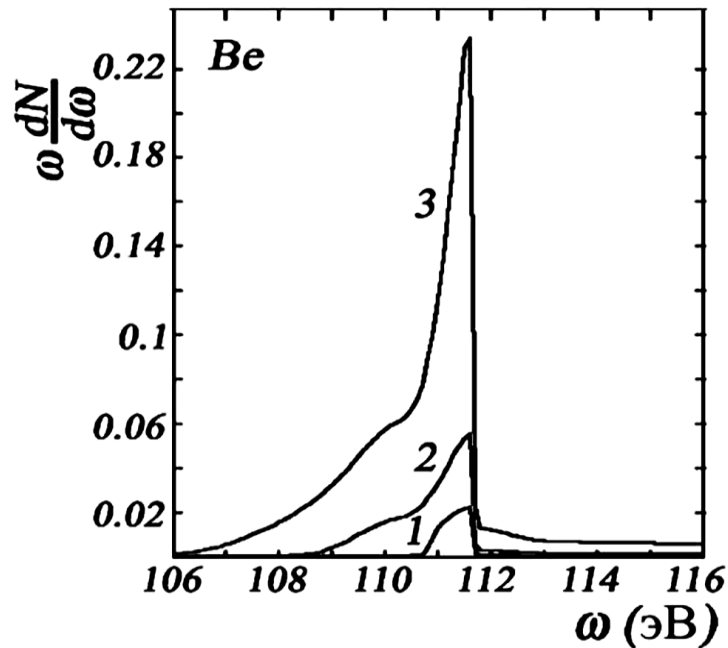


Рисунок 43- Спектр черенковского излучения для мишени из Be в зависимости от угла падения φ . Кривые построены при следующих фиксированных параметрах:

$\omega = 111.6 \text{ эВ}$; $1/\gamma\sqrt{\chi'_{\text{max}}} = 0.1$; $\chi'_{\text{max}} = 0.05$; $\Delta\theta_x = 0.3$; $\Delta\theta_y = 0.3$. $\Delta\theta_x$ и $\Delta\theta_y$ - угловые размеры коллиматора. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют $\varphi = 5\sqrt{\chi'_{\text{max}}}$, $\varphi = 0.5\sqrt{\chi'_{\text{max}}}$ и $\varphi = 0.05\sqrt{\chi'_{\text{max}}}$ соответственно.

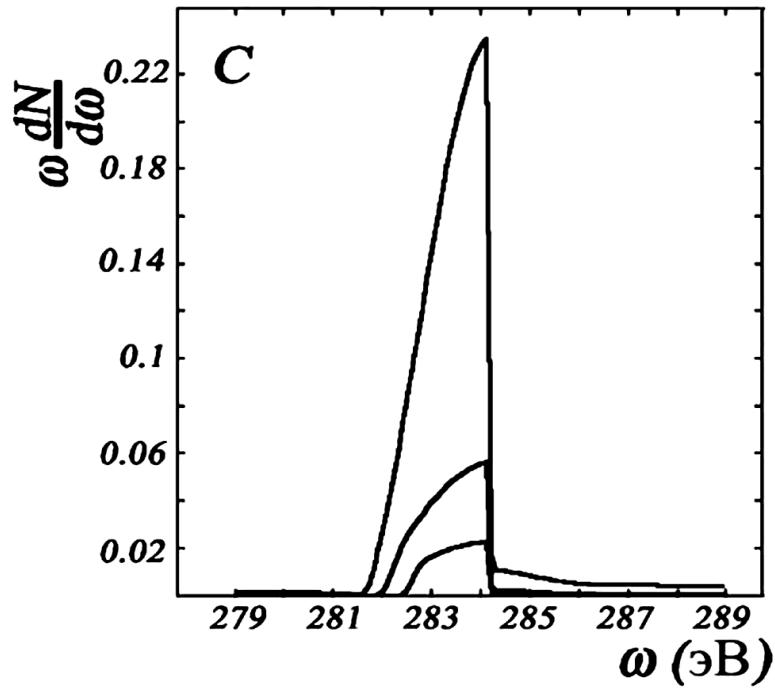


Рисунок 44- Спектр черенковского излучения для мишени из С. Кривые построены при тех же параметрах, что и Рисунке 43.

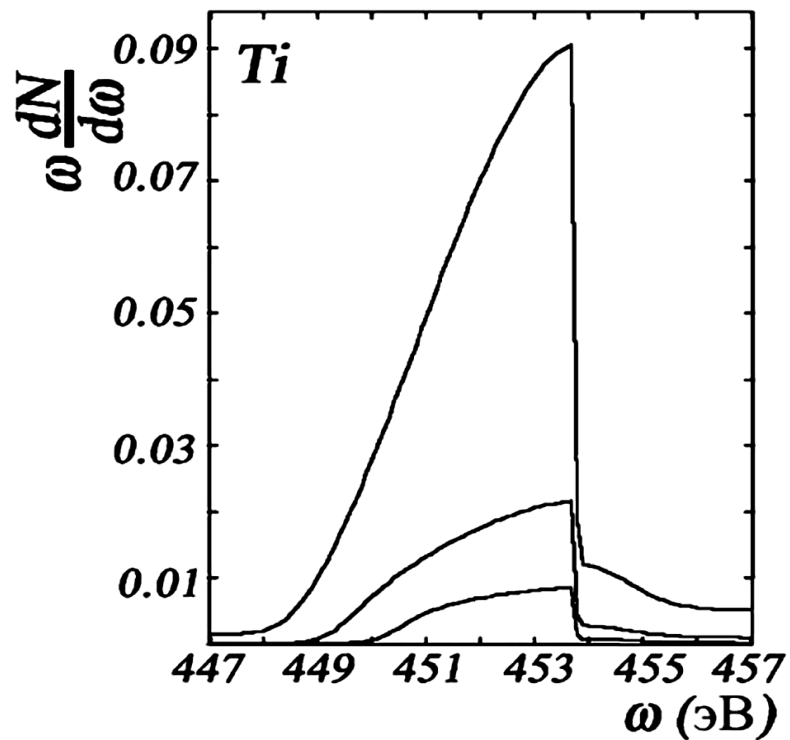


Рисунок 45- Спектр черенковского излучения для мишени из Ti. Кривые построены при тех же параметрах, что и Рисунке 43.

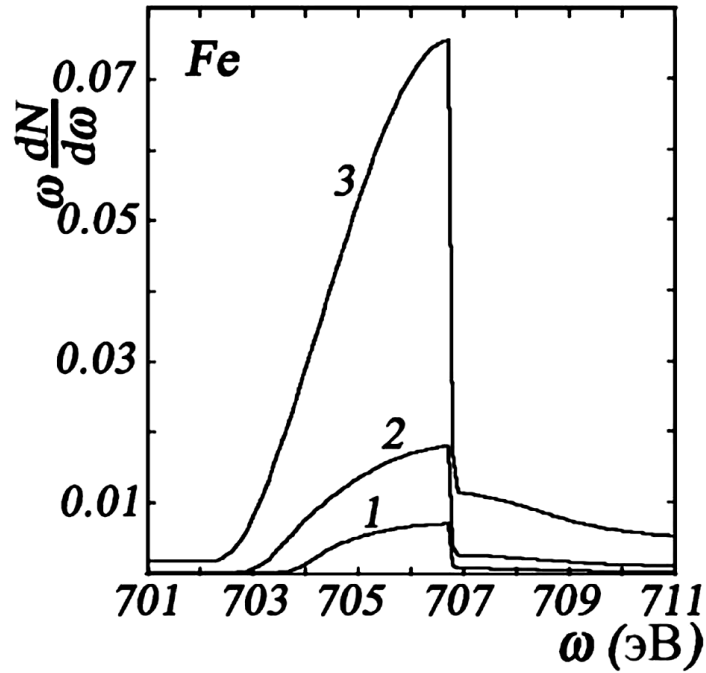


Рисунок 46- Спектр черенковского излучения для мишени из Fe. Кривые построены при тех же параметрах, что и Рисунке 43.

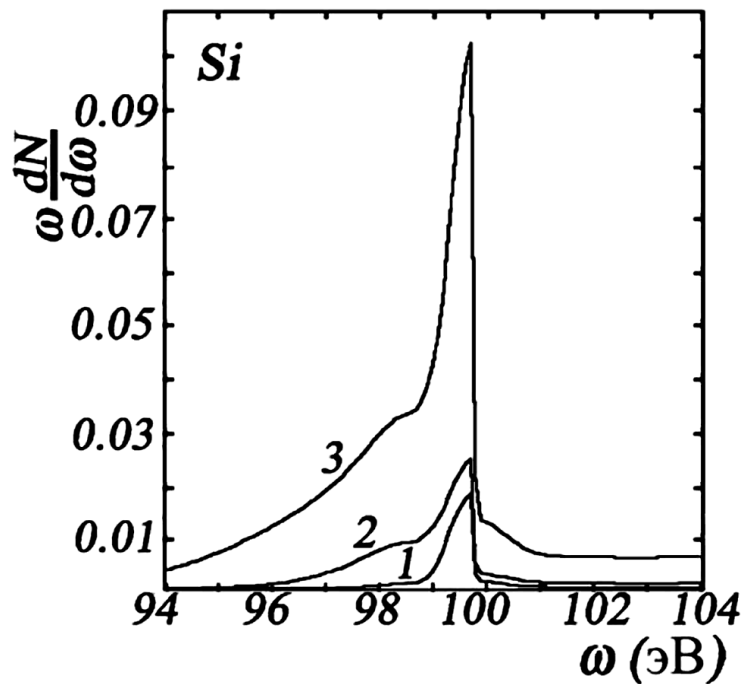


Рисунок 47- Влияние энергии излучающего электрона на выход излучения. Кривые построены при фиксированных параметрах: $\chi'_{\max} = 0.046$; $\Delta\theta_x = 0.3$; $\Delta\theta_y = 0.3$. Кривая 1 построена при $1/\gamma\sqrt{\chi'_{\max}} = 0.5$ и $\varphi = 0.5\sqrt{\chi'_{\max}}$. Кривая 2 построена при $1/\gamma\sqrt{\chi'_{\max}} = 0.1$ и том же угле падения. Кривая 3 построена при $1/\gamma\sqrt{\chi'_{\max}} = 0.1$ и $\varphi = 0.05\sqrt{\chi'_{\max}}$.

При достаточно малых φ , влияние многократного рассеяния на спектрально-угловые характеристики излучения Вавилова-Черенкова становится существенным. Учесть такое влияние возможно, усреднив выражение (57) по углам ψ_x и ψ_y . Для усреднения удобно использовать функцию распределения (58). Результаты расчёта влияния многократного рассеяния на спектрально-угловые характеристики излучения Вавилова-Черенкова из мишени из бериллия представлены на Рисунке 48. Расчёт демонстрирует существенное влияние многократного рассеяния на угловую плотность излучения. На Рисунке 49 показано влияние многократного рассеяния на спектр излучения. Незначительное влияние объясняется оптимальным подбором положения оси коллиматора.

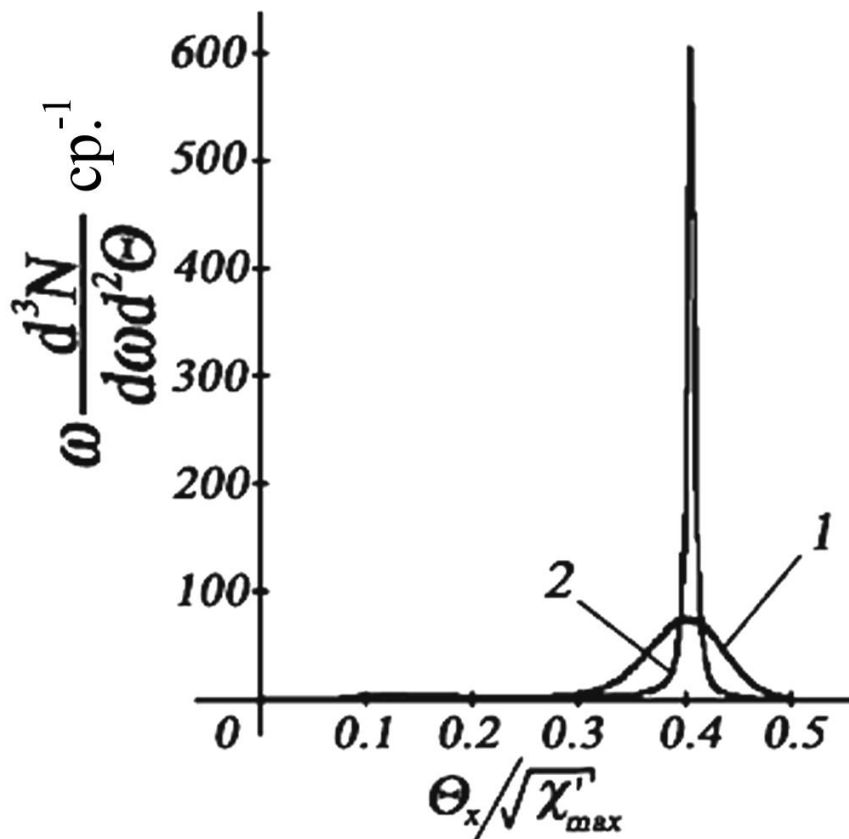


Рисунок 48- Влияние многократного рассеяния на спектрально-угловое распределение черенковского излучения. Кривая 1 построена без учёта многократного рассеяния, кривая 2 с учётом. Кривые построены при фиксированных параметрах: $\chi'_{\max} = 0.05$; $1/\gamma\sqrt{\chi'_{\max}} = 0.04$; $\varphi = 0.08\sqrt{\chi'_{\max}}$.

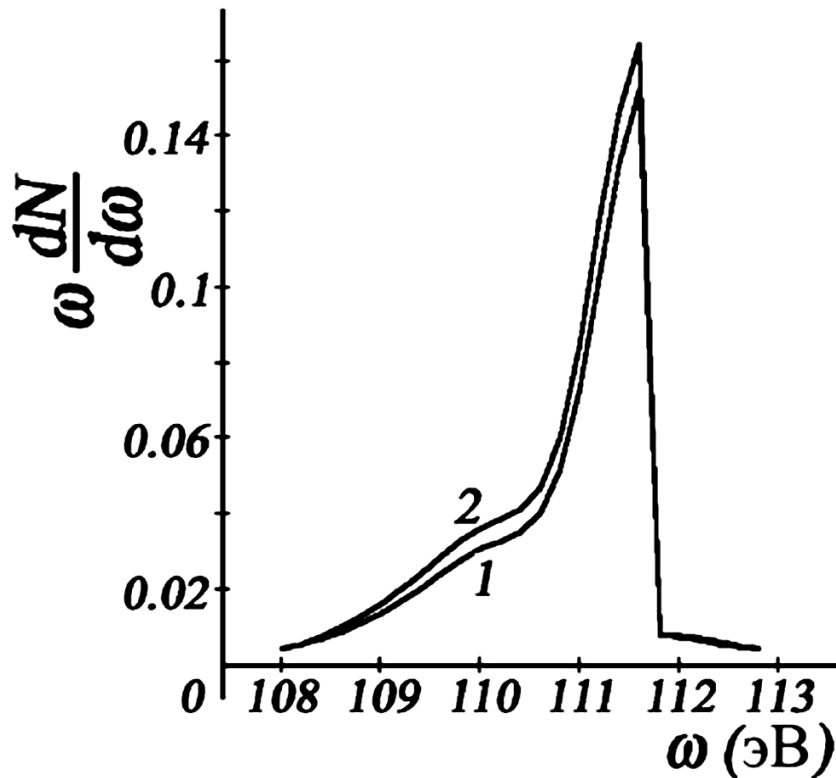


Рисунок 49- Влияние многократного рассеяния на спектральное распределение черенковского излучения. Кривая 1 построена с учётом многократного рассеяния, кривая 2 без учёта. Кривые построены при фиксированных параметрах: $\chi'_{\max} = 0.05$
 $\chi'_{\max} = 0.05$; $1/\gamma\sqrt{\chi'_{\max}} = 0.11$; $\varphi = 0.1\sqrt{\chi'_{\max}}$; $\Delta\theta_x = 0.2$; $\Delta\theta_y = 0.3$.

6.1.4. Спектрально-угловые характеристики источника в области вакуумного ультрафиолета

Проведенный в предыдущих разделах анализ экспериментальных данных [170] показал возможность излучения черенковских квантов электронами с энергией порядка 1 МэВ в области мягкого рентгена при использовании различных мишеней. Рассмотрим возможность генерации вакуумного ультрафиолета на основе черенковского механизма излучения в рамках рассматриваемого эффекта трансформации конуса излучения.

Анализируя [172], одним из наиболее ярких радиаторов излучения Вавилова-Черенкова в области вакуумного ультрафиолета является скандий.

Кривые зависимости диэлектрической восприимчивости скандия от энергии приведены на Рисунке 50. Из рисунка непосредственно следует возможность генерации излучения Вавилова-Черенкова вблизи значения энергии 30 эВ.

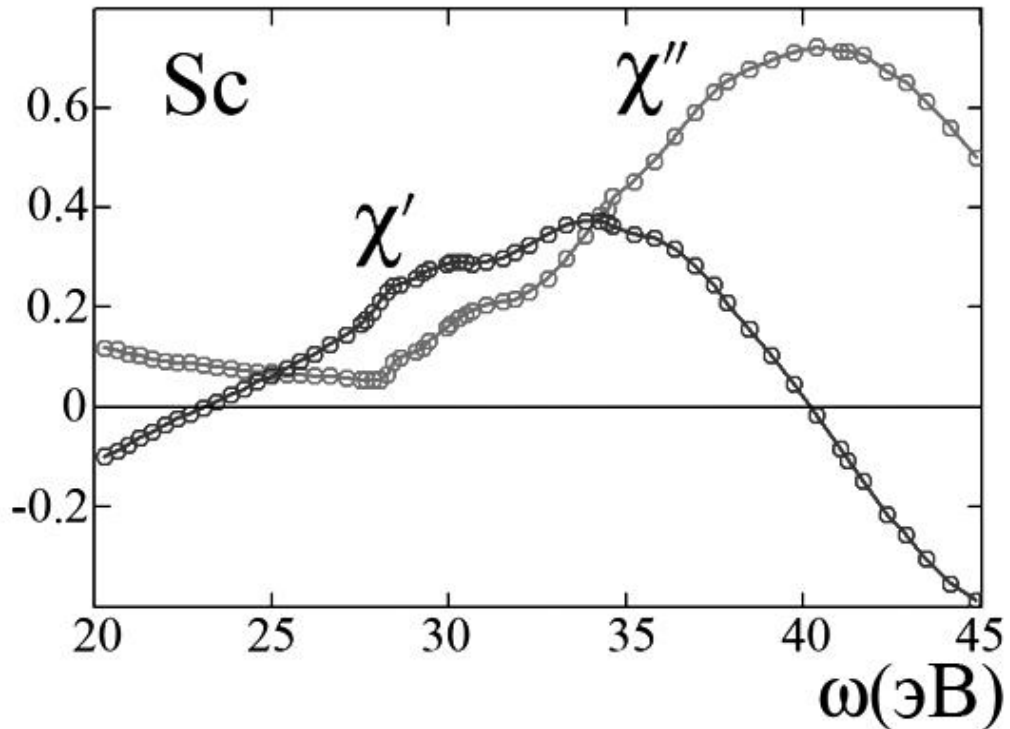


Рисунок 50- Действительная и мнимая части диэлектрической восприимчивости скандия. Точками показаны экспериментальные данные, а сплошной линией интерполяция, используемая далее в расчётах.

В рассматриваемом случае определить пороговую скорость заряженной частицы для излучения Вавилова-Черенкова возможно из выражения

$$v > \frac{1}{f'} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\sqrt{(n_{\perp}^2 + \chi')^2 + \chi'^2} + (n_{\perp}^2 + \chi')}}.$$

В области эффективной генерации излучения, в которой мнимая часть диэлектрической восприимчивости много меньше реальной части, рассматриваемое условие принимает простой вид $v > \frac{1}{\sqrt{1 + \chi'}}$. Отсюда находим

пороговую величину энергии электрона для скандия $\varepsilon \approx 600$ кэВ. Таким образом, величина типичной минимальной энергии электронов, достаточная для эффективной генерации излучения Вавилова-Черенкова, составляет величину около 1 МэВ.

Нижеприведенные расчёты излучения Вавилова-Черенкова выполнены в рамках возможностей установки, описанной в первой главе диссертации. Рассмотрено взаимодействие электронов с энергией 7 МэВ со скандиевой мишенью.

При рассмотрении излучения Вавилова-Черенкова в области вакуумного ультрафиолета, фотоны излучаются под достаточно большим углом относительно траектории излучающего электрона, поэтому использовать приближения, при которых получено основное выражение (57), нельзя. В рассматриваемом случае излучение Вавилова-Черенкова может быть описано на основе [5] в геометрии, рассмотренной ранее в данном разделе:

$$\omega \frac{d^2 N}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{n_{\perp}^2 v_{\perp}^2}{n_{\parallel}^2} \frac{\chi'^2 + \chi''^2}{\left(1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{v}_{\parallel} - v_{\perp} f'\right)^2 + v_{\perp}^2 f''^2} \frac{1}{\left(\left(1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{v}_{\parallel}\right)^2 - v_{\perp}^2 n_{\perp}^2\right)^2} \times$$

$$\times \left[\frac{v_{\perp}^2 n_y^2 v_x^2}{\left(n_{\perp} + f'\right)^2 + f''^2} + \frac{\left(n_{\parallel}^2 \left(1 - v_{\perp}^2 - \vec{n}_{\parallel} \vec{v}_{\parallel}\right) - v_{\perp} f' \left(n_{\parallel}^2 - \vec{n}_{\parallel} \vec{v}_{\parallel}\right)\right)^2 + v_{\perp}^2 f''^2 \left(n_{\parallel}^2 - \vec{n}_{\parallel} \vec{v}_{\parallel}\right)^2}{\left(\left(1 + \chi'\right) n_{\perp} + f'\right)^2 + \left(\chi'' n_{\perp} + f''\right)^2} \right]$$

$$f''^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{\left(n_{\perp}^2 + \chi'\right)^2 + \chi''^2} \pm \left(n_{\perp}^2 + \chi'\right)},$$

Очевидно, что соотношение между действительной и мнимой частями диэлектрической восприимчивости будет оказывать существенное влияние на характеристики излучения. На Рисунке 51 представлены угловые распределения излучения для различных энергий фотонов.

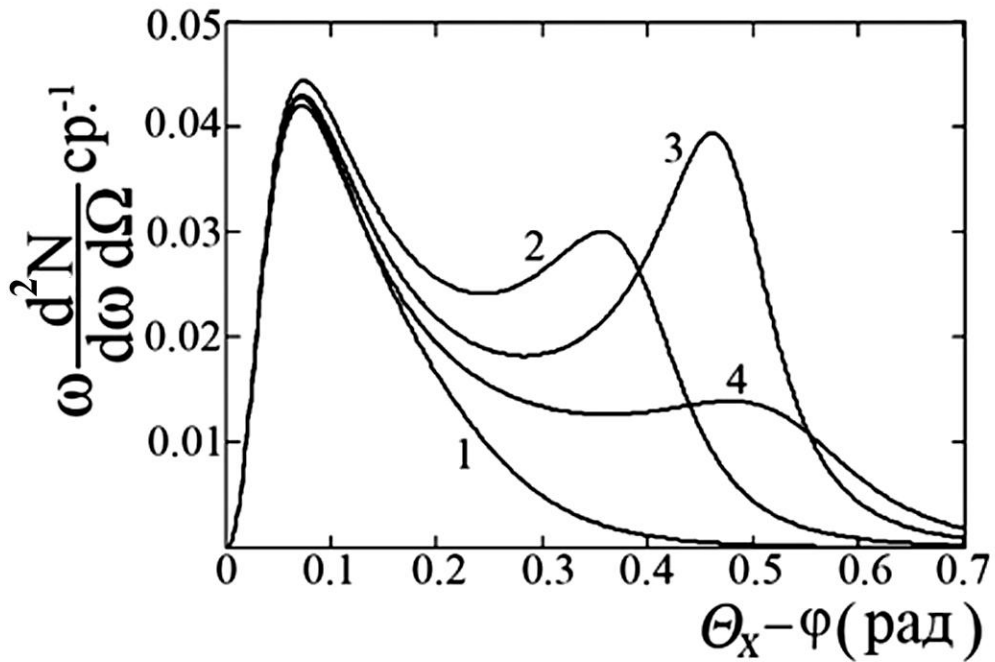


Рисунок 51- Спектрально-угловое распределение излучения при разной энергии излучённых фотонов. $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Кривая 1 показывает вклад переходного излучения - $\omega = 24$ эВ; кривая 2 - $\omega = 27$ эВ; кривая 3 - $\omega = 28$ эВ; кривая 4 - $\omega = 29$ эВ.

Для удобства, по оси абсцисс отложена величина $\theta_x - \varphi$, и “0” совпадает с направлением импульса электронов. Происхождение пика в области 0.07 рад связано с переходным излучением, а остальные - с черенковским. Выход черенковского излучения максимален при энергии фотонов с максимальной величиной отношения действительной части восприимчивости к мнимой при условии $\chi' > 0$, для скандия выход максимален при $\omega = 28$ эВ.

При уменьшении угла падения φ эффективная длина траектории электрона в мишени, с которой излучённые фотоны достигают детектора, увеличивается и выход возрастает. На Рисунке 52 показано увеличение угловой плотности излучения при уменьшении угла вылета электрона из мишени. Также, из Рисунка 52 можно заметить сужение конуса излучения Вавилова-Черенкова при уменьшении угла падения частицы на поверхность мишени при неизменном угле раствора конуса ПИ.

На Рисунках 53 и 54 показаны спектральные распределения коллимированного излучения. Положение оси коллиматора определяется углами Θ_{\parallel}^{col} и Θ_{\perp}^{col} , отсчитываемыми от импульса электрона аналогично углам наблюдения Θ_{\parallel} и Θ_{\perp} .

Таким образом, эффект трансформации конуса излучения Вавилова-Черенкова проявляется и в области вакуумного ультрафиолета, что позволяет увеличить угловую плотность излучения более чем на порядок.

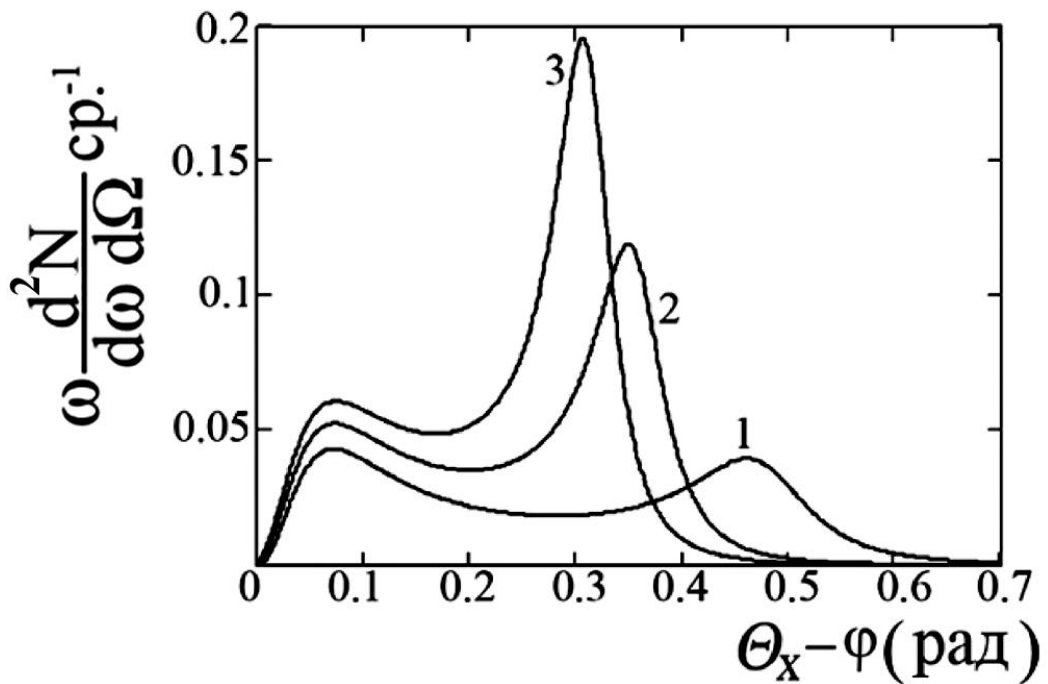


Рисунок 52- Спектрально-угловое распределение излучения при разной энергии излучённых фотонов. $\omega = 28$ эВ. Кривая 1 - $\varphi = \frac{\pi}{2}$; кривая 2 - $\varphi = \frac{\pi}{6}$; кривая

$$3 - \varphi = \frac{\pi}{10}.$$

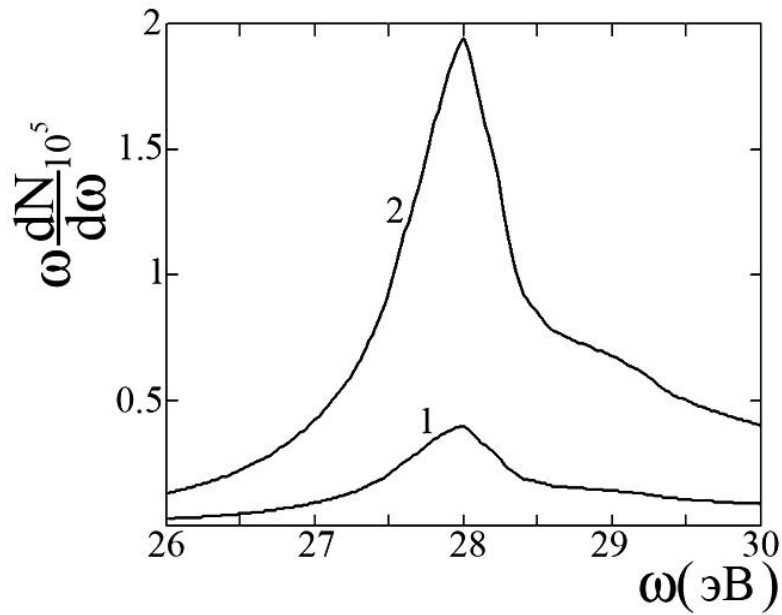


Рисунок 53- Спектрально распределение коллимированного излучения при разных углах вылета электрона из мишени. $\Delta\Theta_{\parallel} = \Delta\Theta_{\perp} = 0.01$ рад, $\Theta_{\perp}^{col} = 0$. Кривая 1 - $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\Theta_{\parallel}^{col} = 0.46$ рад; кривая 2 - $\varphi = \frac{\pi}{10}$, $\Theta_{\parallel}^{col} = 0.305$ рад.

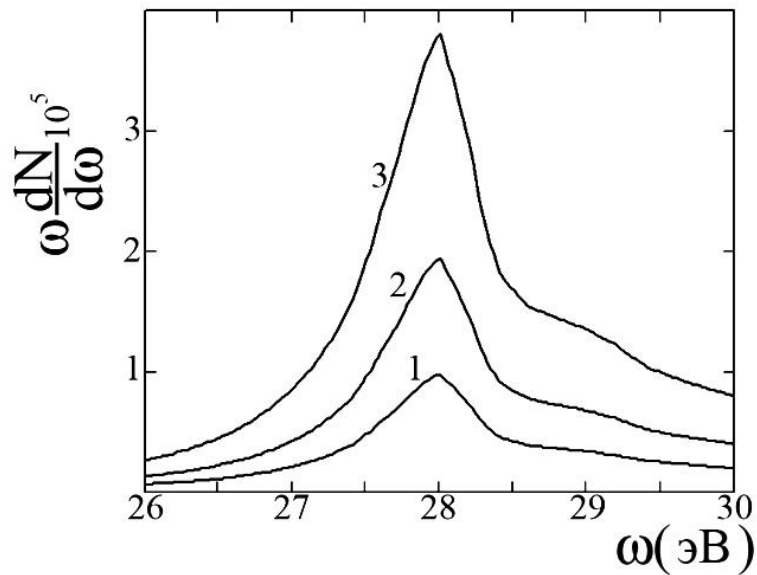


Рисунок 54- Спектр коллимированного излучения при разных размерах коллиматора в продольной плоскости. $\varphi = \frac{\pi}{10}$, $\Delta\Theta_{\perp} = 0.01$ рад, $\Theta_{\perp}^{col} = 0$, $\Theta_{\parallel}^{col} = 0.305$ рад. Кривая 1 - $\Delta\Theta_{\parallel} = 0.005$ рад; кривая 2 - $\Delta\Theta_{\parallel} = 0.01$ рад; кривая 3 - $\Delta\Theta_{\parallel} = 0.02$ рад.

6.2. Излучение Вавилова-Черенкова в многослойных наноструктурах

6.2.1. Спектрально-угловое распределение излучения

В предыдущем разделе продемонстрирована возможность использования механизма Вавилова-Черенкова для получения интенсивных потоков рентгеновского излучения. В настоящем разделе анализируется более интересная возможность генерации излучения Вавилова-Черенкова, основу которой составляет взаимодействие релятивистских электронов с периодическими наноструктурами, состоящими из различных веществ. Рассматривается геометрия рассеяния Брэгга. Подобная схема выгодна в связи с возможностью вывода излучённых фотонов в непосредственной близости от радиатора. Данная возможность объясняется большими углами распространения излучения относительно траектории частицы.

Рассмотрим излучение Вавилова-Черенкова в области мягкого рентгена, генерирующегося релятивистским электроном в веществе с периодически меняющейся диэлектрической восприимчивостью $\chi(\omega, \vec{r}) = \chi_0(\omega) + \sum_{\vec{g}} \chi_{\vec{g}}(\omega) e^{i\vec{g}\vec{r}}$. В случае одномерной структуры, какой является многослойная структура, состоящая из периодически повторяющихся слоёв с толщинами a и b (данному слою соответствуют диэлектрические восприимчивости $\chi_a(\omega)$ и $\chi_b(\omega)$), величины $\chi_0(\omega)$ и $\chi_{\vec{g}}(\omega)$ определяются выражениями

$$\chi_0(\omega) = \frac{a}{T} \chi_a + \frac{b}{T} \chi_b, \quad \chi_{\vec{g}}(\omega) = \frac{1 - e^{i\vec{g}\vec{a}}}{i\vec{g}T} (\chi_a - \chi_b), \quad (63)$$

где $T = a + b$ - период многослойной структуры, $\vec{g} = \vec{e}_x g$, $g \equiv g_n = \frac{2\pi}{T} n$, $n = 0, \pm 1, \dots$, \vec{e}_x - нормаль к плоскости мишени (Рисунок 55).

В связи с проблемой разработки рентгеновского источника, основанного на механизмах ПРИ и ДПИ релятивистских электронов, взаимодействующих с многослойным рентгеновским зеркалом, подобная задача была рассмотрена ранее. Решение этой задачи проводилось в рамках динамической теории дифракции [115] в области жёсткого рентгеновского излучения, где эффект

Вавилова-Черенкова реализовать не может ввиду отрицательной диэлектрической восприимчивости. В настоящей работе, в отличие от работы [115], исследуется излучение в мягкой рентгеновской области вблизи краёв фотопоглощения, где эффект Вавилова-Черенкова возможен, и свойства ПРИ могут существенно измениться [40].

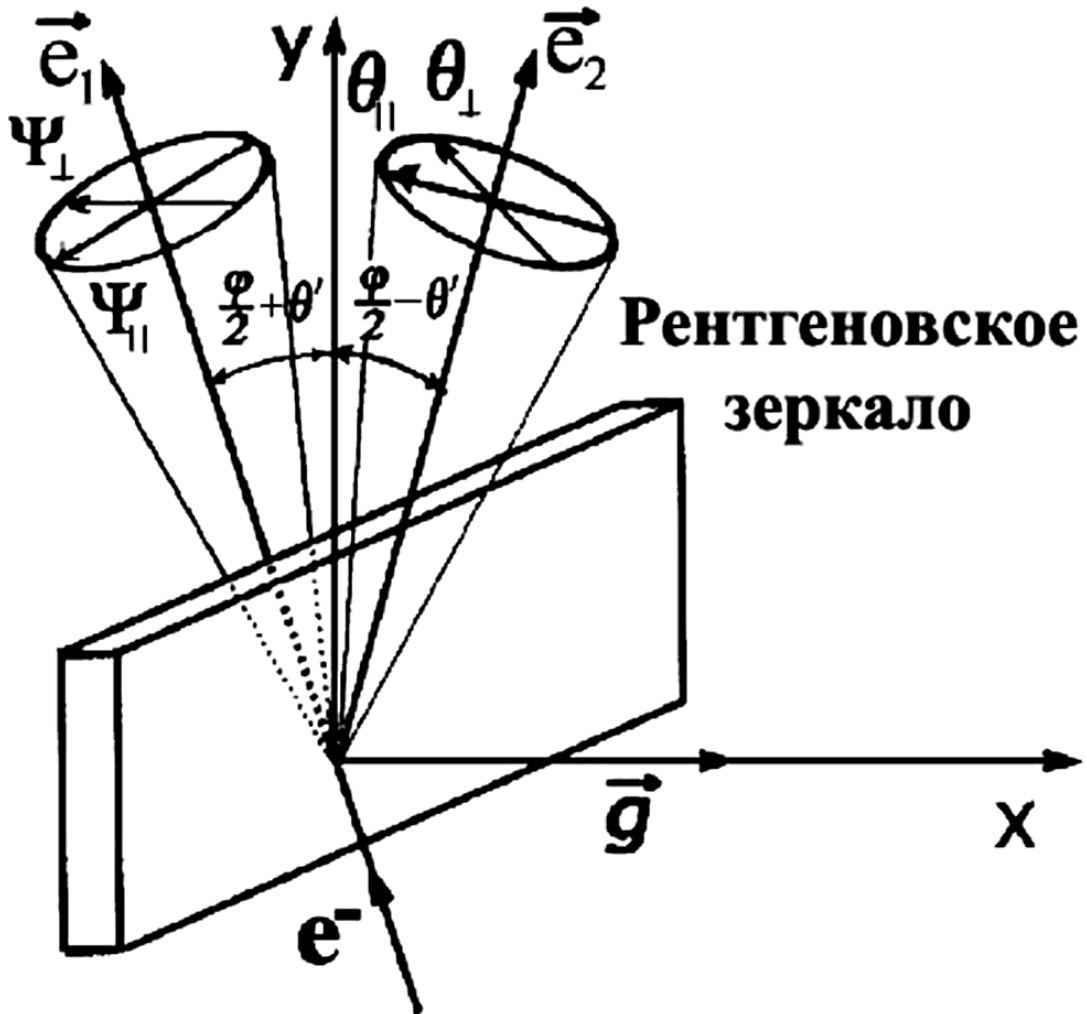


Рисунок 55- Геометрия процесса излучения.

Анализируя свойства ПРИ в многослойной структуре, следует заметить, что в рассматриваемом случае может реализоваться только геометрия рассеяния Брэгга. Поскольку для мягкого рентгеновского излучения фотопоглощение в мишени существенно, то для дальнейшего анализа воспользуемся простой

моделью полубесконечной многослойной среды. Наибольший интерес в рассматриваемой задаче представляют механизмы ПРИ, ДПИ и черенковского излучения, в связи с чем возможно сделать упрощение, приняв скорость излучающего электрона в постоянной $\vec{v} \approx \vec{e}_1 \left(1 - \frac{1}{2}\gamma^{-2}\right)$ (γ - Лоренц-фактор излучающего электрона). Направление распространения излучённого фотона задаётся единичным вектором \vec{n} согласно выражению $\vec{n} \approx \vec{e}_2 \left(1 - \frac{1}{2}\theta^2\right) + \vec{\theta}$ ($\vec{e}_2 \vec{\theta} = 0$, $\vec{e}_1 \vec{e}_2 = \cos(\varphi)$). Воспользовавшись основными результатами работ [111,115], спектрально-угловое распределение излучения можно представить в следующем виде

$$\frac{d^3 E}{d\omega d^2 \theta} = \sum_{\lambda=1}^2 |A_{\lambda}|^2,$$

$$A_{\lambda} = \frac{e}{\pi} \theta_{\lambda} \frac{(\chi'_g + i\chi''_g) \alpha_{\lambda}}{\Delta - \chi'_0 + \delta'_{\lambda} - i(\chi''_0 + \delta''_{\lambda})} \left[\frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 - \Delta - \delta'_{\lambda} + i\delta''_{\lambda}} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2} \right],$$

$$\Delta = 2 \sin^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right) \left[1 - \frac{\omega}{\omega_B} + (\theta' + \theta_1) \cot \left(\frac{\varphi}{2} \right) \right], \quad \alpha_1 = 1, \quad \alpha_2 = \cos(\varphi),$$

$$\delta'_{\lambda} = \frac{\text{sign}(D_{\lambda})}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{C_{\lambda}^2 + D_{\lambda}^2} + C_{\lambda}^2}, \quad \delta''_{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{C_{\lambda}^2 + D_{\lambda}^2} - C_{\lambda}^2},$$

$$C_{\lambda} = (\Delta - \chi'_0)^2 - (\chi'^2_g - \chi''^2_g) \alpha_{\lambda}^2 - \chi'^2_0, \quad D_{\lambda} = 2[\chi''_0 (\Delta - \chi'_0) + \chi'_g \chi''_g \alpha_{\lambda}^2] \quad (64)$$

где $\omega_B = g/2 \sin(\varphi/2)$ - Брэгговская частота, $\Omega_1 = \theta_{\perp}$, $\Omega_2 = 2\theta' + \theta_1$, $\Omega^2 = \Omega_1^2 + \Omega_2^2$, χ'_0 и χ''_0 - действительная и мнимая части диэлектрической восприимчивости χ_0 ,

$$\chi'_g = \sin \left(\pi \frac{a}{T} \right) (\chi'_a - \chi'_b) / \pi, \quad \chi''_g = \sin \left(\pi \frac{a}{T} \right) (\chi''_a - \chi''_b) / \pi$$

Амплитуда излучения A_λ в (64) может быть представлена в следующем виде

$$A_\lambda = A_\lambda^{\text{ПРИ}} + A_\lambda^{\text{ДПИ}},$$

$$A_\lambda^{\text{ПРИ}} = \frac{e}{\pi} \frac{\theta_\lambda}{\gamma^{-2} + \theta^2 - \chi'_0 - i\chi''_0} \frac{(\chi'_g + i\chi''_g)\alpha_\lambda}{\gamma^{-2} + \theta^2 - \Delta - \delta'_\lambda + i\delta''_\lambda},$$

$$A_\lambda^{\text{ДПИ}} = -\frac{e}{\pi} \theta_\lambda \left[\frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 - \chi'_0 - i\chi''_0} \right] \frac{(\chi'_g + i\chi''_g)\alpha_\lambda}{\Delta - \chi'_0 + \delta'_\lambda - i(\chi''_0 + \delta''_\lambda)}, \quad (65)$$

где $A_\lambda^{\text{ДПИ}}$ является амплитудой ДПИ [111], а $A_\lambda^{\text{ПРИ}}$ описывает вклад параметрического механизма. Очевидно, что вклад механизма, подобного механизму Вавилова-Черенкова, определяется резонансными членами в (65) и выход излучения должен быть бесконечен при отсутствии фотопоглощения, поскольку излучение будет генерироваться со всей траектории излучающего электрона. Амплитуда ДПИ не может содержать резонансных членов, поскольку ДПИ определяется ПИ, возникшим на границе мишени, и не зависит от пути, пройденного электроном в среде. Коэффициент отражения ПИ от многослойной структуры описывается последним множителем в формуле для $A_\lambda^{\text{ДПИ}}$. Таким образом, вклад излучения Вавилова-Черенкова определяется только амплитудой ПРИ, поскольку может выполняться равенство $\gamma^{-2} + \theta^2 - \Delta - \delta'_\lambda = 0$.

Выполним анализ ПРИ в максимуме распределения пренебрегая фотопоглощением ($\chi''_0 = \chi''_g = 0$). Для основных характеристик в максимуме распределения ПРИ, необходимо решить следующее уравнение

$$\Delta_0 - \Delta' - \text{sign}(\Delta') \sqrt{\Delta'^2 - \chi_g^2 \alpha_\lambda^2} = 0, \quad \Delta_0 = \gamma^{-2} - \chi_0 + \theta^2, \quad \Delta' = \Delta - \chi_0. \quad (66)$$

Решение уравнения (66) можно записать в следующем виде

$$\Delta' = \frac{\Delta_0^2 + \chi_g^2 \alpha_\lambda^2}{2\Delta_0}, \quad (67)$$

где параметр Δ_0 может иметь два значения. Первое решение определяется неравенством

$$\Delta_0 > |\chi'_g \alpha_\lambda| \quad (68)$$

и соответствует ветви ПРИ, а второе решение, определяющееся неравенством

$$\Delta_0 < -|\chi'_g \alpha_\lambda|, \quad (69)$$

соответствует вкладу излучения Вавилова-Черенкова в ПРИ. Второе решение может реализоваться только при выполнении условия $\Delta_0 < 0$.

Рассмотрим величину спектрально-угловой плотности ПРИ. Полагая $\chi''_{0,g} \ll \chi'_{0,g}$, из (64) можно получить выражение

$$\left(\frac{d^3 N_\lambda}{d\omega d^2\theta} \right)_{\max} \approx \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{\omega} \left(\frac{\chi'_g \alpha_\lambda}{\Delta_0} \right)^2 \left(\frac{\theta_\lambda}{\delta''_\lambda} \right)^2,$$

$$\delta''_\lambda = \chi''_0 \left| \frac{\Delta_0^2 + (\chi'_g \alpha_\lambda)^2}{\Delta_0^2 - (\chi'_g \alpha_\lambda)^2} \right| - \chi''_g \alpha_\lambda \left| \frac{2\Delta_0 \chi'_g \alpha_\lambda}{\Delta_0^2 - (\chi'_g \alpha_\lambda)^2} \right|,$$

$$\Delta_0 < -\chi'_g \alpha_\lambda \sqrt{1 - \left(2 \frac{\chi''_0 - \chi''_g \alpha_\lambda}{\chi'_g \alpha_\lambda} \right)^{\frac{2}{3}}} \approx -\chi'_g \alpha_\lambda, \quad (70)$$

описывающее ветвь ПРИ, связанную с механизмом Вавилова-Черенкова.

Из (70) видно, что плотность излучения сопоставима с классическим излучением Вавилова-Черенкова в области, где $|\Delta| \geq |\chi'_g \alpha_\lambda|$.

Таким образом, исследуемый механизм ПРИ в условиях проявления излучения Вавилова-Черенкова, представляет интерес для разработки источника излучения в области мягкого рентгена.

6.2.2. Спектрально-угловые характеристики источника

В качестве примера, на основе формулы (64) рассчитаем спектрально-угловое распределение излучения для $Ve-C$ многослойной структуры. На Рисунках 56 и 57 представлены результаты расчёта углового распределения излучения. Ориентационный угол $\varphi/2$ и период наноструктуры T и выбирались так, чтобы частота, соответствующая максимальному значению диэлектрической восприимчивости, и Брэгговская частота ω_B и были близки друг другу.

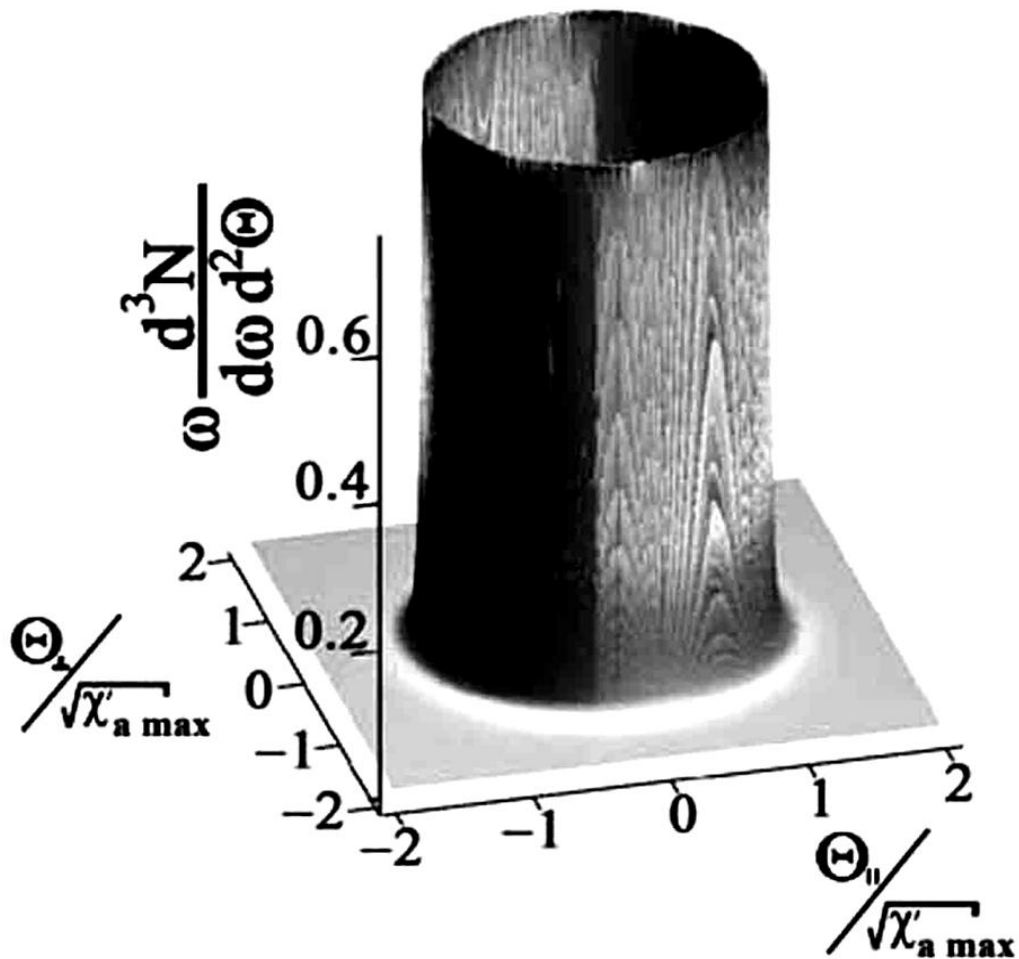


Рисунок 56- Спектрально-угловое распределение черенковского излучения из рентгеновского зеркала. При расчёте использовались следующие параметры: $1/\gamma\sqrt{\chi'_{a \max}} = 0.2$; $\theta'/\sqrt{\chi'_{a \max}} = 0$; $\varphi = \pi$; $\omega = 111.6 \text{ эВ}$; $\omega_B = 111.3 \text{ эВ}$; $a/T = 0.9$; $\chi'_{a \max} = 0.05$ (Be).

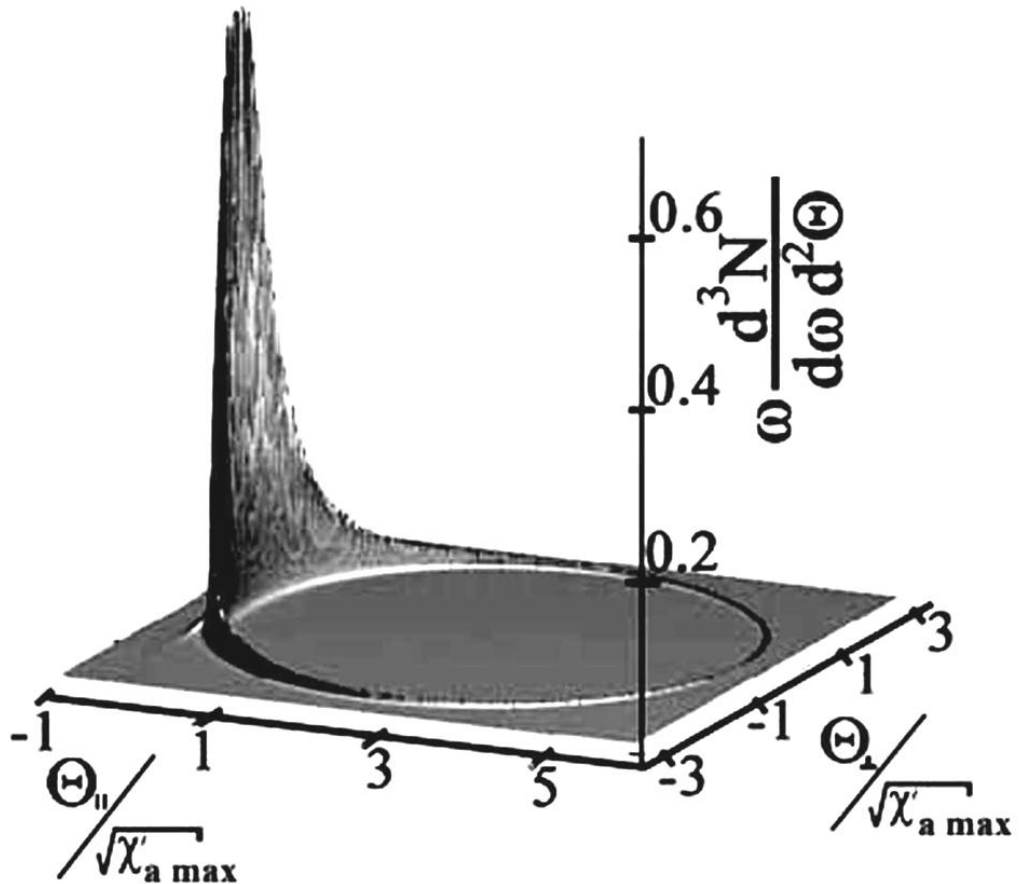


Рисунок 57- Спектрально-угловое распределение черенковского излучения из рентгеновского зеркала. При расчёте использовались следующие параметры: $1/\gamma\sqrt{\chi'_{a \max}} = 0.2$; $\theta'/\sqrt{\chi'_{a \max}} = 0.7$; $\varphi = 44^\circ$; $\omega = \omega_B = 111.6 \text{ эВ}$; $a/T = 0.9$; $\chi'_{a \max} = 0.05$ (Be).

Представленное на Рисунке 56 угловое распределение ПРИ, рассчитано для фиксированной энергии излучённых фотонов. Приведённый расчёт соответствует случаю нормального падения излучающего электрона на многослойную структуру ($\varphi = \pi$). Представленное на Рисунке 57 угловое распределение ПРИ, рассчитано для меньшего угла падения электрона на мишень ($\varphi = 44^\circ$). На представленном рисунке можно отметить сильную неоднородность в угловом распределении ПРИ.

Выход фотонов в исследуемом случае составляет величину порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ фотона на электрон в полный конус излучения при энергии

генерируемых фотонов порядка 100 эВ. Данная величина на порядок превышает выход ПРИ в обычных условиях вне области аномальной дисперсии.

Рассматриваемая возможность разработки эффективных источников вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена, основанных на дифракции излучения Вавилова-Черенкова, обладает тем же недостатком, что и излучение Вавилова-Черенкова в обычном случае – излучение генерируется в достаточно узком спектральном диапазоне шириной порядка 1 эВ. В данной связи, актуальным вопросом является анализ характеристик излучения, генерирующегося в рентгеновских зеркалах из различных элементов.

Ниже представлены расчёты излучения Вавилова-Черенкова в многослойной среде, состоящей из чередующихся слоёв кремния и кальция. На Рисунке 58 представлены зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической восприимчивости кремния и кальция от энергии фотонов вблизи L края фотопоглощения кремния. Как видно из представленных зависимостей,

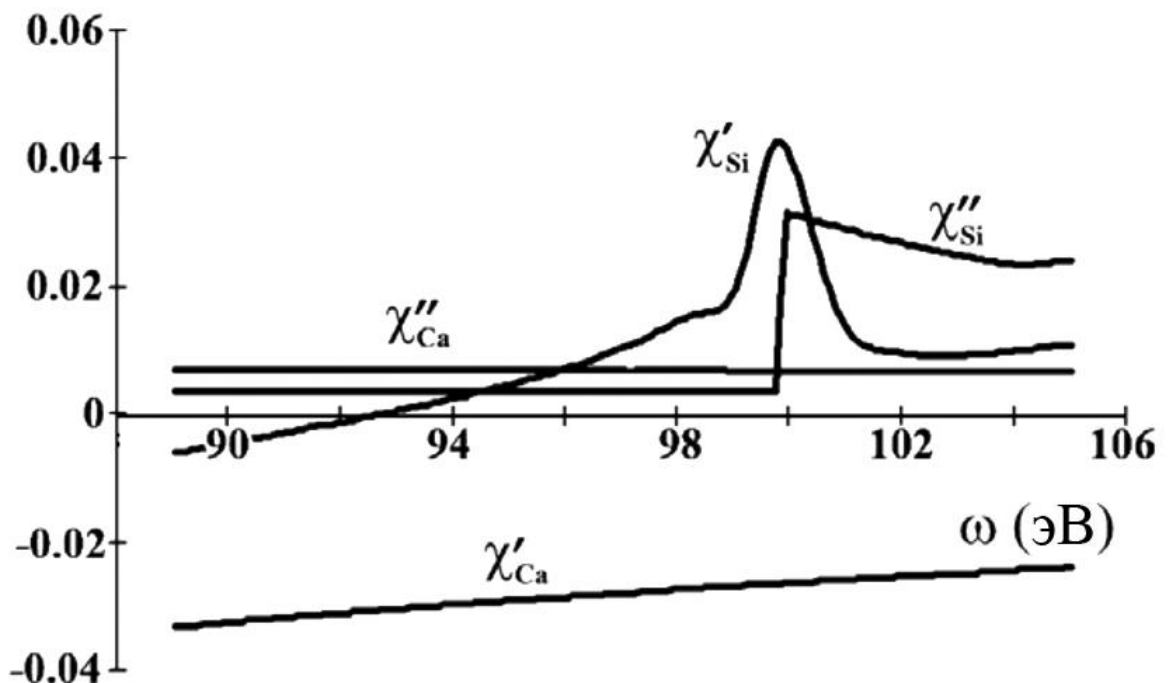


Рисунок 58- Зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической восприимчивости кремния и кальция от энергии вблизи L края фотопоглощения кремния.

для генерации излучения Вавилова-Черенкова необходимо, чтобы толщина слоя из кальция многослойной структуры была минимальна, в этом случае усреднённая действительная часть диэлектрической восприимчивости будет больше нуля при минимальном значении мнимой части восприимчивости. Выполнение данного условия позволит генерировать излучение Вавилова-Черенкова наиболее интенсивно.

Расчёты углового распределения и спектра излучения Вавилова-Черенкова из Ca-Si многослойного зеркала представлены на Рисунке 59 и Рисунке 60. Из Рисунка видна резкая неоднородность углового распределения излучения, связанная с поляризацией и выбранным углом наблюдения излучения.

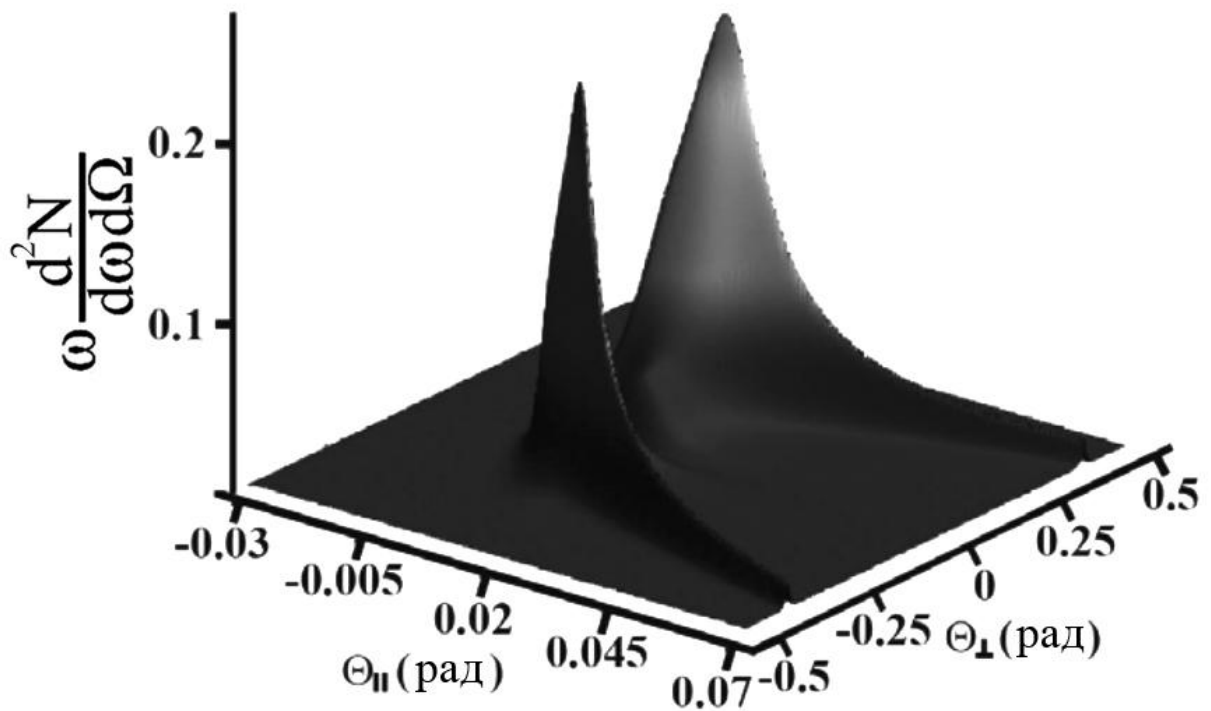


Рисунок 59- Угловое распределения излучения Вавилова-Черенкова дифрагированного на Ca (слой a) – Si (слой b) рентгеновском зеркале. При расчёте использовались следующие параметры: $\gamma = 20$; $\theta' = 0$; $\varphi = \pi/2$; $\omega = 99.5 \text{ эВ}$; $\omega_B = 101.9 \text{ эВ}$; $a/T = 0.1$.

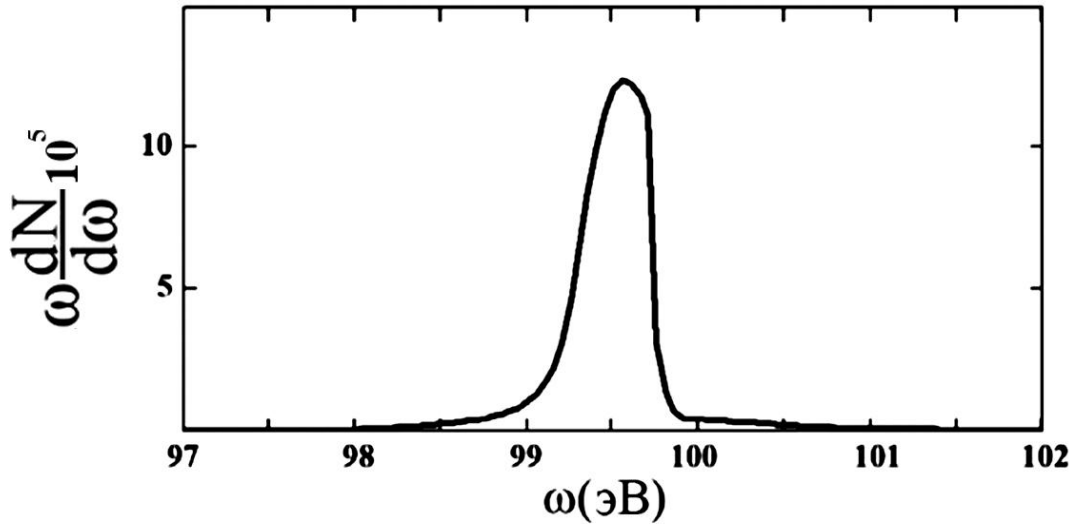


Рисунок 60- Спектр коллимированного излучения Вавилова-Черенкова, дифрагированного на Ca (слой a) – Si (слой b) рентгеновском зеркале. При расчёте использовались следующие параметры: $\Delta\Theta_{\perp} = 0.1$ рад; $\Delta\Theta_{\parallel} = 0.02$ рад; $\gamma = 20$; $\theta' = 0$; $\varphi = \pi/2$; $\omega = 99.5$ эВ; $\omega_B = 101.9$ эВ; $a/T = 0.1$. Угловое положение оси коллиматора соответствовало углам $\Theta_{\perp} = 0.2$ рад и $\Theta_{\parallel} = 0.01$ рад.

Интенсивность возможного источника в рамках рассматриваемого зеркала возможно оценить из Рисунка 60. Рассчитанный спектр демонстрирует возможность получения выхода излучения порядка 10^{-6} фот./эл. в телесном угле 0.002 ср. при ширине спектральной линии около 1 эВ. Рассчитанная величина эквивалентна интенсивности порядка 10^7 фот./с. при токе пучка электронов порядка 1 мкА, что является достаточным для различных приложений.

6.3. Переходное излучение быстрых электронов в области углов полного внешнего отражения

ПИ генерируется при пересечении заряженной частицей границы раздела сред с разными диэлектрическими восприимчивостями вследствие перестроения кулоновского поля заряженной частицы. На данный момент переходное излучение хорошо исследовано теоретически и экспериментально в области оптических и рентгеновских частот [101-103] (наиболее полный обзор [166]). В

данной главе проводится теоретическое исследование ПИ быстрых электронов в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена вблизи направления полного внутреннего отражения квантов от границы раздела среда-вакуум.

Исследование углового распределения ПИ нерелятивистской заряженной частицы, нормально пересекающей границу раздела среда-вакуум [104], показало сильное влияние соотношения между действительной $\varepsilon'(\omega)$ и мнимой $\varepsilon''(\omega)$ частями диэлектрической проницаемости на величину максимума углового распределения (ω - энергия кванта). В [104] показано, что при $\varepsilon''(\omega) = 0$ максимум углового распределения совпадает с углом полного внутреннего отражения света от границы раздела и величина максимума имеет большее значение, чем для случаев когда $\varepsilon''(\omega) \neq 0$. Положение максимума углового распределения ПИ нерелятивистских частиц определяется только величинами $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$.

В случае нерелятивистских электронов величина энергии излучающей частицы определяет амплитуду максимума углового распределения ПИ, при этом форма распределения в зависимости от направления импульса электрона незначительно варьируется около положения задаваемого нормальной ориентацией импульса относительно плоскости раздела сред. В настоящей главе показано, что наиболее интересным является случай ПИ слаборелятивистской частицы, когда кулоновское поле начинает деформироваться и положение максимума углового распределения ПИ становится чувствительным не только к величинам $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$, но и к величине энергии излучающей частицы. В случае ПИ слаборелятивистских электронов наиболее интересной является область вакуумного ультрафиолета, где соотношение между $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ может принимать различные значения и спектрально-угловые характеристики ПИ будут различны.

Далее в работе проводится теоретическое исследование свойств ПИ электронов с различной энергией в области вакуумного ультрафиолета при различной ориентации плоской мишени относительно импульса излучающего

электрона. Для вычисления спектрально-угловых характеристик ПИ используются экспериментально полученные зависимости $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ [168].

6.3.1. Спектрально-угловое распределение переходного излучения

Пусть заряженная частица движется с постоянной скоростью \vec{v} и пересекает плоскость аморфной пластины под углом φ как это показано на Рисунке 61. В рассматриваемой геометрии спектрально-угловые характеристики переходного излучения, распространяющегося в заднюю и переднюю полусферы, могут быть описаны на основе [168].

Спектрально-угловое распределение ПИ, генерирующегося при вылете электрона из плоской полубесконечной мишени, может быть представлено в следующем виде:

$$\omega \frac{d^2 N}{d\omega d\Omega} = |A_1|^2 + |A_2|^2,$$

$$A_1 = \frac{e n_y v_x^2}{\pi n_{\parallel}} \frac{1}{(1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{v}_{\parallel})^2 - v_x^2 n_x^2} \frac{1}{n_x + \beta} \frac{\chi}{1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{v}_{\parallel} - v_x \beta}, \quad (71.a)$$

$$A_2 = \frac{e n_x v_x}{\pi n_{\parallel}^2} \frac{\chi}{(1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{v}_{\parallel})^2 - v_x^2 n_x^2} \frac{1}{n_x (1 + \chi) + \beta} \frac{\beta v_x (n_{\parallel}^2 - \vec{n}_{\parallel} \vec{v}_{\parallel}) - n_{\parallel}^2 (1 - v_x^2 - \vec{n}_{\parallel} \vec{v}_{\parallel})}{1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{v}_{\parallel} - v_x \beta}, \quad (71.b)$$

где χ - диэлектрическая восприимчивость вещества, $\beta = \sqrt{n_x^2 + \chi}$. Амплитуда \bar{A}_1 направлена нормально к плоскости реакции, содержащей нормаль к плоскости поверхности мишени и траекторию излучающего электрона, а амплитуда \bar{A}_2 содержится в плоскости реакции.

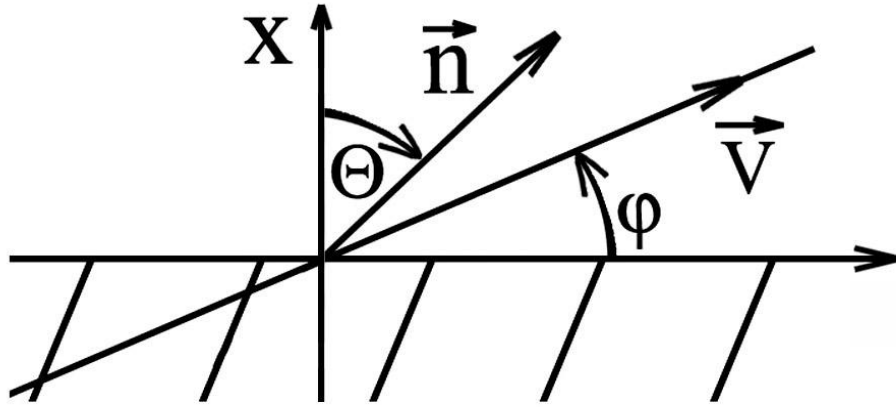


Рисунок 61- Геометрия процесса излучения. \vec{v} - скорость излучающего электрона, \vec{n} - единичный вектор вдоль направления распространения излучённого кванта.

Для использования модели ПИ из полубесконечной среды достаточно чтобы толщина пластины была больше длины фотопоглощения фотонов в исследуемой спектральной области

$$l_{\text{abs}} = \frac{1}{\omega \sqrt{2} \sqrt{\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} - \varepsilon'}} \quad (72)$$

(при $\varepsilon' \gg \varepsilon''$ l_{abs} переходит в хорошо известное выражение $l_{\text{abs}} \approx 1/\omega\varepsilon''$).

Рассмотрим спектрально-угловое распределение излучения в плоскости реакции

$$\omega \frac{d^2 N_2}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{n_{\perp}^2 V_{\perp}^2}{n_{\parallel}^2} \frac{\chi'^2 + \chi''^2}{\left((1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel})^2 - n_{\perp}^2 V_{\perp}^2 \right)^2} \frac{1}{\left(1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} - V_{\perp} \tau' \right)^2 + V_{\perp}^2 \tau''^2} \times$$

$$\times \frac{\left(V_{\perp} \tau' (n_{\parallel}^2 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel}) - n_{\parallel}^2 (1 - V_{\perp}^2 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel}) \right)^2 + V_{\perp}^2 \tau''^2 (n_{\parallel}^2 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel})^2}{\left(n_{\perp} (1 + \chi') + \tau' \right)^2 + \left(n_{\perp} \chi'' + \tau'' \right)^2}, \quad (73)$$

$$\tau' = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(n_{\perp}^2 + \chi')^2 + \chi''^2} + n_{\perp}^2 + \chi'},$$

$$\tau'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(n_{\perp}^2 + \chi')^2 + \chi''^2} - n_{\perp}^2 - \chi'}.$$

Необходимо отметить, что в (73) входит три множителя, существенные с точки зрения исследования зависимости характеристик ПИ от параметров задачи и требующие отдельного упоминания.

Знаменатель первого множителя

$$\left((1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel})^2 - n_{\perp}^2 V_{\perp}^2 \right)^2. \quad (74)$$

определяет сужение конуса углового распределения ПИ в вакууме при увеличении энергии частицы. Знаменатель второго множителя

$$\left(1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} - V_{\perp} \beta' \right)^2 + V_{\perp}^2 \beta''^2. \quad (75)$$

определяет сужение конуса углового распределения ПИ в веществе при увеличении энергии частицы. В случае $\chi'(\omega) > 0$ знаменатель является резонансным и определяет возможность проявления эффекта Вавилова-Черенкова. Знаменатель третьего множителя

$$\left(n_{\perp} (1 + \chi') + \beta' \right)^2 + \left(n_{\perp} \chi'' + \beta'' \right)^2. \quad (76)$$

определяет максимум в угловом распределении ПИ, связанный с полным внутренним отражением квантов от плоскости раздела сред [104].

Нетрудно показать, что в выражение для спектрально-углового распределения ПИ нерелятивистских электронов ($V \ll 1$) входит только (76) и форма углового распределения излучения определяется только величинами $\chi'(\omega)$ и $\chi''(\omega)$

$$\omega \frac{d^2 N_1}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} (\chi'^2 + \chi''^2) \frac{n_{\perp}^2 n_{\parallel}^2 V_{\perp}^2}{\left(n_{\perp} (1 + \chi') + \beta' \right)^2 + \left(n_{\perp} \chi'' + \beta'' \right)^2}. \quad (77)$$

Положение максимума углового распределения находится вблизи угла полного внутреннего отражения, определяемого равенством $\cos(\Theta) = \sqrt{-\chi'}$, и не зависит от ориентации импульса излучающей частицы.

6.3.2. Эффект увеличения угловой плотности переходного излучения

Удобно представить спектрально-угловое распределение (73) в виде произведения трёх функций и исследовать каждую в отдельности. Пренебрегая фотопоглощением, и выражая векторные величины через угловые, получим

$$\omega \frac{dN_1}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \chi'^2 F_1(\Theta, \varphi, V) F_2(\omega, \Theta, \varphi, V) F_3(\omega, \Theta, \varphi, V),$$

(78)

$$F_1(\omega, \Theta, \varphi, V) = \frac{V \sin(\varphi) \cos(\Theta)}{\left((1 - V \cos(\varphi) \sin(\Theta))^2 - V^2 \sin^2(\varphi) \cos^2(\Theta) \right)^2} \times \\ \times \left| V \sin(\varphi) (\sin(\Theta) - V \cos(\varphi)) \sqrt{\cos^2(\Theta) + \chi'} - \sin(\Theta) (1 - V^2 \sin^2(\varphi) - V \cos(\varphi) \sin(\Theta)) \right|,$$

$$F_2(\omega, \Theta, \varphi, V) = \frac{V \sin(\varphi) \cos(\Theta)}{\left(1 - V \cos(\varphi) \sin(\Theta) - V \sin(\varphi) \sqrt{\cos^2(\Theta) + \chi'} \right)^2} \times, \\ \times \left| V \sin(\varphi) (\sin(\Theta) - V \cos(\varphi)) \sqrt{\cos^2(\Theta) + \chi'} - \sin(\Theta) (1 - V^2 \sin^2(\varphi) - V \cos(\varphi) \sin(\Theta)) \right|,$$

$$F_3(\omega, \Theta) = \frac{1}{\left((1 + \chi') \cos(\Theta) + \sqrt{\cos^2(\Theta) + \chi'} \right)^2}.$$

Существенно, что функция $F_3(\omega, \Theta)$ не зависит от угла падения излучающего электрона на мишень и положение максимума углового распределения зависит только от энергии кванта. Положение максимума углового распределения ПИ, задаваемое $F_1(\omega, \Theta, \varphi, V)$ и $F_2(\omega, \Theta, \varphi, V)$, при $|\chi'| \ll 1$ и

$\varphi \gg \arccos\left(\frac{1}{4}(V + \sqrt{V^2 + 8})\right)$ находится вблизи углов $\Theta = \frac{\pi}{2} - \varphi \pm \arccos\left(\frac{1}{4}(V + \sqrt{V^2 + 8})\right)$, а величина максимума меняется незначительно при изменении φ .

Таким образом, можно выделить два механизма образования максимумов в угловом распределении ПИ. Для получения максимальной угловой плотности

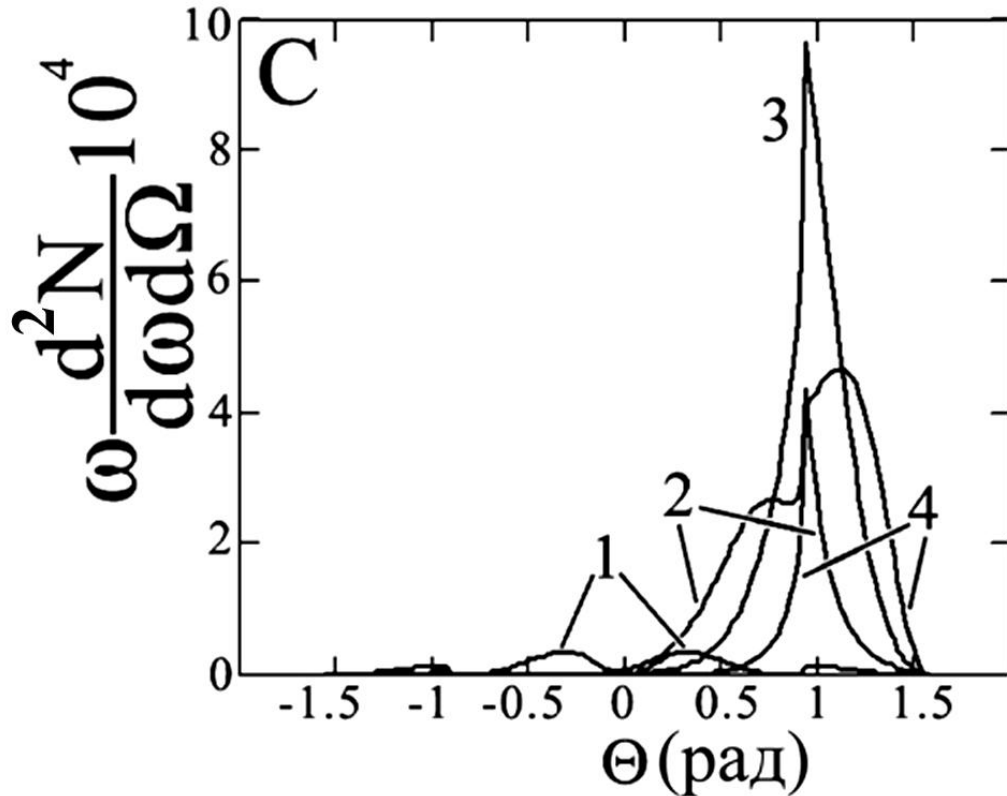


Рисунок 62- Эффект увеличения угловой плотности излучения в направлении полного внутреннего отражения при изменении угла падения электрона на границу раздела. $\varepsilon = 0.5 \text{ MeV}$, $\omega = 50 \text{ eV}$. 1 - $\varphi = \pi/2$, 2 - $\varphi = 0.7$ рад, 3 - $\varphi = 0.45$ рад, 4 - $\varphi = 0.2$ рад.

излучения при фиксированной энергии фотонов ПИ требуется выполнение условий, при которых максимумы угловых зависимостей рассмотренных функций совпадают, что может быть достигнуто изменением угла падения излучающих электронов на мишень. На Рисунке 62 представлены спектрально-угловые распределения ПИ при фиксированной энергии фотонов для разных углов

падения излучающей частицы на границу раздела сред. Максимумы углового распределения излучения совпадают с углом полного внутреннего отражения. Из Рисунка 62 виден существенный рост угловой плотности ПИ при $\varphi = 0.45$ рад.

Для оценки влияния фотопоглощения на характеристики ПИ достаточно исследовать функцию $F_3(\omega, \Theta)$. Влияние фотопоглощения на функции $F_1(\omega, \Theta, \varphi, V)$ и $F_2(\omega, \Theta, \varphi, V)$ сводится к изменению амплитуды углового распределения, что не существенно в рассматриваемом случае. С учётом влияния фотопоглощения $F_3(\omega, \Theta)$ имеет вид

$$F_3(\omega, \Theta) = \frac{1}{((1 + \chi') \cos(\Theta) + \beta')^2 + (\chi'' \cos(\Theta) + \beta'')^2}, \quad (79)$$

$$\beta' = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(\cos^2(\Theta) + \chi')^2 + \chi''^2} + \cos^2(\Theta) + \chi'}, \quad \beta'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(\cos^2(\Theta) + \chi')^2 + \chi''^2} - \cos^2(\Theta) - \chi'}.$$

Подставляя в $F_3(\omega, \Theta)$ $\cos(\Theta) = \sqrt{|\chi'|}$ и учитывая, что $\chi'' \sqrt{|\chi'|} \ll \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\chi''}$ получим

$$F_3(\omega, \Theta) = \frac{1}{\left((1 + \chi') \sqrt{|\chi'|} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\chi''} \right)^2 + \frac{1}{2} \chi''}. \quad (80)$$

В (80) можно выделить два случая. Первый соответствует условию $(1 + \chi') \sqrt{|\chi'|} \gg \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\chi''}$ и $F_3(\omega, \Theta) \approx 1/|\chi'| (1 + \chi')^2$, а второй реализуется при $(1 + \chi') \sqrt{|\chi'|} \ll \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\chi''}$ и $F_3(\omega, \Theta) \approx 2/\chi''$, очевидно, первый случай более предпочтителен для получения наибольшей угловой плотности излучения. Стоит отметить, что во втором случае положение максимума в угловом распределении определяется функциями $F_1(\omega, \Theta, \varphi, V)$ и $F_2(\omega, \Theta, \varphi, V)$.

Наиболее важной остаётся зависимость величины оптимального угла падения электрона на поверхность мишени φ^{opt} при заданных энергиях электрона и излучённого фотона. Наиболее простой возможностью оценить φ^{opt} является

приближение, при котором положение максимума углового распределения ПИ, задаваемого функциями $F_1(\omega, \Theta, \varphi, V)$ и $F_2(\omega, \Theta, \varphi, V)$, относительно направления импульса электрона, считается неизменным, тогда

$$\varphi^{opt} \approx \arcsin\left(\sqrt{|\chi'|}\right) - \arccos\left(\frac{1}{4}\left(V + \sqrt{V^2 + 8}\right)\right). \quad (81)$$

Точность данного приближения уменьшается при уменьшении $|\chi'|$. Для более точного нахождения φ^{opt} при условии $(1 + \chi')\sqrt{|\chi'|} \gg \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\chi''}$ необходимо использовать следующую функцию

$$F(\varphi, \omega, V) = \frac{\sin(\varphi)}{\left(1 - V\sqrt{1 - |\chi'|}\cos(\varphi)\right)^2 - V^2|\chi'|\sin^2(\varphi)} \frac{\left|1 - V\sqrt{1 - |\chi'|}\cos(\varphi) - V^2\sin^2(\varphi)\right|}{1 - V\sqrt{1 - |\chi'|}\cos(\varphi)}, \quad (82)$$

положение максимума которой совпадает с φ^{opt} , на Рисунке 63 показаны зависимости $F(\varphi, \omega, V)$ при разной энергии квантов.

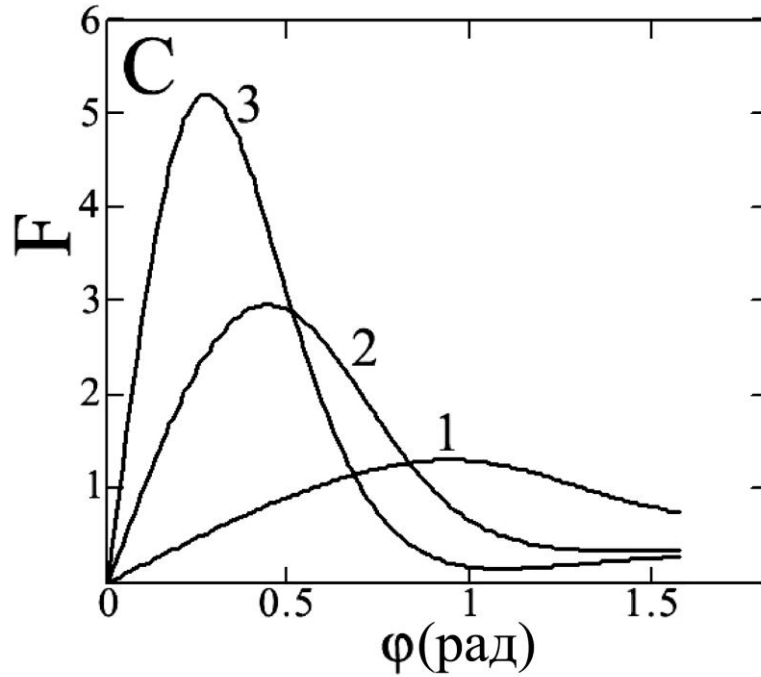


Рисунок 63- Функция выбора оптимального угла падения излучающего электрона на границу раздела. $\varepsilon = 0.5 \text{ МэВ}$. 1 - $\omega = 30 \text{ эВ}$, 2 - $\omega = 50 \text{ эВ}$, 3 - $\omega = 100 \text{ эВ}$.

Для определения яркости проявления эффекта увеличения угловой плотности ПИ в режиме скользящих углов введём функцию отношения спектрально-угловых распределений скользящего и нормального случаев, взятых в максимуме углового распределения.

$$G(\omega, V) = \frac{d^2 N_1}{d\omega d\Omega} \Big|_{\varphi=\varphi^{opt}} \Big/ \frac{d^2 N_1}{d\omega d\Omega} \Big|_{\varphi=\frac{\pi}{2}} \quad (83)$$

На Рисунке 64 представлены кривые, рассчитанные по (144) для слаборелятивистских энергий излучающего электрона, а на Рисунке 65 представлены аналогичные зависимости, но кривые 1 и 3 соответствуют нерелятивистскому и релятивистскому случаям соответственно. Из Рисунка 65 виден незначительный рост угловой плотности ПИ, что объясняется слабой зависимостью формы углового распределения от угла ориентации для нерелятивистских электронов и преимущественной зависимостью формы углового распределения от функций $F_1(\omega, \Theta, \varphi, V)$ и $F_2(\omega, \Theta, \varphi, V)$ в релятивистском случае.

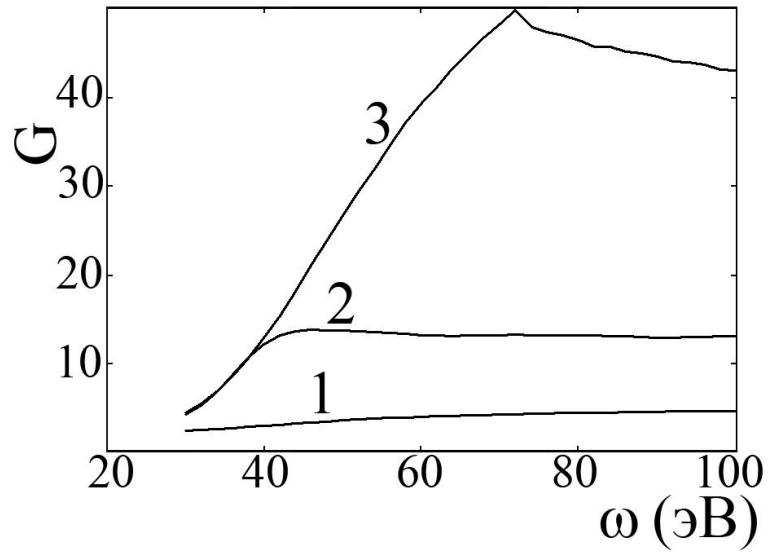


Рисунок 64- Эффект увеличения угловой плотности ПИ. Отношение выхода ПИ в геометрии скользящего взаимодействия к выходу, соответствующему нормальному вылету электронов различных энергий из углеродной мишени: 1 – 100 кэВ; 2 – 300 кэВ; 3 – 500 кэВ.

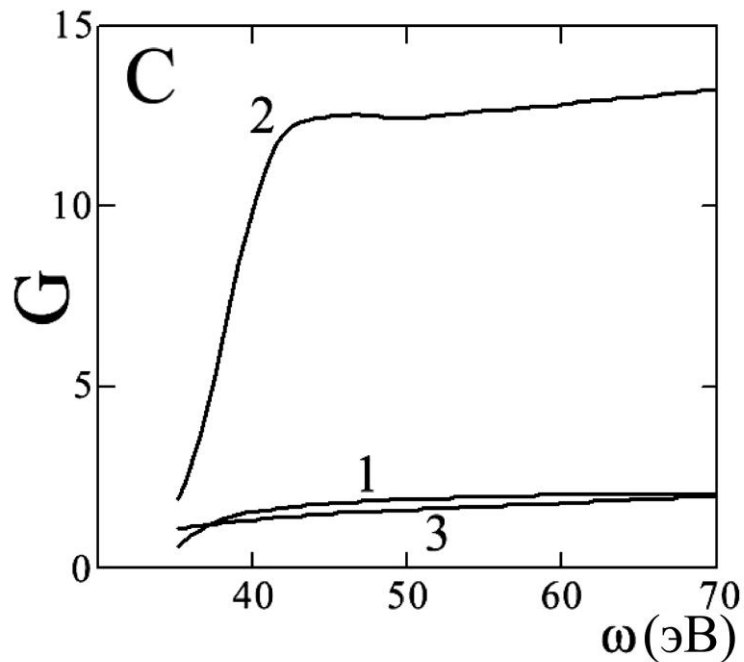


Рисунок 65- Подавление эффекта увеличения угловой плотности ПИ. Отношение спектрально-угловых распределений скользящего к нормальному случаю, взятых в максимуме углового распределения при оптимальном угле падения. 1 - $\epsilon=0.05$ МэВ, 2 - $\epsilon=0.5$ МэВ, 3 - $\epsilon=5$ МэВ.

6.3.3. Переходное излучение как источник вакуумного ультрафиолета

Модель ПИ в геометрии скользящего взаимодействия заряженных частиц с поверхностью мишени предсказывает возможность увеличения выхода ПИ в десятки раз, что в сочетании с простотой реализацией делает возможным создание источника ВУФ на основе рассматриваемого механизма. Важными характеристиками источников излучения являются выход и спектральная область излучения.

Форма спектра ПИ в основном определяется величинами χ' и χ'' , зависимость которых от энергии фотонов вдали от краев фотопоглощения носит плавный характер, что позволяет рассчитывать на создание широкополосного источника ВУФ. На Рисунке 66 представлена схема возможного источника с монохроматором широкополосного сигнала ПИ. В качестве монохроматора удобно использовать дифракционную решетку, что позволит изменять спектр сигнала источника поворотом решетки без изменения положения детектора.

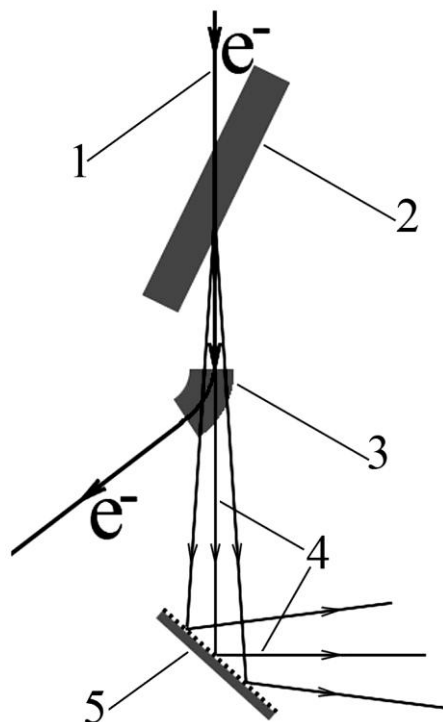


Рисунок 66- Схема возможного источника ВУФ на основе ПИ в геометрии скользящего взаимодействия: 1 – электронный пучок; 2 – мишень; 3 – магнит; 4 – ВУФ; 5 – дифракционная решетка.

Оценить выход ПИ в рамках рассматриваемого эффекта возможно из Рисунка 67, где представлены спектральные распределения ПИ, аналогичные Рисунку 64, но без нормирования на выход ПИ при нормальном вылете ($\Delta\Omega$ — угол коллимирования излучения). Видно, что типичный выход ПИ в области ВУФ составляет величину порядка 10^{-5} фотон/(эВ·ср) на электрон при энергии электронов порядка 100 кэВ.

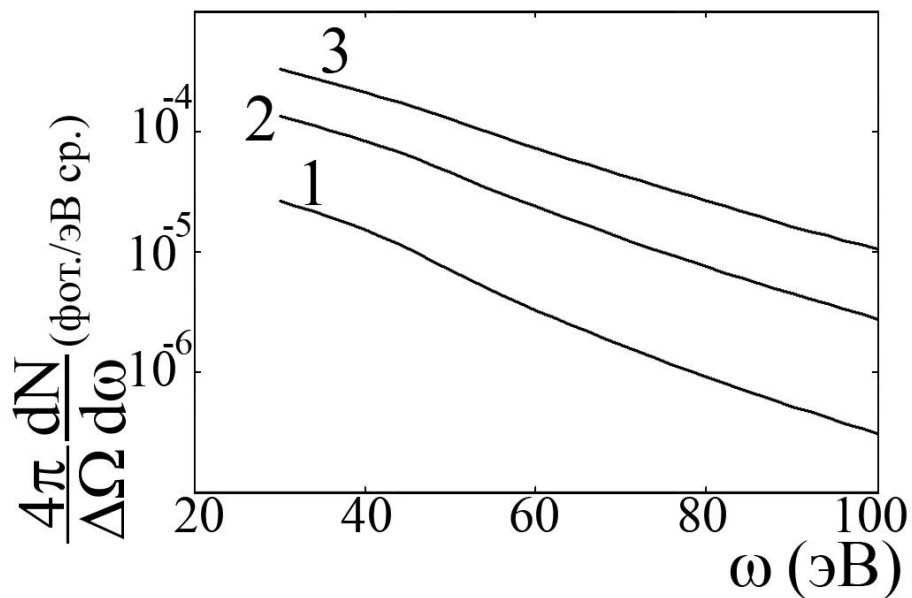


Рисунок 67- Выход ПИ в геометрии скользящего взаимодействия в случае вылета при различных значениях энергии электронов: 1 – 100 кэВ; 2 – 300 кэВ; 3 – 500 кэВ.

Очевидно, что в случае излучения при вылете заряженной частицы из мишени будет оказывать влияние многократное рассеяние частицы в веществе, вследствие чего угловое распределение ПИ будет уширяться, а амплитуда уменьшаться. Особенно явно такое влияние будет проявляться в исследуемой области величин энергии излучающих электронов порядка 100 кэВ.

Уменьшить влияние многократного рассеяния возможно двумя наиболее простыми способами. Первый способ заключается в использовании тяжелых частиц, например, протонов. В этом случае при одинаковой с электронами скорости энергия протонов будет достаточной, чтобы пренебречь влиянием

многократного рассеяния. Данный подход имеет существенный недостаток, заключающийся в необходимости получения тяжелых частиц с достаточно большой энергией, что связано с техническими сложностями. Второй более простой возможностью уменьшить влияние многократного рассеяния является использование геометрии излучения ПИ при влете частицы в мишень. В данном случае в качестве мишени могут быть использованы напыленные на подложку пленки толщиной порядка длины фотопоглощения сигнала ПИ (для алмазоподобных углеродных пленок длина фотопоглощения в области 30-100 эВ составляет величину порядка 10 нм). На Рисунке 68 представлены спектры ПИ, аналогичные спектрам, приведенным на Рисунке 67, но для случая влета частицы в мишень.

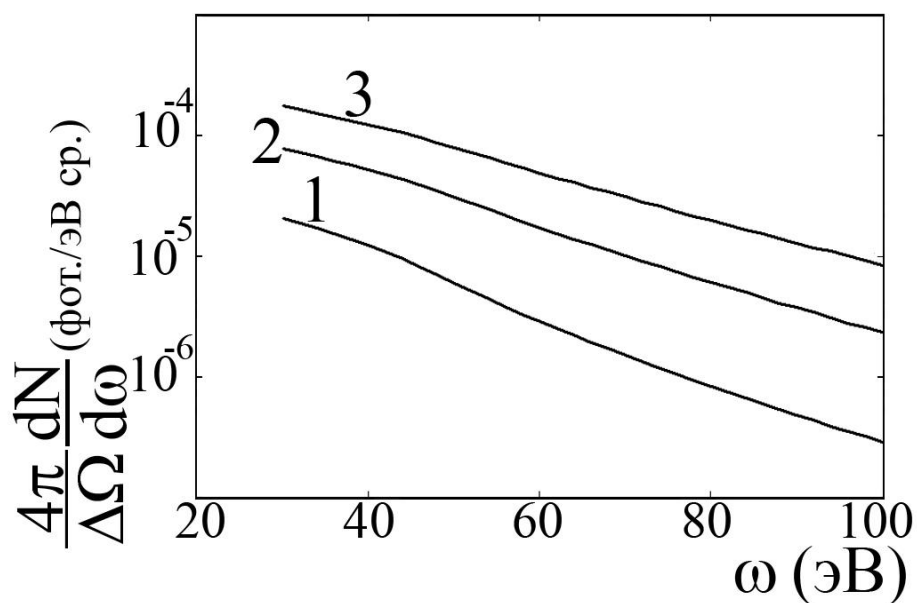


Рисунок 68- Выход ПИ в геометрии скользящего взаимодействия в случае влета при различных значениях энергии электронов: 1 – 100 кэВ; 2 – 300 кэВ; 3 – 500 кэВ.

6.4. Параметрическое излучение нерелятивистских электронов в слоистых наноструктурах

ДПИ и ПРИ нерелятивистских электронов, пересекающих кристалл в геометрии излучения Брэгга, исследовано теоретически и экспериментально в [119-124]. Наиболее интересным случаем с точки зрения генерации излучения в области мягкого рентгена является ПРИ в многослойных структурах. К настоящему времени существует не много работ, посвящённых данному вопросу. Теоретические исследования ПРИ и ДПИ релятивистских электронов в слоистых средах приведены в [112,115,127], так же было выполнено одно экспериментальное исследование [113,173], в котором показано преимущество использования слоистого радиатора мягкого рентгеновского излучения над кристаллическим [124].

Возможность использования ДПИ нерелятивистских электронов для генерации мягкого рентгеновского излучения исследована в [112,174-176]. В отличие от данных работ будем исследовать параметрический механизм излучения нерелятивистских электронов в области ВУФ. Основная проблема создания источника излучения в области ВУФ состоит в сильном поглощении излучения в радиаторе, что отрицательно сказывается на характеристиках генерируемого излучения в многослойной среде, где необходимо, чтобы количество пар слоёв было максимальным. Период структуры должен быть порядка длины волны генерируемого излучения, что в рассматриваемом случае составляет десятки нанометров, в результате чего влияние поглощения становится существенным. Второй проблемой является сильное рассеяние нерелятивистских излучающих частиц в среде, что так же портит характеристики излучения.

Для получения математической модели рассматриваемого излучения обычно используют приближение Венцеля-Крамерса-Бриллюэна [108]. В отличие от данного подхода, в настоящей работе используется более сложная модель [174] в кинематическом приближении.

Наряду с параметрическим излучением и ДПИ на границе раздела мишень-вакуум может генерироваться переходное излучение ПИ в заднюю полусферу, также дающее вклад в полный выход излучения. Таким образом, в рассматриваемой модели учитываются три механизма излучения – ПИ, ДПИ и параметрический.

Особенностью анализа, проводимого в настоящей главе, является разделение полной амплитуды излучения на сумму амплитуд ПРИ и ДПИ. В рамках используемого подхода удается четко разделить вклады указанных механизмов излучения и выяснить роль интерференции между ними.

6.4.1. Амплитуда излучения

Излучение, генерирующееся при прохождении нерелятивистского электрона через многослойную структуру в геометрии Брэгга, удобно описывать в геометрии, представленной на Рисунке 69.

Учитывая, что диэлектрическая восприимчивость многослойной структуры является периодической функцией координат, выполним разложение диэлектрической восприимчивости в ряд Фурье $\chi(\omega, x) = \chi_0(\omega) + \sum_{\bar{g}}' \chi_{\bar{g}} e^{igx}$.

Для одномерной структуры, какой и является рассматриваемая многослойная структура, выражения для Фурье-компонент диэлектрической восприимчивости можно записать в следующем виде

$$\chi_0(\omega) = \frac{a}{T} \chi_a(\omega) + \frac{b}{T} \chi_b(\omega), \quad (84)$$

$$\chi_g(\omega) = \frac{1 - e^{iga}}{igT} (\chi_a - \chi_b),$$

где $T = a + b$ - период структуры (a и b - толщины двух различных слоёв), $g = \frac{2\pi}{T} n$

$n = 1, 2, \dots$

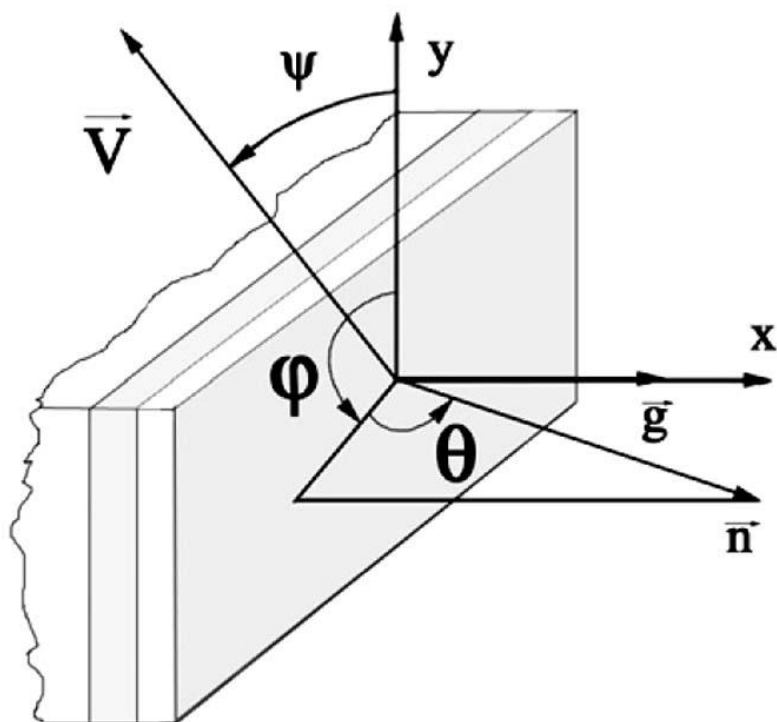


Рисунок 69- Геометрия процесса излучения: \vec{V} - скорость излучающего электрона; \vec{n} - единичный вектор вдоль направления распространения излучённого фотона; Ψ - ориентационный угол; Θ , φ - углы наблюдения излучения; \vec{g} - вектор обратной решётки.

Решения уравнений Максвелла для поля, возбуждённого в структуре движущимся электроном, могут быть получены из [114,127,170,178-180]. Результаты данных работ получены для случая нормального падения излучающей частицы на мишень и в полной мере не могут быть использованы для описания процессов излучения рассматриваемой задачи. Для дальнейшего анализа воспользуемся только подходом упомянутых работ. Для более общего случая будем рассматривать произвольные углы падения частицы на мишень, что необходимо для изменения энергии генерируемого излучения. В рамках динамической теории дифракции система уравнений Максвелла в Фурье-компонентах для электрического поля $\vec{E}_{\omega, \vec{k}} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^3r dt \vec{E}(\vec{r}, t) e^{i\omega t - i\vec{k}\vec{r}}$ может быть представлена в следующем виде

$$(k^2 - \omega^2(1 + \chi_0))\vec{E}_{\omega, \vec{k}} - \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}_{\omega, k}) - \omega^2 \sum_{\vec{g} \neq 0} \chi_{-\vec{g}} \vec{E}_{\omega, \vec{k} + \vec{g}} = \frac{i\omega e}{2\pi^2} \vec{V} \delta(\omega - \vec{k}\vec{V}), \quad (85)$$

$$\begin{aligned} & \left((\vec{k} + \vec{g})^2 - \omega^2(1 + \chi_0) \right) \vec{E}_{\omega, \vec{k} + \vec{g}} - (\vec{k} + \vec{g}) \left((\vec{k} + \vec{g}) \cdot \vec{E}_{\omega, \vec{k} + \vec{g}} \right) \\ & = \omega^2 \chi_{\vec{g}} \vec{E}_{\omega, \vec{k}} + \omega^2 \sum_{\vec{g} \neq 0 \neq -\vec{g}} \chi_{-\vec{g}} \vec{E}_{\omega, \vec{k} + \vec{g} + \vec{g}} \end{aligned}$$

Выражение (85) является основным и будем его использовать для получения амплитуды параметрического и дифрагированного переходного излучений, генерируемых нерелятивистским электроном, пересекающим многослойную структуру [115].

Двухволновое приближение динамической теории дифракции может использоваться для исследования процесса дифракции кулоновского поля, когда энергия поля приближённо равна импульсу $k^2 \approx \omega^2$, в этом случае динамические эффекты становятся существенными. Для нерелятивистских электронов данное предположение не выполняется, так как $k^2 \approx \frac{\omega^2}{V^2} \gg \omega^2$ и влиянием динамических эффектов на параметрическое излучение можно пренебречь. Таким образом, выражение (85) переходит к простой форме для кинематического подхода описания параметрического излучения

$$(k^2 - \omega^2(1 + \chi_0))\vec{E}_{\omega, \vec{k}} - \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}_{\omega, k}) = \frac{i\omega e}{2\pi^2} \vec{V} \delta(\omega - \vec{k}\vec{V}) \quad (86a)$$

$$\left((\vec{k} + \vec{g})^2 - \omega^2(1 + \chi_0) \right) \vec{E}_{\omega, \vec{k} + \vec{g}} - (\vec{k} + \vec{g}) \left((\vec{k} + \vec{g}) \cdot \vec{E}_{\omega, \vec{k} + \vec{g}} \right) = \omega^2 \chi_{\vec{g}} \vec{E}_{\omega, k} \quad (86b)$$

Выражения (86a) и (86b) дают вполне корректное описание процесса излучения, но при условии малого коэффициента отражения на границе раздела двух соседних слоёв, в противном случае кинематический подход не пригоден. Данное ограничение вступает в силу для углов полного внешнего отражения $\Theta_{cr} = \sqrt{\chi_0'}$, поэтому далее будем исследовать излучение в области углов больших по сравнению с Θ_{cr} . При использовании (86a) следует учитывать существенный вклад в формирование излучения продольной компоненты кулоновского поля излучающей частицы. Разделим электрическое поле на три поляризации и перейдём от векторного уравнения к системе алгебраических

$$\vec{E}_{\omega, \vec{k}} = \sum_{\lambda=1}^2 \vec{e}_{\lambda 0} \vec{E}_{\lambda 0} \quad (87)$$

где $\vec{e}_{10} = \frac{[\vec{k}_{\parallel}, \vec{e}_x]}{k_{\parallel}}$, $\vec{e}_{20} = \frac{[\vec{k}, \vec{e}_{10}]}{k}$, $\vec{e}_{30} = \frac{\vec{k}}{k}$.

В случае излучения релятивистской частицы обычно учитываются только первые две компоненты.

Излучение в области ВУФ имеет маленькую длину фотопоглощения и толщина структуры практически всегда будет больше длины фотопоглощения, поэтому будем рассматривать многослойную структуру в рамках модели полубесконечной среды.

Используя (86a) и (87), а также выражение для магнитного поля в Фурье-компонентах $\vec{H}_{\omega, \vec{k}} = \frac{1}{\omega} [\vec{k}, \vec{E}_{\omega, \vec{k}}]$, найдём неизвестные коэффициенты электрического поля в мишени, воспользовавшись граничными условиями непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на поверхности мишени

$$\vec{E}_{\lambda 0}^{(m)} = a_{\lambda 0}^{(m)} \delta \left(k_x + \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2} \right) + \frac{i \omega e}{2 \pi^2 |V_x|} \frac{\vec{e}_{\lambda 0} \vec{V}}{k_x^2 - \omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2} \delta(k_x - k_{\perp}),$$

$$\lambda = 1,2$$

$$\vec{E}_{30}^{(m)} = -\frac{ie}{2\pi^2|V_x|} \frac{1}{k\varepsilon} \delta(k_x - k_\perp),$$

(88)

$$a_{10}^{(m)} = \frac{i\omega e}{2\pi^2|V_x|} \vec{e}_{10} \vec{V} \frac{\sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2} - k_\perp}{\sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2} + \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_\parallel^2}} \left(\frac{1}{k_\perp^2 - \omega^2 + k_\parallel^2} - \frac{1}{k_\perp^2 - \omega^2 \varepsilon + k_\parallel^2} \right)$$

$$a_{20}^{(m)} = -\frac{i\omega e}{2\pi^2|V_x|} \times$$

$$\times \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\omega k_\parallel} \left[\left(\sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2} \cdot \vec{k}_\parallel \vec{V}_\parallel + k_\parallel^2 V_x \right) \cdot \frac{\sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2} - k_\perp}{\sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2} + \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_\parallel^2}} \times \right.$$

$$\times \left(\frac{1}{k_\perp^2 - \omega^2 + k_\parallel^2} - \frac{1}{k_\perp^2 - \omega^2 \varepsilon + k_\parallel^2} \right) - \frac{\chi_0}{\varepsilon} \frac{\omega}{\varepsilon \sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2} - \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_\parallel^2}} \times$$

$$\left. \times \frac{k_\parallel^2}{k_\perp^2 - \omega^2 \varepsilon + k_\parallel^2} \right]$$

где $k_\perp = \frac{\omega - \vec{k}_\parallel \vec{V}_\parallel}{V_\perp}$, $\varepsilon_0(\omega) = 1 + \chi_0(\omega)$.

Результат (88) является основой для нахождения дифрагированного излучения. Коэффициенты Фурье-компоненты поля ПИ в вакууме можно записать в следующем виде

$$\vec{E}_{\lambda 0}^{(V)} = a_{\lambda 0}^{(V)} \delta\left(k_x - \sqrt{\omega^2 - k_\parallel^2}\right) + \frac{i\omega e}{2\pi^2|V_x|} \frac{\vec{e}_{\lambda 0} \vec{V}}{k_x^2 - \omega^2 + k_\parallel^2} \delta(k_x - k_\perp),$$

$$\lambda = 1,2$$

(89)

где

$$\begin{aligned}
 a_{10}^{(V)} &= \frac{i\omega e}{2\pi^2 |V_x|} \cdot \vec{e}_1 \cdot \vec{V} \frac{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2 - k_{\perp}^2}}{\sqrt{\omega^2 - k_{\parallel}^2} + \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2}} \left(\frac{1}{k_{\perp}^2 - \omega^2 + k_{\parallel}^2} - \frac{1}{k_{\perp}^2 - \omega^2 \varepsilon + k_{\parallel}^2} \right) \\
 a_{20}^{(V)} &= -\frac{i\omega e}{2\pi^2 |V_x|} \times \\
 &\quad \times \frac{1}{\omega k_{\parallel}} \left[\left(\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2} \cdot \vec{k}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} + k_{\parallel}^2 V_x \right) \cdot \frac{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2 - k_{\perp}^2}}{\sqrt{\omega^2 - k_{\parallel}^2} + \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2}} \times \right. \\
 &\quad \times \left(\frac{1}{k_{\perp}^2 - \omega^2 + k_{\parallel}^2} - \frac{1}{k_{\perp}^2 - \omega^2 \varepsilon + k_{\parallel}^2} \right) - \chi_0 \frac{\omega}{\varepsilon \sqrt{\omega^2 - k_{\parallel}^2} + \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2}} \times \\
 &\quad \left. \times \frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2 - \omega^2 \varepsilon + k_{\parallel}^2} \right]
 \end{aligned}$$

Для нахождения вклада переходного механизма в полный выход излучения необходимо найти поле в волновой зоне

$$E_{\lambda}^{\text{ПИ}} = \int d^3 k e^{i\vec{k}\vec{n}\vec{r}} a_{\lambda 0}^{(V)} \delta \left(k_x - \sqrt{\omega^2 - k_{\parallel}^2} \right) \quad (90)$$

где \vec{n} - единичный вектор в направлении распространения излучения. Результат интегрирования (90), выполненного в волновой зоне методом стационарной фазы, можно представить в следующем виде

$$E_{\lambda}^{\text{ПИ}} = A_{\lambda}^{\text{ПИ}} \frac{e^{-i\omega r}}{r}, \quad A_{\lambda}^{\text{ПИ}} = -2\pi i \omega n_x a_{\lambda 0}^{(V)} / k_{\parallel} = \omega n_{\parallel} \quad (91)$$

где $\vec{n}_{\parallel} = \vec{n}_y + \vec{n}_z$. Выражение для спектрально углового распределения ПИ можно представить в следующем виде из (91)

$$\omega \frac{d^2 N^{\text{ПИ}}}{d\omega d\Omega} = \sum_{\lambda=1}^2 \frac{d^2 N_{\lambda}^{\text{ПИ}}}{d\omega d\Omega} \quad (92)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N_1^{\text{ПИ}}}{d\omega d\Omega} &= \frac{e^2}{\pi^2} \frac{|\chi_0|^2}{|n_x + \sqrt{n_x^2 + \chi_0}|^2} \frac{1}{n_{\parallel}^2} \cdot \frac{n_x^2 ((\vec{n}_{\parallel} \times \vec{e}_x) \cdot \vec{V})^2 V_x^4}{|1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} - \sqrt{n_x^2 + \chi_0} V_x|^2 [(1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel})^2 - n_x^2 V_x^2]^2} \\ \frac{d^2 N_2^{\text{ПИ}}}{d\omega d\Omega} &= \frac{e^2}{\pi^2} \frac{|\chi_0|^2}{|\varepsilon n_x + \sqrt{n_x^2 + \chi_0}|^2} \frac{1}{n_{\parallel}^2} \times \\ &\times \frac{n_x^2 |n_{\parallel}^2 (1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} - \sqrt{n_x^2 + \chi_0} V_x) + (\sqrt{n_x^2 + \chi_0} \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} - n_{\parallel}^2 V_x) V_x^2| V_x^2}{|1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} - \sqrt{n_x^2 + \chi_0} V_x|^2 [(1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel})^2 - n_x^2 V_x^2]^2} \end{aligned}$$

Из (92) видно, что ПИ проявляется в виде широкополосного фона, характеристики которого не зависят от ориентации мишени. Вклад излучения, дифрагированного в многослойной структуре, можно найти из (88)

$$\vec{E}_{\omega, \vec{k} + \vec{g}} = \sum_{\lambda=1}^3 \vec{e}_{\lambda g} \vec{E}_{\lambda g}, \quad (93)$$

где $\vec{e}_{1\vec{g}} = \vec{e}_{1,0}$, $\vec{e}_{2\vec{g}} = \frac{[\vec{k} + \vec{g}, \vec{e}_{1\vec{g}}]}{|\vec{k} + \vec{g}|}$, $\vec{e}_{3\vec{g}} = \frac{\vec{k} + \vec{g}}{|\vec{k} + \vec{g}|}$, $\vec{k}_{\vec{g}} = \vec{e}_x (k_x + g)$.

Решение уравнения (86b) должно быть найдено отдельно для излучения в зеркале и вакууме. Решение для дифрагированного поля излучения в многослойной структуре $\vec{E}_{\omega, \vec{k} + \vec{g}}^{(m)}$ может быть представлено в виде

$$E_{\lambda g}^{(m)} = a_{\lambda g}^{(m)} \delta \left(k_{gx} + \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2} \right) + \frac{\omega^2 \chi_g \vec{e}_{\lambda g} E_{\omega, \vec{k}}^{(m)}}{k_{gx}^2 - \omega^2 \varepsilon + k_{\parallel}^2}, \quad \lambda = 1, 2 \quad (94)$$

Величина $\vec{E}_{\omega, \vec{k}}^{(m)}$ в (94) определяется в (88). Используя (86b), (93) и (94), а так же выражение для дифрагированного поля вне мишени

$$E_{\lambda g}^{(V)} = a_{\lambda g}^{(V)} \delta \left(k_{gx} + \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2} \right), \quad \lambda = 1, 2 \quad (95)$$

можно найти неизвестные коэффициенты $a_{\lambda, \vec{g}}^V$. Используя граничные условия на поверхности мишени, $a_{\lambda, \vec{g}}^V$ можно представить в следующем виде

$$a_{1g}^{(V)} = \frac{\omega^2 \chi_g}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2} + \sqrt{\omega^2 - k_{\parallel}^2}} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{g - 2\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2}} a_{10}^{(m)} + \frac{1}{g + k_{\perp} - \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2}} \cdot \frac{i\omega e}{2\pi^2 |V_x|} \frac{\vec{e}_{10} \vec{V}}{k_{\perp}^2 - \omega^2 \varepsilon + k_{\parallel}^2} \right], \quad (96)$$

$$a_{2g}^{(V)} = \frac{\omega^2 \chi_g}{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2} + \varepsilon \sqrt{\omega^2 - k_{\parallel}^2}} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{g - 2\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2}} \frac{2k_{\parallel}^2 - \omega^2 \varepsilon}{\omega \sqrt{\varepsilon}} a_{20}^{(m)} + \frac{1}{g + k_{\perp} - \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2}} \times \right.$$

$$\left. \times \frac{i\omega e}{2\pi^2 |V_x| k_{\parallel}} \left(\frac{\sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2} \vec{k}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} - k_{\parallel}^2 V_x}{k_{\perp}^2 - \omega^2 \varepsilon + k_{\parallel}^2} + \frac{k_{\parallel}^2}{\omega \varepsilon} \frac{1}{k_{\perp} \sqrt{\omega^2 \varepsilon - k_{\parallel}^2}} \right) \right]$$

Результирующий вклад ПРИ и ДПИ в полный выход излучения может быть найден из (95) и (96). Для нахождения амплитуды дифрагированного излучения

необходимо найти Фурье-интеграл $E_{\lambda}^{\text{ДИФР}} = \int d^3k_{\vec{g}} e^{i\vec{k}_{\vec{g}}\vec{r}} a_{\lambda,\vec{g}}^V \delta(k_{\vec{g}\lambda} - \sqrt{\omega^2 - k_{\parallel}^2})$ как это было проделано в (90). Результат интегрирования подобен (91)

$$A_{\lambda}^{\text{ДИФР}} = -2\pi i \omega n_x a_{\lambda 0}^{(V)} / k_{\parallel} = \omega n_{\parallel} \quad (97)$$

Спектрально-угловое распределение дифрагированного излучения, включающее вклады ПРИ и ДПИ, находится следующим образом

$$\omega \frac{d^2 N^{\text{ДИФР}}}{d\omega d\Omega} = \sum_{\lambda=1}^2 |A_{\lambda}^{\text{ДИФР}}|^2 \quad (98)$$

6.4.2. Спектрально-угловые характеристики излучения

Характеристики исследуемого дифрагированного излучения полностью определяются формулами (88), (96-98). Для анализа, наибольший интерес представляет излучение в плоскости реакции ($\lambda = 2$), содержащей нормаль к мишени и вектор скорости излучающего электрона. В случае $V \ll 1$ выражение для фона ПИ (92) имеет следующий вид

$$\omega \frac{d^2 N^{\text{ДИФР}}}{d\omega d\Omega} = \omega \frac{d^2 N^{\text{DR}}}{d\omega d\Omega} \approx \frac{e^2}{\pi^2} \frac{|\chi_0|^2}{\left[\varepsilon n_x + \sqrt{n_x^2 + \chi_0^2}\right]^2} \frac{n_x^2 n_{\parallel}^2 V_x^2}{(1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} - n_x V_x)^2 [1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} - n_x V_x^2]^2} \quad (99)$$

В отличие от спектра ПИ, имеющего широкий спектральный диапазон, спектр дифрагированного излучения квазимонохроматичен и зависит от ориентации мишени относительно траектории излучающего электрона. Из (98) видно, что в спектре дифрагированного излучения присутствует два пика. Для определения механизмов образования данных пиков, основываясь на (88), (96) и (97), запишем выражение для полной амплитуды излучения

$$\begin{aligned}
A_{\text{ДИФР}} \approx A_2^{\text{ДИФР}} \approx \frac{e}{\pi \varepsilon} \frac{\chi g}{\varepsilon n_x + \sqrt{n_x^2 + \chi_0}} \times \\
\times \frac{n_x n_{\parallel} |V_x|}{1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} + \sqrt{n_x^2 + \chi_0} V_x} \left[\frac{\chi_0}{\varepsilon n_x + \sqrt{n_x^2 + \chi_0}} \cdot \frac{n_{\parallel}^2 - n_x^2 - \chi_0}{1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} - \sqrt{n_x^2 + \chi_0}} \times \right. \\
\left. \times \frac{1}{\frac{g}{\omega} - 2\sqrt{n_x^2 + \chi_0}} + \frac{1}{\frac{g V_x}{\omega} + 1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} - \sqrt{n_x^2 + \chi_0} V_x} \right]
\end{aligned} \tag{100}$$

Видно, что спектральное положение первого пика определяется выражением

$$\omega = \frac{g}{2\text{Re}(\sqrt{n_x^2 + \chi_0})} \approx \frac{g}{2n_x} = \omega^{\text{ДПИ}}. \tag{101}$$

Резонансная энергия $\omega_B = \frac{g}{2n_x}$ аналогична типичной энергии брэгговского рассеяния в теории дифракции рентгеновского излучения. Соответствующий член в амплитуде (100) определяет пик, появляющийся вследствие брэгговского рассеяния реальных фотонов ПИ, образовавшегося на границе мишени и распространяющегося в среде. Из (96) видно, что это излучение появляется из члена a_{20}^m , который появляется из (88) и описывает ПИ. Данный пик описывает максимум ДПИ.

В соответствии с (100) рассмотрим природу второго пика дифрагированного излучения. Резонансная энергия может быть найдена в следующем виде

$$\omega = \frac{g|V_x|}{1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel} - \text{Re}(\sqrt{n_x^2 + \chi_0}) V_x} \approx \frac{|\vec{g}\vec{V}|}{1 - \vec{n}_{\parallel} \vec{V}_{\parallel}} = \omega^{\text{ПРИ}} \tag{102}$$

Резонансное положение данного пика близко к положению, предсказываемому теорией параметрического излучения. Данное излучение появляется вследствие дифракции кулоновского поля движущейся в среде

частицы на периодических неоднородностях среды. Пик формируется виртуальными фотонами кулоновского поля, имеющими волновой вектор $k \approx \frac{\omega}{V}$ (в отличие от первого пика, появляющегося при дифракции реальных фотонов $k \approx \omega\sqrt{\varepsilon}$).

Следует отметить, что разница положений пиков дифрагированного излучения (101) и (102) обусловлена нерелятивистским характером движения электрона. Для релятивистского случая поле реальных и виртуальных фотонов изначально распространяется в направлении скорости излучающего электрона и энергия обоих пиков одинакова, при этом разница в направлении распространения порядка γ^{-1} . Дифрагированное излучение распространяется вблизи направления зеркального отражения траектории электрона от слоёв зеркала, а энергия излучённых квантов определяется выражением

$$\omega^{DTR} = \frac{g}{2 \sin \psi} = \frac{g \sin \psi}{1 - \cos 2\psi} = \omega^{\text{ПРИ}} \quad (103)$$

В дальнейшем, свойства параметрического излучения удобно описывать, основываясь на результатах (98) и (100). Для анализа удобно представить выражения для спектрально-углового распределения излучения, используя угловые переменные φ , Θ и Ψ

$$\begin{aligned} V_x &= -V \sin \psi, & V_y &= V \cos \psi, & V_z &= 0 \\ n_x &= \sin \theta, & n_y &= \cos \theta, & n_z &= \cos \theta \sin \varphi \end{aligned} \quad (104)$$

Основываясь на (98), (100) и (104), выражение для спектрально-углового распределения излучения можно представить в следующем виде

$$\begin{aligned} V_x &= -V \sin \psi, & V_y &= V \cos \psi, & V_z &= 0 \\ n_x &= \sin \theta, & n_y &= \cos \theta, & n_z &= \cos \theta \sin \varphi. \end{aligned} \quad (104)$$

В результате перехода к угловым переменным получим выражение для спектрально-углового распределения излучения

$$\begin{aligned} \omega \frac{d^2 N^{\text{ПРИ}}}{d\omega d\Omega} &= \frac{e^2 V^2}{\pi^4} \sin^2 \left(\pi \frac{a}{T} \right) \frac{(\chi'_a - \chi'_b)^2 + (\chi''_a - \chi''_b)^2}{(1 + \chi'_0)^2 + (\chi''_0)^2} \cdot \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{(f'(1 + \chi'_0)^2 \sin \theta)^2} \times \\ &\times \frac{\sin^2 \psi}{(1 - V \cos \psi \cos \theta \cos \varphi - Vf' \sin \psi)^2} \times \\ &\times \frac{1}{\left(\frac{gV \sin \psi}{\omega} - 1 + V \cos \psi \cos \theta \cos \varphi - Vf' \sin \psi \right)^2 + (Vf'' \sin \psi)^2} \end{aligned} \quad (105)$$

где

$$\begin{aligned} f' &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{\sin^2 \theta + (\chi'_0)^2 + (\chi''_0)^2} + \sin^2 \theta + \chi'_0}, \\ f'' &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{\sin^2 \theta + (\chi'_0)^2 + (\chi''_0)^2} - \sin^2 \theta - \chi'_0}. \end{aligned} \quad (106)$$

Важно, что (105) описывает излучение вблизи резонансной брэгговской энергии $\omega = \omega^{\text{ПРИ}}$, где сосредоточен основной выход параметрического излучения. Сравнение (99) и (105) показывает, что выходы ПИ и ПРИ имеют примерно одинаковый порядок вне области основного проявления ПРИ $\omega^{\text{ПРИ}}$. ДПИ доминирует в области энергий $\omega = \omega^{\text{ДПИ}}$, но вне этой области вклад существенно меньше выхода параметрического излучения.

Из (105) следует самое важное свойство параметрического излучения, состоящее в зависимости энергии излучённых фотонов от ориентации мишени относительно вектора скорости излучающей частицы. Можно заметить, что энергия излучённых фотонов меняется при изменении углов наблюдения, но такое изменение незначительно при малой величине скорости излучающей частицы. Таким образом, основной возможностью для изменения энергии излучённых фотонов является изменение ориентации мишени.

Не менее важным параметром является спектральная ширина линии излучения

$$\Delta\omega \approx g f'' V^2 \sin^2 \psi \approx \frac{g \chi_0'' V^2 \sin^2 \psi}{2 \sqrt{\sin^2 \theta + \chi_0'}} \quad (107)$$

значительно зависящая от угла Ψ . Спектрально-угловое распределение ПРИ в максимуме распределения можно представить к виде

$$\left(\omega \frac{d^2 N^{\text{ПРИ}}}{d\omega d\Omega} \right)_{\max} = \frac{e^2}{\pi^4} \sin^2 \left(\pi \frac{a}{T} \right) \left(\frac{\chi_a' - \chi_b'}{1 + \chi_0'} \right)^2 \cdot \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{(f'(1 + \chi_0')^2 \sin \theta)^2} \cdot \frac{1}{(f'')^2}, \quad (108)$$

$$\omega \approx gV \sin \varphi$$

зависящем от V и Ψ только через диэлектрические восприимчивости $\chi_a(gV \sin(\Psi))$ и $\chi_b(gV \sin(\Psi))$.

Спектральная ширина ПРИ в виде (107) соответствует случаю генерации ПРИ в полубесконечной мишени без учёта многократного рассеяния излучающего электрона. Реальная ширина увеличивается вследствие влияния конечного числа периодов структуры, на которых генерируется излучение, и многократного рассеяния излучающей частицы в среде. Для первого обстоятельства существует сильная зависимость от числа периодов структуры

$\Delta\omega_1 = \frac{gV \sin(\Psi)}{N_0}$ (N_0 - количество слоёв на которых эффективно происходит генерация излучения). Минимум $\Delta\omega_1$ соответствует максимуму N_0 и определяется длиной фотопоглощения

$$\Delta\omega_{1\min} \approx 4\pi\Delta\omega \quad (109)$$

где $\Delta\omega$ находится из (107) ($\Delta\omega_1 \gg \Delta\omega$).

Сильное влияние многократного рассеяния на спектральную ширину сигнала ПРИ следует из (102). Спектральная ширина определяется выражением

$$\Delta\omega_2 \approx gV \cos \Psi \sqrt{\overline{\Delta^2\Psi}} \quad (110)$$

где $\overline{\Delta^2\Psi}$ - средний квадрат угла многократного рассеяния для расстояния $l \approx \frac{\sin(\Theta)}{gV\chi_0 \sin^2(\Psi)}$ на котором излучённые фотоны вылетают из мишени. Величина $\overline{\Delta^2\Psi}$ может быть оценена из выражения

$$\overline{\Delta^2\Psi} = \frac{16 \pi Z(Z+1)e^4 n_0}{m^2 E^2} \frac{(E+1)^2}{(E+2)^2} \ln \left(183Z^{-1/3} \right) l \quad (111)$$

где $E = \frac{T_0}{m}$, Z - атомный номер, n_0 - плотность атомов, T_0 - кинетическая энергия излучающего электрона. Подставляя (28) в (27) находим

$$\Delta\omega_2 \approx \frac{4e^2 E+1}{mE E+2} \left[\left(\frac{\pi}{\chi_0''} \right) Z(Z+1) \ln \left(183Z^{-1/3} \right) n_0 gV \sin \theta \right]^{\frac{1}{2}} \cot \Psi \quad (112)$$

Зависимости $\Delta\omega_1$ и $\Delta\omega_2$ от эффективной толщины мишени противоположны. С одной стороны $\Delta\omega_1$ уменьшается при увеличении длины фотопоглощения, но, в то же время, $\Delta\omega_2$ растёт из-за увеличения длины пути генерации излучения и многократного рассеяния.

Сравнение $\Delta\omega_1$ и $\Delta\omega_2$ в рамках рассматриваемой задачи показывает доминирование влияния многократного рассеяния вследствие малой энергии излучающей частицы. Так, при энергии 100 кэВ излучение может генерироваться с энергией порядка 100 эВ, где мнимая часть диэлектрической восприимчивости имеет величину 0.01-0.001.

6.4.3. Расчёт характеристик источника

Далее будем исследовать параметрическое излучение в Si-Nb структуре электронов с энергией 100 кэВ, имеющей $T \approx 100 \text{ \AA}$ и соотношение $\frac{a}{T} \approx 0.6$, где слой a - кремний. При таких параметрах энергия излучения будет сосредоточена в области 90 эВ. Используя (102) и (112) можно показать, что относительная спектральная ширина параметрического излучения $\frac{\Delta\omega_2}{\omega} \approx 0.5-1$ в зависимости от управляющих углов Ψ и Θ .

Выполненный расчёт уширения спектральной линии излучения вследствие влияния многократного рассеяния показал чрезвычайно существенное влияние многократного рассеяния. Данная особенность делает крайне важным выбор оптимальных условий для генерации параметрического излучения. Выполненная оценка носит лишь предварительный характер и для дальнейшего анализа требуется более тщательное теоретическое исследование.

Широкое угловое распределение параметрического излучения крайне негативно для эффективной коллимации излучения. С другой стороны, данный недостаток является и преимуществом при необходимости создания источников излучения с широким углом захвата.

Наиболее интересным случаем является генерация ВУФ вблизи края фотопоглощения одной из составляющих структуры. Этот случай интересен из-за возможности резкого увеличения выхода излучения вследствие увеличения разности диэлектрических восприимчивостей соседних слоёв. Обычно, действительная часть диэлектрической восприимчивости меньше нуля, но вблизи края фотопоглощения она может стать положительной, вследствие чего выход параметрического излучения возрастёт. Существенный рост выхода ПРИ обусловлен квадратичной зависимостью выхода от разности диэлектрических восприимчивостей слоёв структуры.

Далее будем интересоваться излучением в области L края фотопоглощения кремния, вблизи которого $\chi_0^{Si} > 0$. Второй составляющей структуры будет Ni, имеющий в этой области минимальное значение χ_0' , в результате чего получим максимальную разность диэлектрических восприимчивостей.

Для демонстрации увеличения выхода излучения в области аномальной дисперсии приведём результаты расчёта двух угловых распределений ПРИ, одно из которых будет настроено на генерацию фотонов с энергией в максимуме разности диэлектрических восприимчивостей. На Рисунке 70 представлены кривые спектрально-углового распределения при фиксированном угле наблюдения и резонансной энергии излучения, выбранной вне области аномальной дисперсии, а на Рисунке 71 энергия излучения подбиралась таким образом, чтобы оказаться в максимуме разности восприимчивостей. Кривые демонстрируют рост излучения в десятки раз. Таким образом, правильный подбор параметров процесса излучения крайне существенен.

Важной характеристикой источников излучения является спектр коллимированного излучения. Для исследования свойств коллимированного излучения необходимо проинтегрировать (105) по углам наблюдения. На Рисунке 72 представлена зависимость спектра коллимированного излучения от углового положения оси коллиматора. Кривые демонстрируют резкую зависимость положения и величины излучения от угла коллимирования. Следует отметить крайне высокий выход излучения порядка 10^{-6} фот./эл. при спектральной ширине сигнала в 3-4эВ, что существенно с точки зрения создания эффективного источника излучения.

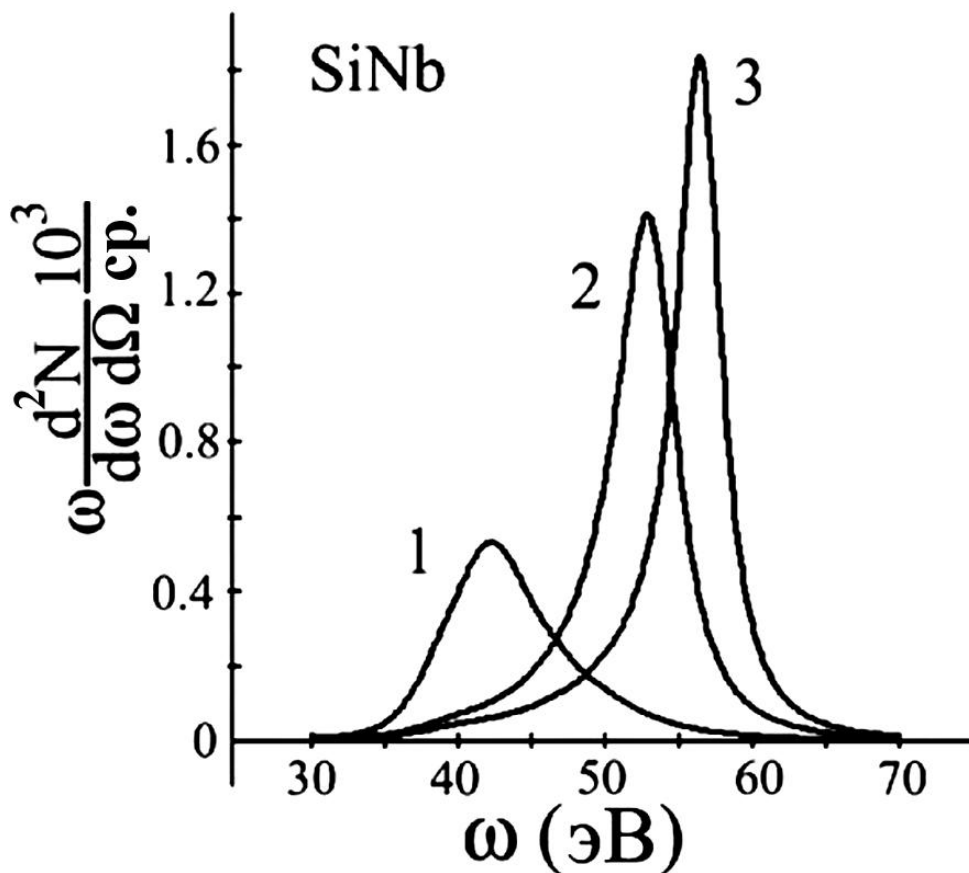


Рисунок 70- Спектрально угловое распределение параметрического излучения в зависимости от энергии излучения для электронов с энергией 100 кэВ. Кривые

построены при следующих значениях параметров: $\Theta = \frac{\pi}{4}$ рад., $\varphi = 0$, $T = 100$ А,

$a/T = 0.6$, $\Psi = \frac{\pi}{6}$ рад. (кривая 1), $\Psi = \frac{\pi}{4}$ рад. (кривая 2), $\Psi = \frac{\pi}{3}$ рад. (кривая 3).

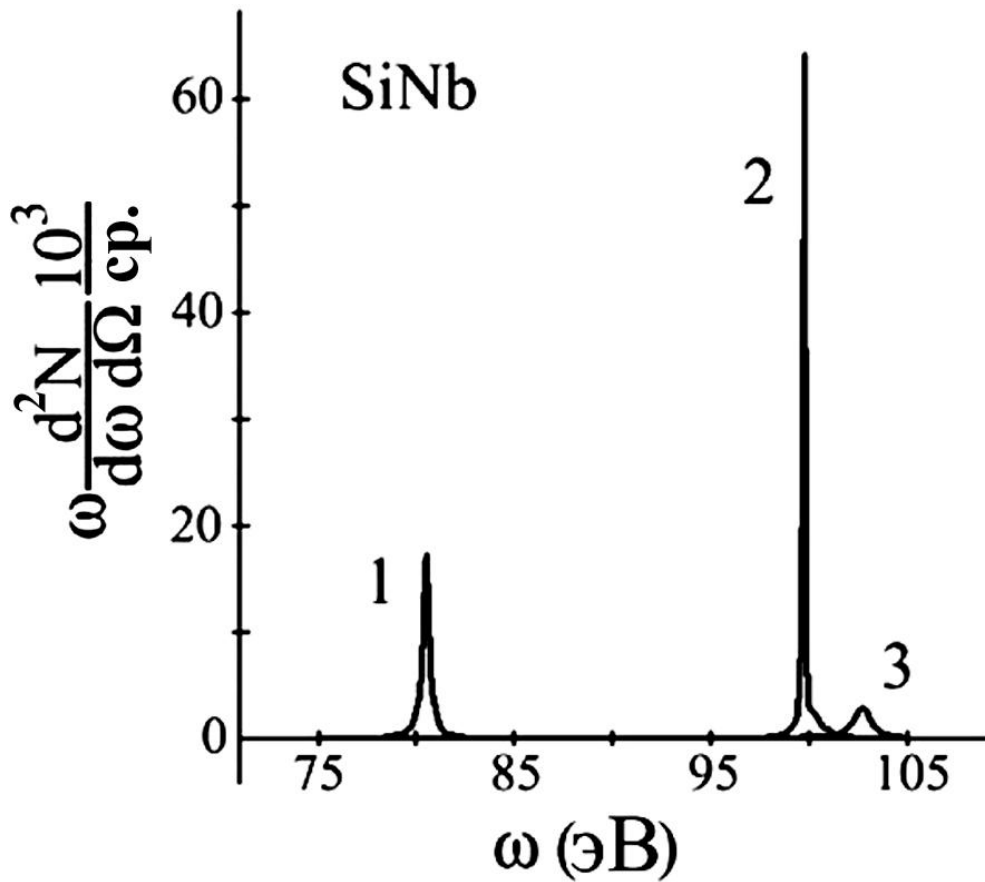


Рисунок 71- Спектрально угловое распределение параметрического излучения вблизи области аномальной дисперсии (L край фотопоглощения кремния) в зависимости от энергии излучения для 100 кэВ электронов. Кривые построены при следующих значениях параметров: $\Theta = 0.8$ рад., $\varphi = 0$, $T = 45$ А, $a/T = 0.6$, $\Psi = 0.436$ рад. (кривая 1), $\Psi = 0.65$ рад. (кривая 2), $\Psi = 0.685$ рад. (кривая 3).

Для получения интенсивного ВУФ в другой спектральной области необходимо правильно подобрать составляющие структуры, чтобы в нужной спектральной области разность диэлектрических восприимчивостей была максимальной при минимальном фотопоглощении. Так, если необходимо получить источник излучения в области 30 эВ, выгодно одним из слоёв выбрать скандий, так как в данной области $\chi_0^{Sc} > 0$, а в качестве второго слоя можно выбрать алюминий. На Рисунке 73 представлены спектры коллимированного

излучения для Sc-Al структуры. Из представленных зависимостей виден высокий выход излучения, порядка 10^{-5} фот./эл. При ширине спектра порядка 1 эВ.

Основным недостатком такого метода генерации излучения является дискретность получаемых спектральных линий, обусловленная узким спектральным интервалом области аномальной дисперсии веществ где $\chi_0' > 0$.

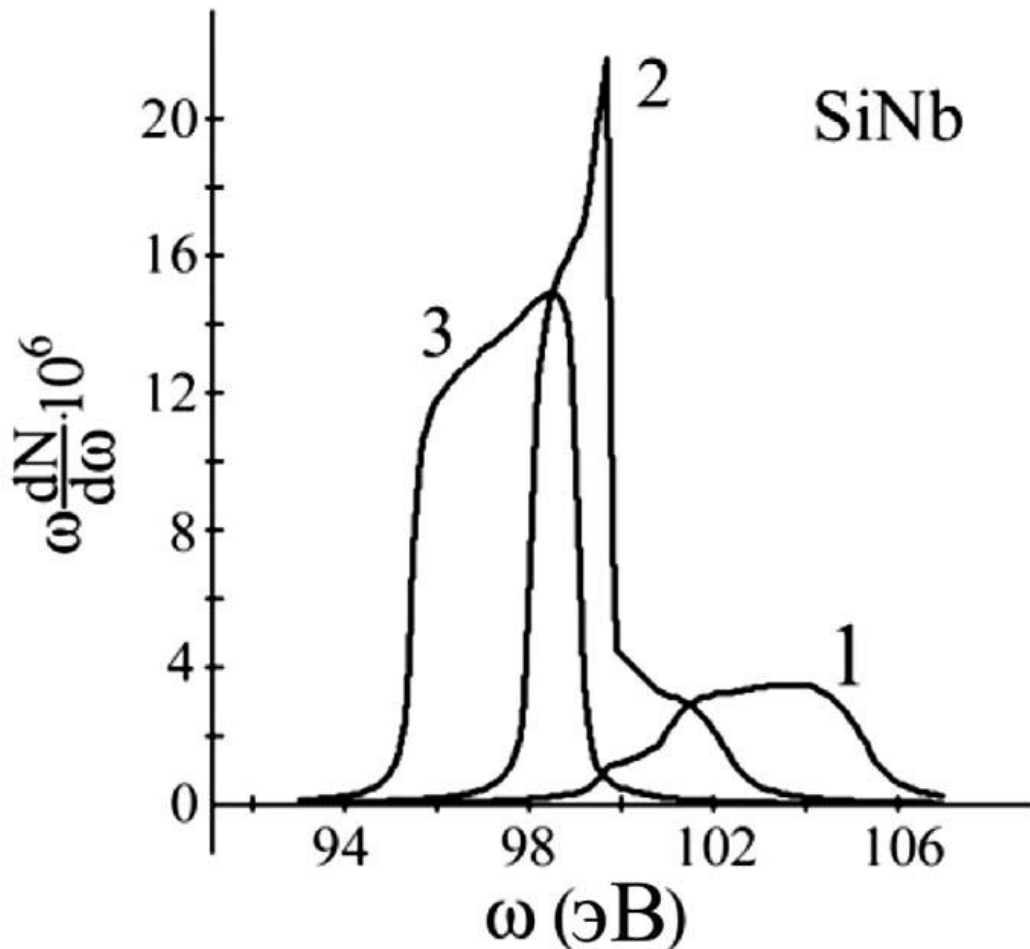


Рисунок 72- Спектр коллимированного параметрического излучения для 100 кэВ электронов вблизи области аномальной дисперсии. Кривые построены при следующих параметрах: $\Delta\Theta = \Delta\varphi = 0.07$ рад., $T = 45$ А, $a/T = 0.6$, $\Psi = 0.65$ рад., $\langle\Theta\rangle = 0.75$ рад. (кривая 1), $\langle\Theta\rangle = 0.8$ рад. (кривая 2), $\langle\Theta\rangle = 0.85$ рад. (кривая 3).

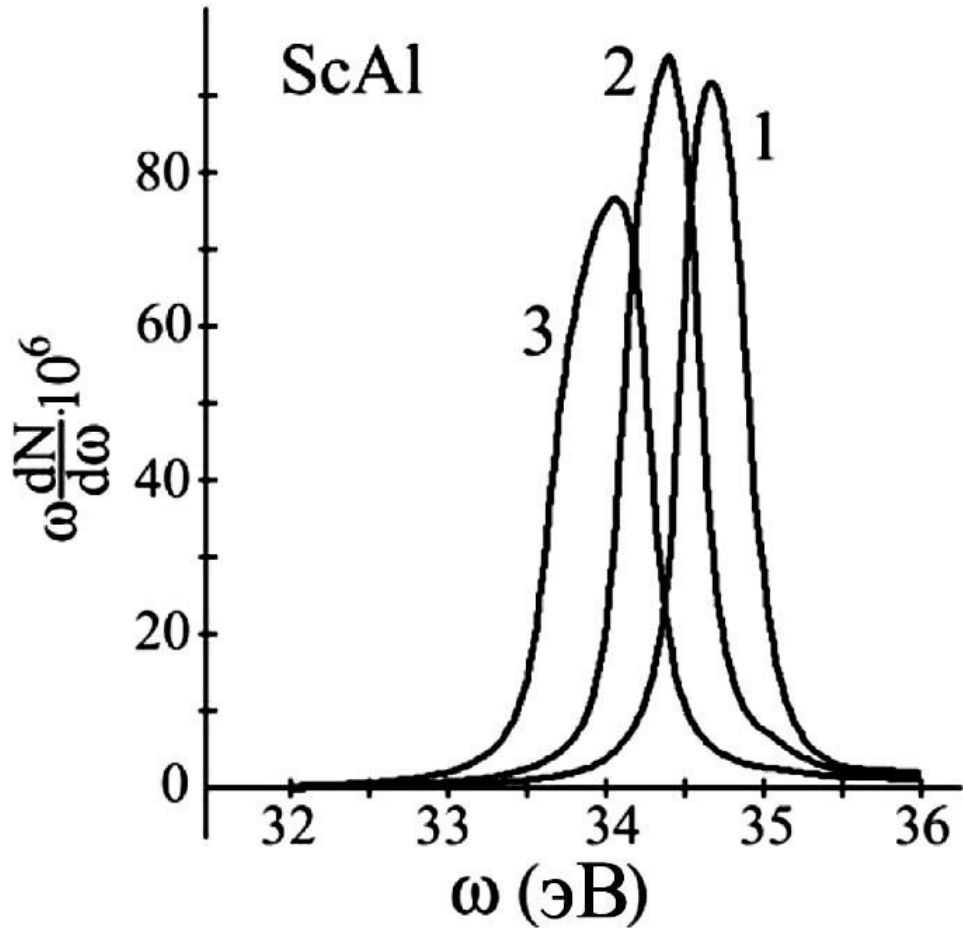


Рисунок 73- Спектр коллимированного параметрического излучения для 100 кэВ электронов вблизи области аномальной дисперсии (L край фотопоглощения скандия). Кривые построены при следующих значениях параметров: $\Delta\Theta = \Delta\varphi = 0.07$ рад., $T = 140$ А, $a/T = 0.4$, $\Psi = 0.75$ рад., $\langle\Theta\rangle = 0.65$ рад. (кривая 1), $\langle\Theta\rangle = 0.7$ рад. (кривая 2), $\langle\Theta\rangle = 0.75$ рад. (кривая 3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе выполнено исследование механизмов взаимодействия быстрых электронов с веществом, перспективных с точки зрения разработки новых методов диагностики атомной структуры твердотельных мишеней и источников рентгеновского излучения с заданными спектрально-угловыми характеристиками. В работе разработаны математические модели данных механизмов, выполнен расчет оптимальных условий планируемых экспериментов и проведены эксперименты по верификации некоторых обсуждаемых эффектов.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом согласно главам:

- I. На основе микротрона-инжектора синхротрона “Пахра” была разработана установка, на основе которой была выполнена экспериментальная часть исследований диссертационной работы. Установка была исследована и адаптирована для проведения измерений спектрально-угловых характеристик рентгеновского излучения, генерирующегося при взаимодействии электронов с энергией 7 МэВ с веществом. В рамках работы разработана геометрия установки с наилучшим соотношением сигнал/фон.
- II. Экспериментально зарегистрированы пики когерентной части ПТИ релятивистских электронов в поликристаллических фольгах *Al*, *Cu* и *Ni*, природа которых аналогична природе пиков Дебая-Шеррера в рассеянии рентгеновского излучения в порошках. Измерения спектра ПТИ выполнены при различных углах наблюдения, что позволило зафиксировать сдвиг положения пиков согласно теории [148]. Также, выполненное количественное сравнение показало хорошее согласие

эксперимента с теорией по амплитуде и спектральной ширине пиков. Зафиксированное преобладание когерентной составляющей в выходе ПТИ из поликристаллов даёт возможность использования ПТИ для диагностики частично упорядоченных твердых тел.

III. Выполненные измерения когерентных пиков ПТИ назад из медной мишени позволили впервые достоверно зафиксировать искомые пики. Были зафиксированы пики от кристаллографических плоскостей (111), (220) и (311). Зафиксированное изменение относительных величин пиков, выполненное при различной ориентации мишени относительно пучка электронов, позволило определить проявление текстуры у исследуемой мишени. Измерения показали, что спектральная ширина когерентных пиков ПТИ назад составляет величину около 10 эВ, что является аномальной особенностью для ПТИ из поликристаллов.

Измерение спектра ПТИ назад из поликристаллической фольги Ni с субмикронным размером зерна показало наличие когерентных пиков, положение которых хорошо согласуется с расчётными данными. Надёжно зафиксированы пики от кристаллографических плоскостей (111), (200) и (220). Измерение выполнено в условиях, когда средний размер зерна мишени существенно меньше длины фотопоглощения сигнала ПТИ, вследствие чего выход ПТИ далёк от насыщения.

Полученные результаты демонстрируют перспективность развиваемого нового метода исследования атомной структуры поликристаллических сред, основанного на измерении спектра ПТИ в геометрии обратного рассеяния, в том числе применимо к текстурированным и нанодисперсным поликристаллам.

IV. Выполнено исследование двух новых методов, перспективных для диагностики блочной структуры мозаичных кристаллов.

1. Выполненное теоретическое исследование ПРИ в мозаичном кристалле показало возможность создания нового метода исследования анизотропии мозаичности, основывающегося на измерении спектрально-угловых характеристик ПРИ релятивистских электронов. Показано преимущество проведения измерений при малых углах падения излучающей частицы на исследуемую кристаллографическую плоскость, в данном случае характер спектрально-углового распределения ПРИ определяется в основном продольной составляющей мозаичности, что позволяет исследовать анизотропию мозаичности простым поворотом кристалла вокруг нормали к исследуемой кристаллографической плоскости. Исследованный подход имеет существенное преимущество в сравнении с методами рентгеноструктурного анализа, заключающееся в возможности исследования большей толщины приповерхностного слоя кристалла, сравнимой с длиной фотопоглощения.
 2. Во второй части главы выполнено экспериментальное исследование возможности измерения двумерной функции распределения мозаичности кристаллов на основе модели [136]. Разработанная модель показывает, что при достаточно сильной коллимации регистрируемого излучения искомая функция распределения оказывается пропорциональной измеряемой ориентационной зависимости Брэгговского рассеяния при постоянном угле регистрации излучения. На основе модели создана экспериментальная установка, разработана и апробирована методика измерения функции распределения мозаичности кристаллов.
- V. Выполнено исследование двух новых возможностей, перспективных для разработки источников рентгеновского излучения.
1. Выполнено экспериментальное исследование ПРИ в асимметричной геометрии дифракции при скользящем взаимодействии излучающих

электронов с кристаллической мишенью. Выполненные измерения позволили зафиксировать эффект увеличения выхода ПРИ в асимметричной геометрии дифракции при скользящем взаимодействии пучка электронов с энергией 7 МэВ с плоскостью поверхности кремниевой монокристаллической мишени. Эффект увеличения выхода для кристаллографической плоскости (111) составил около 270%, что хорошо согласуется с выполненными расчётами.

2. Разработана математическая модель источника излучения в рентгеновском диапазоне, основанного на многократном взаимодействии электронов с тонкой мишенью, установленной в циклическом ускорителе. Модель учитывает выбывание электронов из процесса излучения, многократное рассеяние электронов в мишени, а также возможность монохроматизации генерирующегося в мишени излучения многослойным рентгеновским зеркалом.

Выполненный сравнительный анализ различных мишеней и механизмов излучения, показал возможность эффективной генерации жёсткого рентгеновского излучения электронами с малой энергией при использовании тонких аморфных мишеней и механизма обычного тормозного излучения. Эффективная генерация мягкого рентгеновского излучения возможна на основе механизмов переходного и когерентного тормозного излучения, но для значительной интенсивности требуются электроны более высоких энергий, чем для тормозного излучения.

- VI. Выполнено исследование эффектов, реализующихся при взаимодействии быстрых электронов с веществом, на основе которых возможно разработать источники вакуумного ультрафиолета и рентгеновского излучения.

1. Исследование излучения Вавилова-Черенкова в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена в условиях скользящего взаимодействия релятивистских электронов с плоскостью поверхности мишени показало возможность значительно (в десятки раз) увеличить угловую плотность излучения при скользящем взаимодействии излучающего электрона с мишенью. Увеличение угловой плотности объясняется сильной трансформацией конуса излучения Вавилова-Черенкова вследствие преломления излучения, выходящего из мишени под скользящими углами. Структура конуса излучения модифицируется наиболее существенно, когда угол падения частицы на плоскость поверхности мишени становится меньше угла раствора конуса излучения.

В соответствии с полученными результатами, возникает возможность разработки эффективного источника мягкого рентгеновского излучения с квазимонохроматической линией (спектральная ширина около единиц эВ) на основе механизма излучения Вавилова-Черенкова. Выход такого источника в области 10 эВ – 1 кэВ составляет величину порядка 10^{-3} - 10^{-4} фотона на электрон.

2. Выполненное исследование эффекта Вавилова-Черенкова в многослойной структуре предсказывает возможность генерации интенсивного мягкого рентгеновского излучения, распространяющегося, в отличие от классического излучения Вавилова-Черенкова, под значительным углом относительно траектории частицы (под двойным Брэгговским углом). Выполненный анализ показал, что в рассматриваемом случае выход фотонов составляет величину 10^{-4} - 10^{-5} фотона на электрон, что на порядок больше, чем выход ПРИ в многослойной структуре, но на порядок меньше, чем излучение Вавилова-Черенкова в аморфной мишени.

3. Выполненный анализ свойств ПИ в режиме скользящих углов падения слаборелятивистского электрона на границу раздела среда-вакуум показал возможность увеличения угловой плотности излучения в десятки раз при энергии излучающего электрона порядка 100 кэВ. Данный эффект проявляется вблизи углов полного внешнего отражения квантов от границы раздела. Увеличение угловой плотности происходит в случае, когда максимум углового распределения ПИ при фиксированной энергии кванта, образующийся за счёт трансформации кулоновского поля электрона, близок к углу полного внешнего отражения излучения от границы раздела среда-вакуум.

Выполненные расчеты спектрально-угловых характеристик источника ВУФ на основе ПИ заряженных частиц с энергией порядка 100 кэВ показали возможность получения выхода излучения порядка 10^{-5} фотон/(эВ·ср) в спектральной области 30-100 эВ.

4. Исследования, проведённые в настоящей работе, показали возможность создания направленного квазимонохроматического источника ВУФ с перестраиваемой спектральной линией на основе механизма параметрического излучения нерелятивистских электронов. При низкой энергии излучающих частиц выход излучения составляет 10^{-5} - 10^{-6} фот./электрон в коллиматор с угловым размером 0.005 ср. при спектральной ширине сигнала в единицы эВ и энергии электронов порядка 100 кэВ.

Спектральные распределения исследуемого излучения для различных комбинаций веществ, построенные на основе (105) с использованием экспериментально полученных зависимостей $\chi'(\omega)$ и $\chi''(\omega)$, показали существенное увеличение выхода излучения в области аномальной дисперсии.

Использованные обозначения

ПТИ – поляризационное тормозное излучение.

ПРИ – параметрическое рентгеновское излучение.

ПИ – переходное излучение.

ДПИ – дифрагированное переходное излучение.

ТИ – тормозное излучение.

КТИ – когерентное тормозное излучение.

ХРИ – характеристическое рентгеновское излучение.

γ – Лоренц-фактор излучающего электрона.

\vec{g} - вектор обратной решётки.

\vec{V} - вектор скорости излучающего электрона.

ω – энергия фотона.

$\chi(\omega)$ - диэлектрическая восприимчивость вещества.

m – масса электрона.

n_0 – концентрация атомов в элементарной ячейке.

u_T – среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн Б.К. Структурная электронография. – М.: Изд. во АН СССР, 1956. – 342 с.
2. Каули Д. Физика дифракции. – М.: Мир, 1979. – 437 с.
3. Зрелов В.П. Излучение Вавилова Черенкова и его применение в физике высоких энергий. – М.: Атомиздат, 1968. – 378 с.
4. Dolgoshein V. Transition radiation detectors // Nucl. Instr. Meth. – 1993. – V. 326. – P. 434-439.
5. Anthony P., Srendy R., Bosted P. et al. Measurement of dielectric suppression of bremsstrahlung // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 76. – P. 3350-3355.
6. Chehab R., Couchot F., Nyaiesh A. Study of a positron source generated by photons from relativistic channeled particles // Proceedings of the 1989 Particle Accelerator Conference. – Chicago, USA, 1989. – P. 283-285.
7. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. – Харьков: Вища школа, 1976. – 232 с.
8. Rullhusen P., Artru X., Dhez P. Novel radiation sources using relativistic electrons. – Singapore: World Scientific, 1998. – 212 p.
9. Paolo Luchini, Hans Motz, *Ondulators and Free-electron Lasers*. – Oxford: Oxford University Press, 1990. – 195 p.
10. Потылицын А.П. Излучение электронов в периодических структурах. – Томск: Изд-во НТЛ, 2008. – 280 с.
11. Castellano M. A new non intercepting beam size diagnostics using diffraction radiation from a slit // Nucl. Instr. Meth. A. – 1997. – V. 394. – P. 275-280.
12. Korbly S.E., Brown W.J., Shapiro M.A. et al. Design of a Smith Parcell radiation bunch length diagnostics // Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference. – Chicago, USA, 2001. – P. 2347-2349.

- 13.Потылицын А.П., Рязанов М.И., Стриханов М.Н., Тищенко А.А. Аракционное излучение релятивистских частиц. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. – 347 с.
- 14.Амусья М.Я., Буймистров В.М., Зон Б.А., Цытович В.Н. и др. Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов. – М.: Наука, 1987. – 334 с.
- 15.П.Н. Жукова Коллективные эффекты в процессах рассеяния электромагнитного поля релятивистских электронов в конденсированных структурированных средах // Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук. – 274 с.
16. Зон Б.А. О тормозном эффекте при столкновении электронов с атомами // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 73. – С. 128-133.
- 17.Буймистров В.М., Трахтенберг Л.И. Сечение тормозного излучения при рассеянии электрона на атоме водорода // ЖЭТФ. – 1975. – Т.69. – С. 108-114.
- 18.Е.Т. Verkhovtseva, E.V. Gnatchenko, A.A. Tkachenko, B.A. Zon Resonance structures in polarization bremsstrahlung from electron–atom collisions // Radiation Physics and Chemistry. – 2005. – V. 74. – Iss. 2. – P. 51-70;
- 19.A.V. Korol, A.V. Solov'yov Polarizational bremsstrahlung in non-relativistic collisions // Radiation Physics and Chemistry. – 2006. – V. 75. – Iss. 10. – P.1266-1286.
- 20.Astapenko V., Buimistrov V., Krotov Yu., Mikhailov L., Trakhtenberg L. Dynamic bremsstrahlung of a relativistic charged particle scattered by an atom // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1985. – Т. 61. – № 5. – С. 930-937.
- 21.Astapenko V.A., Bureeva L.A., Lisitsa V.S. Polarization bremsstrahlung of a fast charged particle on a thomas-fermi atom // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2000. – Т. 90. – № 5. – С. 788-793.
22. Король А.В., Лялин А.Г., Соловьев А.В. Поляризационное тормозное излучение. – СПб: Изд-во СПбГПУ, 2004. – 300 с.

- 23.S. Blazhevich, A. Chepurnov, V. Grishin et al. Polarization Bremsstrahlung of Relativistic Electron in Aluminium // Phys. Lett. A. – 1999. – V. 254. – P. 230-234.
- 24.Y. Takabayashi, I. Endo, K. Ueda, C. Moriyoshi, A. V. Shchagin Observation of intense PXR from textured polycrystal // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B – 2006, V.195, P.453.
- 25.S. Nawang, I. Endo, M. Iinuma et al. Parametric X-ray Study from Textured Molybdenum Polycrystal //Journal of the Physical Society of Japan, V. 75, №12, 2006, P.124705.
- 26.K. Chouffani, M.Yu. Andreyashkin, I. Endo, J. Masuda, T. Takahashi, Y. Takashima Parametric X-radiation and diffracted transition radiation at REFER electron ring/Nucl. Instr. and Meth. B V173 (2001) 241.
- 27.В.А. Астапенко, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов, В.В. Полянский, Г.П. Похил, В.И. Сергиенко, В.А. Хабло Экспериментальное измерение поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристаллических мишенях //Письма в ЖЭТФ - 2006. – Т. 84. – Вып. 6 - С.341-344.
- 28.Н.А. Гостищев, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов, В.В. Полянский, В.И. Сергиенко, В.А. Хабло Угловая зависимость положения когерентного пика в спектре поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристалле//Письма в ЖТФ – 2008. – Т.34. – Вып.17. – С.78-82.
- 29.Алексеев В.И., Вохмянина К.А., Елисеев А.Н., Жукова П.Н., Кубанкин А.С., Нажмудинов Р.М., Насонов Н.Н., Полянский В.В., Сергиенко В.И. Обнаружение когерентных пиков поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристалле в геометрии обратного рассеяния //Письма в ЖТФ - 2012. Т. 38. № 6. С. 83-89.
- 30.В.И. Алексеев, Э.Ф. Иррибарра, А.С. Кубанкин, Р.М. Нажмудинов, Н.Н. Насонов, В.В. Полянский, В.И. Сергиенко Экспериментальное исследование поляризационного тормозного излучения в мелкозернистых поликристаллах //Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования №3, 2013, С.88.

31. В.И. Алексеев, А.Н. Елисеев, Э.Ф. Иррибарра, Р.М. Нажмудинов, Н.Н. Насонов, А.С. Кубанкин, В.В. Полянский, В.И. Диагностика нанодисперсных поликристаллов на основе поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования – 2014. №4, С.46-58.
32. Жукова П.Н., Кубанкин А.С., Насонов Н.Н., Сергиенко В.И. Модификация EDXD метода диагностики структурированных сред // Заводская лаборатория. 2008. № 10. С. 32.
33. Astapenko V., Nasonov N., Zhukova P. Anomalous peak in the spectrum of polarizational bremsstrahlung from relativistic electrons moving through a solid target // J. Phys. B: Atomic. Molecular & Optical Physics. 2007. V. 40. P. 1337.
34. Кубанкин А.С., Гостищев Н.А., Насонов Н.Н. и др. Экспериментальное исследование поляризационного тормозного излучения в геометрии обратного рассеяния // Тезисы докладов 6 Нац. конференции РСНЭ 6. Москва, ИК РАН, 2007. С. 47.
35. К.-Н. Brenzinger, B. Limburg, H. Backe, S. Dambach, H. Euteneuer, F. Hagenbuck, C. Herberg, K. H. Kaiser, O. Kettig, G. Kube, W. Lauth, H. Schoepe How Narrow is the Linewidth of Parametric X-Ray Radiation? // Physical Review Letters, 1997, V.79, P.2462-2465.
36. Garibian G.M., Yang C. Quasi-Cherenkov radiation in crystals // Nucl. Instr. Meth. A. – 1986. – V.248. – P.29-30.
37. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях.– Москва: Наука, 1987.
38. Лапко В.П., Насонов Н.Н. О параметрическом механизме излучения быстрых заряженных частиц в кристаллах // ЖТФ. – 1990. - Т.60. – С.160-162.
39. Афанасьев А.М., Аганян М.А. Внешний фотоэффект при дифракции рентгеновских лучей в кристалле с нарушенным поверхностным слоем. // ЖЭТФ. – 1978. – Т.74. – С.570-579.

40. Kleiner V.I., Nasonov N.N., Safronov A.G. Interference between Parametric and Coherent Bremsstrahlung Radiation mechanisms of a Fast Charged Particles in a Crystal //Phys. Stat. Sol.(b). – 1994. – V.181. – P.223-231.
41. Nasonov N.N. Borrmann effect in parametric X-ray radiation //Phys. Lett. A. – 1999. – V.260. – P.391-394.
42. Беляков В.А. Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. – Москва: Наука, Гл. ред. физ. – мат. Литературы, 1988.
43. X. Artru, P. Rullhussen Parametric X-rays and diffracted transition radiation in perfect and mosaic crystals// Nucl. Instr. Meth. B. – 1998. – V.145. – P.1-7.
44. V.G. Baryshevsky Parametric X-ray radiation at a small angle near the velocity direction of the relativistic particle //Nucl. Instr. Meth. B. – 1997. – V.122. – P.13-18.
45. Shchagin A.V. Linear polarization of parametric X-rays // Phys. Lett. A. – 1998. – V.247. – P.27-36.
46. Adishev Yu.N., Versilov V.A., Potylitsin A.P., Uglov, S.A. Vorobiev S.R. Measurements of parametric X-rays from relativistic electrons in silicon crystals //Nucl. Instr. Meth. B. – 1987. – V.21. – P.49-55.
47. Адищев Ю.Н., Бабаджанов Р.Д., Воробьёв С.А., Калинин Б.Н., Мун В.В., Пак С., Плешков Г.А., Потылицын А.П., Углов С.Р. Экспериментальное исследование у-излучения электронов при каналировании в кристалле алмаза//ЖЭТФ. – 1987. - Т.93. – С.1943-1950.
48. Адищев Ю.Н., Верзилов В.А., Воробьёв С.А., Потылицын А.П., Углов С.Р. Гамма-излучение электронов при осевом каналировании в алмазе//Письма в ЖЭТФ. – 1988. - Т.48. – С.311-314.
49. Yu.N. Adishev, V.A. Versilov, A.P. Potylitsin, S.R. Uglov, S.A. Vorobiev Measurement of spectral and polarization characteristics of parametric X-rays in a Si crystal //Nucl. Instr. Meth. B. – 1989. – V.44. – P.130-136.

50. Адейшвилли Д.И., Блажевич С.В., Болдышев В.Ф., Бочек Г.Л., Витько В.И., Мороховский В.Л., Шраменко Б.И. // ДАН СССР. – 1988. – Т.289. – С.844-846.
51. Адейшвилли Д.И., Блажевич С.В., Бочек Г.Л., Кулибаба В.И., Лапко В.П., Мороховский В.Л., Фурсов Г.Л., Щагин А.В. // ПТЭ. – 1989. – Т.6. – С.4-7.
52. Мороховский В.Л., Щагин А.В. Исследование свойства когерентности параметрического излучения// ЖТФ. – 1990. – Т.60. – С.147-150.
53. Shchagin A.V., Pristupa V.I., Khizhnyak N.A. A fine structure of parametric X-ray radiation from relativistic electrons in a crystal // Phys. Lett. A. – 1990. – V.148. – P.485-499.
54. Авакян Р.О., Аветисян А.Е., Адищев Ю.Н., Гприбян Г.М., Данагулян С.С., Кизогян О.С., Потылицын А.П., Тароян С.П., Элбокян Г.М., Янг Ши Экспериментальное исследование квазичеренковского излучения электронов с энергией 4,5 ГэВ в алмазе// Письма в ЖЭТФ. – 1987. – Т.45. – С.313-316.
55. Fiorito R.B., Rule D.W., Maruyama X.K., DiNova K.L., Everston S.J., Osborne M.J., Sydner D., Rietdyk H., Piestrup M.A., Ho A.H. Observation of higher order parametric X-ray spectra in mosaic graphite and single silicon crystals // Phys. Rev. Lett. – 1993. – V.71. – P.704-707.
56. Fiorito R.B., Rule D.W., Piestrup M.A., Qiang Li, Ho A.H., Maruyama X.K. Parametric X-ray generation from moderate energy electron beams // Nucl. Instr. Meth. B. – 1993. – V.79. – P.758-7610.
57. Fiorito R.B., Rule D.W., Piestrup M.A., Maruyama X.K., Silzer R.M., Skopik D.M., Shchagin A.V. Polarized angular distributions of parametric x radiation and vacuum-ultraviolet transition radiation from relativistic electrons// Phys. Rev. E. – 1995. – V.51. – P.708-720.

58. Asano S., Endo I., Harada M., Ishii S., Kobayashi T., Nagata T., Muto M., Yoshida K., Nitta H. How intense is parametric x radiation? // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V.70. – P.3247-3250.
59. Freudenberger J., Gavricov V.P., Galleman M., Genz H., Groening L., Morokhovskii V.L., Morokhovskii V.V., Nething U., Richter A., Sellschop J.P.F., Shul'ga N.F. Parametric X-Ray Radiation Observed in Diamond at Low Electron Energies // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V.74. – P.2487-2490.
60. Shchagin A.V., Khizhnyak N.A., Fiorito R.B., Rule D.W., Artru X. Parametric X-ray radiation for calibration of X-ray space telescopes and generation of several X-ray beams // *Nucl. Instr. Meth. B.* – 2001. – V.173. – P.154-159.
61. Brenzinger K.-H., Limburg B., Backe H., Dambach S., Euteneuer H., Hagenbuck F., Herberg C., Kaiser K.-H., Kettig O., Kube G., Lauth W., Schöpe H., Walcher Th. How Narrow is the Linewidth of Parametric X-Ray Radiation? // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – V.79. – P.2462-2465.
62. Morokhovskii V.V., Schmidt K.H., Buschhom G., Freudenberger J., Genz H., Kotthaus R., Richter A., Rzepka M., Wienmann P.M. Polarization of Parametric X Radiation // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – V.79. – P.4389-4392.
63. Morokhovskii V.V., Freudenberger J., Genz H., Richter A., Schmidt K.H., Buschhom G., Kotthaus R., Rzepka M., Wienmann P.M. Polarization of parametric X radiation // *Nucl. Instr. Meth. B.* – 1998. – V.145. – P.14-18.
64. Тер-Микаелян М.Л. Дифрагированное рентгеновское и резонансное (когерентное) переходное излучения, генерируемые высокоэнергетичными заряженными частицами // *Известия ВУЗов, Физика.* – 2001. – Т.44. - №3. – С.108-116.
65. Блажевич С.В., Гришин В.К., Ишханов Б.С., Насонов Н.Н., Петухов В.П., Чепурнов А.С., Шведунов В.И. Экспериментальное исследование поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в аморфной и поликристаллических средах // *Известия ВУЗов, Физика.* – 2001. – Т.44. - №3. – С.66-80.

66. И.Е. Внуков, Б.Н. Калинин, Г.А. Науменко, Д.В. Падалко, А.П. Потылицын
Параметрическое рентгеновское излучение электронов в мозаичных
кристаллах // Известия ВУЗов, Физика. – 2001. – Т.44. - №3. – С.53-65.
67. Н.Н. Насонов, А.В. Носков, В.И. Сергиенко, В.Г. Сыщенко Об эффекте
аномального фотопоглощения в параметрическом рентгеновском излучении
// Известия ВУЗов, Физика. – 2001. – Т.44. - №6. – С.75-83.
68. Ю.Н. Адищев, В.А. Верзилов, И.Е. Внуков, А.В. Вуколов, А.А. Киряков, А.П.
Потылицын Параметрическое рентгеновское излучение в области аномальной
дисперсии // Известия ВУЗов, Физика. – 2001. – Т.44. - №3. – С.45-52.
69. V.V. Kaplin, S.I. Kuznetsov, N.A. Timchenko, S.R. Uglov, V.N. Zabaev X-ray
production by 500 MeV electron beam in a periodically structured monocrystalline
target of GaAs // Nucl. Instr. Meth. B. – 2001. – V.173. – P.238-240.
70. B. Sones, Danon R. Block X-ray imaging with parametric X-rays (PXR) from a
lithium fluoride (LiF) crystal // Nucl. Instr. Meth. A 560 (2006) P.589.
71. Yu.N. Adishchev et al. Detection of parametric X-ray radiation from moderately
relativistic protons in crystals // JETP Lett. 2005, 81, P.241.
72. W. Scandale et al. Observation of parametric X-rays produced by 400 GeV/c protons
in bent crystals // Phys. Lett. 2011, v. B701, p. 180-185.
73. A.G. Afonin et al. Observation of parametric x-ray radiation excited by 50 GeV
protons and identification of background radiation origin // Problems of Atomic
Science and Technology, 2013, №4.(86), p. 315-319.
74. Takabayashi, Y., Shchagin, A. V. Observation of parametric X-ray radiation by an
imaging plate // Nucl. Instr. Meth. B., V. 278, P.78-81.
75. Y. Takabayashi Parametric X-ray radiation as a beam size monitor // Phys. Lett. A,
2012, V. 376, Iss. 35, P.2408–2412
76. Y. Takahashi, Y. Hayakawa, T. Kuwada, T. Tanaka, T. Sakaе, K. Nakao, K.
Nogami, M. Imagaki, Ken Parametric X-ray radiation as a novel source for X-ray
imaging // X-Ray Spectrometry, 2012, V.41, Iss.4, P.210–215.

77. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. – М.: ИЛ, 1950. 572 с.
78. Catticha Ellis S. Simultaneous reflections and the mosaic spread in a crystal plate //Acta Crystallography. 1969. V. 25. P. 666–673.
79. Фетисов Г.В. Синхротронное излучение. – М.: Физматлит. 2007. 672 с.
80. Т. Akimoto, M. Tamura, J. Ikeda, Y. Aoki, F. Fujita, K. Sato, A. Honma, T. Sawamura, M. Narita, and K. Imai, Generation and use of parametric X-rays with an electron linear accelerator //Nuc. Inst. Methods A, V.459, 78 (2001).
81. А.С. Гоголев, А.П. Потылицын Источник параметрического рентгеновского излучения с регулируемой длиной волны //ЖТФ, 2008, том 78, выпуск 11 С.64.
82. В. Sones, Y. Danon, R.C. Block Lithium fluoride (LiF) crystal for parametric X-ray (PXR) production // Nuc. Inst. Methods B, V.227, Iss. 1, January 2005, P. 22–31.
83. G. Kube, C. Behrens, A.S. Gogolev, Yu.P. Popov, A.P. Potylitsyn, W. Lauth, Institut für Kernphysik, S. Weisse Investigation of the applicability of parametric x-ray radiation for transverse beam profile diagnostics //Proceedings of IPAC2013, P.491.
84. A Gogolev, A Potylitsyn, G Kube A possibility of transverse beam size diagnostics using parametric X-ray radiation //Journal of Physics: Conference Series 357 (2012) 012018.
85. Hayakawa Y., Sato I., Hayakawa K. et al. Status of the parametric X-ray generator at LEBRA, Nihon University //Nucl. Instr. Meth. 2006. Vol. B252. P. 102.
86. Freudenberger J., Genz H., Morokhovskii V.V. et al. Lineshape, linewidth and spectral density of parametric x-radiation at low electron energy in diamond //Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. P. 267.
87. А. В. Шагин Фокусировка параметрического рентгеновского излучения //Письма ЖЭТФ. 2004. Т.80. С.535.
88. Ю.Н. Адищев, В.Г. Барышевский, С.А. Воробьев и др. Экспериментальное обнаружение параметрического рентгеновского излучения //Письма ЖЭТФ. 1985. Т.41. С.295.

- 89.I.D. Feranchuk, S.I. Feranchuk Grazing incidence parametric X-ray radiation from the relativistic electron beam moving in parallel to the superlattice surface //The European Physical Journal Applied Physics, 2007, V.38, Iss.2,P.135-140.
- 90.А.С. Лобко Экспериментальные исследования параметрического рентгеновского излучения. – Минск.: Изд. БГУ, 2006.
- 91.N. Nasonov, P. Zhukova, M. Piestrup and H. Park Grazing incidence parametric X-ray emission// Nucl. Instr. Meth. B. – 2006. – V.251. – P.96.
- 92.Франк И.М. Излучение Вавилова-Черенкова. – М. - Наука, 1988.
- 93.Джелли Дж., Черенковское излучение и его применения. – пер. с англ., М., 1960;
- 94.Зрелов В. П., Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий. – М. ч. 1—2 , 1968
- 95.Базылев В.А., Глебов В.И., Денисов, Н.К. Жеваго, А.Ы. Хлебников Черенковское излучение как интенсивный рентгеновский источник// Письма в ЖЭТФ. – 1976. – Т.24. – С.406.
- 96.Базылев В.А., Глебов В.И., Денисов Э.И. и др. Наблюдение черенковского излучения с энергией фотонов 284 эВ// ЖЭТФ. – 1981. - Т.34. – С.103
- 97.Moran M., Chang B., Schneider M., Maruyama X. Grazing-incidence Cherenkov X—ray generation // Nucl. Instr. Meth. B. – 1993. – V.48. – P.287.
- 98.T. Verhoeven et al. //Phys. Rev. Lett. – 2001. – V.36. - P.173.
- 99.W. Knulst, O.J. Luiten, M.J. van der Wiel and J. Verhoeven Observation of narrow band Si L edge Cherenkov radiation generated by 5-MeV electrons //Applied Physics Letters, 2001, V.79, P.2999-3001.
100. W. Knulst High-brightness, narrowband and compact, soft x-ray Cherenkov sources in the water window // Applied Physics Letters - 2003. - V.83 - P.4050-4052.
101. Гарибян Г. М Черенковское и переходное излучения частицы, пролетающей через пластину// Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук. 1959, т. 12. вып. 3, с. 49—55. А

102. Барсуков К. А. Переходное излучение в волноводе// ЖЭТФ. — 1959. — В. 4. — Т. 37. — С. 1106.
103. Блох П. В. О потерях энергии заряженной частицей, проходящей через периодически неоднородный диэлектрик// Изв. вузов, Радиофизика, 1959, т. 11, вып. 1. с. 63—72.
104. Франк И.М. Излучение под углом полного внутреннего отражения света от среды// Переходное —Ядер. физика. — 1973. — Т. 18. — Вып. 4. — С.865-869.
105. M.Yu. Andreyashkin, V.V. Kaplin, M.A. Piestrup, S.R. Uglov, V.N. Zabaev X-ray emission by multiple passes of electrons through periodic and crystalline targets mounted inside a synchrotron// Appl. Phys. Lett. — 1998. — V.72 — P.1385- 1390.
106. Kaplin V.V. Observation of multiple passes of electrons through thin internal targets of a betatron. // Nucl. Instr. Meth. B. — 2001. — V.173. — P.3-15.
107. M.A. Piestrup, L.W. Lombardo, J.T. Cremer, G.A. Retzlaf, R.M. Silzer, D.M. Skopik, V.V. Kaplin Increased x-ray production efficiency from transition radiators utilizing a multiple-pass electron beam //Rev. Scien. Instr. — 1998. — V.69. — P.2223-2230.
108. Тер – Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. — Ереван, Изд. АН Армянской ССР, 1963.
109. Гарибян Г.М., Янг Ши // Сов. Физ. ЖЭТФ. — 1972. - Т. 34. - С.495-501.
110. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. // Сов. Физ. ЖЭТФ. — 1972. - Т. 34. - С.502-507.
111. Caticha A. Transition-diffracted radiation and the Cherenkov emission of X-rays // Phys. Rev. A. — 1989. — V.40. — P.4322-4330.
112. N. Zhevago // Proc. II Symp. on Transition Radiation of High Energy Particles. Yerevan, Armenia, 1983. - P.200-205.
113. V.V. Kaplin, S.R. Uglov, V.N. Zabaev, M.A. Piestrup, C.K. Gary, N.N. Nasonov, M.K. Fuller Observation of bright monochromatic x rays generated by relativistic electrons passing through a multilayer mirror //Appl. Phys. Lett. — 2000. — V.76. — P.3647-3655.

114. B. Pardo, J.M. Andre Parametric and resonant transition radiation in periodic stratified structures //Phys. Rev. E. – 2002. – V.65. – P.1240-1247.
115. N.N. Nasonov, V.V. Kaplin, S.R. Uglov, M.A. Piestrup, C.K. Gary X rays from relativistic electrons in a multilayer structure //Phys. Rev. E. – 2003. – V.68. – P.3604-3610.
116. Zhevago N.K. X-ray diffraction radiation from ultra-relativistic charged particles in superlattices// Phys. Lett. A. – 2003. – V.309. – P.311-319.
117. Kalinin B.N. Experimental search of parametric X-ray radiation in a silicon crystal at small angle near the velocity direction of relativistic electrons// Nucl. Instr. Meth. B. – 2001. – V.173. – P.253-261.
118. Bogomazova E. Diffraction of real and virtual photons in a pyrolytic graphite crystal as source of intensive quasimonochromatic X-ray beam // Nucl. Instr. Meth. B. – 2001. – V.201. – P.276-291.
119. Y.S. Korobochko, V.F. Kosmach, V.I. Mineev // Sov. Phys. JETP, 1965, V.21, P.834.
120. G.M. Reese, J.C.H. Spence, N. Yamamoto // Philos. Mag. A, 1984, V.49, P.697.
121. V.G. Baryshevsky, K.G. Batrakov, I.D. Feranchuk, A.A. Gurinovich, A.O. Grubich, A.S. Lobko, A.A. Rouba, B.A. Tarnovsky, P.F. Safronov, V.I. Stolyarsky, A.P. Ulyanenko,. Coherent bremsstrahlung and parametric x-rays (cb&pxr) from non-relativistic electrons// LANL e-Print archive
122. I.D. Feranchuk, A. Ulyanenko, J. Harada, J.C.H. Spence Parametric x-ray radiation and coherent bremsstrahlung from nonrelativistic electrons in crystals //Phys. Rev. E, 2000, V.62, P.4225.
123. I.D. Feranchuk, A.P. Ulyanenko Interference of parametric x-ray and coherent bremsstrahlung radiation from nonrelativistic electrons: application to the phase analysis in crystallography //Acta Cryst. A, 2001, V.57, P.283.
124. Baryshevsky V.G. Parametric X-ray Radiation in Crystals Theory, Experiment and Applications // Springer, Berlin, 2005, 176 P.

125. Baryshevsky V. G Coherent bremsstrahlung and parametric X-ray radiation from nonrelativistic electrons in a crystal// Technical Physics Letters, 2006, V.32, Iss.5, P.392.
126. Baryshevsky V.G. Experimental observation of frequency tuning of X-ray radiation from nonrelativistic electrons in crystals // Physics Letters A, V.363, P.448-452.
127. B. Lastdrager, A. Tip, J. Verhoeven Theory of Čerenkov and transition radiation from layered structures //Phys. Rev. E, 2000, V.61, P.5767.
128. Yu.N. Adishchev, S.A. Vorob'ev, B.N. Kalinin, S. Park, A.P. Potylitsyn Experimental observation of parametric x-ray emission //JETP, 1985, V.41, P.361.
129. Елисеев А.Н. Обнаружение эффекта усиления параметрического излучения в условиях скользящего падения релятивистских электронов на поверхность кристалла// Письма в ЖЭТФ, т.90, вып.6, 2009, С.482-485.
130. Eliseev A.N. First observation of parametric X-ray radiation enhancement for grazing incident electrons// Journal of Physics: Conference Series, V.236, P.012018-012022, 2010.
131. V. I. Alekseev, P. N. Zhukova, E. Irribarra, A. S. Kubankin, N. N. Nasonov, R. M. Nazhmudinov, V. I. Sergienko X-ray studies of the distribution function of crystalline grains over orientation angles in mosaic crystals // Nuovo Cimento, 34 C, №4, 2011, P.349-357.
132. V. Astapenko, V. Khablo, A. Kubankin, N. Nasonov, G. Pokhil, V. Polyansky, V. Sergienko, P. Zhukova Polarization bremsstrahlung from relativistic electrons for medium structure diagnostics// SPIE, 6634, 2007.
133. П.Н. Жукова, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов, В.И. Сергиенко Модификация EDXD метода диагностики структурированных сред//Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 74 №10 (2008) 32-37.
134. В.А. Астапенко, Н.А. Гостищев, П.Н. Жукова, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов, В.И. Сергиенко, В.А. Хабло Модификация EDXD метода

- диагностики поликристаллических и мелкозернистых сред// Известия РАН. Серия Физическая. Т.72, №6, С.912-915, (2008).
135. А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов О возможности использования параметрического рентгеновского излучения для исследования анизотропии мозаичности кристаллов// “Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования” – 2008. – №3. – С.76-79.
136. Жукова П.Н., Кубанкин А.С., Ладных М.С., Насонов Н.Н. Определение функции распределения микроблоков мозаичного кристалла по углам ориентации на основе рассеяния синхротронного излучения// Известия Российской академии наук. Серия физическая, 2011, Т. 75, № 2, С.244-246.
137. С.К. Gary, V.V. Kaplin, A.S. Kubankin, N.N. Nasonov, M.A. Piestrup, S.R.Uglov X-ray generation from relativistic electrons passing through thin targets in cyclical accelerators// Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B – 2005. – V. 225. – P.216-229.
138. Kaplin V.V., Uglov S.R., Bulaev O.F., Goncharov V.J., Voronin A.A., Vaskovsky I., Sergeev G., Nasonov N.N., Kubankin A.S., Piestrup M.A., Fuller M.K., Gary C.K. X-ray generation from thin targets mounted inside a compact betatron// Proc. SPIE 2005. P. 1-7.
139. C.Gary, V.Kaplin, A.Kubankin, N.Nasonov, M.Piestrup, S.Uglov An investigation of the Cherenkov X-rays from relativistic electrons// Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B – 2005. – V. 227. – P.95-103.
140. C. Gary, V. Kaplin, A. Kubankin, V. Likhachev, N. Nasonov, M. Piestrup, S. Uglov On X-ray sources based on Cherenkov and quasi-Cherenkov emission mechanisms// H. Wiedemann (ed.), Advanced Radiation Sources and Applications, 2006, p.235-265.
141. A. Kubankin, N. Nasonov, V. Kaplin, S. Uglov, M. Piestrup, C. Gary X-ray Cherenkov radiation under conditions of grazing incidence of relativistic electrons onto a target surface// Radiation Physics and Chemistry – 2006. – V. 75. – P.913-919.

142. A. Kubankin, V. Likhachev, N. Nasonov, A. Rakitjansky, P. Zhukova Cherenkov effect and parametric X-rays// Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B – 2006. – V. 252. – P.124-130.
143. В.Н.Забаев, А.С. Кубанкин, Д.А. Веригин, Н.Н. Насонов, А.П. Потылицын, С.В. Разин, Н.А. Тимченко Излучение Вавилова - Черенкова в рентгеновской области спектра. Эксперимент на микротроне с энергией 6 МэВ// Известия высших учебных заведений. Физика. -2007.-№10/3. – С.155-158.
144. Кубанкин А.С.. Особенности переходного излучения в режиме скользящих углов вылета слабoreлятивистского электрона из плоской мишени// Письма в ЖТФ – 2008. – Т.34. – Вып.21. – С.46-51.
145. Кубанкин А.С. Особенности переходного механизма излучения электронов в области вакуумного ультрафиолета// Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, №4, 2009, С.72-76.
146. Nasonov N.N. Extreme ultraviolet emission from non-relativistic electrons penetrating a multilayer nanostructure// Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B – 2007. – V. 254. - P.259-267.
147. В.М. Буймистров // Укр. Физ. Журн., 1972, Т.17, С.640.
148. N. Nasonov Collective effects in the polarization bremsstrahlung of relativistic electrons in condensed media//Nucl. Instr. Meth. B, 1998, V.145, P.19.
149. Насонов Н.Н. О вкладе переходного излучения в формирование выхода поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов из поликристалла// Поверхность. 2008. № 4. С. 91–95.
150. Чжан Ш. Многоволновая дифракция рентгеновских лучей в кристаллах. – М.: Мир. 1987.
151. Жукова П.Н. Способ определения мозаичности кристалла: пат. № 2376587 Рос. Федерация.
152. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А. и др. Мягкая компонента излучения каналированных электронов в кристалле кремния// Известия ВУЗов "Физика", 2001. № 3. С.71 - 80.

153. Пинскер З. Дифракция рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. – М.: Наука, 1984.
154. I.D. Feranchuk, A.I. Ivashin Theoretical investigation of parametric X-ray features// J. Physique. – 1985. – V.46. – P.1981-1986.
155. Е.Н. Рагозин, И.И. Собельман Лазерные источники в мягкой рентгеновской области спектра// УФН, 2005, Т. 175, № 12, С. 1339-1341.
156. Feldhaus J.; Arthur J.; Hastings J. B. X-ray free-electron lasers // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2005, V.38, P.799
157. Amann J. et al. Demonstration of self-seeding in a hard-X-ray free-electron laser //Nature Photonics 6 (10) (2012): 693.
158. Gruner S. Synchrotron radiation and detectors// Trans. Americ. Cryst. Assoc. 2000. V.34. P.11 - 25.
159. Hasnain S., Kamitsubo H., Mils D. New synchrotron radiation sources and the next –generation light sources// Synchrotron Rad. 2001. V.6. P.852 - 864.
160. Neil G. Industrial application of the Jefferson Lab. High power free electron laser // Nucl. Instr. Meth. B. 1998. V.14. P.40 - 49.
161. Murphy J. Energy recovery linac light sources: an overview// Proc. of the 2003 Particle Accelerator Conference. 2003. P.176 - 180.
162. U. Arkatov, S. Blazhevich, G. Bocek, E. Gavrilichev, A. Grinenko, V. Kulibaba, N. Maslov, N. Nasonov, V. Pirogov, Y. Virchenko Anomalous density effect in the bremsstrahlung of a relativistic electron, passing through a thin layer of a medium// Phys. Lett. A. – 1996. – V.219. – P.355-358.
163. Nasonov N.N. X-ray bremsstrahlung by relativistic particles crossing a thin layer of a medium // Nucl. Instr. Meth. B. – 2001. – V.173. – P.203-210.
164. Ахиезер А.И. Электродинамика высоких энергий в веществе. –М: Наука, 1993.
165. V.I. Bepalov, V.V. Kashkovsky, V.L. Chakhlov Generation of bremsstrahlung during multiple passes of accelerated electrons through a thin target in a betatron// Nucl. Instr. Meth. B. – 2003. – V.201. – P.292-299.

166. В.Л. Гинзбург, И.М. Франк // Журнал Физики. – 1945. – Т. 9. – С.353-360.
167. А.А. Гриненко, Н.Н. Насонов, В.Д. Цуканов Многократное рассеяние быстрых заряженных частиц, движущихся в кристалле вблизи кристаллографической оси // ЖТФ. – 1991. – Т. 61. – С.185.
168. Базылев В., Глебов В., Денисов Э., Жеваго Н., Кумахов М., Хлебников А., Циноев В. Наблюдение черенковского излучения с энергией фотонов 284 эВ // ЖЭТФ. – 1981. – Т.54. – С. 884-190.
169. Knulst W., van der Wiel M., Luiten O. and Verhoeven J. High-brightness compact X-ray source based on Cherenkov radiation // Proc. SPIE. – 2004. – V. 5196. – P.393-400.
170. Гарибян Г.М., Янг Ши Рентгеновское переходное излучение. – Ереван: Изд. Арм. ССР, 1983. – 320 с.
171. Knulst W. Soft X-ray Cherenkov radiation: towards a compact narrow band source. – Eindhoven, PhD thesis "Cherenkov Radiation in the Soft X-ray Region: Toward a Compact Narrow-band Source" 2001.
172. Henke B., Gullikson E., and Davis J. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92 // Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1993. – V. 54. – Iss. 2. – P. 181-342
173. N. Nasonov, V. Kaplin, S. Uglov, V. Zabaev, M. Piestrup, C. Gary X-rays from relativistic electrons crossing a multilayer nanostructure // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2005. – V. 227. – P.41-49.
174. A.E. Kaplan, S. Datta, Extreme-ultraviolet and x-ray emission and amplification by nonrelativistic electron beams traversing a superlattice // Appl. Phys. Lett. – 1984. – V. 44. – P. 661-667.
175. S. Datta, A.E. Kaplan Quantum theory of spontaneous and stimulated resonant transition radiation // Phys. Rev. A. – 1985. – V. 31. – P. 790-796.
176. A.E. Kaplan, C.T. Law, P.L. Shkolnikov, X-ray narrow-line transition radiation source based on low-energy electron beams traversing a multilayer nanostructure // Phys. Rev. E. – 1995. – V. 82. – P.6795-6800.

177. B.W. Batterman, H. Cole Dynamical Diffraction of X-Rays by Perfect Crystals // Rev. Mod. Phys. – 1964. – V. 36. – P. 681-686.
178. V.E. Pafomov // Proc. Lebedev Physical Institute RAS. – 1971. – V. 44. – P. 25.
179. Ya.B. Fainberg, N.A. Khizhniak // Zh. Eksp. Teor. Fiz. – 1957. – V. 32. – P. 88-91.
180. I.D. Feranchuk, A. Ulyanenkov Transition radiation from electrons: Application to thin film and superlattice analysis // Phys. Rev. B. – 2001. – V. 63. – P. 155318-155323.