

Министерство науки и высшего образования РФ
*Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования*
«ЮЖНЫЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

БУЛГАКОВА Мария Владимировна

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ
ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ВЕЩЕСТВЕ**

1.3.8. Физика конденсированного состояния

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Малышевский Вячеслав Сергеевич

Ростов-на-Дону
2023

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1 Электромагнитное излучение заряженных частиц в конденсированных средах (<i>литературный обзор</i>).....	9
1.1 Переходное излучение релятивистских частиц	11
1.2 Черенковское излучение релятивистских частиц	12
2 Черенковское и переходное излучение в поглощающей среде конечных размеров	17
2.1 Основные уравнения макроскопической электродинамики	18
2.2 Черенковское и переходное излучение	21
2.3 Рентгеновское черенковское излучение.....	27
3 Рентгеновское переходное и черенковское излучение при наклонном влете частиц в мишень	35
3.1 Спектрально-угловая плотность излучения	36
3.2 Угловое распределение излучения	39
4 Монохроматическое черенковское излучение	45
4.1 Черенковское излучение в ультрафиолетовом, оптическом и терагерцовом диапазонах.....	46
4.2 Черенковское излучение в мишенях с нарушенной азимутальной симметрией	58
5 Переходное излучение релятивистских многозарядных ионов	70
5.1 Излучение релятивистских ионов с изменяющимся зарядом в неограниченной среде	71

5.2 Излучение релятивистских ионов с изменяющимся зарядом на границе раздела двух сред	72
5.3 Излучение релятивистских ионов с изменяющимся зарядом в тонкой мишени.....	75
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	80
Список литературы	83
Список публикаций автора.....	90

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Электромагнитное излучение свободных заряженных частиц возникает в результате взаимодействия частицы с веществом и является фундаментальным физическим процессом. Электромагнитное излучение заряженных частиц, например, релятивистских электронов, в веществе, возникает в широком диапазоне частот и имеет важное значение для многочисленных применений как в области фундаментальных исследований [1], так и для развития новых технологий [2]. Из-за сложного характера взаимодействия ускоренных частиц с веществом излучение свободных заряженных частиц является предметом обширных исследований [3] в течение последних нескольких десятилетий и остается актуальной темой.

Новые технические возможности ставят новые задачи. Например, для эффективной работы ускорителей и коллайдеров необходима разработка методов получения информации о параметрах пучка – его положении, размере и угловой расходимости. Эмиттанс [4] пучков является важным параметром ускорителей, и определяет эффективность их использования.

Теоретические и экспериментальные исследования процессов электромагнитного излучения релятивистских заряженных частиц в различных средах стимулируются, прежде всего, перспективами создания источников интенсивного излучения [5] в самых разных диапазонах частот. Освоение экспериментальных методов получения интенсивных потоков фотонов различных энергий значительно расширило бы круг исследований в областях от физики конденсированного состояния до физики элементарных частиц.

Известно, что в некоторых веществах действительная часть диэлектрической проницаемости в рентгеновском диапазоне частот вблизи краев линий поглощения может стать больше единицы. Тогда оказывается возможным выполнения порога для возникновения рентгеновского

излучения Вавилова – Черенкова. Современные данные о частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости различных веществ позволяют расширить исследования как частотных диапазонов, так и веществ, в которых возможен такой эффект.

Появившиеся технические возможности ускорения многозарядных ионов расширили сферу применений этих эффектов, и поставили новые задачи [6]. Использование ускоренных релятивистских многозарядных ионов для этих целей может значительно увеличить выход излучения, так как мощность возникающего излучения пропорциональна квадрату заряда входящих в мишень частиц. В данной связи стоит отметить, что в настоящее время в России в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна) создается уникальный ускорительный комплекс NICA [7] для получения встречных пучков многозарядных ионов с энергией порядка 10 ГэВ/нуклон. Будущие исследования на этом ускорителе дадут не только ответы на многие фундаментальные вопросы в различных направлениях современной науки, но и будут способствовать созданию новых технологий в экспериментальной и прикладной физике.

Цель работы: установить поляризационные и спектральные особенности радиационных потерь энергии ускоренными заряженными частицами в конденсированных средах и на границах их раздела в рентгеновском, оптическом и терагерцовом спектральных диапазонах.

В соответствии с поставленной целью в диссертации решались следующие **задачи**:

1. Установить угловые и поляризационные особенности переходного и черенковского излучения релятивистских частиц в аморфных поглощающих мишенях в различных спектральных диапазонах при изменении толщины мишени и скорости частиц.

2. Определить угловые и поляризационные особенности переходного и черенковского излучения релятивистских частиц в тонких мишенях с нарушенной азимутальной симметрией в различных спектральных диапазонах.

3. Установить влияние процессов изменения заряда релятивистских многозарядных ионов на угловое распределение переходного электромагнитного излучения в бесконечной среде, на границе раздела двух сред и в тонкой мишени.

Научная новизна основных результатов

1. Установлены спектрально-угловые характеристики поляризованного черенковского излучения релятивистских частиц в рентгеновском, ультрафиолетовом, оптическом и терагерцовом спектральных диапазонах при наклонном влете в мишень конечной толщины.

2. Установлено, что нарушение азимутальной симметрии при наклонном влете релятивистских частиц в тонкую мишень приводит к осцилляциям спектрально-угловой плотности излучения Вавилова – Черенкова по азимутальному углу.

3. Показано, что процессы ионизации многозарядных ионов в среде приводят к существенному изменению спектрально-угловых характеристик переходного излучения в направлении, противоположном движению иона, которые выражаются в появлении дополнительных максимумов излучения вдоль границы раздела вакуум-среда.

Практическая значимость полученных результатов состоит в том, что они могут быть использованы при разработке новых источников электромагнитного излучения в различных спектральных диапазонах, методов диагностики параметров и детектирования пучков ускоренных релятивистских частиц.

Основные научные положения, выносимые на защиту

1. Торможение заряженной частицы в среде и поглощение излучения приводят к деструктивной интерференции полей электромагнитного излучения с различных участков траектории, что подавляет осцилляции в угловом распределении, а при ультрарелятивистских энергиях частиц выход переходного излучения из мишени конечной толщины превышает выход черенковского излучения.

2. При наклонном влете релятивистских частиц в мишень угловое распределение монохроматического рентгеновского черенковского излучения вблизи K - и L -краев поглощения становится несимметричным, интенсивность компоненты излучения с поляризацией в плоскости излучения становится преобладающей, а угловая ширина конуса излучения уменьшается.

3. Нарушение азимутальной симметрии при наклонном влете релятивистских частиц в мишень приводит к осцилляциям спектрально-угловой плотности черенковского излучения по азимутальному углу. Интерференционные максимумы имеют малую угловую ширину и при достаточной коллимации излучения могут быть разделены по монохроматическим линиям.

4. Процесс ионизации ультрарелятивистских многозарядных ионов на границе раздела двух сред изменяет спектрально-угловое распределение переходного рентгеновского излучения в направлении, противоположном движению иона, выражающиеся в появлении узких максимумов в направлении вдоль поверхности раздела сред.

Методы и объекты исследования. Теоретический анализ спектральных и поляризационных особенностей электромагнитного излучения релятивистских частиц в веществе проводился на основе уравнений и методов классической электродинамики сплошных сред. Численные расчёты спектрально-угловых распределений и исследование

поляризационных свойств переходного и черенковского излучения и сравнение с имеющимися экспериментальными данными проводилось для аморфных мишеней H_2O , Si, Al, V, Ti, SiO_2 , Be, Au.

Достоверность и обоснованность положений и выводов, содержащихся в диссертации, обусловлены использованием известных и апробированных методов классической электродинамики для описания когерентного излучения релятивистских частиц в веществе, хорошим согласием результатов работы с данными, приведенными в научной литературе.

Публикации. По теме диссертации автором опубликовано 5 научных работ из которых 4 - в журналах, входящих в базы данных международных индексов научного цитирования Scopus и/или Web of Science и в Перечень ВАК, 4 доклада в трудах международных конференций. Основные публикации автора отмечены литерой А и помещены в конце диссертации.

1 Электромагнитное излучение заряженных частиц в конденсированных средах (литературный обзор)

Из-за сложного характера взаимодействия заряженных частиц с веществом электромагнитное излучение свободных частиц может происходить по различным сценариям. Соответственно, существуют различные типы излучения свободных частиц (см. рисунок 1.1), такие как, например, черенковское излучение [8, 9], переходное излучение [10 - 12], излучение Смита-Перселла [13], тормозное излучение [14 - 16] и синхротронное излучение [17, 18].

Черенковское излучение [8] быстрых заряженных частиц возникает при равномерном движении в веществе. Причем заряженная частица должна двигаться со скоростью, большей, чем фазовая скорость света в веществе. Эта скорость является пороговой для возникновения эффекта Черенкова.

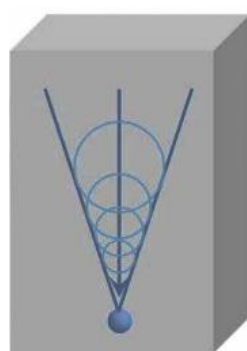
Переходное излучение [10] возникает при движении заряженной частицы через неоднородные области в веществе. Такой областью может являться, например, граница между вакуумом и поверхностью мишени. Для возникновения переходного излучения не требуется выполнения никакого порогового условия, аналогичному черенковскому.

Излучение Смита – Перселла [13] возникает, когда заряженная частица движется параллельно и близко к поверхности оптической дифракционной решетки.

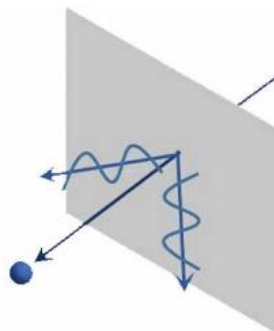
Тормозное излучение [14] появляется, если заряженная частица замедляется или ускоряется.

Синхротронное излучение создается в результате кругового движения заряженных частиц [18].

Особенности электромагнитного излучения заряженных частиц в веществе являются предметом непрерывных исследований в течение последних десятилетий и вследствие их прикладной значимости остаются актуальной темой [19 - 22].



(a)



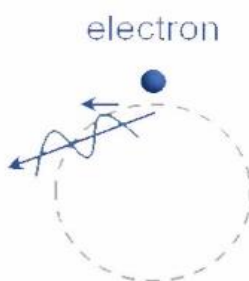
(б)



(в)



(г)



(д)

Рисунок 1.1 - Схематичное изображение различных видов электромагнитного излучения ускоренных заряженных частиц, возникающего в веществе и в вакууме: черенковское излучение (а), переходное излучение (б), излучение Смита – Парселла (в) , тормозное излучение (г), синхротронное излучение (д).

1.1 Переходное излучение релятивистских частиц

Главной особенностью переходного излучения является то, что оно возникает в широкой спектральной области и при любой скорости частиц. Именно поэтому переходное излучение имеет важное значение для прикладных исследований и практических применений в физике высоких энергий и физики конденсированного состояния.

Простейший случай переходного излучения, возникающего при пересечении электроном границы раздела между вакуумом и металлом, был впервые предсказан Гинзбургом и Франком в 1946 году [10]. Теория переходного излучения была экспериментально подтверждена в видимом частотном диапазоне Голдсмитом и Джелли в 1959 году [23]. Вскоре после этого открытия квантовая теория переходного излучения была разработана Гарибяном [24 - 26].

Интенсивность переходного излучения прямо пропорциональна Лоренц – фактору, а угловое распределение излучения сконцентрировано в узкой области углов $\Delta\vartheta \leq mc^2/E$ вдоль направления движения частиц. Таким образом, уникальная взаимосвязь между интенсивностью и Лоренц-фактором $\gamma = E/mc^2$, позволяет обнаружить и установить скорость ультрарелятивистской частицы, даже когда её кинетическая энергия достигает тераэлектронвольт [27]. Детекторы частиц, основанные на рентгеновском переходном излучении в настоящее время известны как детекторы переходного излучения. Детекторы переходного излучения, наряду с другими детекторами частиц, внесли значительный вклад во многие известные эксперименты и открытие новых частиц (например, W и Z-бозонов [28], бозона Хиггса [29]) и широко используются во многих лабораториях физики высоких энергий.

Если продольные размеры ускоренного пучка заряженных частиц (или, точнее, размеры отдельных сгустков в модулированном пучке) намного меньше рабочей длины волны, то можно считать, что все частицы излучают

когерентно. На это явление впервые было указано в [30]. Особенностью когерентного эффекта в переходном излучении является то, что его интенсивность пропорциональна квадрату числа заряженных частиц в пучке. Переходное излучение таких пучков можно использовать как источник интенсивного когерентного излучения.

В последнее время переходное излучение получило еще одно практическое применение - диагностика параметров пучков заряженных частиц [31]. На сегодняшний день традиционные методы диагностики основаны на регистрации оптического переходного излучения.

Несмотря на многочисленные области применения переходного излучения, тем не менее его низкая интенсивность и слабая направленность, особенно при малых энергиях заряженных частиц, ограничивают широкое использование. Поэтому улучшение параметров переходного излучения остается сегодня одной из проблем, которая не теряет актуальности. Для решения этой задачи уже применяют метаматериалы, двумерные материалы, фотонные кристаллы. Возможно, существует еще много возможностей для адаптации переходного излучения за счет использования искусственно сконструированных материалов и наноструктур.

1.2 Черенковское излучение релятивистских частиц

Теория излучения Вавилова – Черенкова, построенная Таммом и Франком [9], была основана на упрощенном предположении, а именно, на предположении о неограниченном, равномерном и прямолинейном движении заряда в идеальном прозрачном материале с показателем преломления $n(\omega)$. Наблюдаемая пространственная асимметрия излучения явилась ключевым моментом для выяснения подлинной природы нового явления и построения теории, описывающей его. Излучение интерпретировалось как создаваемое электронами, движущимися в среде с постоянной скоростью, превышающей фазовую скорость света в самой среде. Это упрощение позволило авторам

найти аналитическое решение указанной задачи, которое можно сравнить с экспериментом. Результаты этой теории представлены в виде достаточно простых соотношений. В большинстве случаев теория Тамма – Франка хорошо описывает экспериментальные данные. Однако в реальном эксперименте таких идеальных условий не существует. Мишени, используемые в экспериментах, всегда имеют конечную толщину, и поэтому предположение теории о неограниченном движении заряда никогда не может быть выполнено.

Соответственно, важно знать влияние конечной толщины на результаты эксперимента. Первая теория излучения для случая мишени с конечными размерами (скорее для случая ограниченной траектории движения заряда) была построена в 1939 году Таммом (см., например, [9]). В предельном случае, для неограниченной траектории заряда, оба подхода дают одинаковые результаты. В случае же ограниченной траектории теория предсказывала возникновение излучения даже тогда, когда среда, в которой движется заряд, представляет собой вакуум. Однако, согласно теории для безграничной мишени, излучение Вавилова – Черенкова принципиально не может возникнуть в вакууме. Это означает, что для решения задачи об излучении заряженных частиц в мишенях конечной толщины требуются использовать другие подходы. В частности, для нахождения полей излучения в волновой зоне необходимо учитывать непрерывность нормальных и тангенциальных компонент полей на границах мишени.

Теория Тамма предсказывает излучение равномерно движущейся заряженной частицы только при выполнении некоторого порогового условия, а именно, возникновение электромагнитного излучения возможно при условии, что скорость частицы превышает фазовую скорость распространения электромагнитных волн в среде

$$v \geq c/n(\omega) = c/\sqrt{\varepsilon(\omega)},$$

причем, волновой вектор излучаемых волн $\mathbf{k}$ образует со скоростью v угол θ , удовлетворяющий соотношению $\cos \vartheta = c/n(\omega)v$.

В безграничных мишенях рассчитанная интенсивность излучения, испускаемого при $v < c/n(\omega)$ и углах вне черенковского конуса, в точности равна нулю. Однако в мишенях конечной толщины это утверждение становится неверным. И хотя в большинстве случаев излучение вне пороговых условий имеет малую интенсивность, тем не менее, в экспериментах с тяжелыми ионами интенсивность излучения может быть значительной и ни в коем случае не будет пренебрежимо малой. Из-за квадратичной зависимости интенсивности излучения от заряда иона Z , естественное усиление интенсивности может составлять до 8464 (например, в случае ионов U-92). Это означает, что тяжелый ион может, вопреки предсказанию теории Тамма – Франка, испускать излучение и при невыполнении пороговых условий, и за пределами черенковского конуса. Это естественное усиление интенсивности излучения, испускаемого тяжелыми ионами, позволит наблюдать и исследовать его свойства вблизи порога излучения. Интенсивности пучков тяжелых ионов, создаваемых современными ускорителями, позволят регистрировать излучение классическим фотографическим методом.

Значительный прогресс в рентгеновской микроскопии тесно связан с исследованием и разработкой новых источников излучения. Мягкое рентгеновское излучение, особенно в окне прозрачности воды – диапазоне излучения между краями поглощения K -оболочки углерода при 284 эВ и кислорода при 543 эВ, идеально подходит для визуализации живых биологических образцов. Высокая контрастность, полученная в этом спектральном диапазоне, обусловлена очень сильным поглощением углерода в органических образцах, в то время как вода почти прозрачна.

На сегодняшний день существует несколько различных типов источников излучения для данного спектрального диапазона. Такие

установки с источниками излучения отличаются друг от друга физикой испускаемого излучения, потоком фотонов и сложностью конструкции.

Синхротроны и лазеры на свободных электронах являются наиболее мощными источниками мягкого рентгеновского излучения и широко используются благодаря их очевидным преимуществам, описанным выше. Однако их использование зависит от того, насколько крупномасштабные ускорители электронов доступны, потому что во всем мире их существует лишь несколько. Поэтому разработка альтернативных, компактных и более доступных методов генерации мягких рентгеновских лучей будет и их источников будет иметь большое практическое значение в ближайшем будущем.

Наиболее перспективным претендентом на роль нового монохроматического и интенсивного источника ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения является черенковское излучение, которое генерируется пучками релятивистских электронов из более компактного ускорителя. Пороговое условие возникновения черенковского излучения справедливо для большинства сред от видимого до ультрафиолетового диапазона. Согласно классической теории, описанной ранее [32], черенковское излучение в рентгеновском диапазоне частот может испускаться в очень узких спектральных диапазонах в области резонансной аномальной дисперсии на K -, L - и M - краях спектров атомного поглощения. Именно в этих областях показатель преломления может превысить единицу, что открывает возможность генерации черенковского излучения.

Экспериментальные исследования в этом направлении, представленные, например, в [33], представляют большой интерес для приложений рентгеновской микроскопии. Они показали необходимость дальнейших работ по разработке источника мягкого рентгеновского излучения, основанного на эффекте Черенкова, с использованием компактного ускорителя электронов.

Таким образом несмотря на то, что черенковское излучение имеет долгую историю и сегодня существуют многочисленные приложения в физике детекторов, многие фундаментальные свойства от различных типов релятивистских частиц и ионов ещё не изучены подробно.

2 Черенковское и переходное излучение в поглощающей среде конечных размеров

Источники излучения на основе ускоренных релятивистских заряженных частиц исследовались с момента создания первых ускорителей. Известные способы генерации мягкого рентгеновского излучения путем взаимодействия электронов со средой основаны на эффектах когерентного тормозного излучения [34], излучения при каналировании [32], параметрическом рентгеновском и переходном излучении [10].

Другая область исследований открылась благодаря появившимся техническим возможностям ускорения многозарядных ионов. Поставлены новые задачи в этой области, возникающие, в частности, при конструировании эффективных детекторов ускоренных релятивистских заряженных частиц [35 - 37].

До сих пор хорошо известному эффекту Черенкова [8, 9] уделялось недостаточно внимания. На основе черенковского излучения можно создавать источники излучения высокой интенсивности во всем видимом и ультрафиолетовом диапазонах. Отсутствие линий в спектре делает его особенно полезным для абсорбционной спектроскопии. Сравнение спектральной плотности мощности (мощности на единицу длины волны на электрон) черенковского и синхротронного излучения показывают, что первое на два-три порядка больше в видимом и ультрафиолетовом диапазонах. Например, для релятивистского электронного пучка в гелии можно достичь генерации излучения на длинах волн до 600 Å [32]. Для подробного анализа возможностей решения технических проблем необходим учёт многих особенностей взаимодействия заряженных частиц и электромагнитного излучения с веществом, таких как торможение, поглощение или конечные размеры среды. Ниже рассматривается влияние этих факторов на спектрально-угловые характеристики возникающего

электромагнитного излучения на основе уравнений макроскопической электродинамики.

2.1 Основные уравнения макроскопической электродинамики

Пусть скорость заряженной частицы направлена перпендикулярно границе раздела двух сред, а именно вакуума и среды, и направим ось z параллельно постоянной скорости частицы $\mathbf{v}$. Обозначим заряд частицы до влета в среду через $Z_1 e$. Полагая, что магнитная проницаемость среды $\mu = 1$, запишем уравнения Максвелла для потенциалов слева, то есть в вакууме:

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial^2 t} = -\frac{4\pi}{c} Z_1 e \mathbf{v} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad (2.1)$$

$$\Delta \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial^2 t} = -4\pi Z_1 e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t).$$

При записи уравнений Максвелла в среде будем полагать, что поля создаются, во-первых, током заряда Z_1 , движущимся с такой же скоростью, как и в вакууме. Тогда справа от поверхности раздела в среде с комплексной диэлектрической проницаемостью ε можно записать:

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial^2 t} = -\frac{4\pi}{c} Z_1 e \mathbf{v} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad (2.2)$$

$$\Delta \phi - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial^2 t} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} Z_1 e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t).$$

Решения уравнений (2.2) будем искать, разлагая все величины в интегралы Фурье. Тогда Фурье-компоненты напряженностей электрических

полей в первой (слева, то есть в вакууме) и второй (справа) средах запишутся в следующем виде:

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{k}, \omega) = \frac{iZ_1 e}{2\pi^2} \left[\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \mathbf{k} \right] \frac{\delta(\omega - \mathbf{k} \mathbf{v})}{\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2} + \mathbf{E}'_1(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2). \quad (2.3)$$

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{k}, \omega) = \frac{iZ_1 e}{2\pi^2} \left[\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \frac{\mathbf{k}}{\varepsilon} \right] \frac{\delta(\omega - \mathbf{k} \mathbf{v})}{\mathbf{k}^2 - \varepsilon \omega^2/c^2} + \mathbf{E}'_2(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k}^2 - \varepsilon \omega^2/c^2). \quad (2.4)$$

где $\mathbf{E}'_1(\mathbf{k}, \omega)$ и $\mathbf{E}'_2(\mathbf{k}, \omega)$ – Фурье-компоненты амплитуд свободных полей в вакууме перед средой $\mathbf{E}'_1(\mathbf{r}, t)$ и в среде $\mathbf{E}'_2(\mathbf{r}, t)$.

Обозначим через $\mathbf{q}$ проекцию вектора $\mathbf{k}$ на поверхность раздела. В рассматриваемом случае нормального падения частицы на поверхность раздела тангенциальные составляющие полей излучения удовлетворяют равенству $\mathbf{q} \mathbf{E}'_{1,2t} = q \mathbf{E}'_{1,2t}$, и возникающее излучение будет поляризовано в плоскости, содержащей вектор $\mathbf{k}$ и ось z . При анализе электромагнитного излучения заряженных частиц в пластинке конечных размеров будем полагать, что толщина пластинки L такова, что можно пренебречь торможением частиц внутри пластинки. Оценку влияния торможения частицы на спектрально-угловые характеристики излучения можно провести, изменяя ее скорость на вылете или на влете в среду.

Рассматривая случай нормального падения пучка частиц на границу раздела, запишем напряжённость поля в области за пластинкой, полагая, что скорость частицы изменилась [А3]:

$$\mathbf{E}_3(\mathbf{k}, \omega) = \frac{iZ_1 e}{2\pi^2} \left[\frac{\omega \mathbf{v}'}{c^2} - \mathbf{k} \right] \frac{\delta(\omega - \mathbf{k} \mathbf{v}')}{\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2} + \mathbf{E}'_3(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2), \quad (2.5)$$

где $\mathbf{E}'_3(\mathbf{k}, \omega)$ – Фурье-компоненты амплитуд свободных полей в вакууме за второй границей среды $\mathbf{E}'_3(\mathbf{r}, t)$. Амплитуды свободных полей в уравнениях

(2.3) – (2.5) находятся из условия непрерывности тангенциальной и нормальной компонент полей на границах раздела [34]. Причем, наличие второй границы потребует учета внутри пластинки двух волн, одна из которых распространяется вдоль скорости частицы $\mathbf{E}'_2^{(+)}(\mathbf{r}, t)$, а вторая $\mathbf{E}'_2^{(-)}(\mathbf{r}, t)$ в противоположном направлении. В результате уравнения для тангенциальных Фурье-компонент будут иметь вид:

$$\begin{aligned} -\frac{iZ_1eq}{\pi^2v(q^2 + \omega^2/v^2 - \omega^2/c^2)} + \frac{E'_{1t}}{\chi_1} = \\ = -\frac{iZ_1eq}{\pi^2v\varepsilon(q^2 + \omega^2/v^2 - \varepsilon\omega^2/c^2)} + \frac{E'_{2t}^{(+)} + E'_{2t}^{(-)}}{\chi_2}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} -\frac{iZ_1eqe^{i\omega L/v}}{\pi^2v(q^2 + \omega^2/v^2 - \omega^2/c^2)} + \frac{E'_{2t}^{(+)}e^{i\chi_2L} + E'_{2t}^{(-)}e^{-i\chi_2L}}{\chi_2} = \\ = -\frac{iZ_1eqe^{i\omega L/v'}}{\pi^2v'\varepsilon(q^2 + \omega^2/v'^2 - \varepsilon\omega^2/c^2)} + \frac{E'_{3t}e^{i\chi_3L}}{\chi_3}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

и, соответственно, для нормальных компонент:

$$\begin{aligned} \frac{iZ_1e(\omega v^2/c^2 - \omega)}{\pi^2v^2(q^2 + \omega^2/v^2 - \omega^2/c^2)} + \frac{E'_{1n}}{\chi_1} = \\ = \frac{iZ_1e\varepsilon(\omega v^2/c^2 - \omega/\varepsilon)}{\pi^2v^2(q^2 + \omega^2/v^2 - \varepsilon\omega^2/c^2)} + \frac{\varepsilon(E'_{2n}^{(+)} + E'_{2n}^{(-)})}{\chi_2}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{iZ_1e\varepsilon(\omega v^2/c^2 - \omega/\varepsilon)e^{i\omega L/v}}{\pi^2v^2(q^2 + \omega^2/v^2 - \omega^2/c^2)} + \frac{\varepsilon(E'_{2n}^{(+)}e^{i\chi_2L} + E'_{2n}^{(-)}e^{-i\chi_2L})}{\chi_2} = \\ = \frac{iZ_1e(\omega v'^2/c^2 - \omega)e^{i\omega L/v'}}{\pi^2v'^2(q^2 + \omega^2/v'^2 - \omega^2/c^2)} + \frac{e^{i\chi_3L}E'_{3n}}{\chi_3}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

где $\chi_1 = \chi_3 = \sqrt{\omega^2/c^2 - q^2}$ и $\chi_2 = \sqrt{\varepsilon\omega^2/c^2 - q^2}$. Получающиеся после сшивки на границах уравнения (2.6) – (2.9), необходимо дополнить соотношениями:

$$\operatorname{div}\mathbf{E}'_1(\mathbf{r}, t) = \operatorname{div}\mathbf{E}'_2^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \operatorname{div}\mathbf{E}'_2^{(-)}(\mathbf{r}, t) = \operatorname{div}\mathbf{E}'_3(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.10)$$

из которых следует:

$$\begin{aligned} E'_{1t} &= \frac{\chi_1 E'_{1n}}{q}, \quad E'_{2t}^{(+)} = -\frac{\chi_2 E'_{2n}^{(+)}}{q}, \quad E'_{2t}^{(-)} = \frac{\chi_2 E'_{2n}^{(-)}}{q}, \\ E'_{3t} &= -\chi_3 E'_{3n}/q \end{aligned} \quad (2.11)$$

Таким образом, можно получить замкнутую систему из четырёх уравнений для четырёх нормальных компонент E'_{1n} , $E'_{2n}^{(+)}$, $E'_{2n}^{(-)}$ и E'_{3n} (см. подробнее, например, [38]). Аналитические решения системы уравнений достаточно громоздки, и здесь приводить их не будем. Однако численные расчёты с использованием аналитических формул можно легко сделать. При этом комплексная диэлектрическая проницаемость среды, изменение скорости и конечность размеров среды позволит ответить на поставленные во введении вопросы.

2.2 Черенковское и переходное излучение

Найденные поля E'_{1n} и E'_{3n} позволяют вычислить интенсивность излучения вдоль направления движения заряженной частицы (f) и в противоположном направлении (b), соответственно [34, 38]:

$$\frac{d^2 W^{(f)}}{d\omega d\Omega} = \frac{\pi^2 c}{\sin^2 \vartheta} |E'_{3n}|^2, \quad \frac{d^2 W^{(b)}}{d\omega d\Omega'} = \frac{\pi^2 c}{\sin^2 \vartheta'} |E'_{1n}|^2, \quad (2.12)$$

где ϑ угол между векторами $\mathbf{v}$ и $\mathbf{k}$, а ϑ' угол между векторами $-\mathbf{v}$ и $\mathbf{k}$.

На рисунках 2.1 и 2.2 приведены результаты численных расчётов углового распределения широкополосного излучения в оптическом диапазоне в тонком слое прозрачного вещества (т.е. $Im(\varepsilon) = 0$) толщиной $L = 100\lambda$ (где λ - длина волны и, следовательно, в оптическом диапазоне $L \simeq 76 - 78$ мкм) и показателем преломления $n = \sqrt{\varepsilon} \simeq 1.33$ в направлениях «вперёд» и «назад» в относительных единицах $Z_1^2 e^2 / \pi^2 c$ при различных энергиях заряженной частицы. Порог возникновения излучения Вавилова – Черенкова в выбранных условиях возникает при $\beta > 1/\sqrt{\varepsilon} = 0.75$ (или $\gamma = 1.55$, где, так называемый Лоренц-фактор, $\gamma = E/mc^2$). Если скорость частицы такова, что порог возникновения излучения Вавилова – Черенкова не выполнен (см. рисунок 2.1, а), то характер углового распределения носит осциллирующий характер.

Такого рода осцилляции спектрально-угловой плотности излучения объясняются интерференцией между проходящей волной и отраженной от второй границы среды [А3]. При выполнении условия возникновения излучения Вавилова – Черенкова в прозрачной среде (см. рисунок 2.1, б), угловое распределение начинает концентрироваться в угловом конусе вблизи Черенковского угла $\cos \vartheta = 1/\beta\sqrt{\varepsilon}$, а спектрально-угловая плотность излучения «вперед» возрастает с увеличением энергии и достигает максимального значения (см. рисунок 2.1, в, г и д).

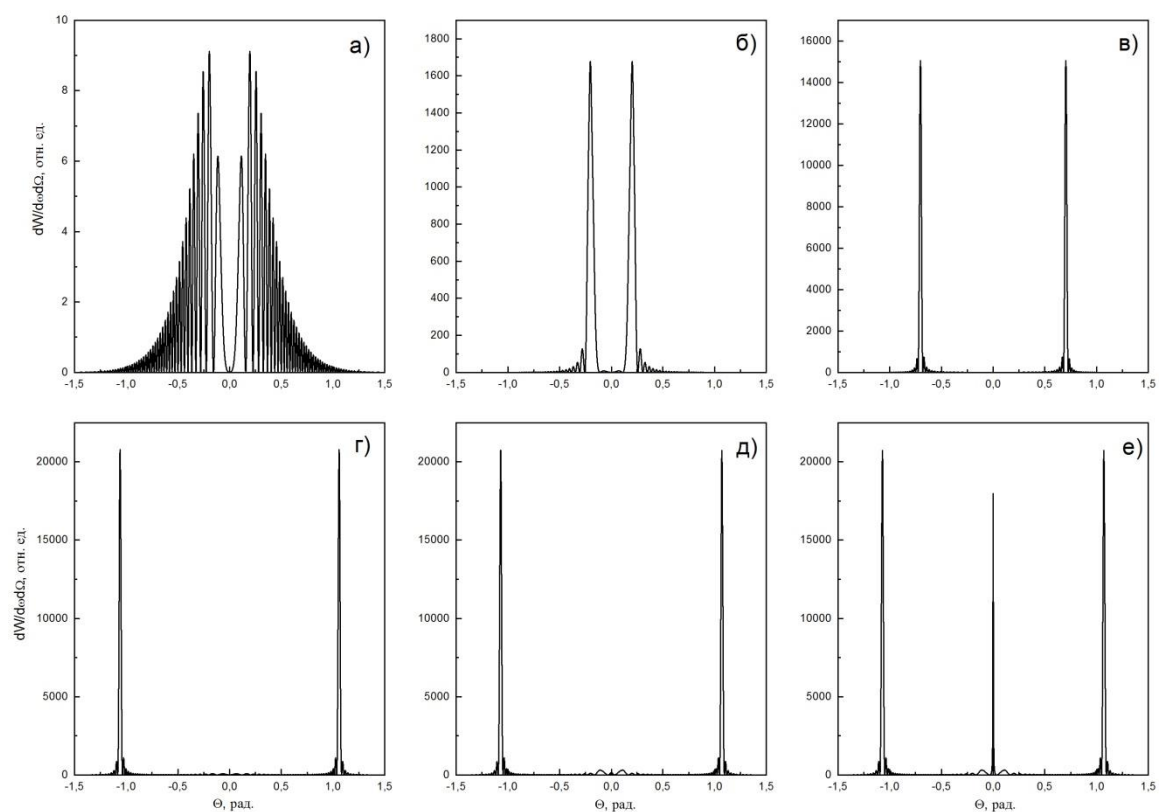


Рисунок 2.1 - Угловое распределение электромагнитного излучения «вперед» в оптическом диапазоне частот при прохождении тонкого слоя прозрачной среды при различных энергиях частиц (а - $\gamma = 1.5$, б - $\gamma = 1.55$, в - $\gamma = 2$, г - $\gamma = 10$, д - $\gamma = 10^2$, е - $\gamma = 10^3$).

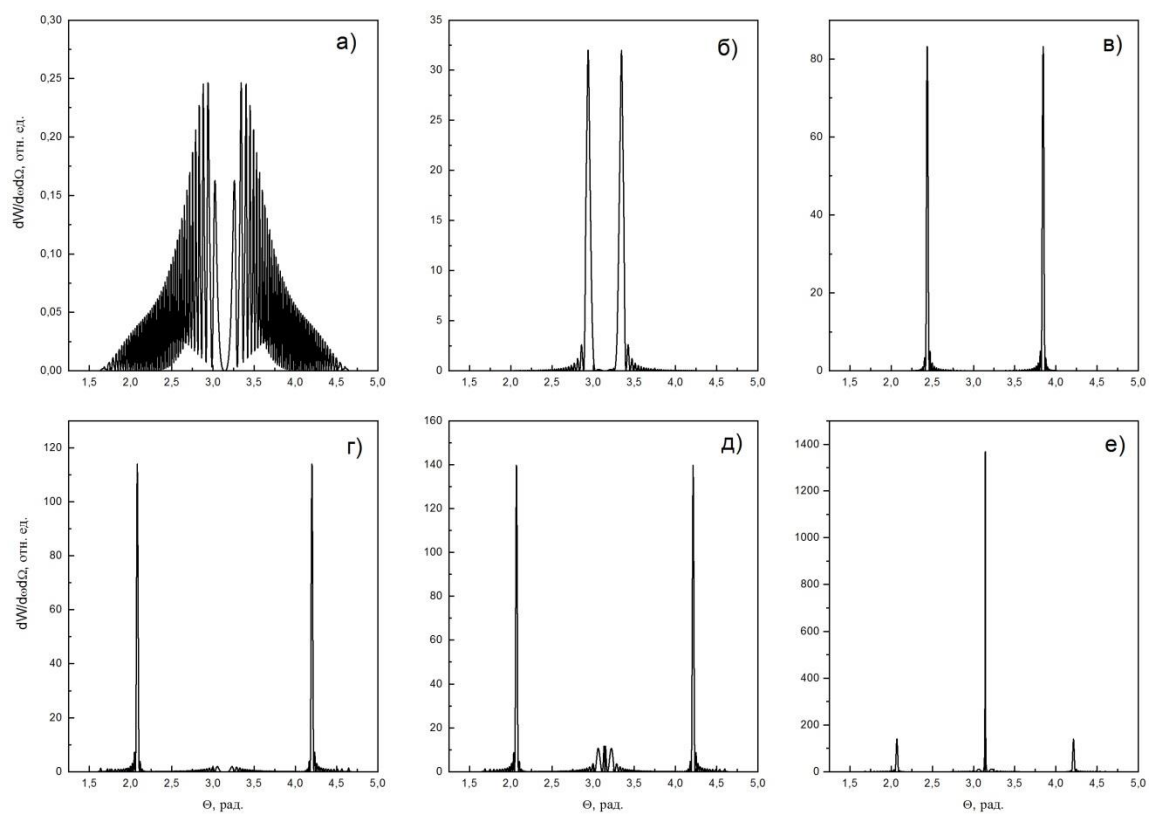


Рисунок 2.2 - Угловое распределение электромагнитного излучения «назад» в оптическом диапазоне частот при прохождении тонкого слоя прозрачной среды при различных энергиях частиц: а - $\gamma = 1.5$, б - $\gamma = 1.55$, в - $\gamma = 2$, г - $\gamma = 10$, д - $\gamma = 10^2$, е - $\gamma = 10^3$.

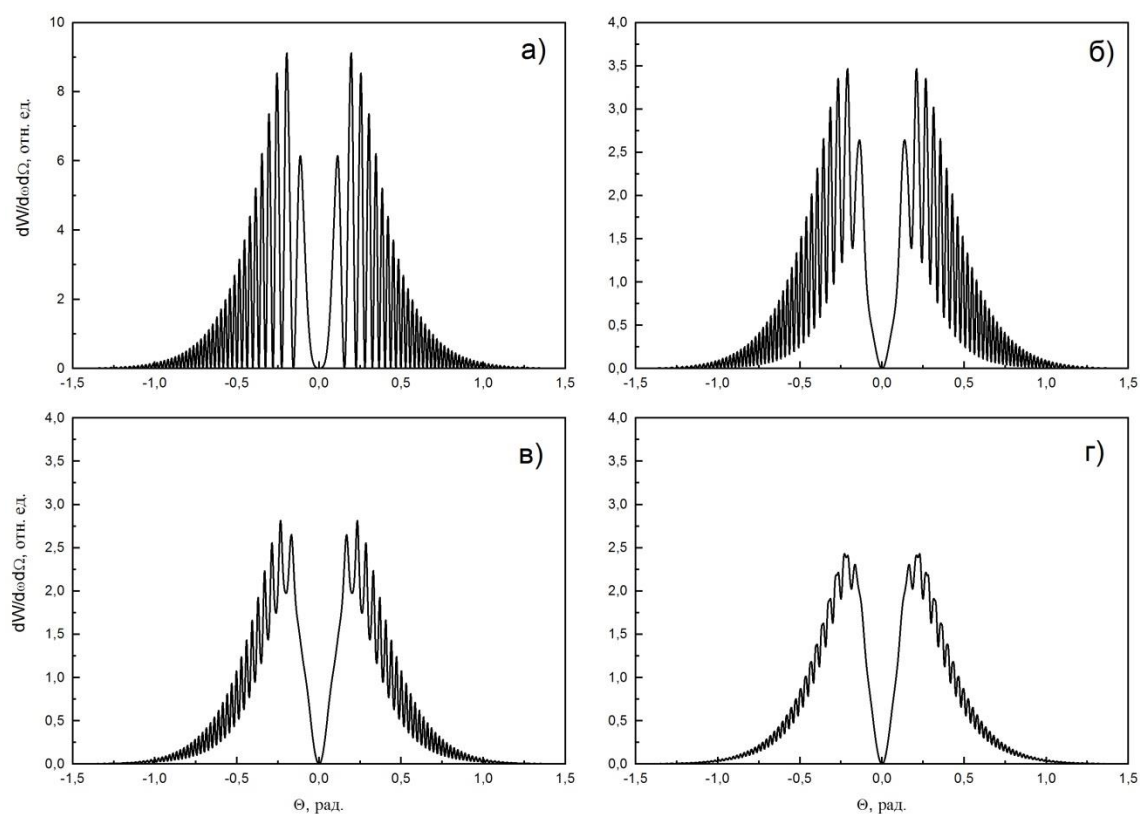


Рисунок 2.3 - Влияние уменьшения скорости частицы на угловые характеристики электромагнитного излучения в направлении «вперед» в оптическом диапазоне частот при прохождении тонкого слоя прозрачной среды ($L = 100\lambda$) для различных потерь скорости частицы: а – 0%, б – 5%, в – 10%, г – 15%. Порог возникновения излучения Вавилова – Черенкова не выполнен, $\gamma = 1.5$.

Последнее обстоятельство объясняется тем, что в прозрачной среде поля излучения Вавилова – Черенкова когерентно суммируются со всех участков траектории на всей толщине пластинки и увеличение энергии излучения прекращается, когда длина когерентности становится равной толщине среды. Дальнейшее увеличение энергии приводит к закономерному увеличению черенковского угла и появлению центрального максимума (см. рисунок 2.1, е), сравнимого по величине с черенковским. Этот, увеличивающийся с ростом энергии частицы максимум, представляет собой выход переходного излучения, сконцентрированного в узком интервале углов $\Delta\vartheta \simeq 1/\gamma$.

Спектрально-угловая плотность излучения в направлении «назад» (см. рисунок 2.2) значительно слабее. Тем не менее, характер углового распределения имеет те же черты, что и в предыдущем случае. Наличие слабого черенковского конуса в направлении излучения «назад» (см. рисунок 2.2, б) объясняется наличием отраженной волны от второй границы раздела. Выход переходного излучения в узком интервале углов $\Delta\vartheta' \simeq 1/\gamma$ в направлении «строго назад» при высоких энергиях (см. рисунок 2.2, е) значительно превосходит выход черенковского излучения.

В оптическом диапазоне частот в прозрачной среде поглощение излучения в тонких пластинках будет незначительным. Более важным фактором в этих условиях является торможение заряженных частиц в среде. Изменение скорости частицы приводит к деструктивной интерференции электромагнитного излучения с различных участков траектории, что в свою очередь ведет к исчезновению осцилляций в спектрально-угловой плотности излучения и уменьшению его интенсивности [А3]. На рисунке 2.3 проиллюстрировано влияние уменьшения скорости на вылете из среды на угловые характеристики электромагнитного излучения в условиях, когда порог излучения Вавилова – Черенкова не выполнен.

2.3 Рентгеновское черенковское излучение

Известно, что в некоторых веществах действительная часть диэлектрической проницаемости в рентгеновском диапазоне частот вблизи краев линий поглощения может стать больше единицы. Тогда оказывается возможным выполнения порога для возникновения излучения Вавилова – Черенкова [39, 40]. Современные данные о частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости различных веществ содержатся в базах данных Центра рентгеновской оптики Берклеевской Национальной лаборатории имени Лоуренса [41].

Для исследования угловых характеристик переходного и черенковского излучения в рентгеновском диапазоне частот и в условиях поглощения излучения воспользуемся данными этой базы, например, для бериллия. В частности, при энергии излучения 120 эВ действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости, соответственно, равны $Re(\epsilon) = 1,00696$ и $Im(\epsilon) = 8,57 \cdot 10^{-4}$. Выберем толщину пластинки $L = 100\lambda$ и $L = 1000\lambda$. При энергии квантов 120 эВ это составит примерно 1 мкм и 10 мкм, соответственно, и торможением быстрых частиц можно пренебречь.

Результаты расчетов при различных энергиях частиц показаны на рисунке 2.4. Как и следовало ожидать, наличие поглощения, которое описывается мнимой частью диэлектрической проницаемости, приводит к деструктивной интерференции и к уменьшению интенсивности переходного излучения (см. рисунок 2.4, а, в) и излучения Вавилова – Черенкова (см. рисунок 2.4, б и г) при увеличении толщины пластинки.

На рисунке 2.5 показано спектральное распределение электромагнитного излучения в рентгеновском диапазоне частот, проинтегрированное по углам в передней полусфере вдоль направления движения частицы, в бериллиевой пластинке толщиной 1 мкм при $\gamma = 10$. Дисперсия действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости в бериллии приведена на вставке рисунка 2.5.

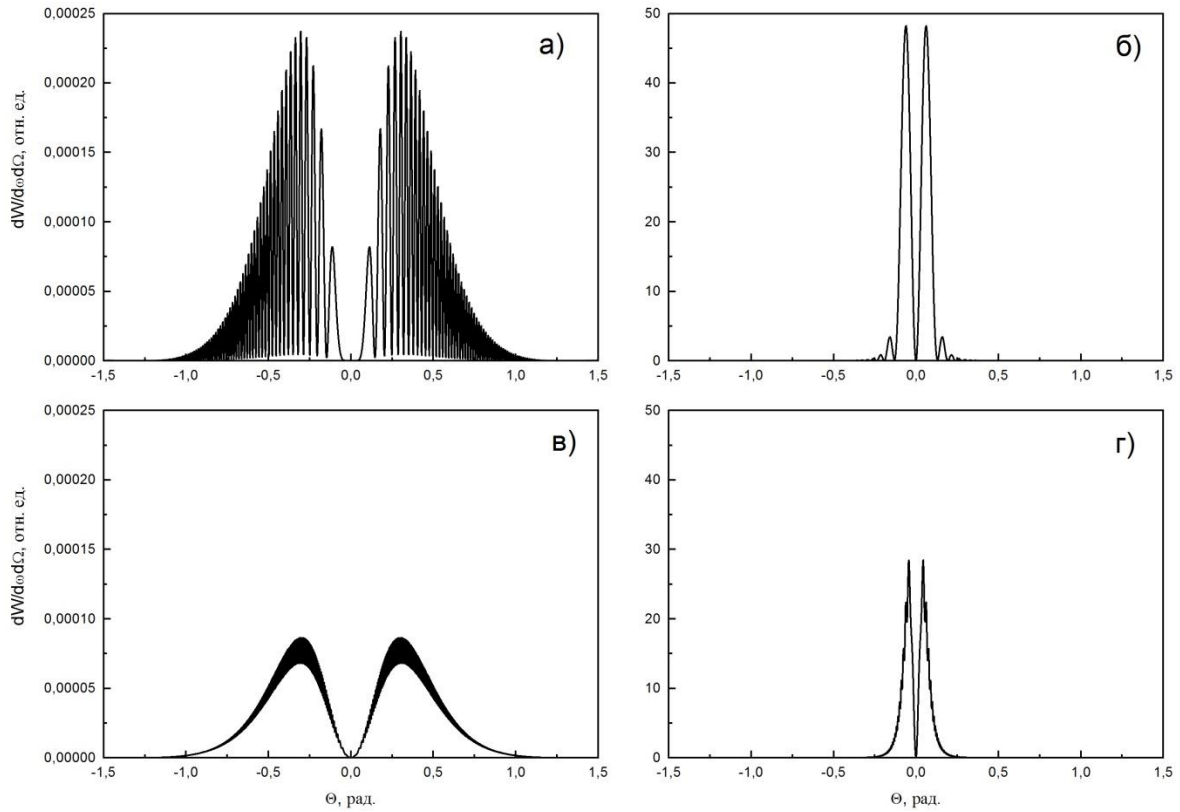


Рисунок 2.4 - Угловое распределение электромагнитного излучения в направлении «вперед» в рентгеновском диапазоне частот ($\hbar\omega = 120$ эВ) в бериллиевой пластинке при энергии частиц до порога возникновения излучения Вавилова – Черенкова при $\gamma = 2$ (а, в), и после порога при $\gamma = 10$ (б, г) при толщинах среды $L = 100\lambda$ (а, б) и $L = 1000\lambda$ (в, г).

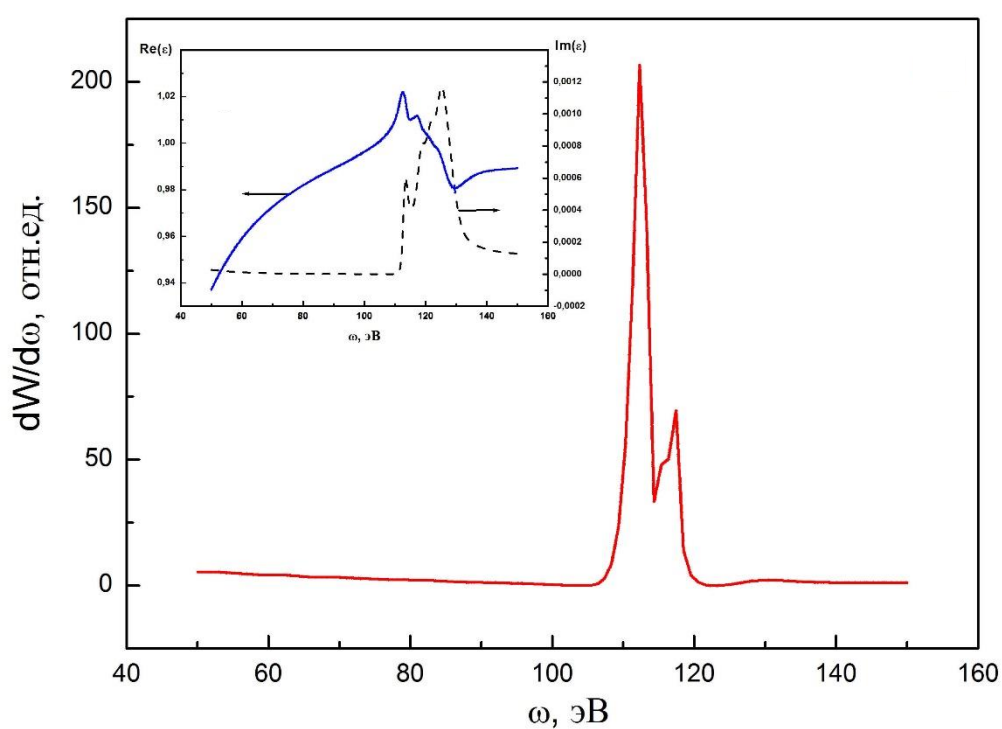


Рисунок 2.5 - Спектральное распределение электромагнитного излучения в направлении «вперед» в рентгеновском диапазоне частот в бериллиевой пластинке толщиной 1 мкм при выполнении порога возникновения излучения Вавилова – Черенкова при $\gamma = 10$. На вставке – дисперсия действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости в бериллии.

Максимальное значение действительной части диэлектрической проницаемости $Re(\epsilon) = 1,04718$ достигается при энергии квантов 112 эВ (см. вставку рисунка 2.5). Нетрудно убедиться, что порог излучения Вавилова – Черенкова возникает в этих условиях уже при энергии частиц, соответствующей Лоренц-фактору $\gamma > 3$.

В отличие от оптической области, где влияние дисперсии диэлектрической проницаемости не существенно, и излучение Вавилова – Черенкова имеет широкополосный характер, в рентгеновской области спектральная плотность излучения имеет ярко выраженный максимум в области частот вблизи краев линий поглощения [A1]. Некоторые экспериментальные результаты наблюдения рентгеновского черенковского излучения релятивистских электронов приведены, например, в работе [33]. Для надежного экспериментального наблюдения эффекта желательно использовать пучки многозарядных ионов, поскольку выход излучения пропорционален квадрату заряда частицы.

На рисунке 2.6 показано спектральное распределение электромагнитного черенковского излучения электронов ($\gamma = 10$) в рентгеновском диапазоне частот, проинтегрированное по углам в передней полусфере вдоль направления движения частицы, в алюминиевой ($L_{2,3}$ -края поглощения 72.95 и 72.55 эВ, соответственно), кремниевой ($L_{2,3}$ -края поглощения 99.82 и 99.42 эВ, соответственно) и бериллиевой (K-край поглощения 111.5 эВ) пластинках толщиной 1 мкм. Таким образом, выбор мишени позволяет изменять спектральный диапазон максимума выхода излучения.

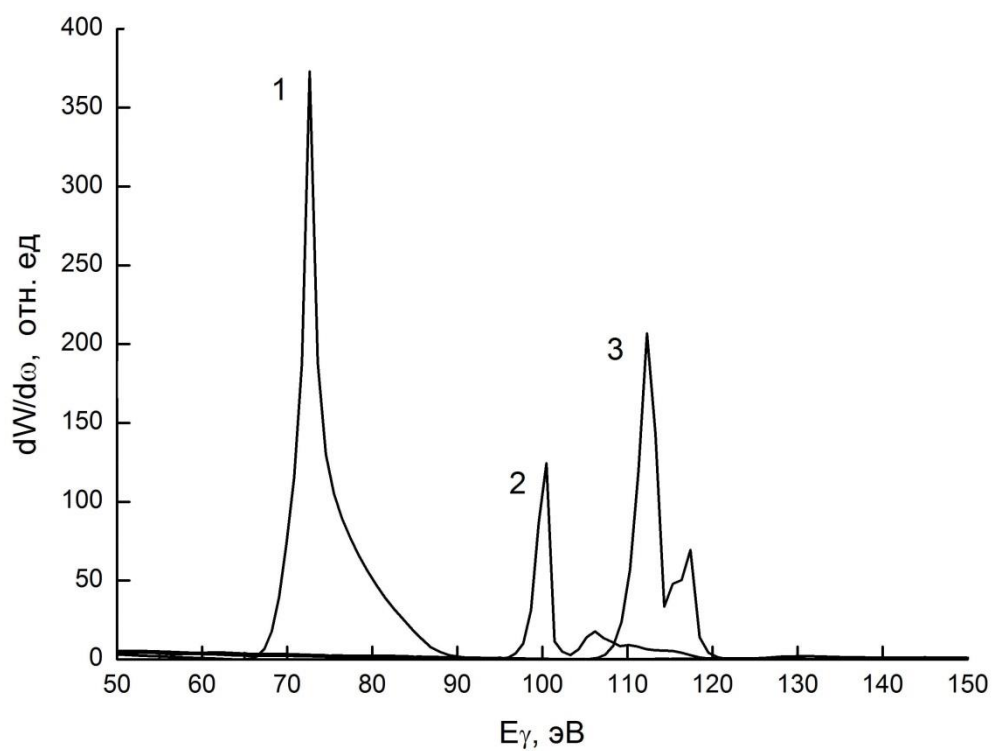


Рисунок 2.6 - Спектральное распределение электромагнитного излучения электронов в направлении «вперед» в рентгеновском диапазоне частот в алюминиевой (1), кремниевой (2) и бериллиевой (3) пластинках толщиной 1 мкм при выполнении порога возникновения излучения Вавилова – Черенкова при $\gamma = 10$.

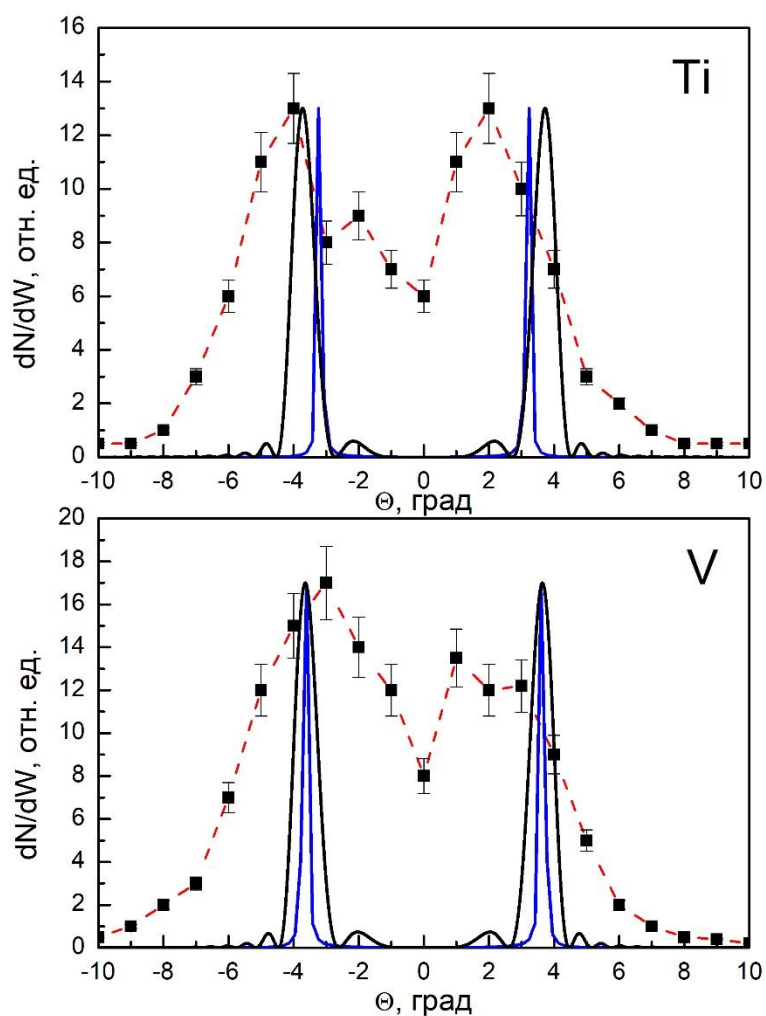


Рисунок 2.7 - Измеренные в [33] (точки) и рассчитанные в настоящей работе (сплошные линии) угловые распределения черенковского излучения электронов с энергией 10 МэВ в титановой мишени толщиной 10 мкм при энергии 454 эВ и в ванадиевой мишени толщиной 10 мкм при энергии 512 эВ. Синие линии – расчет по формулам Гинзбурга – Франка.

Полученные результаты можно сопоставить с экспериментом, представленном в работе [33]. Эксперимент проводился в тонких мишенях титана и ванадия толщиной 10 мкм. Был зарегистрирован выход черенковского излучения в направлении «вперед» при энергиях фотонов вблизи L -краев поглощения (454 эВ в титане и 512 эВ в ванадии, соответственно). Сравнение расчетов углового распределения излучения при указанных энергиях с экспериментальными данными приведено на рисунке 2.7. Нормировка расчетных кривых проводилась по значению экспериментальных данных в максимуме углового распределения. Сильное уширение измеренного распределения по сравнению с расчетом связано, по-видимому, с влиянием многократного рассеяния электронов в мишени. Действительно, оценки показывают, что в условиях цитированных экспериментов среднеквадратичный угол многократного рассеяния составляет величину, примерно равную, двум градусам, что и приводит к дополнительному угловому уширению черенковского излучения.

Таким образом, проведенное исследование в этом разделе и численные расчеты позволяют сделать следующие выводы [А3]:

- Если скорость частицы такова, что порог возникновения излучения Вавилова – Черенкова не выполнен, то характер углового распределения переходного излучения носит осциллирующий характер, обусловленный интерференцией между входящей волной и отраженной от второй границы среды.
- При выполнении условия возникновения излучения Вавилова – Черенкова в прозрачной среде спектрально-угловая плотность излучения «вперед» возрастает с увеличением энергии, достигая максимального значения на длине когерентности, равной толщине среды.
- Спектрально-угловая плотность излучения в направлении «назад» значительно слабее. Наличие слабого черенковского конуса в направлении

излучения «назад» объясняется наличием отраженной волны от второй границы раздела.

- При высоких энергиях частиц ($\gamma > 10^3$) в угловом распределении излучения в среде конечных размеров появляется максимум переходного излучения, сконцентрированного в узком интервале углов $\Delta\vartheta \approx 1/\gamma$, сравнимый по величине с черенковским и увеличивающийся с ростом энергии частицы.

- Торможение заряженной частицы в среде и поглощение излучения приводят к деструктивной интерференции полей электромагнитного излучения с различных участков траектории, что в свою очередь приводит к исчезновению осцилляций в спектрально-угловой плотности излучения и уменьшению его интенсивности.

- При выполнении порогового условия в рентгеновской области спектральная плотность излучения Вавилова – Черенкова имеет ярко выраженный максимум в области частот вблизи краев линий поглощения.

Полученные результаты и вышеупомянутые выводы позволяют сформулировать *первое* научное положение, выносимое на защиту:

1. Торможение заряженной частицы в среде и поглощение излучения приводят к деструктивной интерференции полей электромагнитного излучения с различных участков траектории, что подавляет осцилляции в угловом распределении, а при высоких энергиях частиц выход переходного излучения из мишени конечной толщины превышает выход черенковского излучения.

3 Рентгеновское переходное и черенковское излучение при наклонном влете частиц в мишень

Результатом исследования фундаментальных процессов при взаимодействии релятивистских частиц с веществом неоднократно становилось открытие неизвестных ранее физических закономерностей, которые приводили к созданию новых технологий в прикладной физике. Например, открытие когерентного тормозного излучения, переходного и черенковского излучения привело к существенному прогрессу в области создания новых детекторов релятивистских частиц.

Исследования переходного и черенковского излучения при наклонном влете заряженных частиц привели к установлению асимметрии углового распределения [42], которое может быть использована для создания источников направленного жесткого поляризованного излучения.

Переходное излучение ускоренных частиц при нормальном падении на поверхность мишени поляризовано в плоскости излучения (так называется плоскости, содержащая нормаль к поверхности и волновой вектор электромагнитной волны [34]). При наклонном влете частиц в мишень возникает поперечная поляризация в плоскости, ортогональной плоскости излучения.

Следует отметить, что термины «продольная» и «поперечная» поляризация традиционно используются лишь применительно к черенковскому и переходному электромагнитному излучению. Следуя современной терминологии, можно говорить иначе, а именно, о «сигма» и «пи» компонентах поляризованного электромагнитного излучения. Очевидно, что зависимость спектрально-углового распределения излучения с различной поляризацией от угла влета частиц в мишень, будет различной.

3.1 Спектрально-угловая плотность излучения

Аналитическое решение задачи о переходном или черенковском излучении, возникающем при переходе заряженной частицы из среды с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 в среду с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 при пересечении границы раздела в литературе, принято называть формулами Гинзбурга – Франка [10].

Казалось бы, формулы Гинзбурга – Франка нельзя использовать в случае пластины конечных размеров. Однако при определенных условиях это оказывается возможным. Наличие мнимой части диэлектрической проницаемости приводит к поглощению излучения внутри среды. Следовательно, при достаточно большой толщине пластины, излучение, возникающее вначале пластины, будет поглощаться и выход будет давать только излучение с некоторой части траектории вблизи второй границы раздела. Тем самым среда конечных размеров в рассматриваемой задаче может быть представлена как полубесконечная пластина, в которой частица вылетает из среды в вакуум. Это подтверждают и рассчитанные спектрально-угловые характеристики излучения по формуле Гинзбурга – Франка для одной границы раздела и для различных пластин конечной толщины при нормальном падении по формулам, приведенным в [34].

Для расчётов использовались следующие параметры условной мишени и частиц: $\text{Re}(\epsilon) = 1.77$ и $\text{Im}(\epsilon) = 0.001$ и $v/c = 0.67$. Результаты расчетов показали (рисунок 3.1), что при достаточно большой толщине пластины наблюдается полное совпадение рассчитанного по формуле Гинзбурга – Франка углового распределения излучения в направлении «вперед» и электромагнитного излучения в пластине конечной толщины.

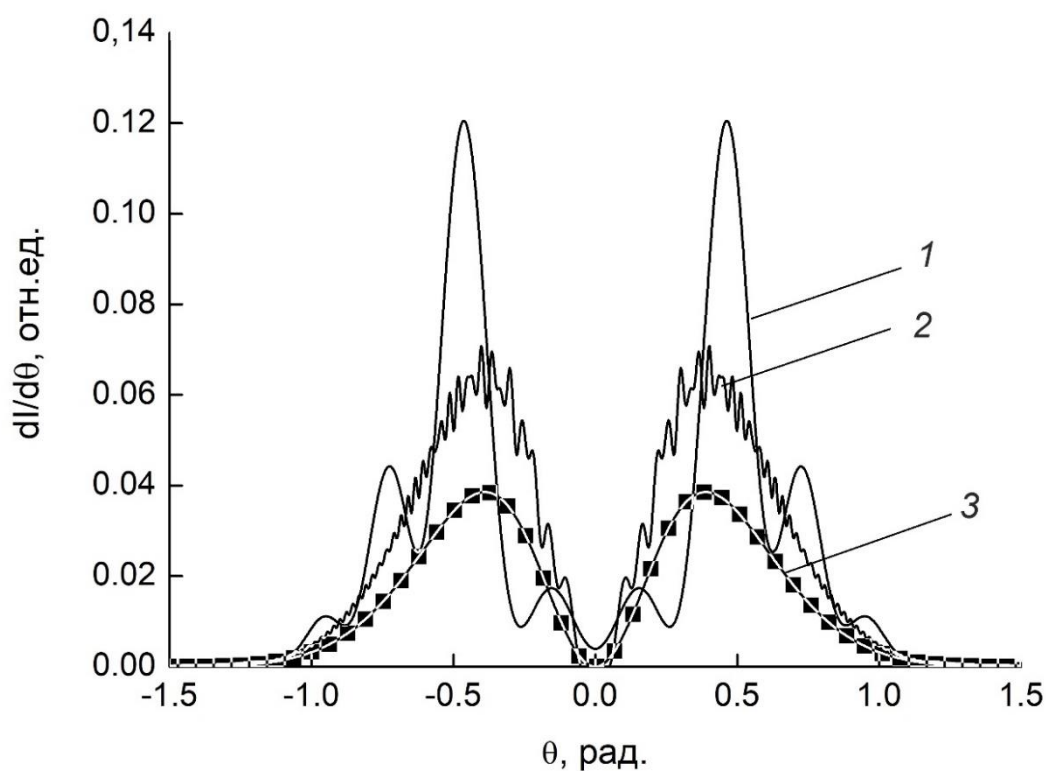


Рисунок 3.1 - Угловое распределение переходного электромагнитного излучения в пластинке толщиной 1 - 10λ , 2 - 100λ и 3 - 10000λ (λ - длина волны излучения). Квадратами показан расчет по формулам Гинзбурга – Франка для одной границы раздела сред.

Пусть постоянная скорость заряженной частицы $\mathbf{v}$ направлена под углом ψ к нормали поверхности раздела двух сред, а именно вакуума и среды с диэлектрической проницаемостью ε . Направим ось z вдоль нормали к поверхности. Полагая, что магнитная проницаемость среды $\mu = 1$, приведем аналитические выражения для спектрально-угловой плотности поляризованного излучения с продольной и поперечной поляризацией [34]: соотношениями:

$$I^{\parallel}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{\beta_z^2 \cos^2 \theta_z |1 - \varepsilon|^2}{[(1 - \beta_x \cos \theta_x)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z]^2 \sin^2 \theta_z} \times \\ \times \left| \frac{(1 - \beta_z \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z} - \beta_z^2 - \beta_x \cos \theta_x) \sin^2 \theta_z + \beta_x \beta_z \cos \theta_x \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z}}{(1 - \beta_x \cos \theta_x - \beta_z \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z})(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z} + \varepsilon \cos \theta_x)} \right|^2 \quad (3.1)$$

$$I^{\perp}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{\beta_x^2 \beta_z^4 \cos^2 \theta_y \cos^2 \theta_z |1 - \varepsilon|^2}{[(1 - \beta_x \cos \theta_x)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z] \sin^2 \theta_z} \times \\ \times \left| \left(1 - \beta_x \cos \theta_x - \beta_z \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z}\right) \left(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z} + \cos \theta_x\right) \right|^{-2} \quad (3.2)$$

где $\cos \theta_x, \cos \theta_y$ и $\cos \theta_z$ – направляющие косинусы волнового вектора излучения $\mathbf{n}$, $\beta_x = \beta \sin \psi$ и $\beta_z = \beta \cos \psi$ – компоненты скорости частицы вдоль координатных осей x и z , $\beta = v/c$, и система координат выбрана таким образом, что $\beta_y = 0$. Отметим, что в выражениях (3.1) и (3.2) для удобства опущен размерный множитель $e^2/\pi^2 c$.

Приведенные формулы позволяют провести подробный анализ углового распределения поляризованного излучения и его зависимость от угла вылета частицы из мишени. Теоретическому исследованию углового распределения неполяризованного рентгеновского черенковского излучения электронов в тонких фольгах из различных материалов были ранее посвящены работы [42, 43]. Авторами был показан рост угловой плотности испускаемых фотонов за счет модификации структуры конуса Черенкова.

3.2 Угловое распределение излучения

Известно, что черенковское излучение возникает только в случае, когда действительная часть диэлектрической проницаемости в определенном спектральном диапазоне превышает единицу. Несмотря на то, что в рентгеновском диапазоне частот диэлектрическая проницаемость в основном меньше единицы, в диапазонах вблизи краев линий поглощения она может превысить единицу, что делает возможным выполнение условия для возникновения излучения Вавилова – Черенкова. Воспользуемся базой данных [41] для анализа угловых характеристик переходного и черенковского излучения в рентгеновском диапазоне частот и в условиях поглощения излучения. В частности, для бериллия при энергии излучения 112 эВ вблизи края K -линии поглощения (111.5 эВ) действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости, соответственно, равны $\text{Re}(\epsilon) = 1.05$ и $\text{Im}(\epsilon) = 0.0012$. Спектральное распределение черенковского излучения релятивистских частиц в этих условиях рассматривалось нами ранее в разделе 2 при нормальном падении на поверхность бериллиевой мишени. Порог черенковского излучения достигается при $\beta = 0.9759$ и рассчитанная спектральная плотность излучения имеет достаточной узкий максимум в области 112 эВ с шириной порядка 5 эВ. В настоящем разделе для этих же параметров проведен анализ углового распределения поляризованного переходного и черенковского рентгеновского излучения при различных углах вылета частиц из мишени. Результаты расчетов углового распределения переходного излучения ($\beta = 0.97$ и порог черенковского излучения не выполнен) для продольной и поперечной поляризации показаны на рисунке 3.2 [A2]. Как следует из приведенных данных интенсивность излучения в максимуме углового распределения излучения с продольной поляризацией практически не изменяется при увеличении угла вылета. Выход же излучения в максимуме углового распределения с поперечной поляризацией существенно уменьшается.

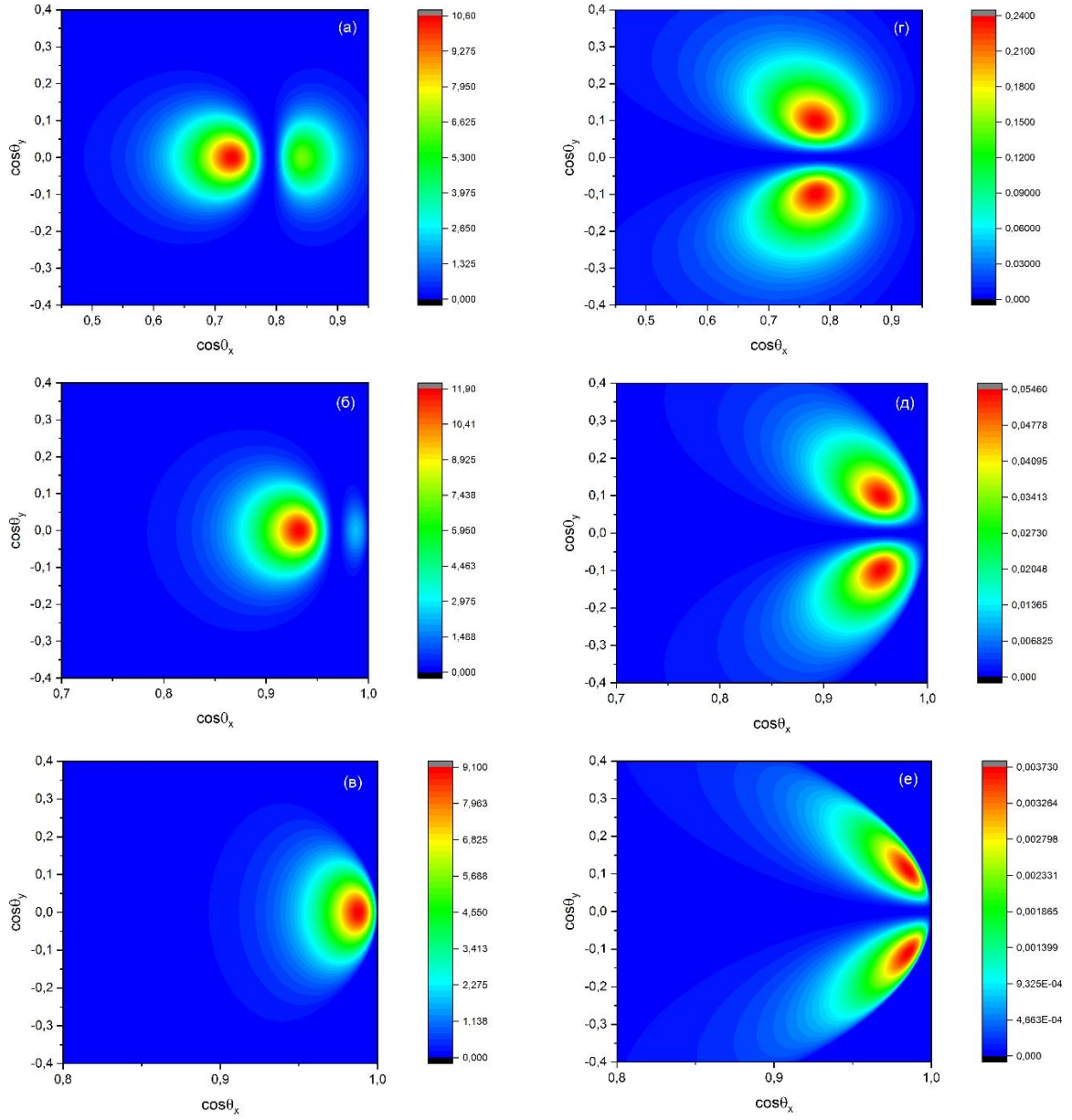


Рисунок 3.2 - Угловое распределение продольно поляризованной (а, б, в) и поперечно поляризованной (г, д, е) компонент переходного излучения ($\beta = 0.97$) в рентгеновском диапазоне частот в бериллиевой мишени при различных углах вылета частиц из мишени: (а,г) – $\psi = 50^\circ$, (б, д) – $\psi = 70^\circ$ и (в,е) – $\psi = 80^\circ$.

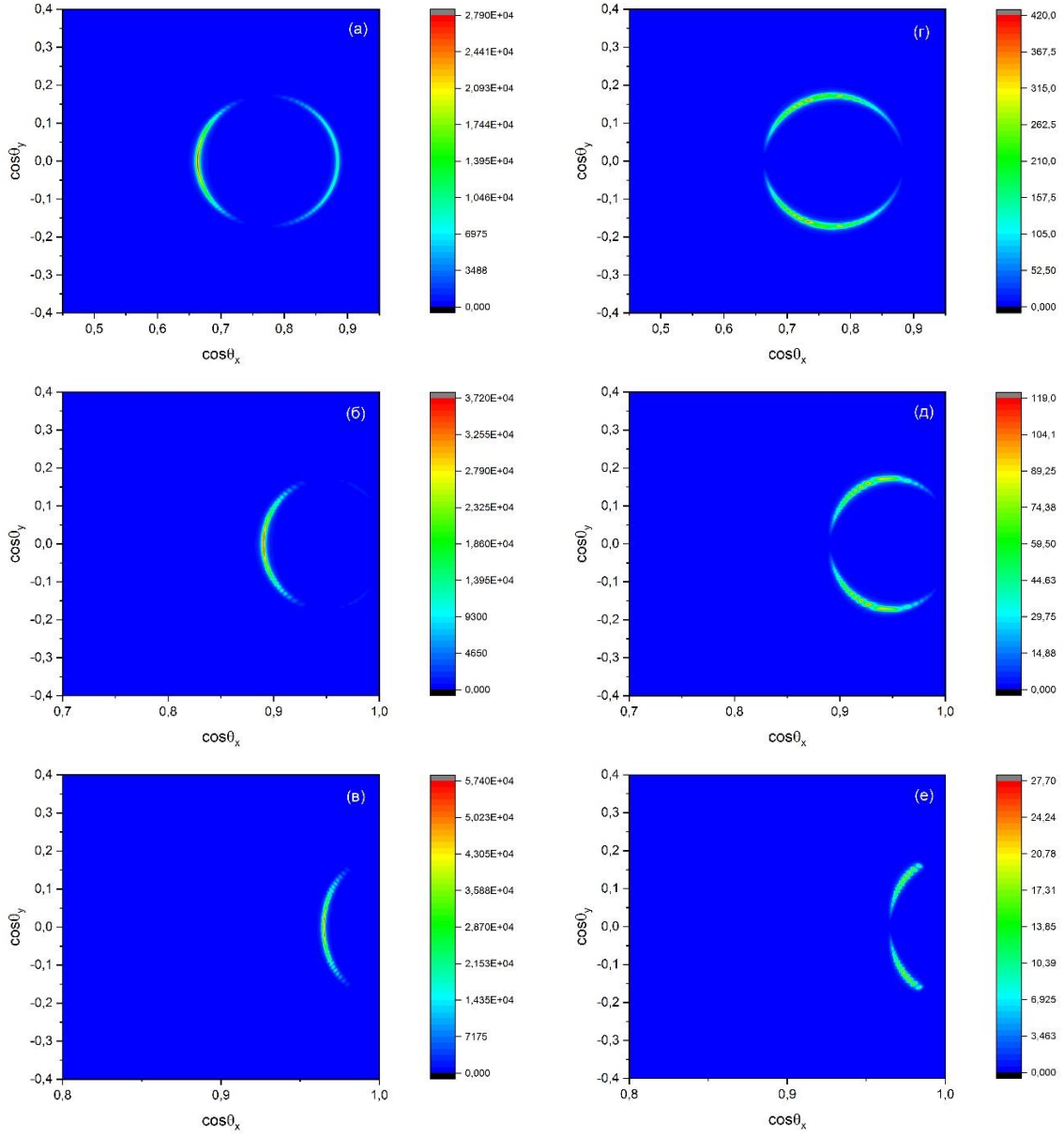


Рисунок 3.3 - Угловое распределение продольно поляризованной (а, б, в) и поперечно поляризованной (г, д, е) компонент черенковского излучения ($\beta = 0.99$) в рентгеновском диапазоне частот в бериллиевой мишени при различных углах вылета частиц из мишени: : (а,г) – $\psi = 50^\circ$, (б,д) – $\psi = 70^\circ$ и (в,е) – $\psi = 80^\circ$.

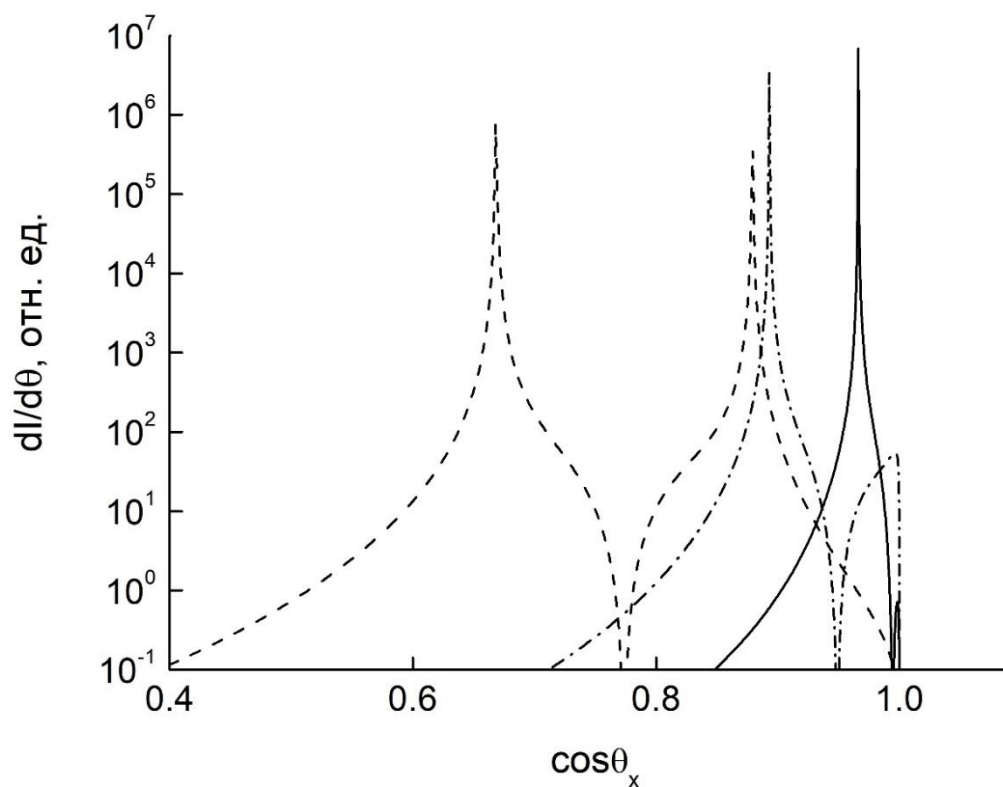


Рисунок 3.4 - Угловое распределение продольно поляризованной компоненты черенковского излучения в рентгеновском диапазоне частот вдоль направления оси x в бериллиевой мишени при различных углах вылета частиц из мишени: пунктирная линия $\psi = 50^\circ$, штрих-пунктирная линия $\psi = 70^\circ$, сплошная линия $\psi = 80^\circ$.

На рисунке 3.3 показано угловое распределение черенковского излучения для продольной и поперечной поляризации ($\beta = 0.99$ и порог возникновения черенковского излучения выполнен). При увеличении угла вылета интенсивность продольно поляризованной компоненты излучения значительно возрастает (см. рисунок 3.3, а и в) то время как поперечно поляризованная практически исчезает [A2]. На рисунке 3.4 приведено угловое распределение вдоль направления оси x продольно поляризованной компоненты излучения. Отчетливо прослеживается увеличение интенсивности и уменьшение угловой ширины распределения. Последнее обстоятельство объясняется увеличением эффективной когерентной длины излучения в мишени при увеличении угла вылета [A6].

Таким образом, полученные результаты в этом разделе, позволяют заключить, что:

- В отличие от оптической области, в которой влияние дисперсии диэлектрической проницаемости в основном несущественно и излучение Вавилова – Черенкова носит широкополосный характер, в рентгеновской области спектральная плотность излучения имеет ярко выраженный максимум в области частот вблизи краев поглощения. Для бериллиевой мишени максимум мягкого рентгеновского излучения возможен в области энергии края K -линии поглощения 112 эВ.
- При «наклонном» вылете частиц из мишени излучение поляризовано как в плоскости излучения, так и в ортогональной к ней. При увеличении угла вылета относительно нормали к поверхности угловое распределение излучения становится несимметричным, интенсивность черенковского излучения компоненты с продольной поляризацией значительно возрастает, а угловая ширина уменьшается.

Полученные выводы позволяют сформулировать *второе* научное положение, выносимое на защиту:

2. При наклонном влете релятивистских частиц в мишень угловое распределение монохроматического рентгеновского черенковского излучения вблизи K - и L -краев поглощения становится несимметричным, интенсивность компоненты излучения с поляризацией в плоскости излучения становится преобладающей, а угловая ширина конуса излучения уменьшается.

4 Монохроматическое черенковское излучение

Исследование эффектов излучения Вавилова – Черенкова и переходного излучения ускоренных релятивистских частиц при прохождении их через вещество является перспективным направлением для генерации излучения в различных частотных диапазонах: ультрафиолетовом [44], оптическом [44, 45] и рентгеновском [33, 39].

В рентгеновском диапазоне частот диэлектрическая проницаемость среды мишени принимает в основном значения меньше единицы. Однако, вблизи краев линий поглощения в некоторых веществах она может быть больше единицы, что делает возможным выполнение порогового условия для возникновения рентгеновского черенковского излучения. Такой эффект может наблюдаться в ряде веществ, например, таких, как титан, ванадий [41], или бериллий [A1] и некоторых других. В более мягком диапазоне частот, например, в ультрафиолетовом или оптическом, для получения монохроматического излучения необходимо, с одной стороны, иметь мишень с достаточной дисперсией в интересующей области частот, а с другой – возможность коллимации излучения для выделения соответствующей области спектра. В частности, для генерации в ультрафиолетовой части спектра изучалась возможность использования газообразных мишеней инертных газов (гелий, неон, аргон), в которых поглощение слабо [44]. В оптическом диапазоне впервые наблюдалось монохроматическое излучение в мишенях из плавленого кварца SiO_2 [5] и алмаза C [45]. В ряде недавних работ предложено использовать импульсные пучки релятивистских электронов для генерации черенковского излучения в терагерцовом диапазоне (см., например, [46]). Использование ускоренных релятивистских многозарядных ионов для этих целей может значительно увеличить выход излучения, так как мощность возникающего излучения пропорциональна квадрату заряда входящих в мишень частиц.

4.1 Черенковское излучение в ультрафиолетовом, оптическом и терагерцовом диапазонах

Среди материалов, рассматриваемых для генерации монохроматического черенковского излучения в различных диапазонах частот, наиболее изученным является кварцевое стекло (плавленый кварц). Основу кварцевого стекла составляет оксид кремния, который содержит небольшое количество примесей. Кварцевое стекло обладает широким спектром пропускания, малым поглощением, высокой радиационной стойкостью. Эти свойства могут быть полезны для применения кварцевого стекла в качестве мишени для генерации черенковского и переходного излучения в различных спектральных диапазонах. Дисперсионные свойства этого материала достаточно подробно изучены в широком диапазоне длин волн от вакуумного ультрафиолета до терагерцовой области. Например, в работе [47] собраны и обобщены результаты измерений комплексного показателя преломления кварцевого стекла в спектральном диапазоне от 30 nm до 1000 μ m. Кроме того, предложены полезные формулы для действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления кварцевого стекла, обеспечивающие хорошую аппроксимацию экспериментальных данных. В таблице 4.1 приведены некоторые значения действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической постоянной плавленого кварца $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$. Как показано ниже, эти данные позволяют проанализировать параметры черенковского и переходного излучения в очень широком спектральном диапазоне.

Для решения задачи о переходном и черенковском излучении в поглощающей мишени конечной толщины воспользуемся результатами решения уравнений Максвелла, основанными на методе сшивок нормальных и тангенциальных компонент полей на границах раздела сред. Такой метод подробно изложен в предыдущих втором и третьем разделах.

Таблица 4.1 - Значения действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической постоянной плавленого кварца согласно [47].

Длина волны, μm	$\text{Re}(\epsilon)$	$\text{Im}(\epsilon)$
0.14	3,51	0,077
0.16	2,79	$2,74 \cdot 10^{-4}$
0.45	2,15	$2,05 \cdot 10^{-7}$
0.65	2,12	$2,78 \cdot 10^{-7}$
800	4,22	0,965
900	5,59	0,994

Следует отметить, что при нормальном падении релятивистских частиц на мишень, у которой действительная часть показателя преломления больше, чем 1,40, выход черенковского излучения релятивистских частиц невозможен из-за полного внутреннего отражения от второй границы мишени. Для наблюдения черенковского излучения в направлении движения частицы в этом случае требуется влет частицы в мишень под некоторым углом ψ между направлением её движения и нормалью к поверхности. Тогда конус черенковского излучения принимает асимметричную форму, а при достаточно большом угле ψ часть черенковского конуса испытает полное внутреннее отражение на границе мишени толщиной L , а часть пройдет в направлении движения частицы.

Для случая нормального падения быстрой заряженной частицы на границу раздела, следуя принятой ранее терминологии, будем называть «продольной» поляризацией электромагнитное излучение, поляризованное в плоскости излучения, содержащей волновой вектор излучения $\mathbf{k}$ и нормаль к поверхности. «Поперечная» поляризация излучения будет возникать в случае падения частиц под некоторым углом к поверхности раздела двух сред и образовываться в плоскости, ортогональной плоскости излучения. Следует ожидать, что спектрально-угловые распределения электромагнитного излучения для продольной и поперечной поляризаций в зависимости от угла влета частиц в мишень будут различны.

Обозначим заряд частицы, влетающей в среду, через Ze и допустим, что магнитная проницаемость среды $\mu = 1$. Тогда соответствующие аналитические выражения для спектрально-угловой плотности излучения с продольной $dI^{\parallel}(\mathbf{k}, \omega) = I^{\parallel}(\mathbf{k}, \omega)d\omega d\Omega$ и поперечной поляризацией $dI^{\perp}(\mathbf{k}, \omega) = I^{\perp}(\mathbf{k}, \omega)d\omega d\Omega$ в интервале частот $\omega, \omega + d\omega$ в телесном угле $d\Omega$ в направлении движения частицы в среде с комплексной диэлектрической постоянной ε будут иметь следующий вид:

$$I^{\parallel}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{Z^2 e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta_z^2 \cos^2 \theta_z}{\sin^2 \theta_z} \frac{|\varepsilon - 1|^2}{|[A^2 - \beta_z^2 x^2][A^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z]|^2} \times$$

$$\times \frac{|B_{\psi}^{\parallel}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{v})|^2}{\left| (x+y)^2 e^{-i\frac{\omega L}{c}x} - (x-y)^2 e^{i\frac{\omega L}{c}x} \right|^2}, \quad (4.1)$$

где $x = \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z}$, $y = \varepsilon \cos \theta_z$, $A = 1 - \beta_x \cos \theta_x$,

$$B_{\psi}^{\parallel}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{v}) = (x+y)(A + \beta_z x)[(A - \beta_z^2 - \beta_z x) \sin^2 \theta_z + \beta_x \beta_z x \cos \theta_x] e^{-i\frac{\omega L}{c}x}$$

$$+ (x-y)(A - \beta_z x)[(A - \beta_z^2 + \beta_z x) \sin^2 \theta_z - \beta_x \beta_z x \cos \theta_x] e^{i\frac{\omega L}{c}x}$$

$$- 2x[(A + \beta_z y)(A - \beta_z^2) \sin^2 \theta_z$$

$$+ \beta_z(\beta_x \cos \theta_x - \sin^2 \theta_z)(\beta_z x^2 + Ay)] e^{-i\frac{\omega L}{v_z}A}. \quad (4.2)$$

Спектрально-угловая плотность излучения компоненты с поляризацией, перпендикулярной плоскости излучения, дается формулой:

$$I^{\perp}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{Z^2 e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta_x^2 \beta_z^4 \cos^2 \theta_y \cos^2 \theta_z}{\sin^2 \theta_z} \frac{|\varepsilon - 1|^2}{|[A^2 - \beta_z^2 x^2][A^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z]|^2} \times$$

$$\times \frac{|B_{\psi}^{\perp}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{v})|^2}{\left| \left(x + \frac{y}{\varepsilon}\right)^2 e^{-i\frac{\omega L}{c}x} - \left(x - \frac{y}{\varepsilon}\right)^2 e^{i\frac{\omega L}{c}x} \right|^2}, \quad (4.3)$$

где

$$B_{\psi}^{\perp}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{v}) = (A + \beta_z x) \left(x + \frac{y}{\varepsilon}\right) e^{-i\frac{\omega L}{c}x} + (A - \beta_z x) \left(x - \frac{y}{\varepsilon}\right) e^{i\frac{\omega L}{c}x}$$

$$- 2x(A + \beta_z \cos \theta_z) e^{-i\frac{\omega L}{v_z}A}. \quad (4.4)$$

Направление скорости электрона составляет с осью z угол ψ , так что $\beta_x = \beta \sin \psi$, $\beta_z = \beta \cos \psi$, $\beta = v/c$. Направление излучения определяется направляющими косинусами относительно осей x, y и z : $\cos \theta_x = \sin \theta \cos \varphi$, $\cos \theta_y = \sin \theta \sin \varphi$, $\cos \theta_z = \cos \theta$, где θ и φ – полярный и азимутальный углы, соответственно.

Примеры некоторых результатов расчетов углового распределения, поляризованного в разных плоскостях черенковского излучения релятивистской частицы в тонкой пластинке из кварцевого стекла с заданной длиной волны, показаны на рисунках 4.1 и 4.2. Результаты расчетов удобно представлять в переменных направляющих косинусов $\cos \theta_x$ и $\cos \theta_y$, поскольку, в отличие от переменных θ и φ , таким образом достигается наглядность пространственно-углового распределения излучения. Максимум в области положительных направляющих косинусов – это увеличивающийся с ростом энергии частицы максимум переходного излучения, сконцентрированного в узком интервале углов вдоль направления движения частицы $\Delta\vartheta \simeq 1/\gamma$, где $\gamma = E/mc^2$.

В области отрицательных направляющих косинусов виден фрагмент конуса черенковского излучения, вышедшего из мишени. Ярко выраженные осцилляции по полярному и азимутальному углам вызваны интерференцией падающей и отраженной волн от границ мишени. Расчеты по приведенным формулам показывают, что максимальная интенсивность излучения с поперечной поляризацией значительно меньше, чем максимальная с продольной.

Степень продольной поляризации зависит как от угла влета частиц в мишень, так и от азимутального угла наблюдения. В частности, при азимутальном угле наблюдения $\varphi = 0$, то есть в плоскости излучения, степень продольной поляризации равна 100% при любом угле влета.

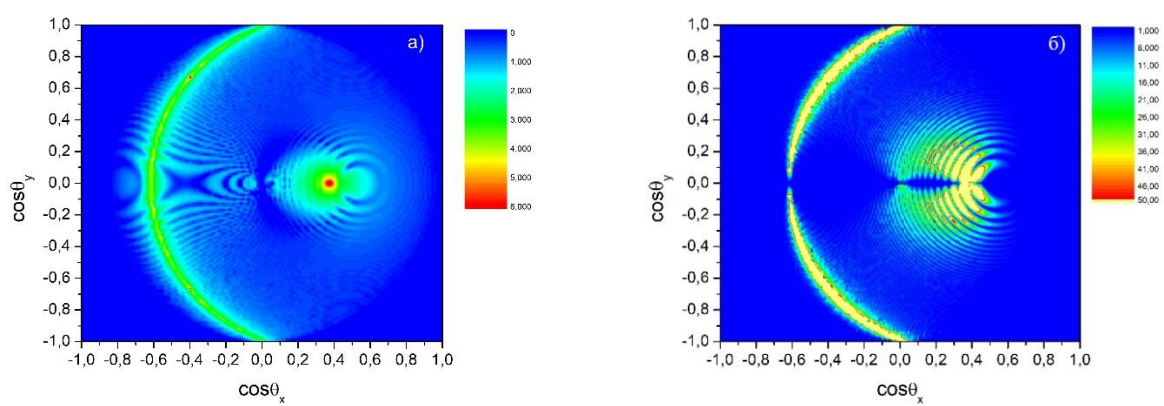


Рисунок 4.1 - Рассчитанное угловое распределение черенковского излучения релятивистских частиц ($\gamma = 250$) в оптическом диапазоне ($\lambda = 0.45 \mu\text{m}$) в мишени из плавленного кварца толщиной $L = 100\lambda$. Угол между направлением движения частиц и нормалью к поверхности мишени $\psi = 22^\circ$, продольная поляризация (а) и поперечная поляризация (б).

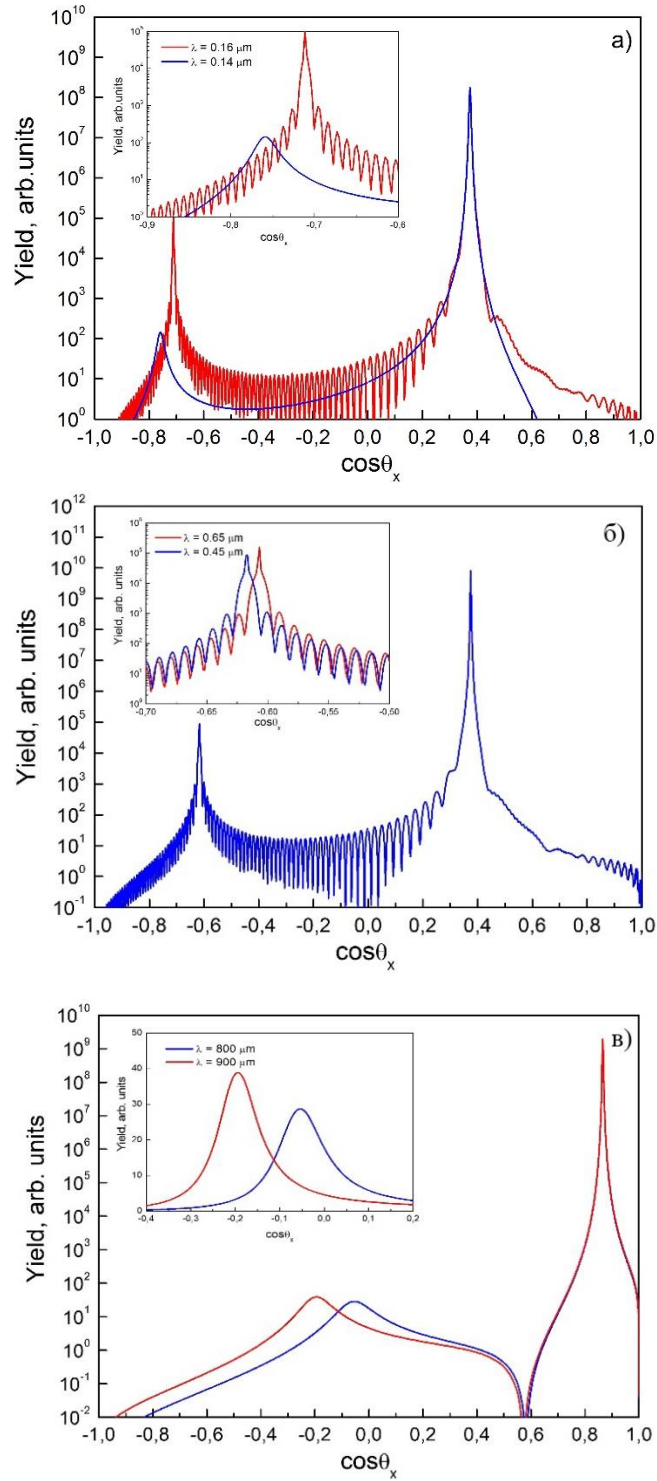


Рисунок 4.2 - Рассчитанное угловое распределение в плоскости черенковского излучения (азимутальный угол $\varphi = 0$) с продольной поляризацией релятивистских частиц ($\gamma = 250$) в различных частотных диапазонах в мишени из плавленого кварца, в ближнем ультрафиолетовом диапазоне при $\psi = 22^\circ$ и $L = 100\lambda$ (а); в оптическом диапазоне при $\psi = 22^\circ$ и $L = 100\lambda$ (б); в терагерцовом диапазоне при $\psi = 60^\circ$ и $L = 10\lambda$ (в).

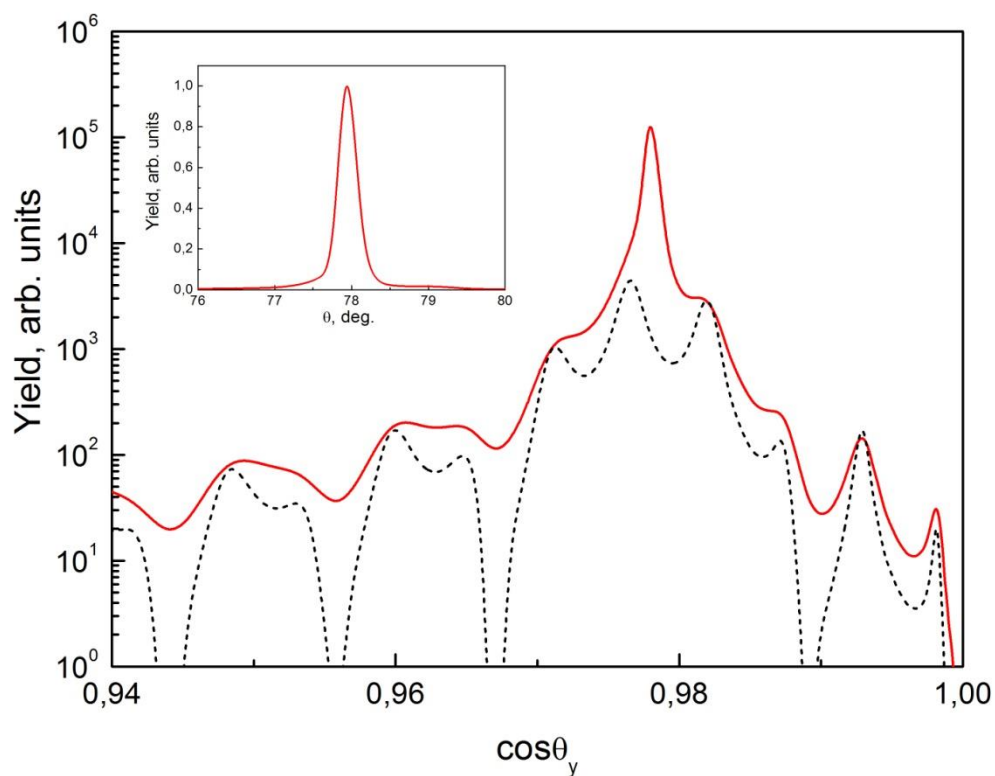


Рисунок 4.3 - Рассчитанное угловое распределение черенковского излучения в плоскости, ортогональной плоскости излучения (азимутальный угол $\varphi = 90^\circ$), с продольной поляризацией (сплошная линия) и поперечной поляризацией (пунктир) релятивистских частиц ($\gamma = 250$) в оптическом диапазоне ($\lambda = 0.65 \mu\text{m}$) в мишени из плавленого кварца, $\psi = 22^\circ$ и $L = 100\lambda$.

Угловое распределение излучения с продольной поляризацией в плоскости излучения в безразмерных единицах $Z^2 e^2 / \pi^2 c$ в ультрафиолетовой, оптической и терагерцовой областях спектра показано на рисунке 4.2. Угловая ширина черенковских максимумов не превышает 10^{-2} rad, а сами максимумы излучения с различной длиной волны разделены, что позволяет сделать заключение о возможности выделения монохроматических линий в выбранном спектральном диапазоне. Отсутствие осцилляций по полярному углу в некоторых случаях объясняется большим значением мнимой части диэлектрической проницаемости и, как следствие, затуханием отраженных от границ мишени волн.

На рисунке 4.3 показаны результаты расчетов по формулам (4.1) – (4.4) углового распределение черенковского излучения по полярному углу в плоскости, ортогональной плоскости излучения (азимутальный угол $\varphi = 90^\circ$), с продольной и поперечной поляризацией. Интенсивность компоненты с поперечной поляризацией, как указывалось выше, значительно меньше интенсивности компоненты с продольной поляризацией. На вкладке к рисунку 4.3 показано нормированное угловое распределение компоненты с продольной поляризацией. Максимум излучения при выбранных условиях достигается при значении полярного угла 78° , а угловая ширина не превосходит 0.5° .

Оценим число излучаемых фотонов в области максимума угловой плотности черенковского излучения на одну падающую частицу. Эта величина может быть оценена как $N \approx I^{\parallel}(\mathbf{k}, \omega)_{\max} / \hbar$. Как следует из данных, приведенных на рисунках 4.2, а, б и в, например, для электронов ($Z = 1$) это дает при $\lambda = 0.14 \mu\text{m}$ оценку $N \approx 1$, а при $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$, соответственно, $N \approx 10^2$. В терагерцовом диапазоне длин волн $\lambda = 900 \mu\text{m}$ выход фотонов значительно меньше и составляет на одну частицу $N \approx 10^{-2}$. Для сравнения укажем, что экспериментально установленный выход черенковского излучения из ванадиевых и титановых мишеней в

рентгеновском диапазоне частот ($\hbar\omega \approx 500$ эВ) на одну частицу был равен $N \approx 10^{-4}$ [47]. Как указывалось выше, приведенные оценки могут быть увеличены на несколько порядков при использовании пучков ускоренных многозарядных ионов.

В недавней работе [5] были приведены результаты теоретического и экспериментального исследования спектральных свойств оптического излучения Черенкова. Благодаря частотной зависимости диэлектрической проницаемости мишени, авторам впервые удалось наблюдать квазимонохроматическое черенковское излучение.

Представленная авторами работы [5] теоретическая модель, основана на методе «поляризационных токов» [48], которая позволяет рассчитывать угловые и спектральные свойства черенковского излучения. Чтобы проверить предсказания модели, был проведен эксперимент [5] с использованием электронов с энергией 855 МэВ и кварцевой мишени толщиной 0,2 мм в качестве излучателя, который можно было поворачивать относительно оси пучка. Квазимонохроматическое черенковское излучение наблюдалось с помощью спектрометра, расположенного под фиксированным углом наблюдения, а наклон кристалла излучателя давал возможность настраивать длину волны излучения.

Эффект монохроматизации объясняется частотной зависимостью диэлектрической проницаемости плавленого кварца, и, принимая во внимание закон преломления испускаемого излучения, пересекающего границу между мишенью излучателя и вакуумом, можно вывести дисперсионное соотношение, которое связывает длину волны и угол исходящего фотона – или альтернативным способом длину волны и угол наклона мишени для фиксированного угла наблюдения. Дисперсионное соотношение четко подтверждено в эксперименте, и предсказания используемой модели показывают удовлетворительное соответствие измерениям. Результаты измерений и расчетов авторов [5] приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2 - Результаты измерений [5] и расчетов спектральных максимумов оптического черенковского излучения, проведенных в [5] на основе модели поляризационных токов [48], и наших расчетов (последняя выделенная строка).

Ψ, град.	24	23.5	23	22.5	22
λ, нм (эксп. [5])	370.9±0.7	404.6±0.4	451.5±0.6	521.0±1.5	616.5±7.1
λ, нм (теор. [5])	379.6	413.0	457.0	518.5	610.3
λ, нм (теор.)	379.6	413.0	451.2	501.8	632.0

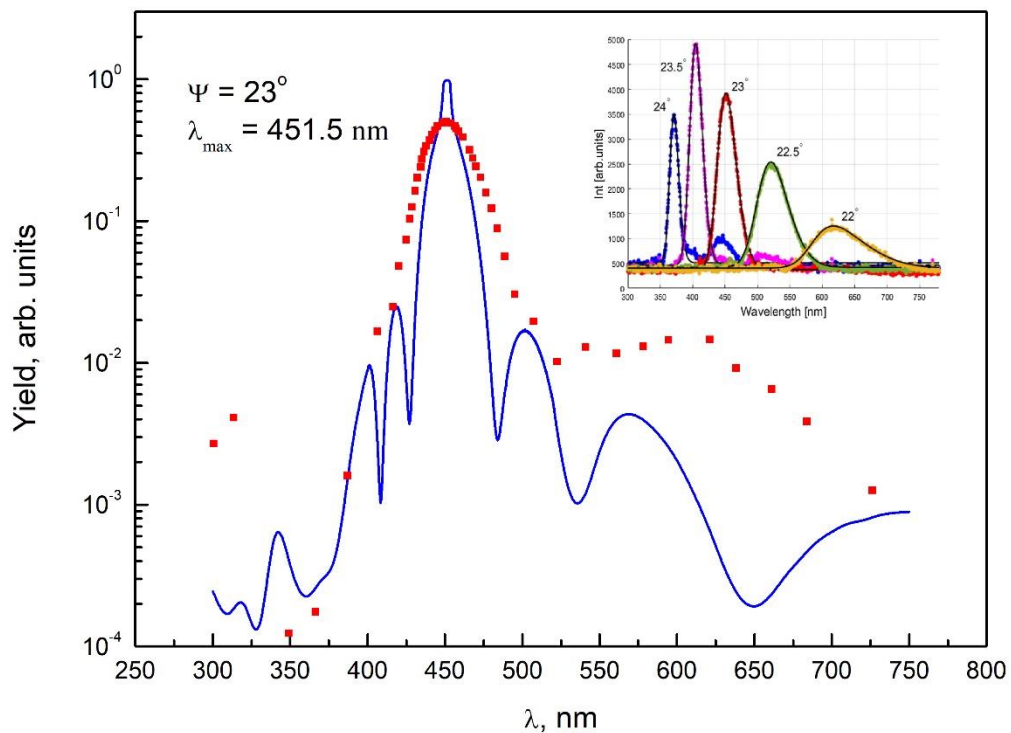


Рисунок 4.4 - Рассчитанное (сплошная линия) и измеренное в [5] (точки) спектральное распределение черенковского излучения с продольной поляризацией релятивистских электронов ($E = 855 \text{ МэВ}$) в оптическом диапазоне ($\lambda = 451,5 \text{ нм}$) в мишени из плавленого кварца, $\psi = 23^\circ$ и $L = 200 \text{ мкм}$.

Используемый нами метод решения уравнений Максвелла, основанный на процедуре сшивок нормальных и тангенциальных компонент полей на границах раздела сред, учитывает отраженные волны от входной и выходной поверхностей мишени и позволяет получить наиболее полную информацию не только о спектрально-угловом распределении возникающего электромагнитного излучения, но и о его поляризационных свойствах и подробно изложен в предыдущих разделах нашей работы.

В качестве иллюстрации на рисунке 4.4 показаны результаты расчета этим методом спектрального распределения черенковского излучения при угле влета электронов в мишень относительно нормали к поверхности 23° и сравнение с экспериментальными данными. Следует отметить неплохое согласие рассчитанного нами положения пика по длине волны $\lambda = 451,2$ нм с измеренным его положением: $\lambda = 451,5$ нм. Наши расчеты спектральных максимумов излучения, поляризованного в плоскости излучения в тех же условиях, что и в эксперименте работы [5], приведенные в таблице 4.2, показывают удовлетворительное согласие с данными этих экспериментальных измерений и расчетов авторов работы [5] в модели «поляризационных токов».

4.2 Черенковское излучение в мишенях с нарушенной азимутальной симметрией

Параметры пучка такие, как положение, размер, эмиттанс и угловая расходимость, являются необходимыми для оценки эффективности применения и успешной работы любого ускорителя частиц. Основным методом исследования вышеперечисленных параметров является регистрация оптического излучения, а именно оптического переходного и дифракционного излучений [31], возникающих при прохождении частиц через фосфоресцирующие экраны, тонкие металлические мишени или вблизи них.

Эти методы имеют свои ограничения и их применение становится проблематичным при малых размерах и малой угловой расходимости пучков ускоренных частиц. Ниже анализируются некоторые особенности поляризованного излучения Вавилова – Черенкова при наклонном влете частиц в мишень, которые могут быть полезны для целей диагностики пучков ускоренных частиц.

При нормальном падении на поверхность мишени конечной толщины угловое распределение излучения Вавилова – Черенкова имеет вид концентрических колец [49, 50]. Эти осцилляции по полярному углу объясняются интерференцией волн, распространяющихся в направлении движения частицы и отраженных от границ мишени. Чем больше толщина мишени, тем чаще осцилляции. Угловая ширина колец обратно пропорциональна толщине мишени L .

Кроме того, при нормальном падении релятивистских частиц на мишень выход черенковского излучения может стать невозможным из-за полного внутреннего отражения от второй границы мишени. Для регистрации излучения в направлении движения частицы в этом случае требуется влет частицы в мишень под некоторым углом ψ между направлением её движения и нормалью к поверхности. Тогда при достаточно большом угле ψ часть излучения испытает полное внутреннее отражение на границе мишени толщиной L , а часть пройдет в направлении движения частицы, как это показано на рисунке 4.5 (см. также, например, [5, 45]).

При наклонном влете частиц в мишень угловое распределение становится несимметричным, что ранее было установлено и экспериментально, и теоретически (см., например, [43]). Кроме того, при влете в мишень под некоторым углом эффективная толщина мишени увеличивается, что уменьшает угловую ширину черенковских колец. При этом, в отличие от нормального падения, эффективная толщина для разных направлений излучения в черенковском конусе начинает зависеть от азимутального угла. Последнее обстоятельство приводит к тому, что фазы

отраженных от границ мишени волн теперь не постоянные, и тоже начинают зависеть от азимутального угла.

Таким образом, следует ожидать, что нарушение азимутальной симметрии приведет к дополнительным интерференционным осцилляциям и по азимутальному углу. Угловое распределение в этом случае приобретет довольно сложный вид и наиболее ярко проявится в тонких мишенях [A4]. Такое перераспределение спектрально-угловой плотности излучения, как будет показано ниже, существенно увеличивает его выход в некоторых узких угловых интервалах и может иметь важные практические применения, в частности, для контроля угловой расходимости пучков ускоренных частиц.

Как уже указывалось в разделе 3, в случае нормального падения быстрой заряженной частицы на поверхность раздела возникающее электромагнитное излучение поляризовано в так называемой плоскости излучения, содержащей волновой вектор излучения $\mathbf{k}$ и нормаль к поверхности. При падении частиц под углом к поверхности раздела двух сред возникает дополнительная поляризация излучения в плоскости, ортогональной плоскости излучения. Интенсивность этой компоненты намного меньше (см., например, [A2]) и здесь не рассматривается.

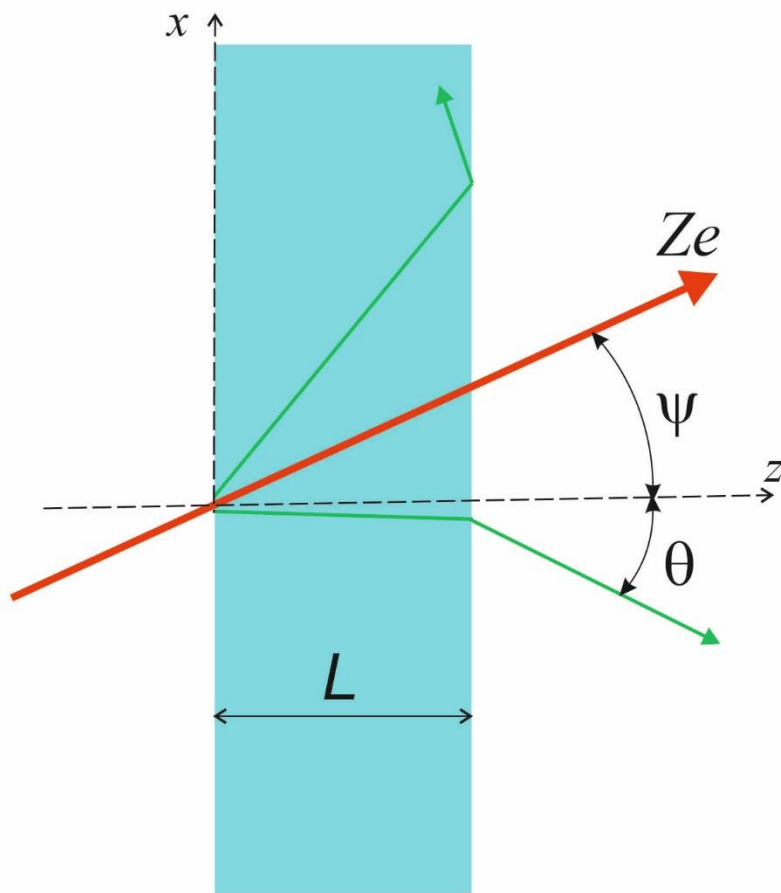


Рисунок 4.5 - Геометрия излучения Вавилова – Черенкова при наклонном влете частиц в мишень.

Если толщина мишени настолько мала, что можно пренебречь потерями энергии частиц и многократным рассеянием, то для решения задачи об электромагнитном излучении в поглощающей мишени конечной толщины воспользуемся известными результатами решения уравнений Максвелла, основанными на методе сшивок нормальных и тангенциальных компонент полей на границах раздела сред.

Как уже указывалось в предыдущих разделах среди материалов, рассматриваемых для генерации монохроматического излучения Вавилова – Черенкова в различных диапазонах частот, наиболее изученным является кварцевое стекло. Результаты некоторых расчетов углового распределения поляризованного излучения ($\lambda = 0.16 \mu\text{m}$) Вавилова-Черенкова релятивистских частиц вблизи порога в безразмерных единицах $Z^2 e^2 / \pi^2 c$ в тонкой пластинке из плавленого кварца показаны на рисунке 4.6. Заметим, что вследствие преломления выходящего из мишени излучения центр черенковского конуса смещается относительно направления движения частицы.

Как следует из результатов наших расчетов, угловая ширина интерференционных максимумов не превышает 10^{-2} rad . Число излучаемых фотонов в области интерференционных максимумов угловой плотности излучения на одну падающую частицу может быть оценено как $N \approx I(\mathbf{k}, \omega)_{\text{max}} / \hbar$. Как следует из данных, приведенных на рисунке 4.5, например, для электронов ($Z = 1$) это дает оценку $I(\mathbf{k}, \omega)_{\text{max}} \approx 10^6 e^2 / \pi^2 c$ и $N \approx 10^3$.

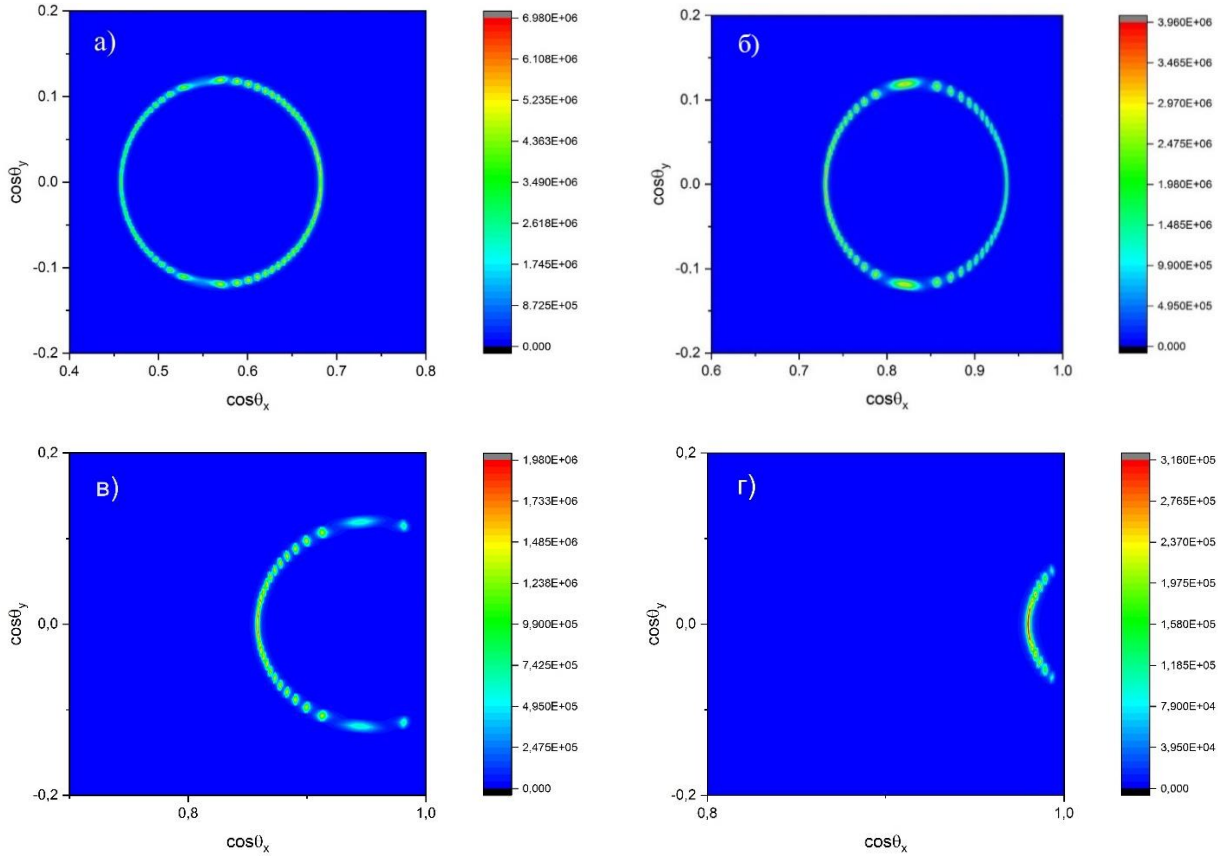


Рисунок 4.6 - Рассчитанное угловое распределение поляризованного излучения Вавилова – Черенкова релятивистских электронов ($\beta = 0.6$) вблизи порога ($\beta_{th} = 0.59$) в ближнем ультрафиолетовом диапазоне длин волн ($\lambda = 0.16 \mu\text{m}$, $\varepsilon' = 2.729$, $\varepsilon'' = 2.7 \cdot 10^{-4}$) в тонкой мишени из плавленого кварца толщиной $1.6 \mu\text{m}$. Угол между направлением движения частиц и нормалью к поверхности мишени: $\psi = 20^\circ$ (а); $\psi = 30^\circ$ (б); $\psi = 35^\circ$ (в) и $\psi = 40^\circ$ (г).

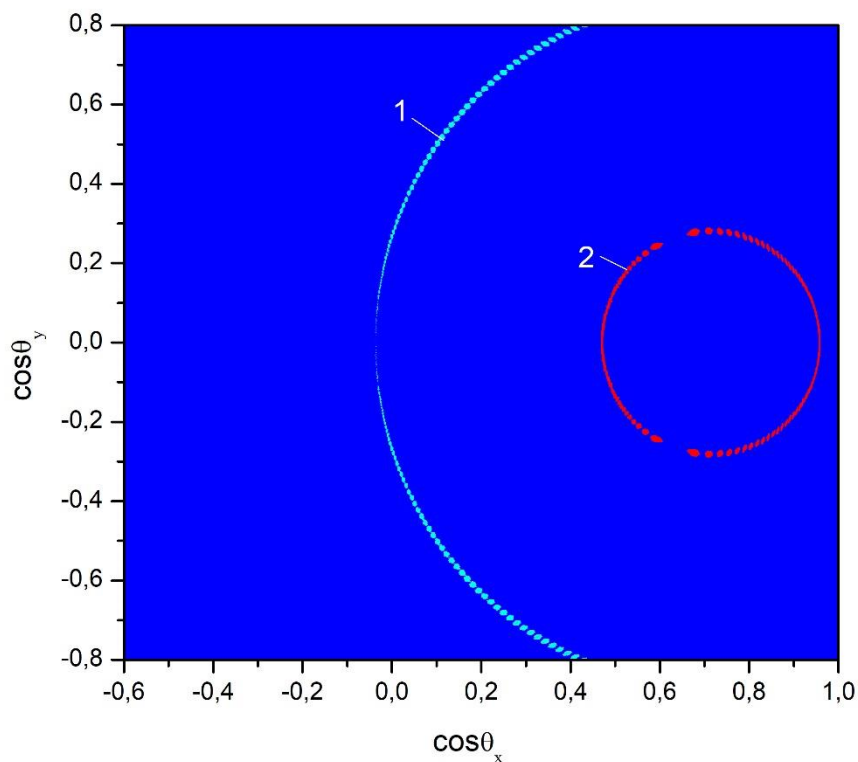


Рисунок 4.7 - Рассчитанные угловые распределения поляризованного излучения Вавилова – Черенкова релятивистских электронов ($\beta = 0.7$) вблизи порога ($\beta_{th} = 0.59$) на длинах волн: $\lambda = 0.16 \mu\text{m}$, $\varepsilon' = 2.729$, $\varepsilon'' = 2.7 \cdot 10^{-4}$ (1) и $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$, $\varepsilon' = 2.12$, $\varepsilon'' = 2.78 \cdot 10^{-7}$ (2) в тонкой мишени из плавленого кварца толщиной $1.6 \mu\text{m}$. Угол между направлением движения частиц и нормалью к поверхности мишени $\psi = 30^\circ$.

Для наблюдения монохроматического излучения необходимо, с одной стороны, иметь мишень с достаточной дисперсией в интересующей области частот, а с другой — возможность коллимации излучения для выделения соответствующей области спектра. На рисунке 4.7 приведены результаты расчетов углового распределения черенковского излучения для двух спектральных линий $\lambda = 0.16 \mu\text{m}$ и $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$ в кварцевом стекле. Скорость частиц ($\beta = 0.7$) выбрана таким образом, чтобы порог возникновения черенковского излучения выполнялся для этих двух линий. Как видно, некоторая доля излучения на длине волны $\lambda = 0.16 \mu\text{m}$ выходит из мишени вследствие эффекта полного внутреннего отражения и, как указывалось выше, наблюдать можно только часть черенковского конуса. Как следует из приведенных результатов угловой интервал между линиями при выбранных параметрах достаточно большой и при необходимой коллимации излучения возможна регистрация отдельных монохроматических линий.

При более высоких энергиях картина углового распределения излучения принимает более выраженный характер. На рисунках 4.8 и 4.9 показаны результаты некоторых расчетов [А4] углового распределения поляризованного черенковского излучения в этом диапазоне длин волн в безразмерных единицах $Z^2 e^2 / \pi^2 c$ релятивистской частицы ($\beta = 0.99$) в тонкой пластинке из плавленого кварца толщиной $L = 1.6 \mu\text{m}$. В области отрицательных направляющих косинусов $\cos \theta_x$ (см. рисунок 4.7) виден фрагмент конуса черенковского излучения, вышедшего из мишени.

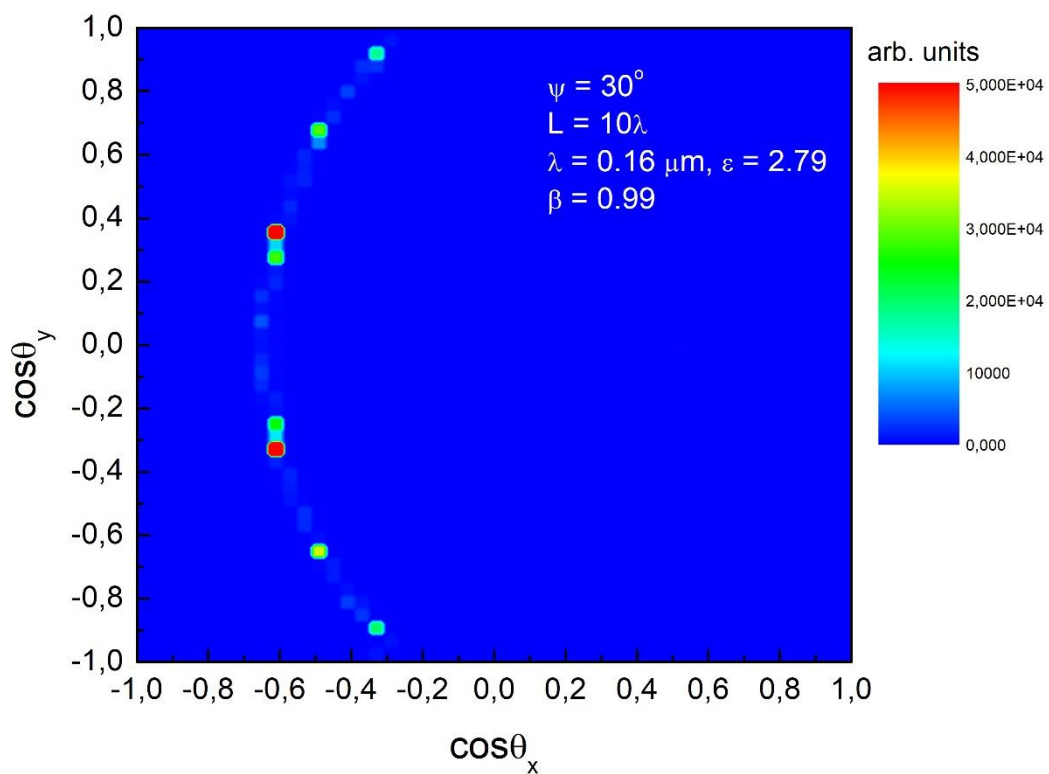


Рисунок 4.8 - Расчитанное угловое распределение черенковского излучения релятивистских электронов ($\beta = 0.99$) в ближнем ультрафиолетовом диапазоне частот ($\lambda = 0.16$ мкм) в тонкой мишени из плавленного кварца толщиной 1.6 мкм. Угол между направлением движения частиц и нормалью к поверхности мишени $\psi = 30^\circ$.

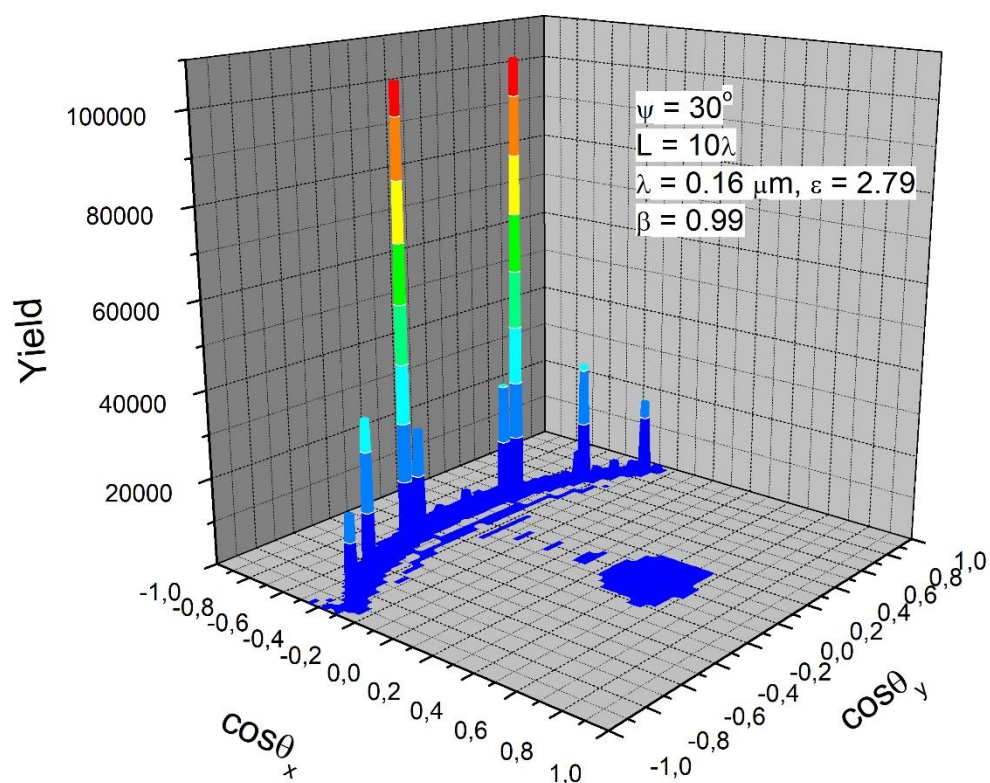


Рисунок 4.9 - Рассчитанное 3D угловое распределение черенковского излучения релятивистских электронов ($\beta = 0.99$) в ближнем ультрафиолетовом диапазоне частот ($\lambda = 0.16$ мкм) в тонкой мишени из плавленого кварца толщиной 1.6 мкм. Угол между направлением движения частиц и нормалью к поверхности мишени $\psi = 30^\circ$.

Ярко выраженные осцилляции по азимутальному углу вызваны сложной интерференцией падающей и отраженных от границ мишени волн. Угловая ширина наиболее интенсивных максимумов (см. рисунок 4.8) в направлениях $\cos \theta_x \sim 0.6$, $\cos \theta_y \sim 0.3$ и $\cos \theta_x \sim 0.6$, $\cos \theta_y \sim -0.3$ составляет величину порядка 0.05 рад. Слабо выраженный максимум в области положительных направляющих косинусов $\cos \theta_x \sim 0.5$ – это увеличивающийся с ростом энергии частицы максимум переходного излучения. При выбранных условиях расчётов выход переходного излучения намного меньше черенковского. Однако, при нарушении порога для возникновения черенковского излучения угловое распределение переходного излучения в тонких мишенях при наклонных влетах частиц в мишень также имеет осциллирующий характер как по полярному, так и по азимутальному углам. Угловая ширина интерференционных максимумов в этом случае существенно больше, чем в случае черенковского излучения.

Полученные в этом разделе результаты, позволяют заключить, что:

- Спектрально-угловые характеристики черенковского излучения релятивистских частиц при наклонных падениях на тонкие кварцевые мишени показывает принципиальную возможность применения эффекта для создания монохроматических направленных источников поляризованного излучения в различных спектральных диапазонах, а малая угловая ширина излучения может быть полезна для диагностики угловых характеристик пучков ускоренных релятивистских частиц.
- При наклонном влете релятивистских частиц в тонкую мишень происходит модуляция углового распределения черенковского излучения по азимутальному углу. Угловая ширина наиболее интенсивных максимумов составляет величину не более 0.05 рад.

Полученные выводы позволяют сформулировать *третье* научное положение, выносимое на защиту:

3. Нарушение азимутальной симметрии при наклонном влете релятивистских частиц в тонкую мишень приводит к осцилляциям спектрально-угловой плотности черенковского излучения по азимутальному углу. Интерференционные максимумы имеют малую угловую ширину и при достаточной коллимации излучения могут быть разделены по монохроматическим линиям.

5 Переходное излучение релятивистских многозарядных ионов

Экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия тяжелых ультрарелятивистских ионов с конденсированной средой описывают фундаментальные явления атомных столкновений в твердых телах. Например, рождение свободных электрон-позитронных пар [51], измерения полной потери энергии [52], радиационный захват электронов мишени [53], ионизация налетающей частицы [54], эффекты «зоны образования» и подавления тормозного излучения (эффект Ландау – Померанчука – Мигдала) [55] и другие физические эффекты. Результаты этих экспериментов позволили уточнить и усовершенствовать теорию [56].

Одним из таких явлений, обусловленным движением тяжелых релятивистских ионов в среде, является переходное излучение [57, 58] или черенковское электромагнитное излучение [59]. Особенности этих процессов связаны с возможным изменением зарядового состояния иона при переходе из одной среды в другую. При этом полный заряд всей системы остается неизменным, поскольку часть заряда покидает состояние движения и остается в среде. Характерное время перезарядки релятивистского иона в среде не превышает характерных атомных времен a_B/v_B , где a_B и v_B — боровский радиус и скорость, соответственно. Если рассматривать электромагнитное излучение в рентгеновском диапазоне частот, то процесс изменения заряда иона можно рассматривать как «мгновенный». Предполагается, что процессы перезарядки будут сопровождаться новыми эффектами. Более того, при ультрарелятивистских энергиях ионов сечение ионизации налетающих электронов ($\sim 10^5$ барн) намного больше, чем сечение захвата электронов (~ 10 барн) [60]. Таким образом, в таких задачах следует рассматривать только «голые» или одноэлектронные ионы.

Последний раздел посвящен теоретическому исследованию особенностей спектрально-углового распределения электромагнитного излучения многозарядных ионов. Влияние процессов перезарядки на

характеристики электромагнитного излучения релятивистских ионов в бесконечной среде, на границе раздела двух сред и в тонкой пластине различно. Все эти три случая рассмотрены здесь.

5.1 Излучение релятивистских ионов с изменяющимся зарядом в неограниченной среде

Для начала рассмотрим движение иона в бесконечной среде и явление потери электрона. Спектрально-угловая плотность излучения частицы, движущейся со скоростью $\mathbf{v}(t)$ в диапазоне частот $\omega; \omega + d\omega$ и в телесном угле $d\Omega$ в области прозрачности определяется [1] выражением:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \Omega} = \frac{\omega k}{(2\pi c)^2} |\mathbf{n} \times \mathbf{J}(\mathbf{k}, \omega)|^2, \quad k = \frac{\omega \sqrt{\varepsilon'(\omega)}}{c}, \quad (5.1)$$

где $\mathbf{J}(\mathbf{k}, \omega)$ — Фурье-компоненты плотности тока, $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$, и $\varepsilon'(\omega)$ — действительная часть диэлектрической проницаемости. Соотношение (5.1) записано при предположении, что энергия излучения мала по сравнению с энергией частицы.

Пусть начальное и конечное значения зарядового числа иона равны Z_1 и Z_2 соответственно, которые принимают значения 0, 1, 2.... Рассмотрим излучение, возникающее при одноэлектронной ионизации в среде. Если потеря электрона происходит в момент времени $t = 0$, то $Z_2 = Z_1 + 1$ и выражение для фурье-компоненты плотности будет иметь следующий вид:

$$\mathbf{J}(\mathbf{k}, \omega) = Z_1 e \int_{-\infty}^{\infty} dt \mathbf{v}(t) e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}(t)} + e \int_0^{\infty} dt \mathbf{v}(t) e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}(t)}. \quad (5.2)$$

Предположим, что скорость постоянна (т. е. $\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}$), а пороговое условие для возникновения черенковского излучения не выполняется. В этом случае $v < c_p$, где $c_p = c/\sqrt{\varepsilon'(\omega)}$ — фазовая скорость электромагнитного излучения в среде. Как следует из уравнения (5.1), спектрально-угловое распределение энергии излучения задается следующим образом:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \Omega} = \frac{e^2 \sqrt{\varepsilon'(\omega)} \sin^2 \theta}{4\pi^2 c} \frac{\beta^2}{\left(1 - \beta \sqrt{\varepsilon'(\omega)} \cos \theta\right)^2}, \quad (5.3)$$

где $\beta = v/c$, а θ — полярный угол, то есть угол между вектором скорости частицы и направлением излучения. Важно отметить, что уравнение (5.3) совпадает со спектрально-угловой плотностью излучения внезапно «стартующего» заряда [61].

5.2 Излучение релятивистских ионов с изменяющимся зарядом на границе раздела двух сред

Если потеря электрона ионом происходит на границе раздела двух сред, то электромагнитные поля в каждой среде формируются различными ионными токами. Уравнения Максвелла для потенциалов в вакууме, то есть слева от границы раздела (при относительной магнитной проницаемости среды $\mu = 1$) имеют вид:

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} Z_1 e v \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad (5.4)$$

$$\Delta \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi Z_1 e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t). \quad (5.5)$$

Процессы перезарядки «быстрые» и поэтому потерю электрона ионов можно считать «мгновенным». Оценки показывают, что для широкого диапазона скоростей приближение «мгновенности» справедливо для энергий излучаемых фотонов до 10 кэВ [62]. Будем считать, что заряд $(Z_1 - Z_2)e$, потерянный (или захваченный) ионом в результате процессов перезарядки, создает в среде некоторую плотность заряда, которая выходит из состояния движения и останавливается в среде. Электромагнитные поля во второй среде создаются током заряда Z_2e , движущимся с той же скоростью, что и в первой среде. Тогда справа от границы раздела в среде с диэлектрической проницаемостью, отличной от единицы, имеем следующие уравнения:

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial^2 t} = -\frac{4\pi}{c} Z_2 e v \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad (5.6)$$

$$\Delta \varphi - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial^2 t} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} Z_2 e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t) - \frac{4\pi}{\varepsilon} (Z_1 - Z_2) e \delta(\mathbf{r}). \quad (5.7)$$

Согласно сделанному выше замечанию, правая часть уравнения (5.7) содержит член $4\pi(Z_1 - Z_2)e\delta(\mathbf{r})/\varepsilon$, обеспечивающий сохранение заряда.

Система уравнений (5.4) – (5.7) может быть решена ранее изложенным методом Фурье. Угловое и частотное распределения переходного излучения в направлении, противоположном движению иона (излучение «назад») и вдоль него (излучение «вперед») было получено, например, в работах [1, 62]. При влете заряженной частицы в полубесконечную среду из вакуума имеет смысл рассматривать только излучение в направлении «назад». Следующие выражения записаны в соответствии с [1]:

$$\frac{\partial^2 W_b}{\partial \omega \partial \Omega} = \frac{e^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta}{\pi^2 c} \left| \frac{\beta}{\varepsilon \cos \vartheta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}} F_b(\vartheta) \right|^2, \quad (5.8)$$

$$F_b(\vartheta) = \frac{Z_1(\varepsilon - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta})}{1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta} - \frac{Z_2}{1 + \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}}. \quad (5.9)$$

В случае излучения «назад» ϑ — это угол между векторами $-\mathbf{v}$ и $\mathbf{k}$. Если предположить, что $Z_1 = Z_2$, то уравнения (5.8) и (5.9) переходят в известные выражения, полученные Гинзбургом и Франком [10] для излучения «назад».

Ультрарелятивистские тяжелые ионы, имеющие один или два остаточных электрона на ионных оболочках, представляют на наш взгляд наибольший интерес для анализа особенностей спектрально-угловых распределений возникающего излучения.

Как следует из (5.8) и (5.9), электромагнитное излучение в направлении «назад» имеет некоторые особенности, которые отсутствуют при излучении без потери электронов. Результаты расчетов показаны на рисунке 5.1, где энергия излучения дана в относительных единицах $e^2/\pi^2 c$. Энергия испускаемых квантов выбрана в диапазоне вакуумного ультрафиолета ($\hbar\omega = 500$ эВ). Диэлектрическая проницаемость среды описывается действительной и мнимой частями, задаваемые соотношением $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, которые в области энергий $\hbar\omega = 500$ эВ равны соответственно $\varepsilon' = 0.9906$ и $\varepsilon'' = 2.24 \cdot 10^{-5}$ [41].

В этом случае появляются узкие максимумы в угловом распределении излучения в рентгеновском диапазоне частот при углах, близких к $\pi/2$. Причина появления таких максимумов заключается в следующем. После сшивки нормальной и тангенциальной компонент поля на границе раздела вакуум – среда электрическое поле налетающей частицы в вакууме будет зависеть от свойств среды и величины заряда частицы, измененного в ней. Более того, хорошо известно, что поле ультрарелятивистской частицы можно представить как поток виртуальных фотонов, падающих на поверхность мишени. Идея о возможности представления поля, создаваемого быстрыми

частицами, в виде потока виртуальных фотонов впервые была предложена Ферми [63] при расчете сечения ионизации атомов быстрыми заряженными частицами. Излучение в направлении «назад» в этом случае можно интерпретировать как отражение виртуальных фотонов от поверхности мишени. В рентгеновском диапазоне частот такие фотоны могут испытывать полное внешнее отражение от среды при углах, близких к $\pi/2$, то есть почти вдоль границы раздела при значении действительной части диэлектрической проницаемости $\varepsilon' \approx 1$.

5.3 Излучение релятивистских ионов с изменяющимся зарядом в тонкой мишени

При анализе излучения многозарядных ионов в ограниченном объеме среды будем считать, что продольные размеры среды L таковы, что торможением можно пренебречь, то есть скорость ионов постоянная. Рассмотрим случай нормального падения заряженных частиц на границу раздела. Будем считать, что заряд иона после входа в среду изменяется на Z_2e и не изменяется при выходе из среды. Для нахождения напряженности электрического поля наличие второй границы также потребует сшивки нормальной и тангенциальной составляющих поля на ней. Таким образом, мы получаем систему уравнений для нормальной и тангенциальной составляющих электрических полей. Отличие от предыдущих случаев состоит в том, что заряд частицы в среде уже другой.

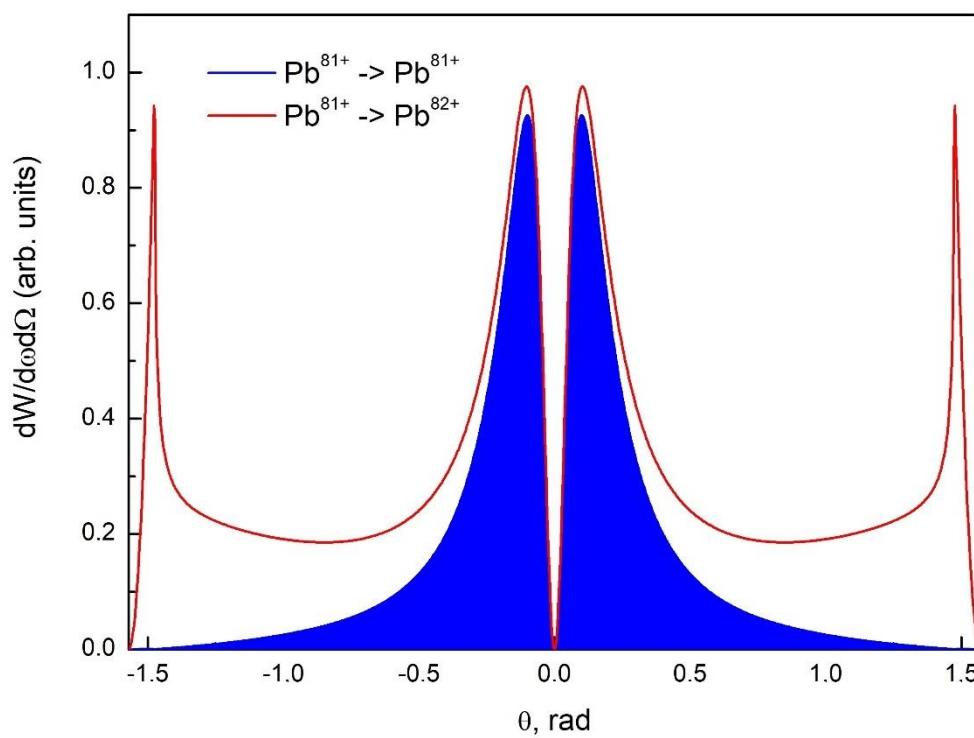


Рисунок 5.1 - Угловое распределение излучения в направлении «назад» релятивистских ионов свинца (Лоренц-фактор $\gamma = 10$), пересекающих границу вакуум-золото, при различных значениях конечного заряда. Энергия испущенного кванта $\hbar\omega = 500$ эВ.

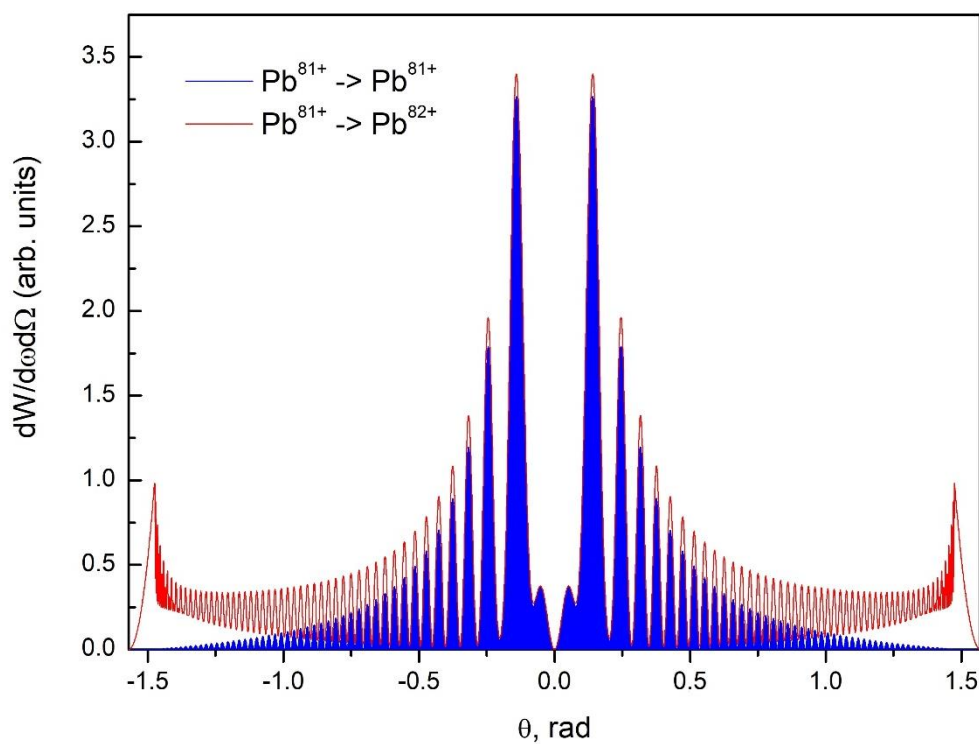


Рисунок 5.2 - Угловое распределение излучения в направлении «назад» релятивистских ионов свинца (Лоренц-фактор $\gamma = 10$), пересекающих тонкую золотую пластину, при различных значениях конечного заряда. Энергия испускаемого кванта $\hbar\omega = 500$ эВ, толщина пластины $L \approx 125$ nm (или пятьдесят длин волн).

Результаты численных расчетов [A7] углового распределения излучения ионов свинца, проходящих через тонкую золотую пластину, для значения конечного заряда $Z_2 = Z_1 + 1$ показаны на рисунке 5.2. Безразмерная энергия излучения дается, как и ранее, в относительных единицах $e^2/\pi^2 c$. Энергия испускаемых квантов выбрана в диапазоне вакуумного ультрафиолета ($\hbar\omega = 500$ эВ), а толщина пластины L выбрана равной пятидесяти длинам волн, т. е. $L \approx 125$ нм. Как и следовало ожидать, осцилляции в угловых распределениях связаны с интерференцией волн, отраженных от поверхностей мишени волн. Как показывают наши расчеты, выход излучения в направлении «вперед» в случае изменения заряда иона мало отличается от случая, где заряд иона постоянен.

Таким образом, электромагнитные явления в конденсированной среде с участием релятивистских многозарядных ионов разнообразны и сложны. Мы изучили только особенности переходного и черенковского излучений.

Переходное излучение возникает при переходе частицы из вакуума в среду. Если при этом частица изменяет заряд (в нашем случае частица теряет электрон), то можно предположить, что внезапно появилась «новая» частица с единичным зарядом, движущаяся с той же скоростью. Следует отметить, что электрон, потерянный релятивистским ионом, не исчезает просто так. С самого начала электрон движется примерно с той же релятивистской скоростью, что и раньше. Затем электрон отдаляется от иона вследствие многократного рассеяния, создавая тормозное, черенковское и переходное излучения. Однако, поскольку согласно уравнениям (5.1) и (5.2) интенсивность излучения пропорциональна квадрату заряда частицы, то по сравнению с излучением многозарядных ионов, этот вклад пренебрежимо мал. В этом случае результирующее электромагнитное излучение будет представлять собой суперпозицию переходного излучения иона и излучения, вызванного упомянутым выше внезапно выпущенным (стартующим) зарядом.

Очевидно, что спектрально-угловые характеристики такого излучения будут отличаться от характеристик обычного переходного излучения. Наиболее существенную особенность можно наблюдать в случае излучения «назад», то есть в направлении, противоположном движению иона. Как показано выше, в угловом распределении излучения в рентгеновском диапазоне частот появляются узкие максимумы в направлении углов, близких к $\pi/2$. Причиной появления таких максимумов возможно является эффект полного внешнего отражения виртуальных фотонов от поверхности мишени.

Полученные в этом разделе результаты позволяют сформулировать *четвертое* научное положение, выносимое на защиту:

4. Процесс ионизации ультрарелятивистских многозарядных ионов на границе раздела двух сред изменяет спектрально-угловое распределение переходного рентгеновского излучения в направлении, противоположном движению иона, выражающиеся в появлении узких максимумов в направлении вдоль поверхности раздела.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения работы были получены и сформулированы следующие *основные результаты и выводы*:

- Если скорость частицы такова, что порог возникновения излучения Вавилова – Черенкова не выполнен, то характер углового распределения переходного излучения носит осциллирующий характер, обусловленный интерференцией между входящей волной и отраженной от второй границы среды.

- При выполнении условия возникновения излучения Вавилова – Черенкова в прозрачной среде спектрально-угловая плотность излучения «вперед» возрастает с увеличением энергии, достигая максимального значения на длине когерентности, равной толщине среды.

- Спектрально-угловая плотность излучения в направлении «назад» значительно слабее. Наличие слабого черенковского конуса в направлении излучения «назад» объясняется наличием отраженной волны от второй границы раздела.

- При высоких энергиях частиц ($\gamma > 10^3$) в угловом распределении излучения в среде конечных размеров появляется максимум переходного излучения, сконцентрированного в узком интервале углов $\Delta\vartheta \simeq 1/\gamma$, сравнимый по величине с черенковским и увеличивающийся с ростом энергии частицы.

- Торможение заряженной частицы в среде и поглощение излучения приводят к деструктивной интерференции полей электромагнитного излучения с различных участков траектории, что, в свою очередь, приводит к исчезновению осцилляций в спектрально-угловой плотности излучения и уменьшению его интенсивности.

- При выполнении порогового условия в рентгеновской области спектральная плотность излучения Вавилова – Черенкова имеет ярко выраженный максимум в области частот вблизи краев линий поглощения.

- В отличие от оптической области, в которой влияние дисперсии диэлектрической проницаемости в основном несущественно и излучение Вавилова – Черенкова носит широкополосный характер, в рентгеновской области спектральная плотность излучения имеет ярко выраженный максимум в области частот вблизи краев поглощения. Для бериллиевой мишени максимум мягкого рентгеновского излучения возможен в области энергии края K -линии поглощения 112 эВ.

- При «наклонном» влете частиц из мишени излучение поляризовано как в плоскости излучения, так и в ортогональной к ней. При увеличении угла влета относительно нормали к поверхности угловое распределение излучения становится несимметричным, интенсивность черенковского излучения компоненты с продольной поляризацией значительно возрастает, а угловая ширина уменьшается.

- Проведенный анализ спектрально-угловых характеристик черенковского излучения релятивистских частиц при наклонных падениях на тонкие кварцевые мишени показывает принципиальную возможность применения эффекта для создания монохроматических направленных источников поляризованного излучения в различных спектральных диапазонах, а малая угловая ширина излучения может быть полезна для диагностики угловых характеристик пучков ускоренных релятивистских частиц.

- Нарушение азимутальной симметрии при наклонном влете релятивистских частиц в тонкую мишень приводит к осцилляциям спектрально-угловой плотности черенковского излучения по азимутальному углу. Интерференционные максимумы имеют малую угловую ширину и при достаточной коллимации излучения могут быть разделены по

монохроматическим линиям. Очевидно, что угловая расходимость пучка частиц будет влиять на ширину интерференционных максимумов. Поэтому эффект может найти применение для диагностики угловых характеристик пучков ускоренных релятивистских частиц.

- Спектрально-угловые характеристики излучения многозарядных ионов при изменении их заряда в среде отличаются от характеристик обычного переходного излучения. Наиболее существенную особенность можно наблюдать в случае излучения «назад», то есть в направлении, противоположном движению иона. В угловом распределении излучения в рентгеновском диапазоне частот появляются узкие максимумы в направлении углов, близких к $\pi/2$.

Автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю доктору физико-математических наук Малышевскому В.С. за постановку задач, многостороннюю помощь и полезные обсуждения затронутых в диссертации вопросов, соавтору публикаций Фомину Г.В. за помощь в проведении численных расчетов. Автор также выражает благодарность участникам ежегодной Международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва, МГУ) за стимулирующие обсуждения и критические замечания.

Список литературы

1. Малышевский В. С. Электродинамика быстрых заряженных частиц в веществе/ В. С. Малышевский – Южный федеральный университет. – Ростов-на-Дону, 2020. – 178 с.
2. Free-electron lasing at 27 nanometers based on a laser wakefield accelerator / W. Wang, K. Feng, L. Ke, et al. // Nature. – 2021. – V. 595. – P. 516-520.
3. Vassholz, M. Observation of electron-induced characteristic X-ray and bremsstrahlung radiation from a waveguide cavity / M. Vassholz, T. Salditt // Science Advances. – 2021. – V. 7. – Iss. 4. – eabd5677.
4. Takabayashi, Y., New method for measuring beam profiles using a parametric X-ray pinhole camera/ Y. Takabayashi, K. Sumitani// Phys. Lett. A. - 2013. - V. 377. - P. 2577.
5. Potylitsyn, A. First observation of quasi-monochromatic optical Cherenkov radiation in a dispersive medium (quartz) / A. Potylitsyn, G. Kube, A. Novokshonov, et al. // Phys. Lett. A. – 2021. – V. 417. – 127680.
6. Machida M., Chiba J., Nishimura D., et al. Development of ring-imaging Cherenkov counter for heavy ions // New Facilities and Instrumentation. The 26th International Nuclear Physics Conference (PoS INPC2016) (Adelaide, Australia, 11–16 September 2016). – Adelaide, 2017. – P. 084.
7. Мегaproект NICA (jinr.ru). <https://nica.jinr.ru/ru/?ysclid=lgrp1nhpup236843390>.
8. Cherenkov, P. A. Visible glow under exposure of gamma radiation / P. A. Cherenkov // Dokl. Akad. Nauk SSSR. – 1934. – V. 2. – P. 451-454.
9. Тамм, И. Е. Когерентное излучение быстрого электрона в среде / И. Е. Тамм, И. М. Франк // Успехи физических наук. –1967. –Вып. 93. – С. 388-393.

10. Гинзбург, В. Л. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую / В. Л. Гинзбург, И. М. Франк // ЖЭТФ. – 1946. – Вып. 16. – С. 15-28.
11. Observation of stimulated transition radiation / H. Lihn, P. Kung, Ch. Settakorn et al. // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 76. – 4163.
12. First observation of the point spread function of optical transition radiation / P. Karataev, A. Aryshev, S. Boogert, et al. // Phys. Rev. Lett. – 2011. – V. 107. – 174801.
13. Spectrally and spatially resolved Smith-Purcell radiation in plasmonic crystals with short-range disorder / I. Kaminer, S. E. Kooi, R. Shiloh, et al. // Phys. Rev. X. – 2017. – V. 7. – 011003.
14. Schiff, L. I. Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung / L. I. Schiff // Phys. Rev. – 1951. – V. 83. – P. 252.
15. Bunkin, F. V. Bremsstrahlung in a strong radiation field / F. V. Bunkin, M. V. Fedorov // Sov. Phys. JETP. – 1966. – V. 22. – No. 4. – P. 844-847.
16. Vassholz, M. Observation of electron-induced characteristic X-ray and bremsstrahlung radiation from a waveguide cavity / M. Vassholz, T. Salditt // Science Advances. – 2021. – V. 7. – Iss. 4. – eabd5677.
17. Radiation from electrons in a synchrotron / F. R. Elder, A. M. Gurewitsch, R. V. Langmuir, H. C. Pollock // Phys. Rev. – 1947. – V. 71. – P. 829-830.
18. Тернов, И. М. Синхротронное излучение. Теория и эксперимент / И. М. Тернов, В. В. Михайлин. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 296 с.
19. Controlling Cherenkov radiation with transformation-optical metamaterials / V. Ginis, J. Danckaert, I. Veretennicoff, P. Tassin // Phys. Rev. Lett. – 2014. – V. 113. – 167402.
20. Manipulating Cherenkov radiation and Smith-Purcell radiation by artificial structures / Z. Su, B. Xiong, Y. Xu, et al. // Advanced Optical Materials. – 2019. – V. 7. – Iss. 14. – 1801666.

21. Vorobev, V. V. Nondivergent Cherenkov radiation in a wire metamaterial / V. V. Vorobev, A. V. Tyukhtin // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – V. 108. – 184801.
22. Nonlinear Cherenkov radiation in an anomalous dispersive medium / H. Ren, X. Deng, Y. Zheng, et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – V. 108. – 223901.
23. Goldsmith, P. Optical transition radiation from protons entering metal surfaces / P. Goldsmith, J. V. Jelley // *The Philosophical Magazine: A Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics.* – 1959. – V. 4. – Iss. 43. – P. 836-844.
24. Garibyan, G. M. Phenomenological quantum electrodynamics in the case of two media / G. M. Garibyan // *Zhur. Eksp. i Teoret. Fiz.* – 1960. – V. 39.
25. Garibyan, G. M. Contribution to the theory of transition radiation / G. M. Garibyan // *JETP (USSR).* – 1957. – V. 33. – 1403.
26. Garibyan, G. M. Transition radiation effects in particle energy losses / G. M. Garibyan // *JETP (USSR).* – 1960. – V. 10. – No. 2. – P. 372-376.
27. The Belle detector / A. Abashian, K. Gotow, N. Morgan, et al. // *Nucl. Instrum, Meth. A.* – 2002. – V. 479. – Iss. 1. – P. 117-232.
28. Haidt, D. The discovery of the weak neutral currents / D. Haidt // *CERN Courier.* – 2004. – V. 44. – No. 8. – P. 21-26.
29. LHC Higgs Cross Section Working Group; Dittmaier; Mariotti; Passarino; Tanaka; Alekhin; Alwall; Bagnaschi; Banfi. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions // *CERN Report 2 (Tables A. 1 – A.20) : journal.* – 2012. – V. 1201. – P. 3084. – Bibcode: 2012arXiv1201.3084L. – arXiv:1201.3084.
30. Happek, U. Observation of coherent transition radiation / U. Happek, A. J. Sievers, E. B. Blum // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – V. 67. – 2962.
31. Дифракционное излучение релятивистских частиц: учебное пособие / А. П. Потылицын, М. И. Рязанов, М. И. Стриханов, А. А. Тищенко. – Томск: Издательство ТПУ, 2008. – 347 с.

32. Базылев, В. А. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях / В. А. Базылев, Н. К. Жеваго – М.: Наука, 1987. – 272 с.
33. Knulst, W. High-brightness, narrowband and compact, soft x-ray Cherenkov sources in the water window / W. Knulst, M. J. van der Wiel, O. J. Luiten, J. Verhoeven // *Applied Physics Letters* – 2003.– V. 83. – No. 19. – P. 4050-4052.
34. Тер-Микаелян, М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях / М. Л. Тер-Микаелян. – Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1969. – 210 с.
35. Малышевский, В. С. Моделирование детектора зарядовых состояний релятивистских многозарядных ионов / В. С. Малышевский, И. А. Иванова, Г. В. Фомин // *Письма в ЖТФ*. – 2017. – Т. 43. – Вып.1. – С. 61-66.
36. Iwata, S. Particle identification performance of the prototype aerogel RICH counter for the Belle II experiment / S. Iwata, I. Adachi, T. Iijima, et. al. // *Prog. Theor. Exp. Phys.* – 2016. – 0331101.
37. Time-of-Flight measurements with a detector using a liquid Cherenkov radiator-prototype of a possible TOF detector for the Super-FRS at FAIR / N. Kuzminchuk-Feuerstein, O. Bogdanov, E. Rozhkova, et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*. – 2019. – V. 923. – P. 34–37.
38. Малышевский, В. С. Переходное излучение многозарядных ионов / В. С. Малышевский, И. А. Иванова, Г. В. Фомин // *ЖЭТФ*. – 2016. – Т. 149. – С. 243-250.
39. Черенковское излучение как интенсивный рентгеновский источник / В. А. Базылев, В. И. Глебов, Э. И. Денисов и др. // *Письма в ЖЭТФ*. – 1976. – Т. 24. – С. 406.
40. An investigation of the Cherenkov X-rays from relativistic electrons / C. Gary, V. V. Kaplin, A. S. Kubankin, et al. // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* – 2005. – V. 227. – P. 95-103.
41. The Center for X-Ray Optics is a multi-disciplined research group within Lawrence Berkeley National Laboratory's (LBNL) Materials Sciences

Division. X-Ray Interactions With Matter. http://henke.lbl.gov/optical_constants/index.

42. Gogolev, S. Yu. Azimuthal asymmetry of coherent Cherenkov radiation from a tilted bunch / S. Yu Gogolev, A. P. Potylitsyn // *Phys. Lett. A*. – 2019. – V. 383. – Iss. 9. – P. 888-893.

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

44. Piestrup, M. A. Cerenkov radiation as a source of ultraviolet radiation / M. A. Piestrup, R. H. Pantell, H. E. Puthoff, G. B. Rothbart // *Journal of Applied Physics*. – 1973. – V. 44. – No.11. – P. 5160-5164.

45. Takabayashi, Y. First studies of 500-nm Cherenkov radiation from 255-MeV electrons in a diamond crystal / Y. Takabayashi, E. I. Fiks, Yu. L. Pivovarov // *Phys. Lett. A*. – 2015. – V. 379. – Iss. 14-15. – P. 1032-1035.

46. Shimin, J. High power THz coherent Cherenkov radiation based on a separated dielectric loaded waveguide / J. Shimin, L. Weiwei, H. Zhigang, et.al. // *Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. A*. – 2019. – V. 923. – P. 45-50.

47. Kitamura, R. Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature / R. Kitamura, L. Pilon, M. Jonasz // *Applied Optics*. – 2007. – V. 46. – No.33. – P. 8118-8133.

48. Карловец, Д. В. К теории поляризационного излучения в средах с резкими границами / Д. В. Карловец // *ЖЭТФ*. – 2011. – Т. 140. – Вып. 1. – С. 36-55.

49. Ruzicka, J. Vavilov-Cherenkov radiation emitted by heavy ions near the threshold / J. Ruzicka, A. Hrmo, L. Krupa // *Vacuum*. – 2001. – V. 63. – P. 591-595.

50. Ruzicka, J. Observation of the interference of two transition radiations emitted by ultra-relativistic lead ions in a gas close to the Vavilov–Cherenkov

radiation threshold / J. Ruzicka, M. Ciljaka, A. Hrmoa, et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2002. – V. 488. – P. 74–84.

51. Electron-positron pair production in Coulomb collisions by 6.4-TeV sulfur ions/ V. R. Vane, S. Datz, P. F. Dittner, et al. // Physical Review A. – 1994. – V. 50. – No. 3. – P. 2313–2321.

52. Effect of Nuclear Size on the Stopping Power of Ultrarelativistic Heavy Ions/ S. Datz, H. F. Krause, C. R. Vane, et al. // Physical Review Letters. – 1996. – V. 77. – No.14. – P. 2925–2928.

53. Radiative electron capture at ultrarelativistic energies: 33-TeV Pb^{82+} ions / C. R. Vane, H. F. Krause, S. Datz, et al. // Physical Review A. – 2000. – V. 62. – 010701.

54. Electron capture and ionization of 33-TeV Pb ions in gas targets / H. F. Krause, C. R. Vane, S. Datz, et al. // Physical Review A. – 2001. – V. 63. – 032711.

55. Distorted Coulomb field of the scattered electron / H. D. Thomsen, J. Esberg, K. K. Andersen, et al. // Physical Review D. – 2010. – V. 81. – 052003.

56. Datz, S. Atomic collision processes in solids and gases at ultrarelativistic energies / S. Datz // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2000. – V. 164-165. – P. 1-11.

57. Малышевский, В. С. Переходное излучение многозарядных ионов / В. С. Малышевский, Г. В. Фомин, И. А. Иванова // ЖЭТФ. – 2016. – Т. 149. – Вып. 2. – С. 243-250.

58. Malyshevsky, V. S. Transition radiation of multicharged ions / V. S. Malyshevsky, G. V. Fomin, I. A. Ivanova // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2015. – V. 359. – P. 75-77.

59. Influence of slowing down in the radiator on the Cherenkov radiation angular distributions from relativistic heavy ions at FAIR, SPS and LHC energies / E. I. Fiks, Y. L. Pivovarov, O. V. Bogdanov, et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2013. – V. 309. – P. 146-156.

60. Vane, C. R. Atomic collisions at ultrarelativistic energies / C.R. Vane, H.F. Krause // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2007. – V. 261. – P. 244-247.
61. Jackson, J. D. Classical Electrodynamics / J. D. Jackson – New York: John Wiley & Sons Inc., 1975 – 656 p.
62. Малышевский, В. С. Можно ли измерить электромагнитное излучение внезапно стартующего заряда? / В. С. Малышевский // Успехи физических наук. – 2017. – Т. 187. – Вып. 2. – С. 1393-1400.
63. Fermi, E. Über die Theorie des Stoßes zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen / E. Fermi // Zeitschrift für Physik. – 1924. – V. 29. – P. 315-327.

Список публикаций автора

Статьи, опубликованные в журналах, входящих в базы данных международных индексов научного цитирования Scopus и/или Web of Science:

A1. **Bulgakova, M. V.** X-ray Cherenkov radiation in an absorbing medium with finite dimensions / **M. V. Bulgakova**, V. S. Malyshevsky, G. V. Fomin // Journal of Surface Investigation: X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2020. – V. 14. – No. 2. – P. 264-266. – DOI: 10.1134/S1027451020020238. (*Русскоязычная версия: Булгакова, М. В. Рентгеновское черенковское излучение в поглощающей среде конечных размеров / М. В. Булгакова, В. С. Малышевский, Г. В. Фомин // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2020. – № 3. – С. 58-61. – DOI: 10.31857/S1028096020030061).*

A2. Bulgakova, M. V. Angular Distribution of Polarized X-Ray Cherenkov Radiation at Grazing Incidence Angles / M. V. Bulgakova, V. S. Malyshevsky, G. V. Fomin // Journal of Surface Investigation: X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2021. – Vol. 15, No. Suppl. 1. – P. S81-S84. – DOI 10.1134/S1027451022020070. (*Русскоязычная версия: Булгакова, М. В. Угловое распределение поляризованного рентгеновского черенковского излучения при скользких углах вылета / М. В. Булгакова, В. С. Малышевский, Г. В. Фомин // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2022. – № 3. – С. 89-93. – DOI: 10.31857/S1028096022030074.*

A3. Malyshevsky, V. S. Peculiarities of Cherenkov and transition radiation in a finite-size absorbing medium / V. S. Malyshevsky, G. V. Fomin, **M. V. Bulgakova** // Russian Physics Journal. – 2019. – V. 62. – No. 3. – P. 416-424. – DOI 10.1007/s11182-019-01729-5. (*Русскоязычная версия: Малышевский, В. С. Особенности черенковского и переходного излучения в поглощающей среде конечных размеров / В. С. Малышевский, Г. В. Фомин, М. В.*

Булгакова // Известия ВУЗов. Физика. – 2019. – Т. 62. – №3(735). – С. 31-38.
– DOI: 10.17223/00213411/62/3/31)

Статьи, опубликованные в журналах, входящих в перечень ВАК:

A4. Булгакова, М. В. Интерференционное усиление черенковского излучения релятивистских частиц в тонких мишенях при косом влете / М. В. Булгакова, В. С. Малышевский, Г. В. Фомин // Известия ВУЗов. Физика. – 2023. – Т. 66. – № 2(273). – С. 139-141.

Статьи, опубликованные в сборниках тезисов и трудах конференций:

A5. Булгакова, М. В. Рентгеновское черенковское излучение в поглощающей среде конечных размеров / М. В. Булгакова // Неделя науки 2019 : сборник тезисов : в двух частях. Ч. 1 / Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Южный федеральный университет" ; редакционная коллегия: Я. А. Асланов [и др.]. – Ростов-на-Дону ; Таганрог : Издательство Южного федерального университета, 2019. – С. 156-159.

A6. Булгакова, М. В. Угловое распределение поляризованного рентгеновского черенковского излучения при скользящих углах вылета / М. В. Булгакова, В. С. Малышевский, Г. В. Фомин // Тезисы докладов 50-й международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, (Москва 25 мая – 27 мая 2021) / под общей редакцией проф. Н. Г. Чеченина – Москва : МГУ им. М. В. Ломоносова, 2021. – С. 59. – Режим доступа: <http://tulinov.sinp.msu.ru/wp-content/uploads/2021/12/MTK50.pdf> (дата обращения 10.02.2023)

A7. Булгакова, М. В. Электромагнитное излучение при ионизации ультрарелятивистских ионов на границе раздела двух сред / М. В. Булгакова, В. С. Малышевский, Г. В. Фомин // Тезисы докладов 51-й международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с ,

(Москва 24 мая – 26 мая 2022) / под общей редакцией проф. Н. Г. Чеченина – Москва : МГУ им. М.В. Ломоносова, 2022. – С. 101. – Режим доступа: <http://tulinov.sinp.msu.ru/wp-content/uploads/2022/09/Сборник-тезисов-MTK51.pdf> (дата обращения 10.02.2023)