

На правах рукописи

Носков Антон Валерьевич

**ЭФФЕКТЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ В КОГЕРЕНТНОМ
РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ
В КРИСТАЛЛАХ**

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат
диссертации на соискания ученой степени
доктора физико-математических наук

Белгород 2010

Работа выполнена в Белгородском университете потребительской
кооперации

Научный консультант доктор физико-математических наук,
профессор Блажевич С.В. (БелГУ, г. Белгород)

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор Бессонов Е.Г. (ФИАН, г. Москва)

доктор физико-математических наук,
профессор Рязанов М.И. (МИФИ, г. Москва)

доктор физико-математических наук,
профессор Гришин В.К. (МГУ, г. Москва)

Ведущая организация Лаборатория теоретической физики
им. Н.Н. Боголюбова ОИЯИ

Защита состоится 12 ноября 2010 года в 15 часов на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д.501.001.77 при Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова (119991, ГСП-1, г. Москва, Ленинские горы, д.1, стр.5, "19 корпус НИИЯФ МГУ", ауд. 2-15)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына.

Автореферат разослан 13 сентября 2010 г.

Ученый секретарь совета по защите
докторских и кандидатских диссертаций
доктор физико-математических наук, профессор

Страхова С.И.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОБЛЕМЫ. В последнее время отмечается повышенный интерес физиков к исследованию различных типов рентгеновского излучения, возникающего при прохождении легких заряженных частиц через кристаллические мишени. Этот интерес обусловлен в частности тем, что источники рентгеновского излучения как инструмент для фундаментальных и прикладных исследований в области физики твердого тела, микроэлектроники, медицине, биологии и т.д. широко востребованы. Подобные источники, созданные на основе синхротронного излучения, генерируемого в электронных накопительных кольцах с энергией ~ 1 ГэВ, являются громоздкими, дорогостоящими установками. В этой связи актуальным является исследование возможностей создания более компактных альтернативных источников рентгеновского излучения. Одним из перспективных направлений такого исследования является изучение когерентного рентгеновского излучения быстрых электронов в ориентированных монокристаллических радиаторах, основу которого составляют механизмы тормозного когерентного (КТИ), параметрического рентгеновского (ПРИ), дифрагированного переходного (ДПИ) рентгеновского излучения. В частности, для генерации пучков параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) могут быть использованы компактные ускорители с энергией электронов ~ 50 МэВ значительно менее дорогостоящие, чем отмеченные выше накопительные кольца. Энергия фотонов ПРИ жестко связана с углом их вылета из мишени, что позволяет создавать пучки монохроматического излучения с регулируемой длиной волны. Параметрическое излучение обладает такими уникальными свойствами, как высокая степень поляризации, квазимонохроматичность, перестраиваемость. Параметрическое излучение практически всегда сопровождается и другими типами когерентного рентгеновского излучения. В этой связи исследование параметрического и других механизмов генерации когерентного рентгеновского излучения релятивистскими электронами в монокристаллических мишенях с целью создания теоретической основы перспективного монохроматического рентгеновского источника, а также исследование путей оптимизации его параметров являются актуальными задачами.

ЦЕЛЮЮ РАБОТЫ является построение адекватной динамической теории когерентного рентгеновского излучения релятивистских электронов в кристалле, учитывающей асимметрию отражения поля падающих частиц относительно поверхности кристалла, и на ее основе выявление и исследование эффектов динамической дифракции в ПРИ, ПРИВ, ДПИ и ПИ.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ

- Развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения релятивистских электронов, пересекающих кристаллическую пластинку в геометриях рассеяния Лауэ и Брэгга, в общем случае асимметричного отражения псевдо-фотонов кулоновского поля частицы относительно

поверхности кристаллической пластинки, описывающая вклады параметрического рентгеновского и дифрагированного переходного излучений.

- На основе построенной теории впервые исследованы условия проявления эффекта Бормана в параметрическом рентгеновском излучении в зависимости от асимметрии отражения, дана физическая интерпретация результатов выполненного в Майнце (Германия) эксперимента по исследованию свойств ПРИ, позволившая впервые зафиксировать факт проявления динамического эффекта Бормана в ПРИ.

- Впервые предсказан и теоретически исследован динамический эффект изменения ширины спектра ПРИ при изменении асимметрии отражения поля частицы относительно поверхности мишени. Показано, что данный эффект проявляется как в геометрии Лауэ, так и в геометрии Брэгга, и может приводить к значительному увеличению угловой плотности излучения. Этот эффект обусловлен тем, что зависимость реальной части разности волновых векторов реального и виртуального фотонов от частоты определяется асимметрией.

-Впервые показано, что уменьшение угла падения электрона на монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Брэгга при фиксированной брэгговской частоте приводит к росту частотной области полного отражения и, как следствие, к росту ширины спектра ДПИ, что ведет к значительному увеличению угловой плотности ДПИ, причем механизм данного эффекта кардинально отличается от механизма наблюдаемого в тех же условиях уширения ПРИ.

-Развита теория параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости излучающего электрона, пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Лауэ, для произвольной асимметрии отражения поля относительно поверхности кристаллической пластинки, на основе которой впервые показано, что при определенной асимметрии пик ПРИВ может существенно превышать пик ПИ, что открывает возможность бесфонового наблюдения параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости излучающего электрона в тонком кристалле.

- Развита теория параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости излучающего электрона, пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Брэгга, в общем случае асимметричного отражения с учетом фона переходного излучения. В теории рассмотрены вклады двух волн ПРИВ, соответствующие двум ветвям решения дисперсионного уравнения для рентгеновских волн в кристалле и показано, что вклад различных ветвей ПРИВ в суммарное излучение зависит от степени асимметрии отражения. Впервые показана возможность существования в данной геометрии параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости излучающего электрона в толстом поглощающем кристалле, которая не предсказывается теорией, описывающей только симметричные отражения.

-Впервые выявлена зависимость спектрально-угловой плотности переходного излучения релятивистской частицы в окрестности частоты Брэгга

от асимметрии отражения поля относительно поверхности кристаллической мишени. Показано, что в геометрии Брэгга данный эффект обусловлен изменением частотной области аномальной дисперсии (области полного отражения), а так же соотношением фаз между волной переходного излучения, испущенной на входной поверхности кристаллической мишени и испытывавшей в процессе распространения динамическую дифракцию, и волны переходного излучения, возникающей на выходной поверхности мишени.

-Впервые проведен сравнительный анализ выражений для спектрально-углового распределения параметрического рентгеновского излучения, полученных в динамическом (в данной работе) и кинематическом (общеизвестное выражение) приближении. Показано, что в сильно асимметричном случае даже для тонкого непоглощающего кристалла оказывается необходимым учет динамических эффектов в ПРИ.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ определяется:

- выяснением роли динамических эффектов в когерентном излучении релятивистских электронов;

- возможностью использования построенной теории при постановке новых экспериментов в области физики когерентного излучения, расчета оптимальных условий эксперимента и интерпретации данных измерений;

- возможностью использования результатов работы при создании новых квазимонохроматических перестраиваемых по энергии источников рентгеновского излучения на основе взаимодействия пучков релятивистских электронов с кристаллами.

ПОЛОЖЕНИЯ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ:

1. Динамическая теория когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона, пересекающего монокристаллическую пластину с произвольной ориентацией ее поверхности относительно системы параллельных дифрагирующих атомных плоскостей, определяющей асимметрию отражения поля падающей частицы относительно пластины. Данная теория позволила описать вклады механизмов параметрического и дифрагированного переходного излучения в общий выход излучения, а так же их интерференцию в зависимости от асимметрии отражения. Теория справедлива для кристалла любой толщины и, в частности, для толстого кристалла описывает влияние асимметрии отражения на проявления динамического эффекта Бормана в ПРИ.
2. Предсказание и результаты теоретического исследования динамического эффекта изменения ширины спектрального пика параметрического рентгеновского излучения при изменении асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени. Этот эффект обусловлен зависимостью реальной части разности волновых векторов реального и виртуального фотонов от асимметрии отражения. Данный эффект проявляется как в геометриях Лауэ и Брэгга и может привести к существенному увеличению выхода ПРИ.

3. Эффект изменения ширины спектра дифрагированного переходного излучения при изменении асимметрии отражения. Данный эффект проявляется только в геометрии рассеяния Брэгга и связан с изменением частотной области полного отражения волн излучения в кристалле. В частности, в результате проявления данного эффекта уменьшение угла падения электрона на пластинку при фиксированной брэгговской частоте приводит к росту ширины спектра ДПИ и в результате, к значительному увеличению угловой плотности ДПИ.
4. Динамическая теория параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости излучающего электрона пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Лауэ для произвольной асимметрии отражения поля относительно поверхности кристаллической пластинки, учитывающая переходное излучение. Построенная теория позволила показать влияние асимметрии отражения на спектрально-угловые свойства ПРИВ с учетом фона переходного излучения и указать оптимальные условия экспериментального наблюдения ПРИВ в тонком кристалле.
5. Теория параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости излучающего электрона пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Брэгга в общем случае асимметричного отражения учитывающая вклад ПИ. В теории отдельно рассматриваются вклады двух волн ПРИВ, соответствующие двум ветвям решения дисперсионного уравнения для рентгеновских волн в кристалле и показано, что вклад различных ветвей ПРИВ в суммарное излучение зависит от степени асимметрии отражения.
6. Результаты исследования эффекта подавления выхода ПРИВ в геометрии рассеяния Брэгга, показывающие, что проявление данного эффекта зависит от того, какая рентгеновская волна дает вклад в выход ПРИ - с нормальной или аномальной дисперсией, то есть ветвь ПРИВ, соответствующая рентгеновским волнам с положительной или отрицательной групповой скоростью. Показано, что в отличие от симметричного случая, при определенных значениях величины угла асимметрии, может оказаться существенной ветвь ПРИВ, описывающая волны с положительной групповой скоростью. В результате этого даже в достаточно толстом кристалле ПРИВ не будет подавляться.
7. Зависимость спектрально-угловых свойств переходного излучения релятивистской частицы, пересекающей монокристаллическую пластинку, в окрестности Брэгговской частоты от асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени. Данный эффект обусловлен изменением области аномальной дисперсии (области полного отражения), а так же соотношением фаз между волной переходного излучения, испущенной на входной поверхности кристаллической мишени и испытывавшей в процессе распространения динамическую дифракцию, и волны переходного излучения, возникающей на выходной поверхности мишени.

АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ

Результаты настоящей диссертации апробированы на 35-й, 36-й, 37-й и 39-й международных конференциях по физике взаимодействия быстрых заряженных частиц с кристаллами, Москва, МГУ, 2005, 2006, 2007, 2009 гг.; на 3, 4, 5, 6, 7, 8 конференциях по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, 2005-2010 гг.; на международной конференции «International Workshop on Relativistic Channeling and Coherent Phenomena in Strong Fields», Frascati, Italy, 2005 г.; на 19 и 20 международных конференциях «International Workshop on Charged Particle Accelerators», Алушта, 2005, 2007 гг.; на 7 международной конференции «Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures», Прага, Чехия, 2007 г.; на 8 международной конференции «Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures», Звенигород, Россия, 2009; на 3 международной конференции «International Conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena», Италия, 2008.

Часть результатов, вошедших в диссертацию, получена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 05-02-16512-а).

ПУБЛИКАЦИИ Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1-19].

ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА в постановке исследуемых задач, выводе аналитических формул и получении результатов численных расчетов является основным.

СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Полный объем работы составляет **209** печатных листов, включая список литературы из **147** наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

ПЕРВАЯ ГЛАВА диссертации посвящена исследованию динамических эффектов в когерентном рентгеновском излучении релятивистского электрона пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Лауэ. В первом параграфе главы, используя двухволновое приближение динамической теории дифракции, приводится вывод формулы для амплитуды излучения. При выводе формулы использовались обычные граничные условия для электромагнитных полей на входной и выходной поверхностях кристалла. Особенностью проводимого анализа является явное разделение полной амплитуды излучения на две составляющие, одна из которых описывает вклад ПРИ, а другая вклад дифрагированного переходного излучения (ДПИ), образовавшегося на входной поверхности мишени и дифрагированного в направлении брегговского рассеяния теми же атомными плоскостями, которые ответственны и за формирование ПРИ. В следующем параграфе получены выражения для спектрально-углового распределения ПРИ, ДПИ и слагаемого, описывающего интерференцию этих механизмов излучения в случае толстого поглощающего кристалла:

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi^2} P^{(s)2} \frac{\theta^2}{(\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0)^2} R_{\text{ПРИ}}^{(s)}, \quad (1a)$$

$$R_{\text{ПРИ}}^{(s)} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + \varepsilon}} \right)^2 \frac{1 + e^{-2b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}} - 2e^{-b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}} \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi - \sqrt{\xi^2 + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right)}{\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi - \sqrt{\xi^2 + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^2 + \rho^{(s)2} \Delta^{(1)2}}, \quad (1b)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ДПИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi^2} P^{(s)2} \theta^2 \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0} \right)^2 R_{\text{ДПИ}}^{(s)}, \quad (2a)$$

$$R_{\text{ДПИ}}^{(s)} = \frac{2\varepsilon^2}{\xi^2 + \varepsilon} e^{-b^{(s)}\rho^{(s)}\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}} \left[\sin^2 \left(b^{(s)} \frac{\left(\sqrt{\xi^2 + \varepsilon} \right)}{\varepsilon} \right) + sh^2 \left(b^{(s)} \rho^{(s)} \frac{(1-\varepsilon)\xi^{(s)} + 2\varepsilon\kappa^{(s)}}{2\varepsilon\sqrt{\xi^2 + \varepsilon}} \right) \right], \quad (2b)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ИИТ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi^2} P^{(s)2} \theta^2 \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0} \right) \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0} R_{\text{ИИТ}}^{(s)}, \quad (3a)$$

$$R_{\text{ИИТ}}^{(s)} = -\frac{\varepsilon}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \operatorname{Re} \left(\left(\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \right) \frac{1 - e^{-ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}}}{\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} - i\rho^{(s)}\Delta^{(1)}} \right) \times \left. \begin{aligned} & \times e \left(\begin{aligned} & ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)} \\ & - e \left(\begin{aligned} & ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(2)} \end{aligned} \right) \end{aligned} \right) \end{aligned} \right), \quad (3b)$$

где

$$\Delta^{(2)} = \frac{\varepsilon + 1}{2\varepsilon} + \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon} \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} + \frac{\kappa^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}, \quad \Delta^{(1)} = \frac{\varepsilon + 1}{2\varepsilon} - \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon} \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} - \frac{\kappa^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}},$$

$$\sigma^{(s)} = \frac{1}{\nu^{(s)}} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right), \quad \xi^{(s)}(\omega) = \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1-\varepsilon}{2\nu^{(s)}},$$

$$\eta^{(s)}(\omega) = \frac{2\sin^2 \theta_B}{|\chi'_g| C^{(s)}} \left(1 - \frac{\omega(1-\theta \cos \varphi \cot \theta_B)}{\omega_B} \right), \quad \varepsilon = \frac{\sin(\delta + \theta_B)}{\sin(\delta - \theta_B)}, \quad \nu^{(s)} = \frac{\chi'_g C^{(s)}}{\chi'_0},$$

$$\rho^{(s)} = \frac{\chi''_0}{|\chi'_g| C^{(s)}}, \quad \kappa^{(s)} = \frac{\chi''_g C^{(s)}}{\chi''_0}, \quad C^{(1)} = 1, \quad C^{(2)} = \cos 2\theta_B, \quad P^{(1)} = \sin \varphi, \quad P^{(2)} = \cos \varphi,$$

$$b^{(s)} = \frac{1}{2\sin(\delta - \theta_B)} \frac{L}{L_{ext}^{(s)}}. \quad (4)$$

θ – угол излучения, θ_B – угол Брэгга (угол между скоростью электрона V и атомными плоскостями), δ – угол между поверхностью мишени и рассматриваемой системой атомных плоскостей кристалла, φ – азимутальный угол излучения, отсчитывается от плоскости, образованной векторами V и g , величина вектора обратной решетки определяется выражением $g = 2\omega_B \sin \theta_B / V$, ω_B – частота Брэгга; параметр $b^{(s)}$ равен половине пути электрона в пластинке $\frac{L}{\sin(\delta - \theta_B)}$, выраженной в длинах экстинкции $L_{ext}^{(s)} = \frac{1}{\omega |\chi'_g| C^{(s)}}$.

Отличительной особенностью данных формул является то, что они содержат параметр асимметрии ε , зависящий от угла между поверхностью пластинки и системой дифрагирующих атомных плоскостей кристалла δ . В частном случае симметричного отражения ($\varepsilon = 1$), выражения (1-3) переходят в выражения, полученные в работе [20].

Необходимо отметить, что параметр ε в рассматриваемой геометрии увеличивается при уменьшении угла падения электрона на поверхность кристаллической пластинки при фиксированном угле между скоростью электрона и системой дифрагирующих атомных плоскостей кристалла (см.рис.1).

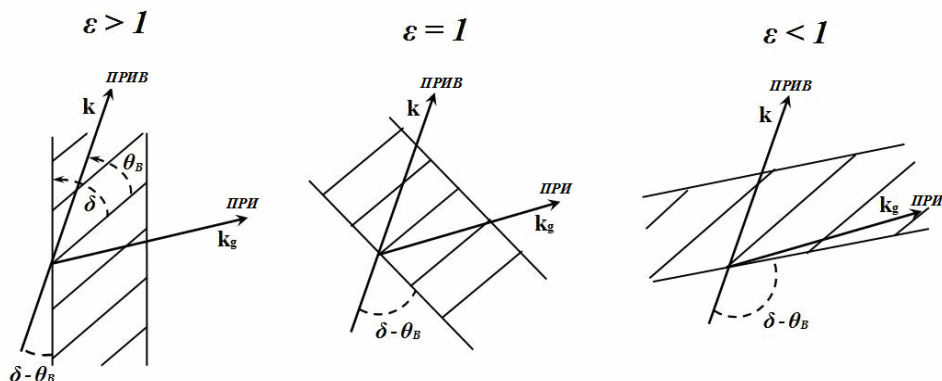


Рис.1 Схемы асимметричного ($\varepsilon > 1$, $\varepsilon < 1$) и симметричного ($\varepsilon = 1$) отражения поля излучающей частицы от кристаллической пластинки в геометрии рассеяния Лауэ.

Чтобы выявить и исследовать эффекты в ПРИ и ДПИ без связи с поглощением, рассмотрен тонкий не поглощающий кристалл. Выражения (1b), (2b) и (3b) в случае тонкого кристалла принимают вид

$$R_{ПРИ}^{(s)} = 2 \left(1 - \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} \right)^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right)}{\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^2}, \quad (5a)$$

$$R_{ДПИ}^{(s)} = \frac{2\varepsilon^2}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \sin^2 \left(b^{(s)} \frac{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right), \quad (5b)$$

$$R_{ИИТ}^{(s)} = -2\varepsilon \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \sin \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \frac{\sin \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} \right) \right) - \sin \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)}{\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}}. \quad (5c)$$

Важной особенностью полученных формул является то, что они позволяют рассматривать излучение частицы в тонком кристалле, путь фотона в котором меньше длины фотопоглощения. При этом можно подобрать параметр асимметрии (соответствующим образом вырезая кристалл) так, чтобы длина пути излучающей частицы в мишени была намного больше длины экстинкции рентгеновских волн в кристалле $b^{(s)} \gg 1$, что является условием проявления интерференционных эффектов. Далее на основе полученного выражения для спектрально-угловой плотности ПРИ показано, что спектр ПРИ существенно зависит от асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени. Это связано, с тем, что дисперсия свободного фотона в кристалле зависит от положения дисперсионной поверхности в обратном пространстве, относительно входной поверхности кристалла, то есть от асимметрии отражения. При этом рефлекс ПРИ возникает на частоте, при которой реальная часть волнового вектора псевдофотона кулоновского поля релятивистского электрона равна реальной части волнового вектора свободного фотона

$$\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} = 0, \quad (6)$$

то есть, когда виртуальный фотон может стать реальным. Равенство знаменателя (5a) нулю, то есть равенство (6), определяет частоту ω_* , в окрестности которой сосредоточен спектр фотонов ПРИ, излучаемых под фиксированным углом наблюдения.

Так как зависимость реальной части разности волновых векторов реального

и виртуального фотонов от частоты определяется асимметрией, то и ширина спектра ПРИ так же зависит от асимметрии. Непосредственно из формулы (5а) уширение спектра следует из того, что при увеличении ε знаменатель меняется слабее при изменении $\xi^{(s)}$. Показано, что при уменьшении угла падения электрона на поверхность пластинки (увеличении параметра ε) при фиксированном угле Брэгга и длине пути электрона в мишени в тонком не поглощающем кристалле увеличивается ширина спектра ПРИ (см.рис.2).

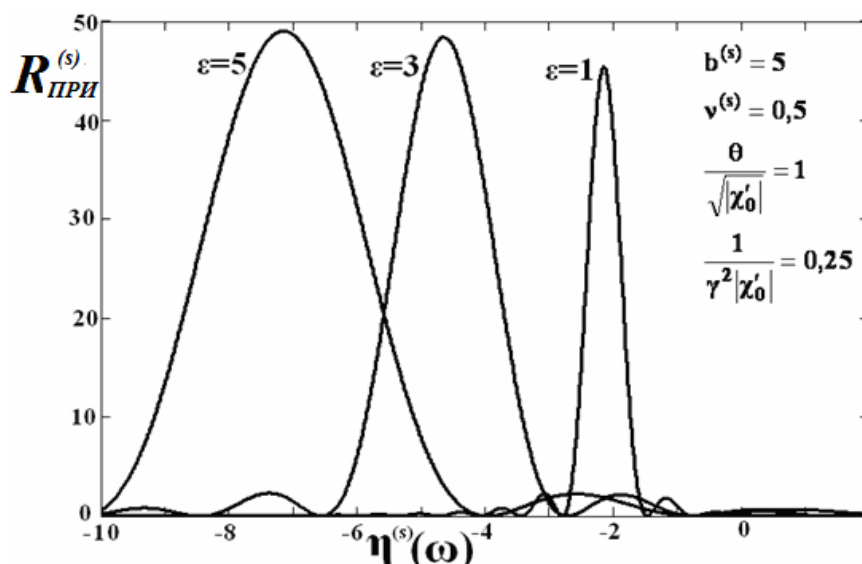


Рис.2. Зависимость ширины пика ПРИ от параметра ε в геометрии рассеяния Лауэ.

Далее в главе исследуется угловая плотность ПРИ и ДПИ и показывается, что уширение спектра ПРИ при изменении асимметрии отражения приводит к существенному росту угловой плотности ПРИ по сравнению с симметричным случаем. Данный эффект является весьма значимым с точки зрения создания интенсивного источника квазимонохроматического рентгеновского излучения с перестраиваемой частотой. Показано, что вместе с угловой плотностью ПРИ растет и угловая плотность ДПИ и, что относительный вклад механизмов ПРИ и ДПИ в суммарное излучение также зависит от асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени и, что от асимметрии зависит и интерференция ПРИ и ДПИ. В зависимости от асимметрии при фиксированном угле наблюдения интерференция может быть конструктивной или деструктивной. При достаточно высоких энергиях электронов в случае тонкого непоглощающего кристалла вклад ДПИ в суммарное излучение может быть подавляющим. В работе выявлены условия максимального выхода ДПИ в зависимости от толщины кристаллического радиатора и степени асимметрии отражения излучения относительно поверхности пластины-радиатора. Так как выход ДПИ, в геометрии Лауэ, сначала растет с толщиной, а затем падает из-за поглощения фотонов кристаллом, то анализ выхода излучения в зависимости от толщины кристалла проведен на основе формулы учитывающей поглощение (2).

Полученное выражение для спектрально-угловой плотности ПРИ (1) позволило рассмотреть влияние асимметрии отражения на степень проявления эффекта Бормана в ПРИ. Изменяя степень асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени (уменьшая ε), можно создать условия, при которых длина пути электрона в пластинке будет мала, что позволит пренебречь многократным рассеянием электрона, а путь фотона ПРИ в кристалле станет больше длины фотопоглощения (рис.3), что приведет к более яркому проявлению эффекта Бормана в ПРИ.

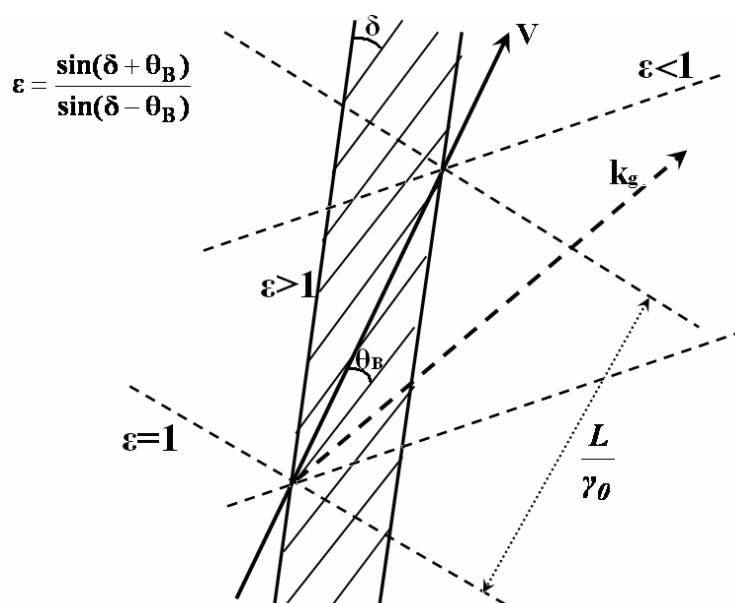


Рис.3 Схемы симметричного ($\varepsilon=1$) и асимметричного ($\varepsilon>1$) отражения поля частиц на кристаллической пластине (разной толщины) в геометрии рассеяния Лауэ, при условии равенства длине пути электрона в кристалле.

В рамках развитой теории в работе проведена интерпретация результатов эксперимента [21] по регистрации ПРИ релятивистских электронов на Майнцком микротроне МАМІ. Отметим, что условия данного эксперимента соответствуют условию заметного проявления эффекта anomalно (эффект Бормана в ПРИ в ассиметричном случае). Опубликованные экспериментальные результаты сравнивались с расчетами углового распределения проведенными, как по хорошо известной кинематической формуле так и по полученной в настоящей диссертации динамической. Как видно из рис.4, кривая, полученная по кинематической формуле (пунктирная линия 1) расходится с экспериментальными результатами. Кривая, построенная по формуле (1) с учетом отражения фотонов на системе плоскостей (111) ассиметричного относительно поверхности кристалла (сплошная линия 2), полностью совпадает с экспериментом. Важно отметить что условия данного эксперимента соответствуют условию заметного проявления эффекта anomalно низкого фотопоглощения (эффект Бормана) в ПРИ в ассиметричном случае. Для демонстрации этого на рисунке приведены результаты расчета по формуле (1), проведенного в предположении, что эффект Бормана отсутствует (сплошная

линия 3). Таким образом можно впервые утверждать, что динамический эффект Бормана в ПРИ имел место в данном эксперименте.

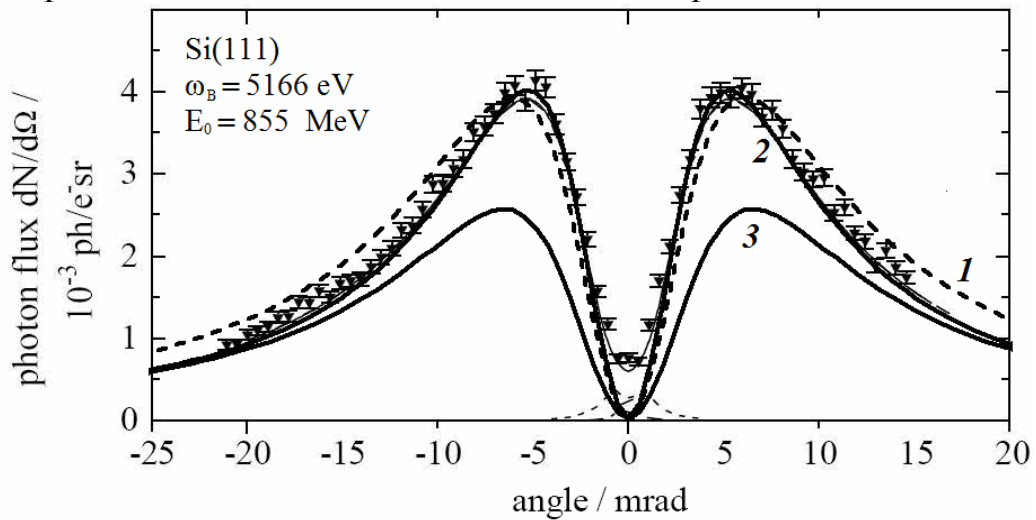


Рис. 4. Проявление динамического эффекта Бормана в ПРИ в эксперименте на микротроне МАМІ

ВТОРАЯ ГЛАВА настоящей работы посвящена исследованию параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости излучающей частицы в геометрии рассеяния Лауэ. В начале главы на основе динамической теории дифракции получено выражения для амплитуды излучения. Особенностью проведенного анализа является разделение полной амплитуды излучения на амплитуду ПРИВ и амплитуду переходного излучения, что позволило рассмотреть влияние интерференции указанных механизмов излучения на выход излучения. На основании выражения для амплитуды получено выражение для спектрально-угловой плотности ПРИВ, ПИ и слагаемого описывающего их интерференцию. Отличительной особенностью полученных выражений является наличие в них параметра, зависящего от асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени (в который входит угол δ между поверхностью мишени и системы дифрагирующих атомных плоскостей кристалла). Далее в этой главе рассматривается ПРИВ в случае тонкой мишени, поглощением излучения в которой можно пренебречь. Получено выражения для спектрально-углового распределения ПРИВ, ПИ и слагаемого описывающего их интерференцию:

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИВ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 P^{(s)^2} \theta^2}{4\pi^2 |\chi'_0| |\chi'_0|} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} R_{\text{ПРИВ}}^{(s)}, \quad (7a)$$

$$R_{\text{ПРИВ}}^{(s)} = \frac{4}{\xi^{(s)^2 + \varepsilon} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2 + \varepsilon}}}{\varepsilon} \right)^2} \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2 + \varepsilon}}}{\varepsilon} \right) \right), \quad (7b)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{III}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{P^{(s)^2}}{|\chi'_0|} \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} \right)^{-2} R_{III}^{(s)}, \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} R_{III}^{(s)} = & 4 \left(1 - \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) + \\ & + 4 \left(1 + \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) + \\ & + \frac{4\varepsilon}{\xi^{(s)^2} + \varepsilon} \left(\cos^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} \right) \right) \cos \left(b^{(s)} \left(\frac{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \right) \end{aligned} \quad (8b)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{IHT}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{P^{(s)^2}}{|\chi'_0|} \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} \right)^{-1} R_{IHT}^{(s)}, \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} R_{IHT}^{(s)} = & - \frac{4}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)} \times \\ & \times \left[\left(1 - \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \right) \left(\cos^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \cos \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} \right) \right) \right) \right] + \\ & + 2 \left(1 + \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \right) \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \end{aligned} \quad (9b)$$

На основании полученного выражения (7b) выявлено интересное свойство ПРИВ, связанное с асимметрией отражения: показано, что при неизменных длине пути электрона в мишени и угле между скоростью заряженной частицы и системой дифрагирующих атомных плоскостей кристалла (угол Брэгга) амплитуда спектра ПРИ вперед и его ширина сильно зависят от угла между дифрагирующими атомными плоскостями и поверхностью мишени, то есть от асимметрии отражения. При увеличении угла между системой дифрагирующих атомных плоскостей кристалла и поверхностью мишени (увеличении угла падения частицы на поверхность кристалла $\delta - \theta_B$), см. рис.1, амплитуда спектра ПРИВ возрастает (рис.5) и при этом существенно растет его угловая плотность.

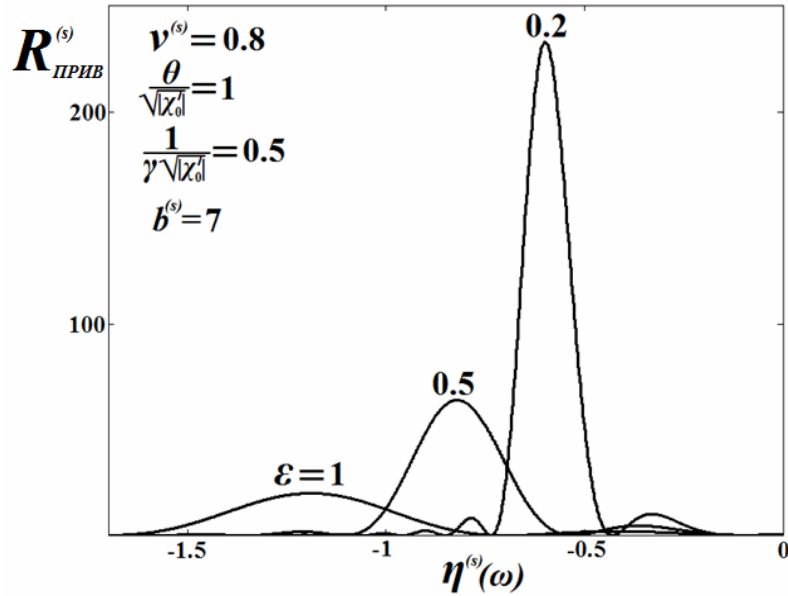


Рис. 5 Зависимость спектра ПРИВ от асимметрии отражения (параметр ε) в геометрии рассеяния Лауэ.

Так как в реальном эксперименте вклад ПРИВ может наблюдаться только на фоне ПИ, то далее в главе обсуждается проблема фона переходного излучения в задаче экспериментального наблюдения ПРИ вперед, анализируется вклад ПИ и влияния интерференции между ПРИВ и ПИ. Рассматривается возможность частичного подавления фона переходного излучения в наиболее интересной области частот в окрестности частоты Брэгга с помощью отрицательной интерференции волн переходного излучения, излученных на входной и выходной поверхностях мишени. Рассмотрено резонансное условие, в результате выполнения которого будет происходить деструктивная интерференция волн переходного излучения. Известно [22], что в случае близком к симметричному в результате деструктивной интерференции в окрестности брэгговской частоты появляется спектрально узкий пик переходного излучения, обусловленный динамической дифракцией, который в эксперименте может быть принят за пик ПРИВ. Показано, что от асимметрии отражения зависит форма этого пика, что связано с изменением соотношения между фазами волны переходного излучения, сформированной на входной поверхности кристаллической пластинки и испытывавшей динамическую дифракцию в кристалле, и волны переходного излучения, испущенной на выходной поверхности кристаллической мишени. Таким образом, изменяя асимметрию, мы можем влиять на форму пика переходного излучения. Далее в работе рассмотрен относительный вклад ПРИВ и ПИ в полный выход излучения и интерференция этих двух механизмов излучения. Выражения соответствующие формулам (7-9) представлены в виде

$$\omega \frac{d^2 N_i^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{P^{(s)^2}}{|\chi'_0|} T_i^{(s)}, \quad i = \text{ПРИВ, ПИ, ИНТ} \quad (10a)$$

$$T_{ПРИВ}^{(s)} = \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} R_{ПРИВ}^{(s)}, \quad (10b)$$

$$T_{ПИ}^{(s)} = \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} \right)^{-2} R_{ПИ}^{(s)}, \quad (10c)$$

$$T_{ИНТ}^{(s)} = \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} \right)^{-1} R_{ИНТ}^{(s)}. \quad (10d)$$

Показано, что при увеличении асимметрии в сторону уменьшения угла между дифрагированным фотоном и поверхностью мишени (увеличение $\delta - \theta_B$), см. рис.1, относительный вклад ПРИВ в суммарное излучение растет как при больших, так и малых углах наблюдения и становится на фоне переходного излучения определяющим. На рис.6 представлены кривые, построенные по формулам (10b)-(10d) без наложения условия деструктивной интерференции волн переходного излучения от двух поверхностей пластины. Из рисунка видно, что существуют условия, при которых пик ПИ не будет являться заметной помехой для экспериментального исследования свойств ПРИВ в тонком кристалле. Необходимым условием этого является малость параметра асимметрии ε .

Далее в главе рассматриваются и сравниваются выходы ПРИ и ПРИВ в зависимости от асимметрии отражения. Показано, что при таком изменении асимметрии, когда угол падения заряженной частицы на поверхность мишени возрастает, а угол между дифрагированным фотоном и поверхностью уменьшается, амплитуда спектра ПРИ падает, а ПРИВ растет и может превысить амплитуду спектра ПРИ. Показано, что при этом и угловая плотность ПРИВ может существенно превысить угловую плотность ПРИ.

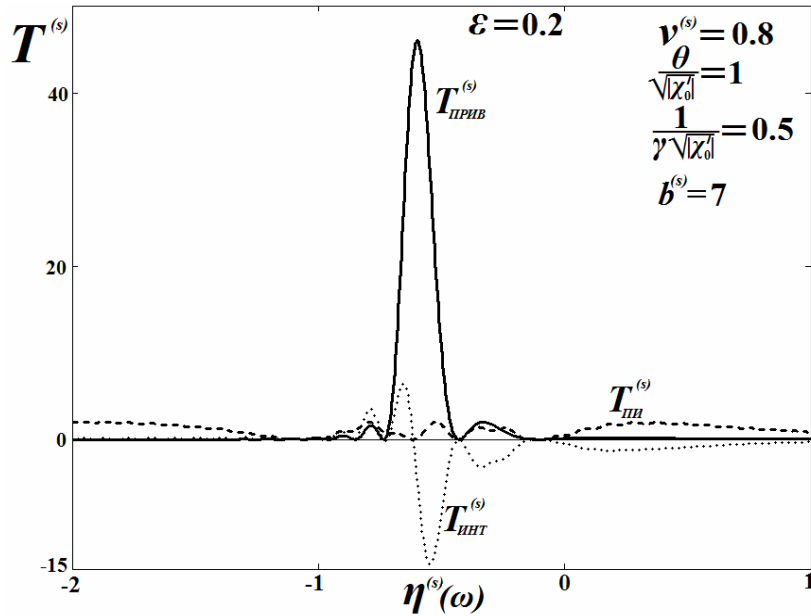


Рис. 6. Вклады переходного и параметрического рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона.

ТРЕТЬЯ ГЛАВА настоящей работы посвящена исследованию когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Брэгга (см. рис.7).

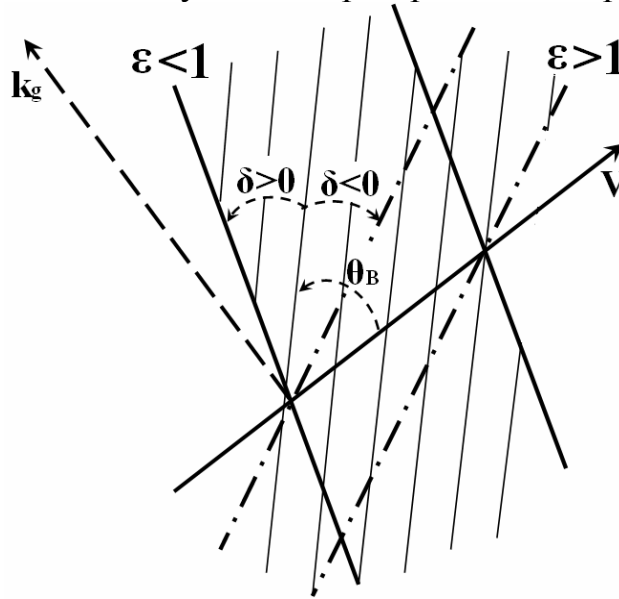


Рис.7 Асимметричные ($\epsilon > 1$, $\epsilon < 1$) отражения излучения от кристаллической пластинки в геометрии рассеяния Брэгга. Случай $\epsilon = 1$ ($\delta = 0$) соответствует симметричному отражению.

В первой части главы получено выражения для амплитуды излучения. Для данной геометрии рассеяния полная амплитуда излучения представлена в виде двух слагаемых, представляющих амплитуду ПРИ и амплитуду дифрагированного переходного излучения. Далее получены выражения для спектрально-угловой плотности ПРИ, ДПИ и слагаемого описывающего интерференцию этих механизмов излучения в общем случае асимметричного отражения. Для анализа спектра ПРИ рассматривается случай непоглощающего кристалла. В главе рассматривается вклад в выход ПРИ двух волн, соответствующих двум ветвям решения дисперсионного уравнения для рентгеновских волн в кристалле, а также интерференция этих волн:

$$\omega \frac{d^2 N_{ПРИ}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{P^{(s)^2} \theta^2}{(\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0)^2} \left(R_{ПРИ}^{(1)(s)} + R_{ПРИ}^{(2)(s)} + R_{ПРИ}^{(ИИТ)(s)} \right), \quad (11a)$$

$$R_{ПРИ}^{(1,2)(s)} = \frac{\left(\xi^{(s)} \mp \sqrt{\xi^{(s)^2 - \epsilon} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\frac{\xi^{(s)} \mp \sqrt{\xi^{(s)^2 - \epsilon}}}{\epsilon} - \sigma^{(s)} \right) \right)}{\xi^{(s)^2 - \epsilon + \epsilon \sin^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)^2 - \epsilon}}}{\epsilon} \right) \left(\frac{\xi^{(s)} \mp \sqrt{\xi^{(s)^2 - \epsilon}}}{\epsilon} - \sigma^{(s)} \right)^2}, \quad (11b)$$

$$R_{ПРИ}^{(ИИТ)(s)} = \frac{\epsilon}{\xi^{(s)^2 - \epsilon + \epsilon \sin^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)^2 - \epsilon}}}{\epsilon} \right)} \times$$

$$\times \frac{\cos\left(b^{(s)} \frac{\sqrt{\xi^{(s)^2} - \varepsilon}}{\varepsilon}\right) \left(\cos\left(b^{(s)} \left(\frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} - \sigma^{(s)}\right)\right) - \cos\left(b^{(s)} \frac{\sqrt{\xi^{(s)^2} - \varepsilon}}{\varepsilon}\right) \right)}{\left(\frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} - \sigma^{(s)}\right)^2 + \frac{\varepsilon - \xi^{(s)^2}}{\varepsilon^2}}, \quad (11c)$$

$$\xi^{(s)}(\omega) = \eta^{(s)}(\omega) + \frac{(1 + \varepsilon)}{2\nu^{(s)}}, \quad \varepsilon = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)}.$$

Вклад второй и первой ветви возбужденных рентгеновских волн в спектр ПРИ будет существенен тогда, когда удовлетворяются соответствующие им уравнения:

$$\frac{\xi^{(s)}(\omega) + \sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2 - \varepsilon}}{\varepsilon} - \sigma^{(s)} = 0, \quad (12a)$$

$$\frac{\xi^{(s)}(\omega) - \sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2 - \varepsilon}}{\varepsilon} - \sigma^{(s)} = 0. \quad (12b)$$

Показано, что в случае сильной асимметрии, когда волновой вектор дифрагированного фотона составляет небольшой угол с поверхностью мишени ($\varepsilon \ll 1$), обе возбуждаемые в кристалле рентгеновские волны ПРИ могут давать вклад в спектр излучения, при этом вклад каждой ветви ПРИ и их интерференция зависят от угла наблюдения. Показано, что в рассматриваемой геометрии, как и в геометрии Лауэ, ширина пика спектра ПРИ зависит от асимметрии отражения.

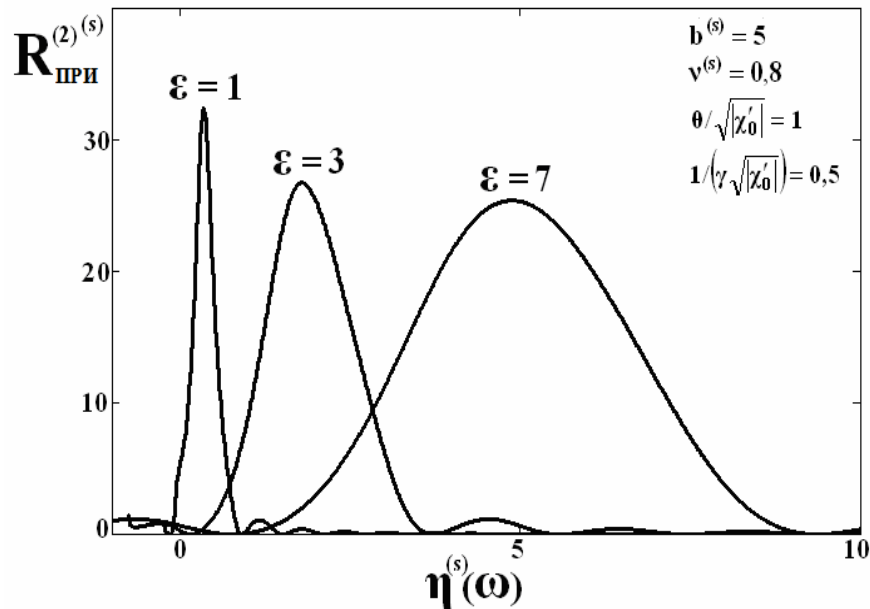


Рис.8. Зависимость ширины пика ПРИ от параметра ε в геометрии рассеяния Брэгга.

Уменьшение угла падения электрона на кристаллическую пластинку при неизменном угле Брэгга и длине пути заряженной частицы в мишени приводит к уширению пика спектра ПРИ (рис.8) и соответствующему росту

угловой плотности. Необходимо отметить, что данный результат качественно согласуется с результатами недавнего эксперимента [23].

Далее в главе рассматривается влияние асимметрии отражения на спектр и угловую плотность ДПИ. Рассматриваемая геометрия для ДПИ оказывается более интересной, чем геометрия Лауэ, поскольку в ней имеет место интерференционный эффект экстинкции в когерентном рентгеновском излучении. Данный эффект проявляется как вследствие того, что дважды отраженная от атомных плоскостей волна распространяясь в том же направлении, что и падающая, отстает от нее по фазе на π . При этом суммарный волновой вектор принимает комплексные значения даже в отсутствии поглощения и энергия падающей волны перекачивается в отраженную. Формально экстинкцию можно трактовать как увеличение линейного коэффициента поглощения. Область частот, в которой проявляется эффект экстинкции, называется областью полного отражения. В работе показано, что эта область определяется неравенством

$$-\sqrt{\varepsilon} - \frac{1 + \varepsilon}{2\nu^{(s)}} < \eta^{(s)}(\omega) < \sqrt{\varepsilon} - \frac{1 + \varepsilon}{2\nu^{(s)}}, \quad (13)$$

откуда следует, что ширина области отражения зависит от параметра асимметрии и определяется как $2\sqrt{\varepsilon}$.

Из общего выражения для спектрально-угловой плотности ДПИ получено выражение для случая, когда заряженная частица пересекает тонкий не поглощающий кристалл:

$$\omega \frac{d^2 N_{ДПИ}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} P^{(s)^2} \theta^2 \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} \right)^2 R_{ДПИ}^{(s)}, \quad (14a)$$

$$R_{ДПИ}^{(s)} = \frac{\varepsilon^2}{\xi^{(s)^2} - \left(\xi^{(s)^2} - \varepsilon \right) \coth^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\varepsilon - \xi^{(s)^2}}}{\varepsilon} \right)}. \quad (14b)$$

Выражение (14b) предсказывает рост частотной области полного отражения и, как следствие, рост ширины спектра ДПИ при уменьшении угла падения электрона на пластинку при фиксированном угле Брэгга (при изменении асимметрии в сторону увеличения ε), и соответственно значительное увеличение угловой плотности ДПИ. Следует отметить, что данное уширение спектра ДПИ имеет другой механизм по сравнению с уширением спектрального пика ПРИ в тех же условиях. Таким образом, увеличение выхода ДПИ может быть достигнуто не только за счет увеличения энергии излучающего электрона, что не выгодно с точки зрения создания источников рентгеновского излучения основанных на механизме ДПИ, но и за счет выбора асимметрии отражения излучения.

Далее в главе исследуется относительный вклад механизмов ПРИ и ДПИ в полный выход излучения, а так же влияние интерференции этих механизмов излучения. Для толстого поглощающего кристалла в работе рассмотрены условия, при которых возможно проявления динамического

эффекта Бормана в ПРИ. Показано, что, изменяя степень асимметрии отражения, можно создать условия ($\varepsilon < 1$), при которых длина пути электрона в пластинке будет мала, что позволит пренебречь многократным рассеянием электрона, а путь фотона ПРИ в кристалле станет больше длины фотопоглощения (см. рис.7), что приведет к яркому проявлению эффекта Бормана в ПРИ.

В ЧЕТВЕРТОЙ ГЛАВЕ рассматривается переходное излучение релятивистского электрона, пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Брэгга. Переходное излучение как фон сопровождает параметрическое рентгеновское излучение вдоль скорости излучающей частицы, поэтому становится очевидной важность анализа свойств ПИ для экспериментального и теоретического исследования свойств ПРИВ. В этой главе диссертации получено выражение для спектрально-угловой плотности переходного излучения релятивистского электрона. Важной отличительной особенностью полученного выражения является наличие в нем параметра асимметрии ε , учитывающего угол ориентации поверхности пластинки относительно системы дифрагирующих атомных плоскостей кристалла. В работе рассматривается влияние асимметрии отражения на спектрально-угловые свойства ПИ в асимптотическом случае тонкого кристалла, когда поглощением можно пренебречь, и выводится соответствующее выражение для спектрально-углового распределения ПИ:

$$\omega \frac{d^2 N^{PII}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \theta^2 \sum_{s=1}^2 P^{(s)2} \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 - \chi'_0} \right)^2 T^{(s)},$$

$$T^{(s)} = \left[1 + \frac{\xi^{(s)2} - \varepsilon}{\xi^{(s)2} - \varepsilon + \varepsilon \sin^2 \left(b^{(s)} \frac{\sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right)} \times \right.$$

$$\left. \left\langle 1 - 2 \left(\cos \left(b^{(s)} \frac{\sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \cos \left(b^{(s)} \left(\frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} - \beta^{(s)} \right) \right) \right) \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}} \sin \left(b^{(s)} \frac{\sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \sin \left(b^{(s)} \left(\frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} - \beta^{(s)} \right) \right) \right\rangle \right] \quad (15)$$

$$\beta^{(s)} = \frac{1}{|\chi'_g| C^{(s)}} (\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0).$$

Формула (15) представляет основной результат данной главы. При этом необходимо отметить, что в случае, когда входная поверхность параллельна системе кристаллографических плоскостей ($\delta = 0$ или $\varepsilon = 1$) выражение (15)

переходит в выражение для ПИ в динамическом приближении, полученное в работе [24].

Вне окрестности брэгговской частоты, когда $|\xi^{(s)}| \gg \sqrt{\varepsilon}$, выражение (15) принимает вид хорошо известного выражения для ПИ, образованного в аморфной диэлектрической пластинке [25]

$$\omega \frac{d^2 N^{PII}}{d\omega d\Omega} = 2 \frac{e^2}{\pi^2} \theta^2 \sum_{s=1}^2 P^{(s)2} \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 - \chi'_0} \right)^2 \times \left(1 - \cos \left(\frac{\omega L}{2 \sin(\theta_B + \delta)} (\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0) \right) \right). \quad (16)$$

На основе полученного выражения (15) рассматривается зависимость спектра переходного излучения от ориентации радиатора при фиксированных угле наблюдения и длине пути электрона в мишени. В главе исследуется условие деструктивной интерференции волн, испущенных на входной и выходной поверхностях кристалла [25]

$$\frac{\omega L}{2 \sin(\theta_B + \delta)} (\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0) = 2\pi n, \quad (17)$$

где n - натуральное число.

Известно [22], что в этом случае должен возникать спектрально узкий пик в переходном излучении, который в эксперименте может быть принят за пик ПРИ. Данный пик возникает в окрестности Брэгговской частоты и является следствием интерференции волны переходного излучения, испущенной на входной поверхности кристаллической мишени, испытывающей в процессе распространения динамическую дифракцию, и волны, возникающей на выходной поверхности мишени. Показано, что форма возникающего пика зависит от асимметрии отражения (рис.9), которая влияет на соотношения фаз этих двух волн. Как отмечалось выше, в геометрии Брэгга для падающей рентгеновской волны существует область полного отражения (13). Показано, что увеличение параметра асимметрии ε приводит к росту ширины частотной области полного отражения, в которой за кристаллом будет наблюдаться только фотоны ПИ испущенные с выходной поверхности мишени, поскольку фотоны, испущенные на входной поверхности в этой области полностью отражаются. Таким образом, при достаточно широкой области полного отражения в спектр ПИ будет вносить вклад фотоны, образованные на выходной поверхности мишени даже в случае тонкого непоглощающего кристалла, при этом пиков ПИ не будет.

В ПЯТОЙ ГЛАВЕ теоретически исследуется параметрическое рентгеновское излучение вдоль скорости излучающей частицы в геометрии рассеяния Брэгга. В первой части главы на основе двух волнового приближения динамической теории дифракции получено выражения для амплитуды излучения. Для данной геометрии рассеяния полная амплитуда излучения представлена в виде двух слагаемых, представляющих амплитуду ПРИВ и амплитуду переходного излучения.

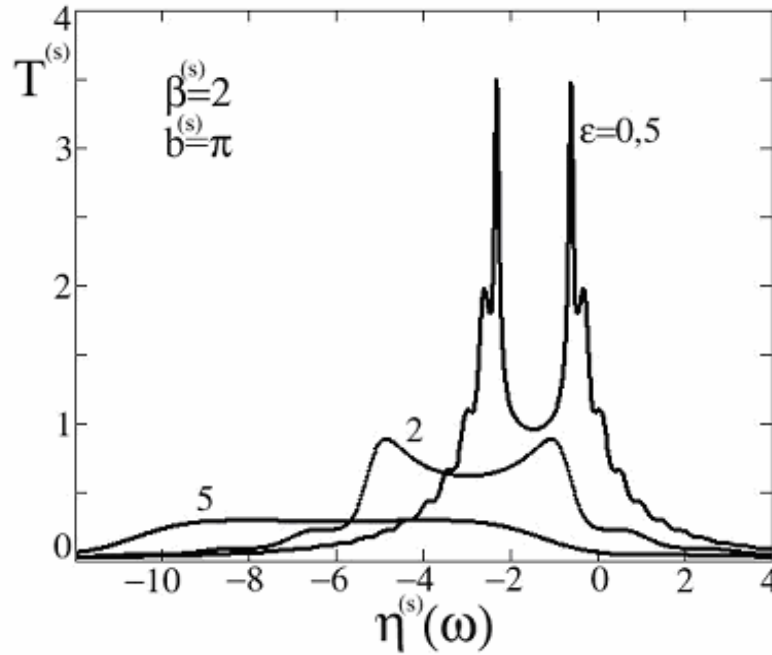


Рис.9 Влияние асимметрии отражения на спектр переходного излучения в геометрии рассеяния Брэгга для фиксированного угла Брэгга.

Далее получены выражения для спектрально-угловой плотности ПРИВ, ПИ. Отличительной особенностью этих выражений является наличие в них параметра, описывающего асимметрию отражения поля релятивистской частицы относительно поверхности мишени, и зависящего от угла δ ориентации поверхности мишени относительно системы дифрагирующих атомных плоскостей кристалла. В работе рассматривается вклад двух волн ПРИВ, соответствующих двум ветвям решения дисперсионного уравнения для рентгеновских волн в кристалле. Одной ветви ПРИВ соответствует волна, имеющая положительную, а другой - отрицательную групповую скорость вдоль направления перпендикулярного поверхности мишени

$$\left(\frac{\partial k_x^{(1,2)}}{\partial \omega}\right)^{-1} \approx \left[\cos \psi_0 - \frac{\sin^2 \theta_B}{|\cos \psi_g|} \left(1 \mp \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} - \epsilon}} \right) \right]^{-1}. \quad (18)$$

Показано, что вклад различных ветвей ПРИВ в суммарное излучение зависит от степени асимметрии отражения, так как от ϵ зависит решение уравнений (12a) и (12b).

В работы [24] сделан вывод об отсутствии ПРИВ в геометрии рассеяния Брэгга для случая толстого поглощающего кристалла. В настоящей работе установлено, что спектрально-угловая плотность ПРИВ существенно зависит от угла между поверхностью кристаллической пластинки и дифрагирующими атомными плоскостями, то есть от асимметрии. В цитируемой работе [24] рассматривался лишь симметричный случай, когда дифрагирующие атомные плоскости располагаются параллельно поверхности пластинки. В этом случае основной вклад в ПРИВ вносит волна, имеющая отрицательную групповую скорость $\left(\partial k_x^{(2)} / \partial \omega\right)^{-1} < 0$ и переносящая энергию от выходной поверхности

мишени к входной, которая в толстом поглощающем кристалле полностью подавляется. Следует отметить, что этой волне соответствует решение уравнения (12a). В настоящей главе показано, что при небольших значениях параметра асимметрии $\varepsilon < \frac{1}{\sigma^{(s)2}}$ становится существенна ветвь ПРИВ,

описывающая волны с положительной групповой скоростью $(\partial k_x^{(1)} / \partial \omega)^{-1} > 0$, то есть становится разрешимо уравнение (12b), благодаря которой и для достаточно толстого кристалла ПРИВ может не подавляться.

В главе показаны условия, при которых фон переходного излучения не будет значительной помехой для экспериментального наблюдения ПРИВ и в геометрии Брэгга.

В ШЕСТОЙ ГЛАВЕ проведен сравнительный анализ формул параметрического рентгеновского излучения в динамическом и кинематическом приближении в случае симметричного и асимметричного отражения. Для сравнения использовались динамические формулы, полученные в настоящей диссертационной работе, и хорошо известные кинематические выражения. Показано, что в динамической формуле, в отличие от кинематической, угол между системой параллельных дифрагирующих атомных плоскостей кристалла (определяющий асимметрию отражения) входит не только в выражение, описывающее путь электрона в пластинке, но также в сомножитель, описывающий угловое распределение ПРИ, что явилось основой для сравнения кинематической и динамической формул, проведенного для случая тонкого кристалла. В частности показано, что в случае симметричного отражения в области достаточно больших энергий излучающих частиц $\gamma \gg (\omega / \omega_p)$, кинематическая формула ПРИ дает заметную погрешность даже для тонкого непоглощающего кристалла, а в случае $\gamma < (\omega / \omega_p)$ кинематическая и динамическая теории ПРИ дают практически одинаковые результаты. Показано, что при увеличении асимметрии отражения погрешность кинематической формулы ПРИ возрастает, а при сильной асимметрии, когда волновой вектор падающего фотона составляет малый угол с поверхностью мишени, угловая плотность, рассчитанная по кинематической формуле, оказывается в ε раз меньше реальной, вычисленной по динамической формуле. Таким образом, даже в случае тонкого непоглощающего кристалла возникает необходимость учета динамических эффектов в ПРИ.

Далее рассматривается толстый поглощающий кристалл. Показано, что в этом случае в динамической теории в отличие от кинематической коэффициент поглощения ПРИ в кристалле зависит от асимметрии отражения и направления распространения фотона, что может приводить к деформации углового распределения ПРИ.

**В заключении приводятся
ОСНОВНЫЕ НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ**

1. Развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона, пересекающего кристаллическую пластинку в геометриях рассеяния Лауэ и Брэгга для произвольной асимметрии отражения псевдо-фотонов кулоновского поля частицы, описывающая вклады параметрического рентгеновского и дифрагированного переходного излучений. На основе построенной теории:

2. Впервые предсказан и теоретически исследован имеющий разную природу для ПРИ и ДПИ динамический эффект изменения ширины спектрального пика излучения при изменении асимметрии отражения (данный эффект позволяет резко увеличить угловую плотность когерентного излучения путем уменьшения угла падения электрона на монокристаллическую пластину при фиксированных частоте Брэгга и пути электрона в мишени);

3. Впервые предсказана и исследована зависимость от асимметрии отражения условий проявления эффекта Бормана в параметрическом рентгеновском излучении, проведена интерпретация результатов эксперимента по ПРИ, выполненного на синхротроне MAMI (г. Майнц, Германия), при этом впервые зафиксирован факт яркого проявления динамического эффекта Бормана в данном эксперименте.

4. Развита динамическая теория параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости (ПРИВ) излучающего электрона, пересекающего монокристаллическую пластинку, как в геометрии рассеяния Лауэ, так и геометрии Брэгга для произвольной асимметрии отражения.

Впервые выявлено влияние асимметрии отражения на спектрально-угловые свойства ПРИВ с учетом фона переходного излучения; найдены условия, при которых пик ПРИВ в геометрии Лауэ может существенно превышать пик ПИ, что открывает возможность бесфонового наблюдения параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости излучающего электрона в тонком кристалле. В геометрии Брэгга рассмотрены вклады двух волн ПРИВ, соответствующие двум ветвям решения дисперсионного уравнения для рентгеновских волн в кристалле и показано, что вклад различных ветвей ПРИВ в суммарное излучение зависит от степени асимметрии отражения.

Впервые показана возможность существования в данной геометрии параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости излучающего электрона в толстом поглощающем кристалле, которая не предсказывается теорией, описывающей только симметричные отражения.

5. Впервые предсказана и исследована зависимость спектрально-угловой плотности переходного излучения (ПИ) релятивистской частицы в окрестности частоты Брэгга от асимметрии отражения ее кулоновского поля относительно поверхности кристаллической мишени. Показано, что в геометрии Брэгга данный эффект в основном обусловлен изменением частотной области аномальной дисперсии (области полного отражения).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ ОПУБЛИКОВАНЫ В СЛЕДУЮЩИХ РАБОТАХ

- [1] С.В. Блажевич, А.В. Носков Проявление динамических эффектов в когерентном рентгеновском излучении релятивистского электрона в геометрии рассеяния Брэгга// ЖТФ. –2010. – Т. 80. – вып.3. – с. 1-9.
- [2] С.В. Блажевич, А.В. Носков Параметрическое рентгеновское излучение вдоль скорости релятивистского электрона в условиях асимметричного отражения// ЖЭТФ. – 2009 – Т.136. – вып.6. – с.1043-1056.
- [3] S.V. Blazhevich, A.V. Noskov Relativistic Electron PXR and FPXR Yield Ratio // Book of Abstracts VIII International Symposium: Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures (RREPS-09), September 7-11, 2009, Zvenigorod, Russia P.34.
- [4] S.V. Blazhevich, A.V. Noskov Interpretation of the Results of Mainz Microtron MAMI Experiment on Relativistic Electron PXR// Book of Abstracts VIII International Symposium: Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures (RREPS-09), September 7-11, 2009, Zvenigorod, Russia P.82.
- [5] S.V. Blazhevich, A.V. Noskov Appropriateness of Kinematical Approach in Description of Parametric X-radiation of Relativistic Electron in a Single Crystal // Book of Abstracts VIII International Symposium: Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures (RREPS-09), September 7-11, 2009, Zvenigorod, Russia P.83.
- [6] S.V. Blazhevich, A.V. Noskov On Dynamic in Coherent X-Radiation of Relativistic Electron in Bragg Scattering Geometry // Proceedings of the 51st Workshop of the INFN ELOISATRON Project "Channeling 2008 - Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena", Oct. 25 - Nov. 1, 2008, Erice, Italy, p. 632. – 660.
- [7] S.V. Blazhevich, A.V. Noskov Optimization of Relativistic Diffracted Transition Radiation Yield// Proceedings of the 51st Workshop of the INFN ELOISATRON Project "Channeling 2008 - Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena", Oct. 25 - Nov. 1, 2008, Erice, Italy, p. 660. – p.677.
- [8] С.В. Блажевич, А.В. Носков Эффект уширения спектра в когерентном рентгеновском излучении релятивистского электрона пересекающего монокристаллическую пластинку // Известия ВУЗов. Физика. – 2009. – No.3.-с.74-83.
С.В. Блажевич, А.В. Носков К вопросу о параметрическом рентгеновском излучении релятивистского электрона в геометрии рассеяния Брэгга // "Вісник ХНУ" серія фізична "Ядра, частинки, поля".– 2008. –Вип.2(38).– с. 3-8.
- [9] С.В. Блажевич, А.В. Носков Зависимость спектрально-угловой плотности ПРИ вдоль скорости релятивистского электрона от угла между отражающими атомными плоскостями и поверхностью

- кристаллической пластинки// Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2009. – №6. – с.71-79.
- [10] S.V. Blazhevich, A.V. Noskov The Borrmann effect in parametric X-radiation under asymmetric reflection conditions// Nucl. Instr. and Meth. B –2008. –V. 266. – p. 3777-3780.
- [11] S.V. Blazhevich, A.V. Noskov Coherent X-radiation of relativistic electron in a single crystal under asymmetric reflection conditions// Nucl. Instr. and Meth.B–2008.–V.266.–p.3770-3776. С.В. Блажевич, А.В. Носков, Относительные вклады ПРИ и ДПИ релятивистского электрона пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Лауэ // ВАНТ. – 2008. – №3. – с.191-195.
- [12] С.В. Блажевич, А.В. Носков Параметрическое рентгеновское излучение релятивистского электрона в условиях асимметричного отражения// Известия ВУЗов. Физика. –2008.– №8.– с.80-89.
- [13] С.В. Блажевич, А.В. Носков Эффект аномального фотопоглощения в параметрическом рентгеновском излучении в условиях асимметричного отражения// ЖТФ. –2008. – том 78. – вып.9. – с. 84-90.
- [14] С.В. Блажевич, А.В. Носков Увеличение спектрально-угловой плотности ПРИ в геометрии Лауэ за счет изменения угла между поверхностью мишени и отражающими атомными плоскостями // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2008. – №3. – с.62-70.
- [15] С.В. Блажевич, А.В. Носков Параметрическое рентгеновское излучение вдоль скорости релятивистского электрона в геометрии рассеяния Брэгга// Известия ВУЗов. Физика.–2007.–Т.50.– №.6.– с.48-56.
- [16] С.В. Блажевич, А.В. Носков Интерференция ПРИ и ДПИ релятивистского электрона в полубесконечном кристалле// Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования–2007.–№4.–с.62.
С.В.Блажевич, А.В.Носков Расчет интерференции параметрического и дифрагированного переходного излучения релятивистского электрона в кристалле //Научные ведомости БелГУ Серия Информатика и прикладная математика. –2006.–№2(31).– вып. 3– с.59-67.
- [17] S.V. Blazhevich, A.V. Noskov On the dynamical effects in the characteristics of transition radiation produced by a relativistic electron in a single crystal plate // Nucl. Instr. and Meth. B – 2006. – V. 252. – p. 69-74.
S.V. Blazhevich, A.V. Noskov A way to increase the spectral-angular density of diffracted transition of the relativistic electron in single crystal// Journal of Kharkiv University – 2006. – № 732. –issue 2/30/. – p. 73-78.
- [18] С.В. Блажевич, А.В. Носков Влияние взаимной ориентации решетки монокристаллического радиатора и его внешней поверхности на характеристики рентгеновского переходного излучения // Изв. ВУЗов. Физика.–2006.–№6.–с.37-42.

- [19] С.В. Блажевич, А.В. Носков Зависимость характеристик когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона в толстом кристалле от ориентации его входной поверхности // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2006. – №4.–с.23-29.
S.V. Blazhevich, A.V. Noskov Investigation into conditions of experimental observation of Borrmann effect in a parametric X-radiation// Problems of Atomic Science and Technology, Series: Nuclear Physics Investigations (47). – 2006. – №3. – p. 160-164.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- [20] Н.Н.Насонов, А.В.Носков, В.И.Сергиенко, В.Г.Сыщенко//Изв. ВУЗов. Физика. – 2001 - №6 – с. 75- 83.
[21] К.-Н. Brenzinger, С. Herberg, В.Limburg, Н. Backe and al// Phys. A. – 1997. – V. 358. – p.107 - p.113.
[22] N. Imanishi, N. Nasonov, and K. Yajima// Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. B. – 2001. – V. 173. – p. 227.
[23] Y. Hayakawa, K. Hayakava, M. Inagaki et all // Book of Abstracts VIII International Symposium: Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures (RREPS-09), September 7-11, 2009, Zvenigorod, Russia P.36.
[24] N. Nasonov, A. Noskov// Nucl. Instr. and Meth. B. – 2003 – V. 201. – p.67-p. 77.
[25] Гарибян Г.М., Ян Ши Рентгеновское переходное излучение. – Ереван: Изд. Арм ССР, 1983, 320с.