

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ

О. М. Луговская

Характер преломления и поглощения фотонов в кристалле кардинально отличается от случая аморфной среды. Вследствие периодического расположения рассеивателей излучение испытывает дифракцию. Задача о генерации излучения равномерно движущейся заряженной частицей в среде с периодической диэлектрической проницаемостью впервые рассмотрена Тер-Микаеляном в работе [1] в рамках теории возмущений без анализа критерия ее применимости. Этот тип излучения он назвал резонансным излучением. Характерным свойством этого излучения является зависимость энергии испускаемых квантов от энергии заряженных частиц. Дальнейший анализ показал, что в идеальных кристаллах теория возмущения справедлива только для очень тонкой кристаллической пластинки, толщина которой много меньше оптической длины когерентности $L \ll l_{omn}$,

$l_{omn} \cong \frac{c}{\omega|n-1|}$ и для которой справедлива кинематическая теория дифракции

рентгеновских квантов, n – показатель преломления среды.

В условиях динамической дифракции генерируемого излучения резкое изменение показателя преломления среды для рентгеновских квантов приводит, как впервые показано в [2], к существенному изменению спектральных свойств излучения заряженных частиц. В частности, показатель преломления может стать больше единицы, и, следовательно, станет возможным выполнение условия Вавилова – Черенкова [3, 4]:

$$1 - \beta n(\omega, \vec{k}) \cos \vartheta = 0, \quad (1)$$

где ϑ – угол между направлением, определяемым волновым вектором фотона \vec{k} и вектором скорости частицы \vec{v} (полярный угол излучения), $\beta = v/c$. Поэтому заряженная релятивистская частица, движущаяся в кристаллической среде с постоянной скоростью, может испускать рентгеновское излучение.

Этот механизм излучения впервые был теоретически предсказан в начале 70-х годов в работах Барышевского и Феранчука [3, 4], а также Гарибьяна и Ян Ши [5, 6] и получил название параметрического рентгеновского излучения (ПРИ). Таким образом, ПРИ представляет собой квазичеренковское излучение в рентгеновской области спектра вблизи брэгговских углов и брэгговских частот, определяемой условием дифракции на кристаллографических плоскостях:

$$(\vec{k} + \vec{\tau})^2 \cong \vec{k}^2 \quad (2)$$

и генерируемое при равномерном и прямолинейном движении заряженной частицы в кристалле. Здесь $\vec{\tau}$ – вектор обратной решетки кристаллографических плоскостей, на которых происходит дифракция.

Наряду с термином «параметрическое излучение» в литературе для когерентного излучения быстрых заряженных частиц, обусловленного простран-

венной регулярностью кристалла, используются термины: «структурное излучение Вавилова – Черенкова», «квазичеренковское, переходное излучение» и «рассеяние в кристалле», «дифракционное излучение». Термин «параметрическое излучение Вавилова – Черенкова» подчеркивает физическую общность этого явления с излучением Вавилова – Черенкова и отличие его от переходного излучения [7], связанного с наличием раздела двух сред с различными диэлектрическими проницаемостями.

Классическая теория ПРИ представлена в работах [3, 6, 8–11], параллельно была дана и квантовомеханическая интерпретация ПРИ [4–5, 12–15]. За последнее десятилетие появилось несколько теоретических работ, посвященных ПРИ [11, 16–24], выполнен целый ряд экспериментов (см., например, [25–31]).

1. Обзор экспериментальных и теоретических исследований ПРИ, проведенных в 90-е годы

ПРИ было обнаружено в 1985 г. на томском синхротроне «СИРИУС» в совместных экспериментах, поставленных сотрудниками НИИ ядерных проблем БГУ и НИИ ядерной физики при ТПУ [32–34]. После его обнаружения параллельно с теоретическими работами по ПРИ активно продолжались экспериментальные исследования этого механизма излучения. Первые эксперименты по наблюдению ПРИ были посвящены исследованию его спектрального распределения под фиксированным углом Брэгга для различных кристаллов и определению интегрального числа квантов, испускаемых в конкретный рефлекс. Затем появился целый ряд экспериментальных работ, посвященных исследованию угловых [35] и частотных распределений внутри одного рефлекса, исследованию зависимости характеристик ПРИ от энергии излучающих частиц и пороговых зависимостей.

В конце 80 – начале 90-х годов сотрудниками НИИ ядерных проблем был проведен ряд экспериментальных работ, посвященных наблюдению ПРИ в режиме многоволновой генерации [36], генерации ПРИ протонным пучком [37], исследованию влияния многократного рассеяния (МР) на его характеристики [38].

Работа [38] стала первой экспериментальной работой, посвященной исследованию влияния МР на характеристики ПРИ. В ее рамках были проведены измерения: 1) квантового выхода излучения релятивистских электронов с энергией 900 МэВ в монокристалле кремния толщиной 0,15 и 0,4 мм для угла наблюдения $2\theta_B = 90^\circ$ в случае геометрии дифракции по Лауэ, Брэггу и в крайне-асимметричном случае, угловой растров детектора $\theta_D = 2,7 \times 10^{-2}$ рад; 2) энергетической зависимости выхода излучения для рефлекса (220) в кристалле кремния толщиной 1,3 мм в геометрии дифракции по Лауэ на угле $2\theta_B = 19^\circ$ для диапазона энергий 300–900 МэВ, угловой растров детектора $\theta_D = 9,5 \times 10^{-3}$ рад; 3) углового распределения излучения в кристалле алмаза толщиной 0,35 мм на плоскостях (400) в крайне-асимметричной геометрии для пучка с энергией 300, 500 и 900 МэВ при вертикальном и горизонтальном сканировании щелевого детектора вдоль рефлекса. Здесь же в работе было проведено сравнение результа-

тов эксперимента и теории, в качестве расчетных формул для квантового выхода ПРИ использовались формулы из статей [2, 13]. Многократное рассеяние учитывалось феноменологически, введением среднеквадратичного угла многократного рассеяния $\overline{\theta_s^2}$. В этом случае интенсивность рентгеновского излучения в дифракционных максимумах может быть представлена в виде суммы двух слагаемых, соответствующих вкладу двух механизмов излучения ПРИ и дифракционного тормозного излучения – ДТИ.

Проведенное сравнение результатов эксперимента и теоретических расчетов показало хорошее совпадение значений теоретических и экспериментальных частот излучения, результаты же теоретических оценок квантового выхода превышали экспериментальный выход в 2–3 раза.

Исследование зависимости квантового выхода от энергии электронного пучка является очень важным с точки зрения правильного понимания механизма генерации ПРИ. Согласно [15], зависимость квантового выхода от энергии пучка заряженных частиц имеет пороговый характер и в некоторых случаях в существенной степени определяется угловым размером детектора θ_D . Пороговая энергия определяется для ПРИ выражением $E_{tr} = mc^2 \frac{\omega}{\omega_L}$, где $\omega_L = \sqrt{4\pi \frac{Zn_{am}e^2}{m}}$ –

ленгмюровская частота среды; n_{am} – число атомов в 1 см^3 ; Z – заряд ядра; e , m – заряд и масса электрона. Если интенсивность ПРИ ниже порога падает пропорционально E_p^4 (E_p – энергия заряженной частицы), то интенсивность тормозного излучения пропорциональна E_p^2 . Поэтому для некоторой энергии E_p , зависящей от углового раствора детектора, интенсивность тормозного излучения может превысить интенсивность ПРИ. Далее в [38] подчеркивается, что теория ПРИ с феноменологическим учетом МР дает хорошее согласие с экспериментом в области энергий, превышающих E_{tr} , для случая, когда толщина кристаллической пластинки вдоль направления движения меньше длины когерентности тормозного излучения $L_{Br} \cong \sqrt{\frac{4c}{\omega\theta_s^2}}$.

Обнаружение ПРИ, испускаемого протонным пучком [37], представляет большой интерес с точки зрения возможности постановки эксперимента, в котором реализуется ситуация слабого многократного рассеяния. С увеличением массы частицы среднеквадратичный угол многократного рассеяния уменьшается, так как он обратно пропорционален квадрату массы заряженной частицы, и, следовательно, уменьшается вклад тормозного излучения в суммарное излучение частицы и влияние МР на характеристики ПРИ.

В начале 90-х годов экспериментальные исследования механизма ПРИ были начаты в США [27], Японии [26, 30], Канаде [29] и Германии [31]. Условно эксперименты по исследованию характеристик ПРИ, проведенные в последние годы, можно разбить на несколько групп:

- исследование тонкой структуры спектральных, угловых и поляризационных характеристик излучения внутри рефлекса [27–28];
- исследование влияния многократного рассеяния на характеристики ПРИ, изучение зависимости характеристик ПРИ от энергии излучающих частиц и пороговых характеристик [26, 30];
- попытки наблюдения ПРИ под малым углом относительно направления скорости заряженных частиц [39–40];
- ПРИ, испускаемое нерелятивистскими электронами [31];
- исследование ПРИ в геометрии обратного отражения, учет динамических эффектов ПРИ [41].

Результаты одних экспериментов очень хорошо согласуются с результатами кинематической теории ПРИ [26–28], результаты других требуют теоретической интерпретации [29–31].

Как замечено в недавно появившемся обзоре Тер-Микаеляна [42], посвященном современному состоянию теоретических и экспериментальных исследований дифракционного рентгеновского и резонансного переходного излучений, остается нерешенным целый ряд проблем. В частности, недостаточно серьезно изучены область применимости динамической теории и ее согласование с уже имеющимися экспериментальными данными, да и сам вопрос необходимости применения динамического подхода вызывает споры.

При сопоставлении кинематического и динамического подходов можно сказать, что их отличие состоит в том, что, например, в случае двухволновой дифракции динамическая теория помимо излучения, испускаемого под большим углом относительно направления скорости заряженных частиц (которое описывается в рамках обоих подходов), предсказывает также компоненту ПРИ, испускаемую под малыми углами относительно направления распространения заряженных частиц. Эта составляющая отсутствует в кинематическом описании, основанном на формуле Тер-Микаеляна [1].

Работа [11] посвящена рассмотрению генерации ПРИ под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц. Вследствие того, что до этого детальный анализ характеристик ПРИ проводился только для бокового дифракционного максимума (во всех экспериментах излучение регистрировалось под углом $2\theta_B$ относительно направления движения заряженных частиц, где θ_B – угол между вектором скорости частицы \vec{v} и плоскостями, соответствующими вектору обратной решетки $\vec{\tau}$), в некоторых работах [18–19, 31] делается вывод, что ПРИ испускается только под большим углом $\vartheta \gg \gamma^{-1}$ (γ – лоренц-фактор частицы) относительно направления движения заряженных частиц и описание этого излучения может быть дано в рамках кинематического приближения на основе формулы Тер-Микаеляна для распространения излучения в периодических средах, полученной [1] в рамках теории возмущения для излучения релятивистских заряженных частиц в трехмерной периодической среде.

Все экспериментальные измерения ПРИ были проведены только для максимумов, расположенных под большими углами относительно направления распространения заряженных частиц, а попытки экспериментально обнаружить

ПРИ под малыми углами (пик излучения вперед) закончились неудачей [39–40]. При планировании такого рода экспериментов необходимо осознавать, что теоретическое описание максимумов излучения вперед возможно только в рамках динамического подхода, т. е. требуется проведение тщательного исследования спектрально-угловых, угловых и частотных характеристик ПРИ с учетом поведения показателя преломления рентгеновского излучения в кристалле в условиях динамической дифракции. Поэтому, несмотря на то, что теория ПРИ в основном построена, в последнее время в целом ряде работ [11, 18–24] обсуждаются различные аспекты генерации ПРИ. Надо сказать, что до сих пор нет единого мнения о природе ПРИ. Наиболее полно смысл дискуссии, развернувшейся по этому поводу, раскрыт в работе [11]. Согласно теории Барышевского и Феранчука, каждому фотону, испускаемому под большим углом относительно направления движения заряженной частицы (будем называть максимум, соответствующий этому направлению, дифракционным, или боковым), соответствует фотон с такой же частотой ω , испущенный под малым углом $\sim 1/\gamma$ относительно направления движения заряженных частиц (пик вперед). Частота этого фотона не зависит от энергии заряженной частицы, в отличие от фотонов резонансного излучения, частота которых пропорциональна γ^2 .

В работах Нитта [18–19] развивается кинематическая теория ПРИ в рамках квантовомеханического подхода. Автор утверждает, что кинематического подхода вполне достаточно для сравнения с экспериментальными данными. Действительно, во многих экспериментальных ситуациях (симметричная геометрия, излучение вдали от областей, где проявляется эффект аномального поглощения, и т. д.) кинематическое приближение [14] дает хорошее согласие с экспериментами [28, 30 и др.]. Однако во многих других случаях кинематический подход принципиально не применим, например для описания ПРИ под малым углом относительно направления движения заряженных частиц [11], а также в геометрии обратного отражения [41].

Значительный прогресс в исследованиях ПРИ возник в последние годы благодаря экспериментам, выполненным на ускорителе в г. Дармштадте (см., например, [31]). Эти эксперименты были посвящены изучению характеристик излучения, генерируемого нерелятивистскими электронами, энергия которых составляла 5–10 МэВ. ПРИ, генерируемому нерелятивистскими электронами, посвящены теоретические работы [16–17]. В [16] предлагается выйти за рамки ускорителей и использовать для получения ПРИ нерелятивистские электроны с энергией 20–50 кэВ, которые являются обычными для лабораторных рентгеновских трубок.

В совершенном, достаточно толстом кристалле ($L \geq l_{omn}$) кинематическое приближение в теории ПРИ [1, 14, 18] не применимо. Если в этом случае пучок заряженных частиц хорошо коллимирован (расходимость пучка меньше γ^{-1}), то в спектрально-угловом распределении излучения, как в боковом, так и в пике излучения вперед, начинают проявляться динамические эффекты, обусловленные особенностью преломления и поглощения излучения в условиях динамиче-

ской дифракции в кристалле. В этом случае, как и для динамической дифракции рентгеновских квантов, точка возбуждения ПРИ в пространстве волновых векторов для данного рефлекса однозначно определена только при учете условий непрерывности на границах «кристалл – вакуум». Как следствие, показатель преломления фотонов существенно зависит от взаимного расположения векторов, определяющих направление распространения заряженных частиц, направление на боковой дифракционный максимум и направление вектора нормали к кристаллической поверхности.

Наиболее прямой путь исследования динамических эффектов заключается в измерении спектрально-угловых распределений, однако такие измерения требуют наличия детекторов с очень высоким разрешением по углам и по частотам ($\Delta\theta \sim 10^{-5}$, $\Delta\omega/\omega_B \sim 10^{-6}$), кроме того, время набора сигналов в этих измерениях существенно увеличивается.

Динамическая теория ПРИ развивается также в работах [21–22], в которых рассматривается геометрия дифракции по Брэггу. В [21] показано, что в дополнение к квазичеренковскому пику (ПРИ) вблизи брэгговского направления имеется еще один пик, связанный с динамической дифракцией электромагнитного поля заряженной частицы, автор называет его дифракционным переходным излучением (ДПИ). Интенсивность этого излучения должна превосходить интенсивность обычного переходного излучения, отраженного на кристаллографических плоскостях, в 10^8 раз. В работе получено выражение для спектрально-углового распределения излучения, генерируемого заряженной частицей в боковой дифракционный максимум в геометрии дифракции по Брэггу при произвольной ориентации кристаллической поверхности относительно плоскостей, на которых осуществляется дифракция. Было установлено, что максимумы ДПИ очень похожи по своей форме на «столлик Дарвина». С увеличением энергии заряженных частиц интенсивность ДПИ максимума увеличивается, но положение его в спектре не меняется, в то время как пик ПРИ сдвигается, а его интенсивность быстро достигает насыщения. Выражения для спектрально-угловой интенсивности излучения получены в предположении бесконечно толстого кристалла (в них никак не учитывается толщина кристаллической пластинки, т. е. наличие второй грани) и отсутствия в нем поглощения.

В работе [24] проведен анализ ПРИ в совершенных и мозаичных кристаллах. Как и в [21], авторы показывают, что амплитуду волны, описывающей излучение в боковой дифракционный максимум, можно разложить на две составляющие, одна из которых представляет собой ПРИ, другая – ДПИ. В работе показано, что соответствующие ПРИ и ДПИ интенсивности имеют различные угловые распределения. Угловое распределение ДПИ значительно уже распределения ПРИ. С увеличением толщины кристаллической пластинки насыщение ДПИ наступает на длине первичной экстинкции, в то время как интенсивность ПРИ пропорциональна толщине кристаллической мишени. Учет интерференции между ПРИ и ДПИ становится наиболее важным в кристаллических пластинках, толщина которых меньше длины формирования переходного излучения (ПИ)

$$I_{ПИ} = \frac{2c}{\omega(\gamma^{-2} + \omega_L^2 / \omega^2)}.$$

В работе также показано, что мозаичность кристалла практически не оказывает влияния на интенсивность ПРИ. Для ДПИ ситуация иная: если размер мозаичного блока превышает длину первичной экстинкции, то интенсивность ДПИ становится пропорциональна числу блоков, пересекаемых заряженной частицей при движении в кристалле. В любом случае мозаичность кристалла приводит к увеличению выхода рентгеновского излучения.

Наиболее подробное исследование вкладов различных механизмов излучения в формирование дифракционных максимумов, как уже было указано выше, проведено в работе [8]. В ней предложено разделять излучение в боковом дифракционном максимуме на ПРИ и ДПИ, так как они имеют различную длину формирования. Было показано, что при расчете интенсивностей излучения необходимо учитывать то обстоятельство, что в чистом виде ПРИ нигде не наблюдается, а в зависимости от экспериментальной ситуации существенным может быть вклад дифракционного переходного излучения (например, геометрия Брэгга в [21–22]), а также тормозного излучения ДТИ, о чем свидетельствуют результаты некоторых экспериментов (см. работу [8]). Отметим, что в [8] при анализе угловых распределений и полной интенсивности излучения исследовался вклад в формирование дифракционного максимума ПРИ, а также тормозного излучения ДТИ и СТИ. Под ДТИ понимается тормозное излучение, соответствующее нечеренковской моде, т. е. испускаемое на таких углах и частотах, для которых не выполняется условие Вавилова – Черенкова (1), под СТИ – тормозное излучение, соответствующее квазичеренковской моде, для которой реализуется условие (1). При этом в интенсивность ДТИ была включена часть, соответствующая излучению, испущенному частицей при прямолинейном равномерном движении на таких частотах и под такими углами, для которых не выполняется условие (1), но максимален коэффициент отражения на кристаллографических плоскостях, т. е. это ДПИ. Так как в [8] более подробно рассматривалась схема дифракции по Лауэ, то интенсивность этой составляющей была несущественной, в то время как в работе [21] речь шла о ДПИ в случае схемы дифракции по Брэггу и интенсивность дифракционного максимума в основном определялась именно ДПИ. Угловые распределения излучения в такой геометрии исследовались в работах [22–23, 41]. Анализ эксперимента [41] невозможно провести в рамках кинематического приближения, так как необходимо учитывать вклад в интенсивность, даваемый не только ПРИ, но и ДПИ. Кроме того, при расчетах необходим строгий учет вклада излучения на обеих дисперсионных ветвях и интерференции между ПРИ и ДПИ.

2. Излучение под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц (пик излучения вперед)

В настоящее время существует большое число теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию свойств ПРИ. Однако практически во всех работах рассматривается излучение под углом $2\theta_B$ относительно направления распространения заряженных частиц. Первой экспериментальной попыткой обнаружить динамические максимумы, обусловленные периодиче-

ской структурой кристалла, была работа [39], в которой ПРИ исследовали под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц. Методика эксперимента принципиально не могла привести к обнаружению ПРИ, так как в нем измерялась интегральная интенсивность ПРИ, которая (при соответствующем энергетическом разрешении детектора) примерно на порядок ниже интенсивности переходного излучения, не связанного с кристаллической структурой. Несмотря на достаточно полное теоретическое описание механизма образования параметрического рентгеновского излучения и его основных свойств, попытки обнаружить ПРИ под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц до сих пор не увенчались успехом. Недавно такой эксперимент был поставлен в г. Томске [40]. К сожалению, несмотря на хорошие параметры детектора (его энергетическое разрешение не превышало 1 %, а угловое составляло порядка 0,1 мрад), они оказались недостаточны.

Между тем исследования ПРИ под малыми углами являются важными и актуальными по нескольким причинам: во-первых, в этих исследованиях возможно сразу в одном измерении получить сведения о структуре кристалла (в отличие от боковых пиков ПРИ пик вперед содержит большое количество максимумов, соответствующих дифракции фотонов на различных семействах кристаллографических плоскостей, что может служить основой для одновременного определения многих структурных амплитуд кристалла); во-вторых, излучение вперед отсутствует в кинематическом приближении, и его обнаружение положит конец часто возникающим вопросам о роли кинематического и динамического подходов в описании генерации ПРИ, однозначно доказав, что без динамической теории описать свойства ПРИ невозможно.

Общие выражения для спектрально-угловых распределений ПРИ в максимуме под малым углом относительно направления движения заряженных частиц были получены Барышевским в работе [11], согласно которой при рассмотрении излучения вперед следует различать два случая (см. рис. 1) – случай Лауэ:

$$\frac{d^2 N_s}{d\omega d\vec{O}} = \frac{e^2 Q^2 \omega}{4\pi^2 \hbar c^3} (\vec{e}_s \vec{v})^2 \left| \sum_{\mu=1,2} \xi_{\mu s}^0 e^{i \frac{\omega}{c\gamma_0} \varepsilon_{\mu s} L} \left[\frac{1}{\omega - \vec{k}\vec{v}} - \frac{1}{\omega - \vec{k}_{\mu s}\vec{v}} \right] \left[e^{\frac{i(\omega - \vec{k}_{\mu s}\vec{v})}{c} L_0} - 1 \right] \right|^2 \quad (3)$$

и случай Брэгга:

$$\frac{d^2 N_s}{d\omega d\vec{O}} = \frac{e^2 Q^2 \omega}{4\pi^2 \hbar c^3} (\vec{e}_s \vec{v})^2 \left| \sum_{\mu=1,2} \gamma_{\mu s}^0 e^{i \frac{\omega}{c\gamma_0} \varepsilon_{\mu s} L} \left[\frac{1}{\omega - \vec{k}\vec{v}} - \frac{1}{\omega - \vec{k}_{\mu s}\vec{v}} \right] \left[e^{\frac{i(\omega - \vec{k}_{\mu s}\vec{v})}{c} L_0} - 1 \right] \right|^2, \quad (4)$$

$$\xi_{1(2)s}^0 = \frac{2\varepsilon_{2(1)s} - \chi_0}{2(\varepsilon_{2(1)s} - \varepsilon_{1(2)s})}, \quad (5)$$

$$\gamma_{1(2)s}^0 = \frac{2\varepsilon_{2(1)s} - \chi_0}{(2\varepsilon_{2(1)s} - \chi_0) - (2\varepsilon_{1(2)s} - \chi_0) \exp\left(i \frac{\omega}{c\gamma_0} (\varepsilon_{2(1)s} - \varepsilon_{1(2)s}) L\right)}, \quad (6)$$

где $\vec{e}_1 \parallel [\vec{k}\vec{\tau}]$, $\vec{e}_2 \parallel [\vec{k}\vec{e}_1]$ – векторы поляризации излучения; $\vec{k}_{\mu s} = \vec{k} + \frac{\omega}{c\gamma_0} \varepsilon_{\mu s} \vec{N}$, \vec{N} – единичный вектор нормали к входной поверхности кристаллической пластинки, направленный внутрь кристалла; χ_0 , χ_τ , $\chi_{-\tau}$ – фурье-компоненты комплексных поляризуемостей кристалла;

$$\varepsilon_{\mu s} = \frac{1}{4} \left\{ -\alpha_B \beta_1 + \chi_0 (\beta_1 + 1) \pm \sqrt{[-\alpha_B \beta_1 + \chi_0 (\beta_1 - 1)]^2 + 4\beta_1 \chi_\tau^s \chi_{-\tau}^s} \right\}, \quad (7)$$

$$\alpha_B = \frac{2\vec{k}\vec{\tau} + \tau^2}{k^2}, \quad (8)$$

α_B – параметр, характеризующий отклонение от точного выполнения условия Брэгга ($\alpha_B = 0$ в случае точного выполнения условия Брэгга), $\beta_1 = \gamma_0 / \gamma_1$, $\gamma_0 = \vec{n}_\gamma \vec{N}$, $\vec{n}_\gamma = \frac{\vec{k}}{k}$, $\vec{n}_{\gamma\tau} = \frac{\vec{k} + \vec{\tau}}{|\vec{k} + \vec{\tau}|}$, $\gamma_1 = \vec{n}_{\gamma\tau} \vec{N}$, L_0 – толщина кристалла вдоль направления движения заряженной частицы $L_0 = L / \gamma_0$.

Сравним формулы (3) и (4) с хорошо известной формулой, описывающей рентгеновое переходное излучение в аморфной среде (ПИ) (см., например, [7]):

$$\frac{d^2 N_s}{d\omega d\vec{O}} = \frac{e^2 Q^2 \omega}{4\pi^2 \hbar c^3} (\vec{e}_s \vec{v})^2 \left| e^{\frac{i\chi_0 \omega}{2c\gamma_0} L} \left[\frac{1}{\omega - \vec{k}\vec{v}} - \frac{1}{\omega - \vec{k}_a \vec{v}} \right] \left[e^{\frac{i(\omega - \vec{k}_a \vec{v}) L_0}{c}} - 1 \right] \right|^2, \quad (9)$$

где $\vec{k}_a = \vec{k} + \frac{\omega\chi_0}{2c\gamma_0} \vec{N}$ – волновой вектор фотона в аморфной среде.

Очевидно, что структура формул, описывающих ПРИ и ПИ, очень похожа. Отличие же состоит в том, что в аморфной среде (или в кристалле вдали от условия Брэгга – условий дифракции) распространяется единственная волна с волновым

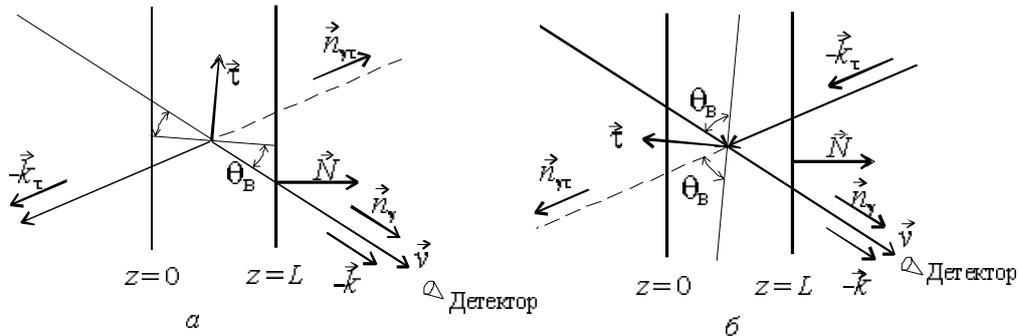


Рис. 1. Схемы регистрации излучения под малыми углами относительно направления распространения заряженных частиц:
а – схема дифракции по Лауэ, б – схема дифракции по Брэггу

вектором \vec{k}_a , в то время как в случае испускания ПРИ, как уже подчеркивалось выше, в кристалле как результат дифракции распространяется когерентная суперпозиция нескольких волн.

Если же значения частот и углов в формулах для ПРИ, испускаемого под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц (3) и (4), не удовлетворяют условиям дифракции (абсолютная величина параметра расстройки от точного условия Брэгга $|\alpha_B|$ становится гораздо больше $|\chi'_0|$), то эти формулы переходят в формулу для переходного излучения (9). Действительно, в этом случае $\varepsilon_{1s} \rightarrow \chi_0/2$ и $\xi_{1s}^0 \rightarrow 1$, $\xi_{2s}^0 \rightarrow 0$ (или же $\varepsilon_{2s} \rightarrow \chi_0/2$ и $\xi_{2s}^0 \rightarrow 1$, $\xi_{1s}^0 \rightarrow 0$, в зависимости от того $\alpha_B \gg |\chi'_0|$ или же $\alpha_B \ll -|\chi'_0|$). В то же время выражения для спектрально-угловой интенсивности ПРИ, испускаемого под большими углами (см. [11]), стремятся к 0, поскольку условия дифракции не реализуются.

Таким образом, в реальных условиях генерация ПРИ в кристалле в пик вперед всегда сопровождается рентгеновским переходным излучением. ПИ генерируется почти в ту же область частот и углов, что и ПРИ. Выражения (3) и (4) описывают, по сути дела, суммарное излучение ПРИ и ПИ. Наличие высокоразрешающих методов детектирования рентгеновских фотонов как по частотам, так и по углам испускания должно позволить более подробно исследовать характеристики ПРИ и отделить его от переходного излучения. Задачей является выяснение таких геометрических (области углов и частот, толщина кристалла) и других (например, энергия электронного пучка, выбор кристалла) параметров, при которых отличие результатов, полученных на основании выражений (3) и (4) и по формуле (9) (ПИ в аморфной среде), будет существенным, что позволит экспериментально обнаружить динамические максимумы (т. е. ПРИ) под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц.

3. Численный анализ интенсивности ПРИ под малым углом относительно направления движения заряженных частиц в геометрии, реализующей схему дифракции по Лауэ

Прежде всего следует отметить, что $\chi'_0 < 0$ и из формулы (1) вытекает, что только для одного корня $\varepsilon_{\mu s}$, для случая Лауэ это $\mu = 1$, реальная часть показателя преломления $n' > 1$. Как результат, разность $(\omega - \vec{k}_{1s} \vec{v})$ может обращаться в ноль, и член выражения (3), содержащий эту разность в знаменателе, начинает расти пропорционально L . С другой стороны, член выражения (3), содержащий аналогичную разность $(\omega - \vec{k}_{2s} \vec{v})$ в знаменателе, никогда не будет расти пропорционально L , поскольку эта разность ни при каких обстоятельствах не обращается в ноль. Это означает, что член, содержащий разность $(\omega - \vec{k}_{1s} \vec{v})$, дает принципиальный вклад в интенсивность излучения, если толщина кристалла вдоль направления движения частицы $L/\gamma_0 \gg l_0$ ($l_0 = \lambda\gamma^2$ – когерентная длина

излучения в вакууме, λ – длина волны излучения; для $\lambda = 10^{-8}$ см и $\gamma = 10^3$ это дает $L/\gamma_0 \gg 10^{-2}$ см). Для случая $L/\gamma_0 \sim l_0$ необходимо учитывать при интегрировании по частотам все члены в выражении (3). Для квазичеренковских фотонов когерентная длина излучения $L_{коз} = \frac{c}{(\omega - \vec{k}_{1s} \vec{v})}$ равна бесконечности и ПРИ формируется на всей

толщине кристалла L . Сказанное справедливо только в случае пренебрежения поглощением фотонов в веществе. В кристалле толщиной L , много большей, чем глубина поглощения L_{abs} , излучение формируется на пути движения частицы по порядку величины, равном L_{abs} . Как следствие, с увеличением толщины кристалла интенсивность ПРИ перестает в конце концов увеличиваться с ростом L и оказывается прямо пропорциональной величине L_{abs} . Тогда в геометрии дифракции по Лауэ выражение для угловой интенсивности ПРИ можно записать в виде

$$\frac{dN_{0s}}{d\Omega} = \frac{e^2 Q^2}{4\pi\hbar c} \vartheta^2 \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos^2 \varphi} \right] \frac{\beta_1 r_s^2}{\left((\gamma^{-2} - \chi'_0 + \vartheta^2)^2 + \beta_1 r_s' \right) (\gamma^{-2} - \chi'_0 + \vartheta^2)^2 \sin^2 \theta_B}, \quad (10)$$

$$L_{eff} = L_{abs}^{1s} (1 - \exp(-L/\gamma_0 / L_{abs}^{1s})),$$

где $L_{abs}^{1s} = \frac{c}{\beta_1 \omega_B \chi_0''} \frac{\left((\gamma^{-2} - \chi'_0 + \vartheta^2)^2 + \beta_1 r_s' \right)}{\left((\gamma^{-2} - \chi'_0 + \vartheta^2 + \delta_s)^2 + r_s' - \delta_s^2 \right)}$ – длина поглощения рентгеновских фотонов;

$r_s' + i r_s'' = \chi_\tau^s \chi_{-\tau}^s$; $\delta_s = \frac{r_s''}{2\chi_0''}$, здесь для $s = \sigma$ выбирается множитель $\sin^2 \varphi$, для $s = \pi$ – множитель $\cos^2 \varphi$.

Анализ выражения (10) показывает, что в случае $L_0 \ll L_{abs}$ (при этом $L_{eff} = L_0$) максимум в угловом распределении ПРИ достигается на угле ϑ_0 , который лежит в диапазоне $\vartheta_{ph} / \sqrt{3} \leq \vartheta_0 \leq \vartheta_{ph}$, в зависимости от соотношения между $\beta_1 r_s'$ и ϑ_{ph}^4 , $\vartheta_{ph} = \sqrt{\gamma^{-2} - \chi'_0}$ – эффективный угол испускания ПРИ (угол, на котором достигается максимум в угловом распределении ПРИ в боковом дифракционном максимуме). Если $\sqrt{\beta_1 r_s'} \ll \gamma^{-2} - \chi'_0$, то $\vartheta_0 = \vartheta_{ph} / \sqrt{3}$, в обратном случае $\vartheta_0 = \vartheta_{ph}$. В ситуации, когда $L_0 \gg L_{abs}$ и $L_{eff} = L_{abs}$, для фотонов с σ -поляризацией может реализоваться случай аномального поглощения: при выполнении условия $\vartheta_{ph}^2 + \delta_s \ll \vartheta_{ph}^2$ ($\delta_s < 0$) и $r_s' - \delta_s^2 \ll r_s'$ длина поглощения фотонов ПРИ может стать значительно больше длины поглощения фотонов в аморфной среде $L_{abs} = \frac{c}{\omega \chi_0''}$.

Таким образом, для обнаружения динамических максимумов в пике излучения вперед необходимо подобрать такие параметры эксперимента, чтобы вклад квазичеренковской моды излучения в интенсивность был заметен на фоне нечеренковской составляющей. Фактически квазичеренковская составляющая в угловом распределении излучения определяется выражением (10), а она становится доминирующей при выполнении условия $L_{eff} \gg l_0$, где под L_{eff} понимается длина, с которой происходит когерентное испускание. В реальных экспериментальных ситуациях (с учетом поглощения и многократного рассеяния) эта длина может «обрезаться» глубиной поглощения L_{abs} или когерентной длиной тормозного излучения L_{Br} . Как было подчеркнуто выше, при $L_{eff} \sim l_0$ для получения угловых распределений необходимо проводить численное интегрирование по частоте формулы (3) с учетом всех входящих в нее членов. Вклад квазичеренковской компоненты можно определить сравнением этих распределений с угловыми распределениями переходного излучения в аморфной среде, полученными интегрированием по частоте выражения (9).

В качестве примера на рис. 2 приведены спектрально-угловые распределения излучения с энергией квантов 10 кэВ в кристалле толщиной $L = 0,1$ см на угле 2,4 мрад, плоскость дифракции (111), симметричное отражение ($\gamma_0 = \gamma_1 = \cos \theta_B$), энергия электронов – $E_p = 855$ МэВ. Пучок электронов такой энергии предполагается использовать для обнаружения ПРИ под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц на микротроне в г. Майнце [43].

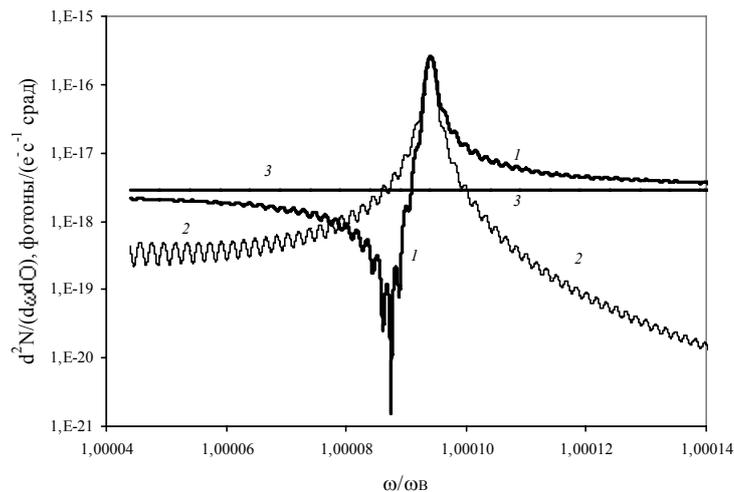


Рис. 2. Спектрально-угловые распределения излучения, рассчитанные по формулам: 1 – (3) с учетом всех членов, 2 – (3) только для члена, пропорционального $\frac{1}{\omega - \vec{k}_{1s} \vec{v}}$, 3 – ПРИ по формуле (9)

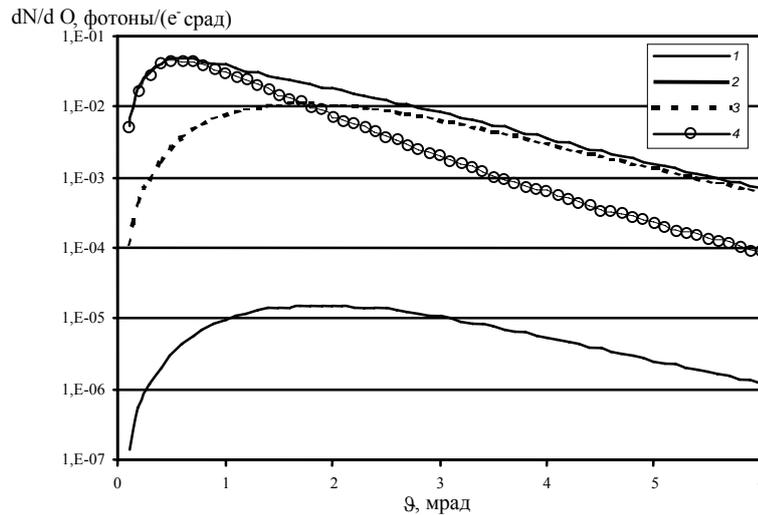


Рис. 3. Угловые распределения излучения: 1 – согласно формуле (10), 2 – интегрированием (3) с учетом всех членов выражения, 3 – интегрированием (3), но только с учетом члена, пропорционального $\frac{1}{\omega - k_{1s}\vec{v}}$, 4 – переходное излучение согласно (9)

На рис. 3 приведены угловые распределения суммарного излучения, полученные интегрированием (3) с учетом всех членов выражения, – график 2; переходного излучения в аморфной пластинке толщиной 0,1 см (интегрирование выражения (9)) – график 4; угловые распределения излучения, полученного интегрированием выражения (3) для первой дисперсионной ветви и без учета «вакуумного» члена (кривая 3), и согласно формуле (10) (кривая 1). Начиная с некоторого угла ($\Omega \sim 1$ мрад) суммарное угловое распределение, полученное с учетом динамической дифракции в кристалле, начинает превышать угловую интенсивность для излучения в аморфном веществе.

Таким образом, для наблюдения ПРИ в экспериментах по измерению угловых распределений необходимо использовать детекторы, энергетическое разрешение которых не хуже $\Delta\omega/\omega_B \sim 10^{-4}$.

4. Численный анализ интенсивности ПРИ в геометрии, реализующей схему дифракции по Брэггу

Выражение для углового распределения ПРИ в пике излучения вперед в геометрии дифракции по Брэггу может быть получено интегрированием по частоте выражения (4) с использованием некоторых приближений. Как и в случае геометрии Лауэ, только для одного корня $\epsilon_{\mu s}$ реальная часть показателя преломления $n' > 1$. Как результат, разность $(\omega - k_{\mu s}\vec{v})$ именно для этого μ может обращаться в ноль и член выражения (4), содержащий эту разность в знаменателе, начинает расти пропорционально L . На первый взгляд, это означает, что член, содержащий такую разность, как и для случая Лауэ, будет давать основной

вклад в излучение при возрастании толщины кристалла вдоль направления движения частицы. Однако в случае дифракции по Брэггу имеется существенное отличие физических явлений, протекающих в кристалле, от случая дифракции по Лауэ, которое определяется различием условий для амплитуд на границах раздела «кристалл – вакуум». В случае Лауэ комплексный характер поляризуемости, угловых функций и волновых векторов внутри кристалла выражает истинное поглощение рентгеновских лучей. В случае Брэгга наряду с поглощением наблюдается экстинкция – интерференционный эффект, действие которого для некоторых случаев в определенной части области максимума значительно превосходит действие поглощения. Характерной чертой отражения по Брэггу является различие физического механизма рассеяния в разных частях области дифракционного максимума. Так, в некоторой области максимума волновые векторы в решетке принимают комплексные значения. По аналогии с волновыми векторами в поглощающих кристаллах это означает экспоненциальное ослабление интенсивностей таких волн по мере их проникновения вглубь кристаллов. Соответствующая область максимума носит название области полного отражения. Возможность эффекта полного отражения, обусловленного существованием неоднородной волны в кристалле, требует при расчете интенсивности излучения в схеме дифракции по Брэггу учета обеих дисперсионных ветвей $\epsilon_{\mu\nu}$. В такой ситуации для получения углового распределения необходимо проводить численное интегрирование (4) по частотам вблизи ω_B .

Аналитические выражения для угловой интенсивности ПРИ в геометрии дифракции по Брэггу для бокового дифракционного максимума и для излучения под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц были получены соответственно в работах [8] и [11]. В обеих работах при получении угловых распределений полагалось, что основной вклад в интенсивность дают «объемные» члены, т. е. ответственные за излучение внутри кристалла. Кроме того, учитывалось излучение, соответствующее только одной дисперсионной ветви, для которой разность $(\omega - \vec{k}_{\mu\nu} \vec{v})$ в (4) (для пика излучения вперед) обращается в 0. Последнее допущение означает, что при выводе формул предполагалось, что квазичеренковский максимум лежит вдали от области полного отражения.

Рассмотрим излучение, генерируемое электронным пучком с энергией $E_p = 855$ МэВ [43] в геометрии, изображенной на рис. 4. Расчеты были проведены для кристалла кремния толщиной $L = 0,01$ см, дифракция реализуется на плоскостях (111), энергия излучения 20 кэВ. Спектрально-угловые распределения и «срезы» угловых распределений рассчитывались для азимутального угла $\varphi = \pi/2$, что соответствует σ -поляризации ПРИ.

В качестве примера на рис. 5 и рис. 6 приведены спектрально-угловые и угловые распределения излучения с энергией 20 кэВ на $\vartheta = 2,4$ мрад, $\psi_1 = 1,4065$ рад и $\psi_2 = 1,6045$ рад. На рис. 5 цифрой 1 обозначено распределение, полученное с учетом всех членов выражения (4). Прямая, обозначенная цифрой 4, представляет собой спектрально-угловое распределение излучения на этом же угле, но полученное без учета кристаллической структуры мишени, т. е. согласно формуле (9). Помимо этих двух распределений приведены распределения излучения для

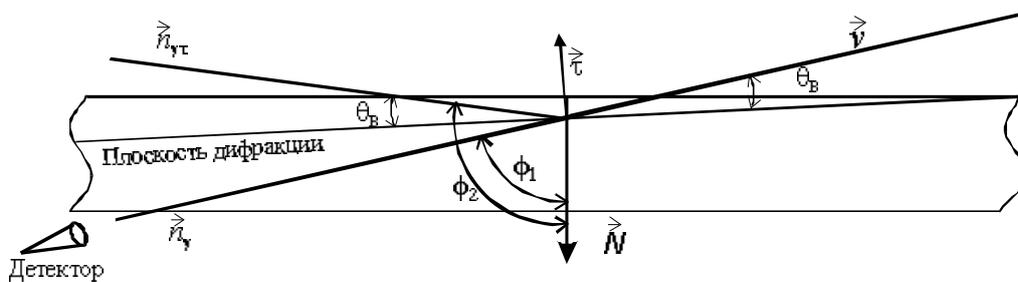


Рис. 4. Геометрия наблюдения ПРИ в случае дифракции по Брэггу, излучение под малым углом относительно направления движения заряженных частиц: $\cos \phi_1 = \gamma_0$, $\cos \phi_2 = \gamma_1$

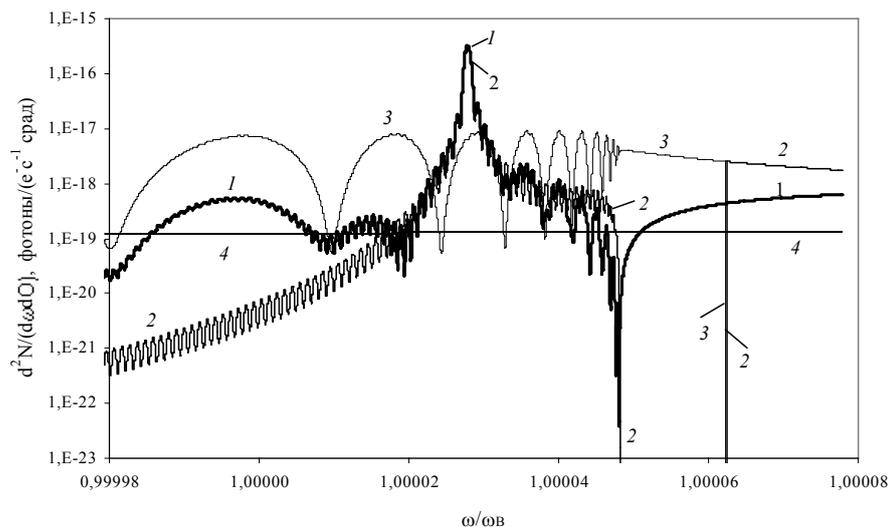


Рис. 5. Спектрально-угловое распределение излучения : 1 – расчет по формуле (4) с учетом всех членов; 2 – расчет по (4) для $\mu = 1$ без учета членов, пропорциональных $\frac{1}{\omega - k\bar{v}}$; 3 – расчет по (4) для $\mu = 2$ без учета членов, пропорциональных $\frac{1}{\omega - k\bar{v}}$; 4 – расчет по формуле (9)

обеих ветвей $\mu = 1, 2$ без учета излучения, возникающего на вакуумных участках траектории, т. е. связанного с членами, пропорциональными $\frac{1}{\omega - k\bar{v}}$. Как видно из рисунка, ветви с индексом $\mu = 1$ соответствует ярко выраженный максимум.

Спектрально-угловая интенсивность излучения, соответствующего дисперсионной ветви с индексом $\mu = 2$, испытывает биения по частоте, период которых уменьшается по мере приближения к области полного отражения. Ниже, на рис. 6, приведено угловое распределение излучения полученное: 1 – интегрированием (4) с учетом всех членов; 2 – интегрированием (4) для $\mu = 1$ без учета

членов, пропорциональных $\frac{1}{\omega - k\vec{v}}$; 3 – аналогично 2, но для $\mu = 2$; 4 – интегрированием (9).

Как видно из рис. 6, на полярных углах $\vartheta > 1,5$ мрад интенсивность излучения, полученная интегрированием (4), начинает превосходить угловую интенсивность излучения, полученную интегрированием (9). Именно это превышение излучения в кристалле в условиях динамической дифракции над излучением, испускаемым из пластинки при невыполнении условий дифракции (аналогичное излучению в аморфной среде), можно использовать для обнаружения динамических максимумов (ПРИ) в пике излучения под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц.

Проведенные исследования спектрально-угловых распределений излучения в кристаллической пластинке в максимуме под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц на основании общих выражений (3) (геометрия Лауэ) и (4) (геометрия Брэгга) показали, что в спектрах излучения имеются ярко выраженные максимумы, соответствующие углам и частотам, на которых выполняется условие Вавилова – Черенкова (1). В геометрии Лауэ на углах излучения порядка $\theta_0 \sim \sqrt{|\chi'_0|/3}$ спектрально-угловая интенсивность ПРИ в максимуме превышает интенсивность переходного излучения более чем на два порядка, однако ширина максимума составляет всего $(10^{-6} \div 10^{-7}) \times \omega_B$ (без учета влияния многократного рассеяния, приводящего к уширению линии и к одновременному уменьшению интенсивности в максимуме). При сравнении угловых

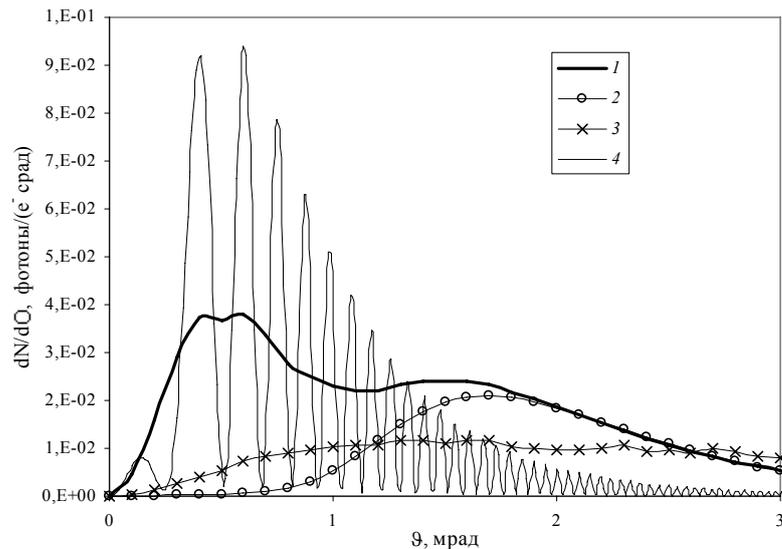


Рис. 6. Угловое распределение излучения, полученное: 1 – интегрированием (4) с учетом всех членов; 2 – интегрированием (4) для $\mu = 1$ без учета членов, пропорциональных $\frac{1}{\omega - k\vec{v}}$; 3 – аналогично 2, но для $\mu = 2$; 4 – интегрированием (9)

распределений излучения в кристалле в условиях дифракции и в аморфной пластинке (или в кристалле вдали от условий дифракции), полученных для узкого спектрального диапазона излучения $\sim 10^{-4} \times \omega_B$, можно видеть, что на больших полярных углах $\geq \theta_0$ интенсивность излучения в условиях дифракции начинает превышать интенсивность переходного излучения. Для схемы дифракции по Брэггу возможно выбрать такую геометрию измерений, в которой угловое распределение излучения существенным образом отличается от излучения вдали от условий дифракции. Однако для получения таких угловых распределений требуется интегрировать выражения (3) и (4) по частоте в диапазоне $\Delta\omega/\omega_B \sim 10^{-4}$. Таким образом, для обнаружения ПРИ на фоне сильного сигнала переходного излучения необходимы детекторы с высоким энергетическим разрешением, а все неудачные попытки наблюдения ПРИ под малыми углами относительно направления движения заряженных частиц [39, 40] объясняются тем, что в экспериментах измерялся квантовый выход ПРИ, причем энергетическое разрешение детектора не превышало 1 %.

Литература

1. Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969.
2. Барышевский В. Г. // Докл. АН БССР. 1971. Т. 15, № 4. С. 306–308.
3. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61, № 3(9). С. 944–948; ЖЭТФ. 1973. Т. 64, № 2. С. 760.
4. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. // Докл. АН БССР. 1974. Т. 18, № 6. С. 499–502.
5. Гарибян Г. М., Ян Ши // ЖЭТФ. 1971. Т. 61, вып. 3(9). С. 930–943.
6. Гарибян Г. М., Ян Ши // ЖЭТФ. 1972. Т. 63, вып. 4(10). С. 1198–1211.
7. Франк И. М. Излучение Вавилова – Черенкова. М., 1988.
8. Барышевский В. Г., Грубич А. О., Ле Тьен Хай // ЖЭТФ. 1988. Т. 94, № 5. С. 51–65.
9. Авакян А. Л., Агинян М. А., Гарибян Г. М., Ян Ши // ЖЭТФ. 1975. Т. 68, № 6. С. 2038–2045.
10. Афанасьев А. М., Агинян М. А. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74, вып. 2. С. 570–579.
11. Baryshevsky V. G. // Nucl. Instr. Meth. 1997. Vol. B122. P. 13–18.
12. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D. // Phys. Lett. 1976. Vol. A57. P. 183–186.
13. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D. // J. Physique. 1983. Vol. 44. P. 913–922.
14. Feranchuk I. D., Ivashin A. V. // J. Physique. I. 1985. Vol. 46. P. 1981–1986.
15. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D., Grubich A. O. and Ivashin A. V. // Nucl. Instr. Meth. 1986. Vol. A249. P. 306–319.
16. Feranchuk I. D., Ulyanekov A. P. // Acta Cryst. 1999. Vol. A55. P. 466–470.
17. Feranchuk I. D., Ulyanekov A. P., Harada J. and Spence J. C. H. // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 62, № 3. P. 4225–4234.
18. Nitta H. // Phys. Lett. 1991. Vol. A158. P. 270–274.
19. Nitta H. // Phys. Rev. 1992. Vol. B45. P. 7621–7626.
20. Nitta H. // Nucl. Instr. Meth. 1996. Vol. B115. P. 401–404.
21. Caticha A. // Phys. Rev. 1989. Vol. A40. P. 4322–4329.
22. Caticha A. // Phys. Rev. 1992. Vol. B45. P. 9541–9550.
23. Воронов В. П., Камышанченко Н. В., Насонов Н. Н., Насонова В. А. // Ядерная физика. 2000. Т. 63, № 11. С. 2101–2104.
24. Artru X., Rullhusen P. // Nucl. Instr. Meth. 1998. Vol. B145. P. 1–7.
25. Afanassenko V. P., Baryshevsky V. G., Lobko A. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. A334. P. 631–637.

26. Asano S., Endo I., Harada M., Nitta H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70, № 21. P. 3247–3250.
27. Fiorito R. F. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. B79. P. 758–761.
28. Shchagin A. V., Pristupa V. I., Khizhnyak N. A. // Proc. of RREPS. Tomsk, Russia, 1993. P. 62–75; Nucl. Instr. Meth. 1995. Vol. B99. P. 277–280.
29. Fiorito R. F. et al. // Phys. Rev. 1995. Vol. E51. P. R2759–R2762.
30. Endo I., Harada M., Nitta H., Potylitsin A. P. et al. // Phys. Rev. 1995. Vol. E51. P. 6305–6308.
31. Freudenberger J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74, № 13. P. 2487–2490.
32. Воробьев С. А., Калинин Б. Н., Пак С. Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41, вып. 1. С. 3–6.
33. Адищев Ю. Н., Барышевский В. Г., Воробьев С. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41, вып. 7. С. 259–297.
34. Didenko A. N., Kalinin B. N., Pak S. et al. // Phys. Lett. 1985. Vol. 110A, № 3. P. 177–179.
35. Baryshevsky V. G. et al. // Phys. Lett. 1985. Vol. 110A, № 9. P. 477–479.
36. Афанасенко В. П., Барышевский В. Г., Зуевский Р. Ф. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 15, вып. 1. С. 33–36.
37. Афанасенко В. П., Барышевский В. Г., Зуевский Р. Ф. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54, вып. 9. С. 493–495.
38. Afanasenko V. P., Baryshevsky V. G., Lobko A. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. A334. P. 631–637.
39. Yuan L. C. L., Alley P. W., Bamberger A. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1985. Vol. A234, № 3. P. 426–429.
40. Внуков И. Е., Калинин Б. Н., Науменко Г. А., Падалко Д. В., Потылицын А. П. // Тезисы докладов XXIX конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1999. С. 54.
41. Freudenberger J. et al. // Parametric X Radiation and Approaches to Application. International Workshop on radiation Physics with relativistic electrons. 198. WE – Heraeus-Seminar. June 9–12, 1998 in Tabarz/Germany.
42. Ter-Mikayelyan M. L. // E-print archives www.lanl.gov: hep-ex/0003015 13 March 2000.
43. Mainz Microtron MAMI. Collaboration X1: Coherent production of soft X-rays. Search for Parametric X-ray Radiation in Forward Direction. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz.

PARAMETRICAL X-RADIATION IN CRYSTALS

O. M. Lugovskaya

The parametric X-ray radiation (PXR) generated by a particle uniformly moving through a crystal has threshold behavior the same the ordinary Cerenkov radiation and its intensity is proportional to the crystal length or photon absorption length. It is important to stress, that PXR does not should be mixed with so-called resonance [1] radiation. In the contrary of PXR, which frequencies are determined only by a crystal constant, the frequency of resonance radiation depends on a particle energy [1].

The production mechanism of X-ray radiation generated by a charged particle moving through a crystal was studied and by many authors either within kinematical or dynamical theories [2–24]. The main difference between kinematical or dynamical theories is that, in case of the two-wave approximation, in the former the coherent coupling via the medium between the wave diffracted into the Bragg direction and the wave diffracted into forward direction has been ignored while in dynamical theory it has been taking into account.

The important feature of the dynamical theory [8, 11, 13] is that it predicts also a forward PXR-component near the direction of the charged particle velocity. Up to now all attempts to observe forward PXR have met with failure [39, 40]. Observation of this forward component would prove the necessity to describe PXR by a dynamical theory and would uniquely corroborate the quasi-Cerenkov mechanism of PXR. So it is very important to investigate spectral-angular and angular characteristics of forward PXR in order to introduce some recommendations of experimental procedure for forward PXR detection.