

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
**«БЕЛГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**
(Н И У « Б е л Г У »)

ИНСТИТУТ ИНЖЕНЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ЕСТЕСТВЕННЫХ НАУК

КАФЕДРА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЗЕРКАЛ ДЛЯ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ
ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ**

Магистерская диссертация

студентки очной формы обучения
направления подготовки 03.04.02 Физика
Программа физика конденсированного состояния
группы 07001536
Сидниной Ирины Романовны

Научный руководитель

Д.ф-м.н., профессор Внуков И. Е.

Рецензент

К. Ф-м.н., доцент Москаленко Н. И.

БЕЛГОРОД 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|--|----|
| ВВЕДЕНИЕ..... | 3 |
| ГЛАВА 1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИФРАГИРОВАННОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ | |
| 1.1 Теоретическое описание..... | 8 |
| 1.2 Общее рассмотрение..... | 11 |
| 1.3 Результаты расчетов..... | 14 |
| 1.4 Зависимость параметров угловых распределений от условий измерений..... | 20 |
| 1.5 Недостатки предлагаемого метода и возможные пути их устранения..... | 26 |
| 1.6 Выводы..... | 28 |
| ГЛАВА 2 АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИФРАГИРОВАННОГО ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ..... | 30 |
| 2.1 Введение..... | 30 |
| 2.2 Теоретическое рассмотрение..... | 31 |
| 2.3 Результаты расчетов..... | 34 |
| 2.4 Анализ возможности использования рентгеновских зеркал для диагностики параметров пучков быстрых электронов..... | 41 |
| 2.5 Выводы..... | 44 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ..... | 46 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ..... | 48 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ 1..... | 51 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ 2..... | 52 |

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время пучки заряженных частиц, получаемых на ускорителях, широко используются в различных отраслях науки и техники. В современных ускорителях, как для их надежной работы, так и для интерпретации экспериментальных данных, чрезвычайно важна информация о параметрах пучка, в частности, его расходимости, поперечных размерах и продольном и поперечном распределении частиц в отдельном банче.

Планирование строительства линейных электрон-позитронных коллайдеров: International Linear Collider (ILC) и Compact Linear International Collider (CLIC) на энергию до 1 ТэВ требует разработки новых методов неразрушающей диагностики параметров пучков этих ускорителей.

Одним из наиболее важных параметров, определяющих эффективность использования проектируемых линейных электрон-позитронных коллайдеров [1, 2], является светимость:

$$L = \frac{n_b N^2 f_{rep}}{4\pi\sigma_x\sigma_y} H_D ,$$

где n_b - количество банчей, N – число частиц в банче, f_{rep} - частота повторения, H_D - фактор усиления светимости, σ_x и σ_y характерные размеры пучка в горизонтальном и вертикальном направлении, соответственно. Для коллайдера ILC планируемое значение светимости $L \sim 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и выше достигается в том числе и за счёт малых размеров пучков в месте встречи $\sim 5 \times 100 \text{ нм}^2$ [1]. Развитые к настоящему времени возмущающие [3] и невозмущающие [4, 5] методы определения поперечных размеров пучков, основанные на регистрации оптического излучения из металлических фольг, установленных в ускорителе, не в состоянии обеспечить измерения параметров пучков с такими размерами из-за когерентных эффектов в излучении [6]. Та же проблема возникает в случае создания лазера на

свободных электронов (ЛСЭ) в рентгеновском диапазоне с использованием линейных ускорителей со сгустками фемтосекундной длительности на энергию несколько десятков ГэВ [3].

Одним из методов, способных обеспечить невозмущающее измерение пространственных размеров пучка сверхбыстрых электронов, является использование Шинтайк монитора, основанного на взаимодействии частиц исследуемого пучка с интерферирующим пучком лазерного излучения, и регистрации рассеянных комптоновских фотонов, вылетающих в направлении движения пучка электронов [7]. Недавно с помощью этого метода были измерены размеры пучка КЕК-АТФ в диапазоне от 20 нм до нескольких микрон с погрешностью не более 10% [8]. Для использования этого метода необходимо отворачивать пучок электронов магнитом после взаимодействия с пучком лазерных фотонов, поэтому его использование в ЛСЭ рентгеновского диапазона невозможно, а для условий коллайдера потребует больших дополнительных затрат. По этой же причине он не может использоваться для промежуточной диагностики и контроля параметров электронного и позитронного пучков в коллайдере в процессе ускорения.

Очевидным выходом из сложившейся ситуации может явиться уменьшение длины волны регистрируемого излучения за счет перехода к рентгеновскому диапазону частот и механизму параметрического рентгеновского излучения (ПРИ), предложенное в работе [9], см., также, [10]. Этот механизм излучения иногда называют дифракцией виртуальных фотонов поля частицы в кристалле, отличающегося от поля частицы в вакууме из-за эффекта поляризации среды [9].

Выбор механизма ПРИ для определения размеров пучка частиц на мишени, сделанный авторами вышеупомянутых работ, обусловлен тем фактом, что оно испускается под большими углами к направлению движения частиц, и может быть сравнительно легко зарегистрировано обычными детекторами рентгеновского диапазона. Развитые к настоящему времени методы расчёта характеристик ПРИ в кинематическом приближении

обеспечивают согласие с результатами измерений в широком диапазоне энергий частиц вплоть до нескольких ГэВ с погрешностью не хуже 10-15% [11].

Исследование влияния размеров электронного пучка на пространственное распределение ПРИ электронов с энергией 855 МэВ из кристалла кремния толщиной 50 микрон в эксперименте [12] с помощью рентгеновской камеры высокого разрешения (HRC) [13] на основе тонкого сцинтиллятора, соединенного световодами с CCD матрицей, подтвердило принципиальную возможность оценки поперечных размеров пучка электронов с помощью таких измерений. Результаты измерений пространственного размера пучка электронов с энергией 255 МэВ с помощью механизма ПРИ в кристалле кремния толщиной 20 микрон и координатного детектора на основе тонкой пластины из $\text{BaF}(\text{Br},\text{I}):\text{Eu}^{2+}$ (IP) [14] в эксперименте [15] совпали с результатами измерений с помощью оптического переходного излучения (ОПИ).

В отличие от Шинтайк монитора устройства, реализующие этот способ измерения, могут использоваться на любой стадии ускорения, требуют существенно меньших затрат и могут быть сравнительно легко встроены в систему управления ускорителем заменив уже существующие мониторы пучка на основе оптического переходного излучения [3], оптического дифракционного излучения (ОДИ) [4] и излучения Смита-Парсела (ИСП) [5].

Необходимо отметить, что результаты измерений, выполненных в выше цитированных статьях и ряде других экспериментальных работ с тонкими кристаллами, не совпадали с результатами предсказаний теории ПРИ. Интенсивность излучения в центре углового распределения была существенно выше, чем предсказывает теория ПРИ, согласно которой в центре рефлекса должно наблюдаться практически полное отсутствие выхода излучения.

ПРИ быстрых электронов в кристаллах всегда сопровождается дифрагированными в нём свободными фотонами, которые рождаются непосредственно внутри кристалла или на его поверхности [16, 17]. В первом случае можно говорить о дифрагированном тормозном излучении (ДТИ), а во втором о дифрагированном переходном излучении (ДПИ). Первый тип излучения преобладает при выполнении условия $\omega \gg \gamma\omega_p$, где ω - энергия фотона, γ - Лоренц-фактор, а ω_p - плазменная частота среды. Вторым при выполнении противоположного условия. Если выполняется условие $\omega \sim \gamma\omega_p$, наблюдается вклад обоих механизмов излучения. Соотношение вкладов ПРИ и дифрагированных реальных фотонов в полную интенсивность излучения определяется толщиной кристалла и другими экспериментальными условиями.

Поэтому вполне естественно предположить, что наблюдаемое отличие результатов измерений в тонких кристаллах от предсказаний теории ПРИ связано с дифракцией реальных фотонов. Недавно в работе [18] было показано, что с ростом энергии частиц угловая плотность ДПИ становится существенно больше угловой плотности ПРИ в центре рефлекса, и высказано предположение, что для оценки параметров пучка частиц высоких энергий (более 10 ГэВ) удобнее использовать дифрагированное переходное излучение, а не ПРИ.

Не менее важной проблемой, возникающей при использовании оптического переходного излучения для анализа параметров пучков современных ускорителей, стало рассеяние частиц в процессе прохождения фольг, на которых происходит генерация излучения, используемого для анализа параметров пучка, что очень нежелательно при его применении в рентгеновском ЛСЭ и коллайдерном режиме, где необходимы малые поперечные размеры и расходимость. Для решения этой проблемы в последнее время используется механизм оптического дифракционного излучения, возникающего при пролете пучка вблизи проводящей мишени. Дифракционное излучение заряженных частиц имеет практически ту же

природу, что переходное излучение и ПРИ. Во всех случаях излучают атомы среды, электронные оболочки которых подверглись возмущению со стороны кулоновского поля быстрой частицы. К сожалению и этот тип излучения до сих пор применяется только в оптической области и, как следствие этого, перестает адекватно работать при уменьшении размера пучка частиц. Поэтому возможность использования дифракционного излучения в рентгеновском диапазоне представляется весьма интересной и актуальной.

Наличие нерешённых проблем и очевидные преимущества использования рентгеновского излучения электронов в тонких кристаллах для диагностики параметров пучков электронов сверхвысоких энергий позволяют считать исследования в этом направлении важными и актуальными.

Исходя из выше изложенного, цель предлагаемой работы можно сформулировать следующим образом:

- 1) Проанализировать применимость существующих механизмов генерации дифрагированного излучения в тонких кристаллах для измерения параметров пучков частиц высокой энергии и выбрать наиболее оптимальный.
- 2) Для выбранного механизма определить оптимальные условия регистрации излучения для измерения параметров пучков частиц высокой энергии. Оценить достоинства и недостатки.
- 3) Исследовать возможность применения дифракционного излучения в рентгеновском диапазоне для измерения параметров пучков релятивистских частиц. Оценить достоинства и недостатки.
- 4) Оценить перспективы использования искусственных периодических структур – рентгеновских зеркал для невозмущающего измерения параметров пучков быстрых частиц и наметить пути реализации.

ГЛАВА 1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ПОМОЩЬЮ ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ

1.1 Теоретическое описание

В эксперименте, как правило, все механизмы генерации излучения под Брэгговскими углами реализуются одновременно, поэтому приведем основные формулы и подходы, использованные при проведении вычислений, следуя, в основном, работам [17, 19]. Известно, что кинематическая теория ПРИ описывает результаты измерений для энергий электронов от нескольких МэВ до единиц ГэВ с погрешностью не хуже 10-15%, поэтому для расчёта выхода ПРИ использована формула спектрально-углового распределения, полученная в кинематическом приближении в работе [20], (здесь и далее используется система единиц $\hbar = m_e = c = 1$):

$$\frac{d^2 N}{dZ d\Omega} = \frac{\sum_{\alpha} \alpha \omega^3 |\chi_{\vec{g}}|^2}{2\pi \varepsilon_0^{3/2} \beta (1 - \sqrt{\varepsilon_0} \vec{\beta} \vec{n})} \left[\frac{(\omega \vec{\beta} - \vec{g}) \vec{e}_{\vec{k}\alpha}}{(\vec{k}_{\perp} + \vec{g}_{\perp})^2 + \frac{\omega^2}{\beta^2} \{\gamma^{-2} + \beta^2 (1 - \varepsilon_0)\}} \right]^2, \quad (1.1)$$

где $\varepsilon_0 = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, $\vec{\beta} = \beta \vec{n}_0$ - вектор скорости электрона, \vec{n}_0 , \vec{n} - единичные векторы в направлении налетающего электрона и излученного фотона (с энергией ω и импульсом \vec{k}), \vec{g} - вектор обратной решетки, $\vec{e}_{\vec{k}\alpha}$ - поляризационные векторы, \perp - индекс, обозначающий проекции векторов на плоскость, перпендикулярную к \vec{n}_0 . Остальные обозначения являются общепринятыми. Через $|\chi_{\vec{g}}|^2$ обозначена величина:

$$|\chi_{\vec{g}}|^2 = |S(\vec{g})|^2 \exp(-2W) \left[-\frac{\omega_2^p}{\omega^2} \frac{f(\vec{g})}{z} \right]^2, \quad (1.2)$$

где $|S(\vec{g})|^2$ - структурный фактор, $\exp(-2W)$ - фактор Дебая-Уоллера, $f(\vec{g})$ - Фурье -компонента пространственного распределения электронов в атоме кристалла ($f(0) = z$, z - число электронов в атоме).

Учёт зависимости спектрально-углового распределения ПРИ от угла между направлением движения электрона и плоскостью кристалла основан на подходе, предложенном в работе [21], где для упрощения вычислений вводится несколько систем координат, связанных с направлением первичного электронного пучка (лабораторная система), направлением плоскости кристалла (система кристалла) и с направлением движения испущенного фотона (система координат детектора).

Переход от систем координат кристалла и детектора, где соответствующие величины описываются наиболее просто, в лабораторную систему координат, где они используются для проведения расчётов, осуществляется при помощи соответствующих матриц преобразования. Расходимость электронного пучка, падающего на мишень, многократное рассеяние электронов в кристалле, коллимация излучения и остальные экспериментальные факторы учитывались согласно методике, приведённой в [13].

Для электронов высоких энергий излучение в рентгеновском диапазоне энергий квантов ($\omega \leq 100$ кэВ) кроме ПРИ генерируется через механизм переходного излучения. Интенсивность тормозного излучения подавлена из-за эффекта Тер-Микаэляна [22, 23]. Спектрально угловое распределение интенсивности переходного излучения (ПИ) на границе вакуум среда без учёта поляризации получаемого излучения может быть представлено в виде [24]:

$$\frac{d^2 I_{III}}{d\omega d\theta} = \frac{2e^2 \theta^3}{\pi} \left| \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} + \omega_p^2 / \omega^2} \right|^2, \quad (1.3)$$

где θ - полярный угол вылета фотона относительно направления движения электрона.

Для упрощения задачи предположим, что ПИ генерируется непосредственно на входе в кристалл и затем дифрагирует в нём. Такое предположение вполне справедливо для толщин кристаллов $T > l_{coh}$.

Угол вылета фотона в выражении (1.3) отсчитывается от направления движения излучающего электрона. Тогда как в эксперименте обычно измеряется распределение выхода результирующего излучения $Y(\omega, \theta)$ в зависимости от угла наблюдения θ относительно центра рефлекса, расположенного под углом Θ_D в интервале телесных углов, определяемом коллиматором с углом коллимации ϑ_c .

Для получения такой информации необходимо учесть угловое распределение электронного пучка, падающего на кристалл, $P(\theta_e, \varphi_e)$. В этом случае эффективное спектрально-угловое распределение переходного излучения $\frac{d^2 I_{III}^*(\omega, \theta, \varphi)}{d\omega d\Omega}$ определяется свёрткой спектрально-углового распределения переходного излучения с угловым распределением электронов и может быть представлено в виде:

$$\frac{d^2 I_{III}^*(\omega, \theta, \varphi)}{d\omega d\Omega_\gamma} = \int P(\theta_e, \varphi_e) d\Omega_e \int \frac{d^2 I_{III}(\omega, \theta_\gamma, \varphi_\gamma)}{d\omega d\Omega_\gamma} f(\vec{n}, \vec{n}_e, \vec{n}_\gamma) d\Omega_\gamma. \quad (1.4)$$

Здесь $\vec{n}_e(\theta_e, \varphi_e)$ и $\vec{n}_\gamma(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ вектора, описывающие направление распространения электрона и фотона в лабораторной системе координат и в системе, связанной с направлением движения электрона, соответственно. $\vec{n}(\theta, \varphi) = \vec{n}_e + \vec{n}_\gamma$ - вектор направления движения фотона в лабораторной

системе координат, а $f(\vec{n}, \vec{n}_e, \vec{n}_\gamma)$ функция, описывающая связь этих векторов между собой, более подробное описание приведено в [25].

С учётом вышесказанного угловое распределение дифрагированного переходного излучения относительно центра рефлекса вдоль оси x (см., например, [17]) может быть представлено следующим образом:

$$Y_{\text{ППИ}}(\omega, \theta_x) = \int d\omega \int \frac{d^2 I_{\text{ППИ}}^*}{d\omega d\Omega} R(\omega, \vec{n}, \vec{g}, \Theta_D) S^*(\omega, \vec{n}, T) d\Omega, \quad (1.5)$$

где $R(\omega, \vec{n}, \vec{g}, \Theta_D)$ отражающая способность для данного направления векторов \vec{n} и \vec{g} , определяемая ориентацией плоскости кристалла относительно направления электронного пучка Θ и углом расположения детектора Θ_D . $S^*(\omega, \vec{n}, T)$ - функция, учитывающая поглощение фотонов внутри кристалла и геометрию эксперимента. Интегрирование ведётся по всем углам вылета и энергиям фотонов с учётом попадания дифрагированного излучения в коллиматор.

Для определения выхода дифрагированного излучения нужна информация об отражающей способности кристалла $R(\omega, \vec{n}, \vec{g}, \Theta_D)$. Для её получения используется методика, описанная в работе [19]. Она основана на подходе, предложенном в работах [17, 26], и позволяет учесть многократное брэгговское перерасеяние, поглощение и рассеяние фотонов из-за процессов, не связанных с дифракцией.

1.2 Общее рассмотрение

Использование рентгеновского излучения для измерения размеров пучка быстрых электронов с помощью механизма ПРИ [10, 20, 23] ограничивается минимальным размером, который можно измерить с помощью существующих координатных детекторов рентгеновского

диапазона. Изготовители устройств, использованных в экспериментах [10, 15, 27] дают оценку пространственного разрешения этих приборов порядка 50 микрон для энергий фотонов от 20 кэВ до 100 кэВ [13, 14]. Для фиксированной энергии квантов в качестве оценки пространственного разрешения прибора следует взять среднеквадратичный пробег вторичных электронов (фотоэлектроны и электроны Оже), обеспечивающих окисление Eu^{2+} до Eu^{3+} и выход сцинтилляций в случае использования IP и HRC, соответственно. Величина пробега зависит от энергии регистрируемого излучения, определяемого используемым кристаллом и углом наблюдения, и рабочего вещества детектора. Толщина IP и сцинтиллятора в HRC не превышает 100 микрон, поэтому вклад фотонов ХРИ в формирование регистрируемого пространственного распределения излучения в первом приближении может не учитываться.

В дальнейшем мы будем говорить об использовании устройств типа HRC, поскольку в случае использования IP для получения углового распределения требуется экспозиция порядка нескольких часов [15], а результат измерения получается со значительной задержкой. Следовательно, такое устройство не может быть использовано для быстрой коррекции параметров электронного пучка. Напротив, эффективность HRC сравнительно велика. В эксперименте [27] измерение пространственного распределения излучения для одной ориентации кристалла занимало 4 секунды при среднем токе ускорителя 0.5 микроампер, то есть для уверенной регистрации углового распределения ПРИ достаточно $\sim 10^{13}$ электронов, что близко к числу электронов для отдельного импульса ILC $\approx 2.6 \cdot 10^{13}$ электронов/цикл [1, 2]. С учётом существенно более высокой угловой плотности ДПИ (см. ниже) число электронов, необходимое для уверенной регистрации пространственного распределения излучения, будет на несколько порядков меньше.

Для условий эксперимента [27] (процесс поглощения фотонов первого порядка отражения с энергией ~ 16 кэВ в основном происходит на L

оболочке гадолия) энергия вторичных электронов ~ 8 кэВ, что соответствует пробегу вторичных электронов меньше 1 микрон [28]. Примерно такого же порядка и типичный размер пикселя CCD. В частности, для HR25-X-ray размеры пикселя $11.2 \times 11.6 \text{ мкм}^2$ [13]. Размеры пучка планируемых коллайдеров [1, 2] $\sim 5\text{-}100$ нм существенно меньше единиц микрон, поэтому прямое измерение пространственных размеров электронного пучка с помощью таких детекторов неосуществимо и при переходе к рентгеновскому диапазону и механизму ПРИ.

Известно, что основным параметром, характеризующим динамику движения частиц в ускорителе, является эмиттанс пучка $\epsilon_{x,y} = \sigma_{x,y} \theta_{x,y}$, где $\sigma_{x,y}$ и $\theta_{x,y}$ характерные размеры, и расходимость пучка в вертикальном и горизонтальном направлении. Поэтому, измерив, угловое распределение пучка электронов в одной из плоскостей, исходя из значения эмиттанса для этого направления, можно получить информацию о размерах пучка в этой плоскости. Требуемое значение эмиттанса может быть получено на ранних стадиях ускорения с помощью традиционных методов или из результатов расчета, см., например, [1, 2].

По причинам, изложенным во введении, традиционные методы на основе ОПИ и ОДИ не могут обеспечить требуемую точность измерения углового распределения пучка частиц, ускоренных до конечной энергии, из-за когерентных эффектов. Характерный угловой размер пучка ПРИ слабо зависит от энергии электронов и может быть записан в следующем виде [29]:

$$\Theta_{ph} = \sqrt{\gamma^{-2} + \omega_p^2 / \omega^2 + \sigma_{ms}^2}, \quad (1.6)$$

где σ_{ms}^2 - среднеквадратичный угол многократного рассеяния частиц в кристалле.

Для угла наблюдения $\Theta_D < 45^\circ$ $\Theta_{ph} \sim 2\text{-}5$ мрад в зависимости от экспериментальных условий на два порядка превышает значение

расходимости пучка электронов в месте встречи $\theta \sim 40$ и 15 μ рад в горизонтальной и вертикальной плоскости, соответственно, для коллайдера ILC [1] и порядка $7-10$ μ рад для коллайдера CLIC [2]. То есть измерение углового распределения ПРИ не в состоянии помочь в определении углового распределения электронов, падающих на кристалл.

1.3 Результаты расчётов

Как отмечено во введении, параметрическое рентгеновское излучение всегда сопровождается дифракцией реальных фотонов тормозного и переходного излучений, испускаемых в строго брэгговском направлении, а соотношение между выходом фотонов ПРИ и выходом дифрагированных реальных фотонов определяется толщиной кристалла и условиями измерений. Недавно в работе [18] обращено внимание, что с увеличением энергии электронов меняется соотношение между угловыми плотностями ПРИ и ДПИ.

Для подтверждения вышесказанного на рисунке 1 приведены результаты расчета вертикального углового распределения излучения для геометрии эксперимента [12] и первого разрешенного порядка отражения. Методика расчета подробно описана в работах [19, 30]. Электронный пучок падает на кристалл кремния толщиной 50 микрон. Используется отражение (220). Система детектирования находится на расстоянии 1 м от кристалла под углом $\Theta_D = 2\Theta_B = 22.5^\circ$. Квадратный детектор с размером 0.05×0.05 mm^2 перемещается через центр рефлекса с шагом 0.05 мм. Кривые 1 и 2 - результаты расчёта угловых распределение ПРИ и ДПИ для энергии электронов 1 ГэВ. Кривые 3 и 4 те же зависимости для энергии 10 ГэВ. Вклад ДТИ пренебрежимо мал и не представлен, так как для этих условий $\omega = 16.55$ $\text{keV} \ll \gamma\omega_p \approx 60$ keV и 600 keV для энергии электронов 1 ГэВ и 10 ГэВ, соответственно.

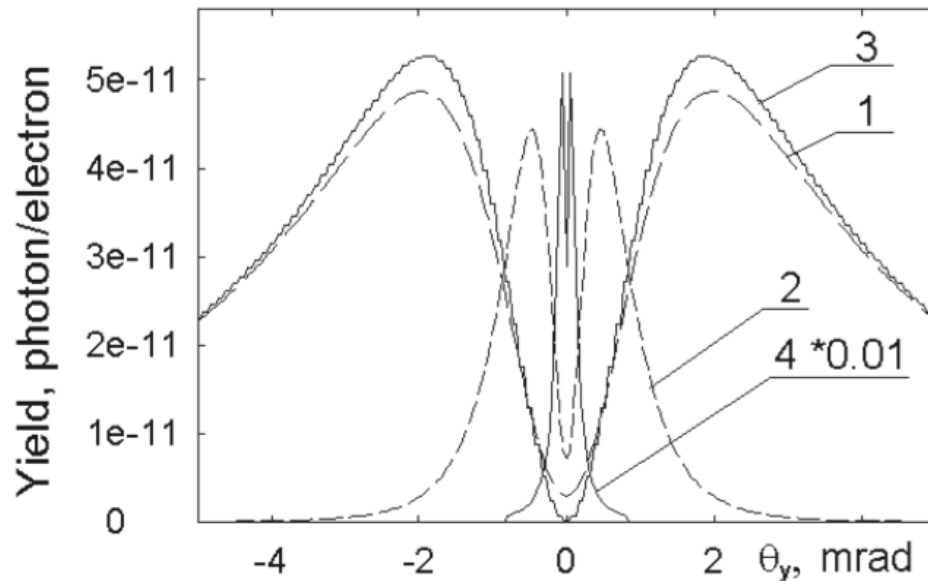


Рис. 1.1 Вертикальное распределение выхода рентгеновского излучения для условий эксперимента [17] и первого разрешенного порядка отражения. 1- ПРИ для $E_0=1$ ГэВ; 2- ДПИ для $E_0=1$ ГэВ; 3- ПРИ для $E_0=10$ ГэВ; 4- ДПИ для $E_0=10$ ГэВ.

Из рисунка видно, что увеличение энергии электронов практически не изменило угловое распределение ПРИ. Небольшая разница между распределениями для разных энергий обусловлена меньшим многократным рассеянием для большей энергии электронов. Для угловых распределений ДПИ разница наоборот очень велика. Полная интенсивность переходного излучения увеличивается пропорционально энергии электронов, а телесный угол распространения излучения сжимается пропорционально γ^{-2} , поэтому угловое распределение ДПИ для большей энергии электронов оказывается существенно более узким, чем угловое распределение ПРИ.

Для более высоких энергий электронов и малых величин расходимости электронного пучка по сравнению с Θ_{ph} центральная часть рефлекса излучения будет представлять собой плато, связанное с регистрацией фотонов ПРИ, в центре которого расположен узкий пик с шириной порядка γ^{-1} в центре и высокой интенсивностью, обусловленный вкладом ДПИ. Для условий ИС расходимость пучка электронов (позитронов) в месте встречи $\theta_e \sim 15-20$ μ рад в широком диапазоне энергии частиц [1]. Эта величина существенно превышает характерный угол

излучения $\gamma^{-1} \sim 1-3$ мрад для энергии частиц выше 200 ГэВ. Поэтому форма углового распределения излучения перестает зависеть от энергии частиц, а определяется только расходимостью электронного (позитронного) пучка.

Для иллюстрации вышесказанного на рис. 2 приведены результаты расчёта вертикального углового распределения излучения для следующих условий. Пучок электронов с энергией 200 ГэВ падает на кристалл кремния толщиной 50 микрон. Используется отражение (220). Система детектирования находится на расстоянии 2 м от кристалла под углом $\Theta_D=2\Theta_B=22.5^\circ$. Квадратный детектор с размером $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ перемещается через центр рефлекса с шагом 10 мкм, что соответствует измерению углового распределения излучения с помощью HRC с таким же размером пикселя. Все расчеты, результаты которых приводятся ниже, сделаны для тех же экспериментальных условий.

Кривые 1 и 2 результаты расчёта угловых распределение ПРИ и ДПИ для точечного мононаправленного пучка частиц ($\theta_e \ll \gamma^{-1}$). Кривые 3 и 4 - угловые распределения ДПИ для значений расходимости пучка $\theta_e = 20$ и 100 мрад, соответственно. Предполагается, что угловое распределение пучка описывается двумерным гауссовским распределением, а стандартное отклонение соответствует характерному углу расходимости пучка. По причинам, изложенным выше, вклад ДТИ и пространственные размеры пучка частиц на кристалле не учитываются. Для упрощения задачи предполагается, что величина расходимости в обеих плоскостях одинакова. Поскольку $\Theta_{ph} \gg \theta_e$ угловые распределения ПРИ для остальных значений θ_e практически идентичны и поэтому не приводятся.

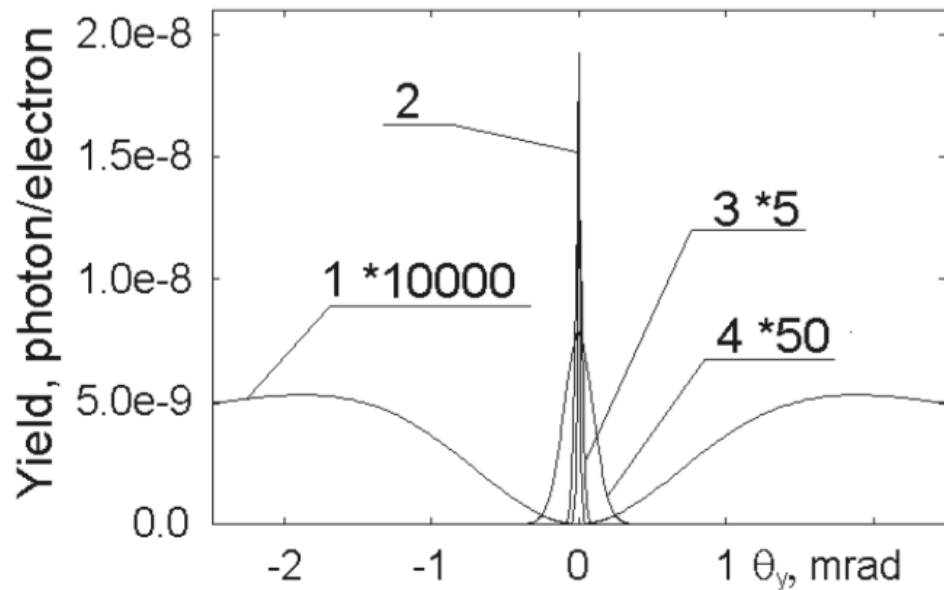


Рис. 1.2 Вертикальное распределение выхода рентгеновского излучения для энергии электронов 200 ГэВ и первого порядка отражения. 1 - ПРИ; 2 - ДПИ для $\theta_e \ll \gamma^{-1}$; 3 - ДПИ для $\theta_e = 20 \mu\text{рад}$; 4 - ДПИ для $\theta_e = 100 \mu\text{рад}$.

Из рисунка видно, что ПРИ сосредоточено в области углов наблюдения $\theta_y > 0.5$ мрад, а выход излучения в максимуме не превышает $5 \cdot 10^{-13}$ фотон/электрон. В области меньших углов выход ПРИ не превышает 10^{-14} фотон/электрон. ДПИ сосредоточено в центре рефлекса и превышает выход в максимуме ПРИ на 5 порядков. Даже для расходимости пучка равной 100 $\mu\text{рад}$ выход ДПИ на 3 порядка превышает выход ПРИ. Интенсивность старших порядков ПРИ, сосредоточенных ближе к центру рефлекса, существенно ниже, чем у первого. К тому же эффективность регистрации НРС резко спадает с ростом энергии фотонов. Другими словами, в центральной части рефлекса вклад ПРИ пренебрежимо мал и в процессе анализа расходимости электронного пучка может не учитываться.

Для выбранных условий: расстояния от кристалла до детектора и размера детектора характерный угол излучения $\gamma^{-1} \approx 2.5 \mu\text{рад}$ меньше углового захвата детектора $\vartheta_c = 5 \mu\text{рад}$, поэтому провал в центре углового распределения ДПИ отсутствует, а его ширина не превышает 3-4 шагов перемещения детектора. По этой же причине разница между угловыми распределениями для $\theta_e \ll \gamma^{-1}$ и $\theta_e = 20 \mu\text{рад}$ не очень заметна.

Известно, что наиболее естественными параметрами, характеризующими произвольное распределение $f(x)$, являются его центральные моменты и, в частности, дисперсия.

$$D = \frac{\int (x-x_0)^2 f(x) dx}{\int f(x) dx}, \quad (1.7)$$

где x_0 - среднее значение, а интегралы берутся по всему диапазону изменения аргумента.

Зависимость полученных при обработке расчётных распределений стандартных отклонений σ_{calc} от значения расходимости пучка θ_e приведена на рис. 1.3.

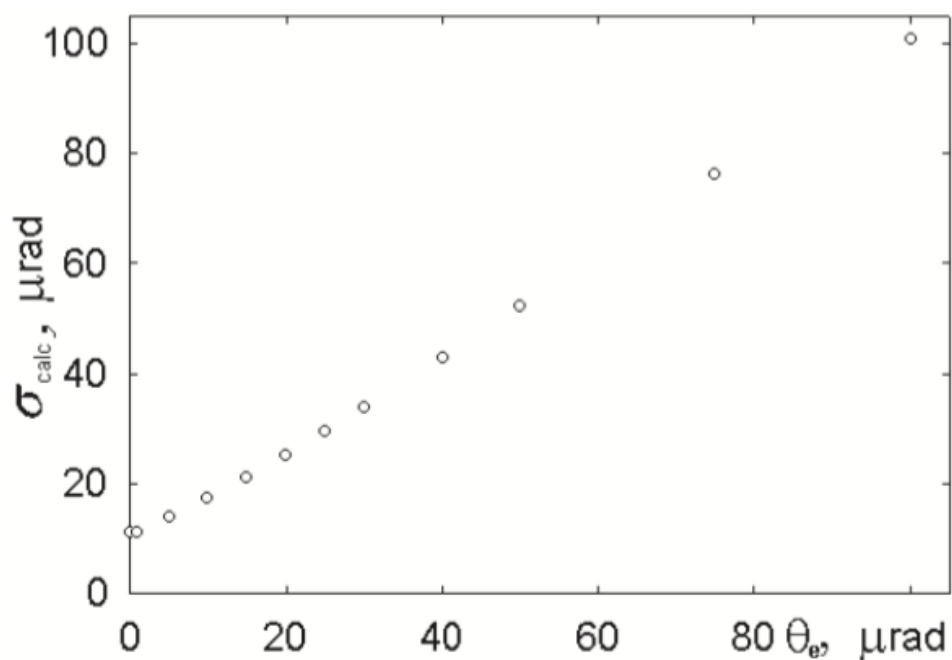


Рис. 1.3 Зависимость величины σ_{calc} от расходимости пучка θ_e .

Из рисунка видно, что для небольших значений расходимости пучка ($\theta_e < 10$ μrad) σ_{calc} почти в два раза больше, чем θ_e , а затем их значения начинают сближаться. И только при выполнении условия $\theta_e \gg \gamma^{-1}$ значения σ_{calc} и θ_e практически совпадают.

Для объяснения полученной зависимости σ_{calc} от величины θ_e проведены расчёты угловых распределений ДПИ для расстояния от кристалла до детектора 20 м, что соответствует углу коллимации $\vartheta_c \approx 5 \mu\text{рад} < \gamma^{-1} \approx 2.5 \mu\text{рад}$. Результаты расчёта для расходимости электронного пучка $\theta_e = 0.2 \mu\text{рад} (< \gamma^{-1})$, $1 \mu\text{рад}$, $5 \mu\text{рад}$, $10 \mu\text{рад}$ и $20 \mu\text{рад}$ приведены на рисунке 4, соответственно, кривые 1 - 5. По причинам, изложенным выше, вклад ПРИ не учитывается.

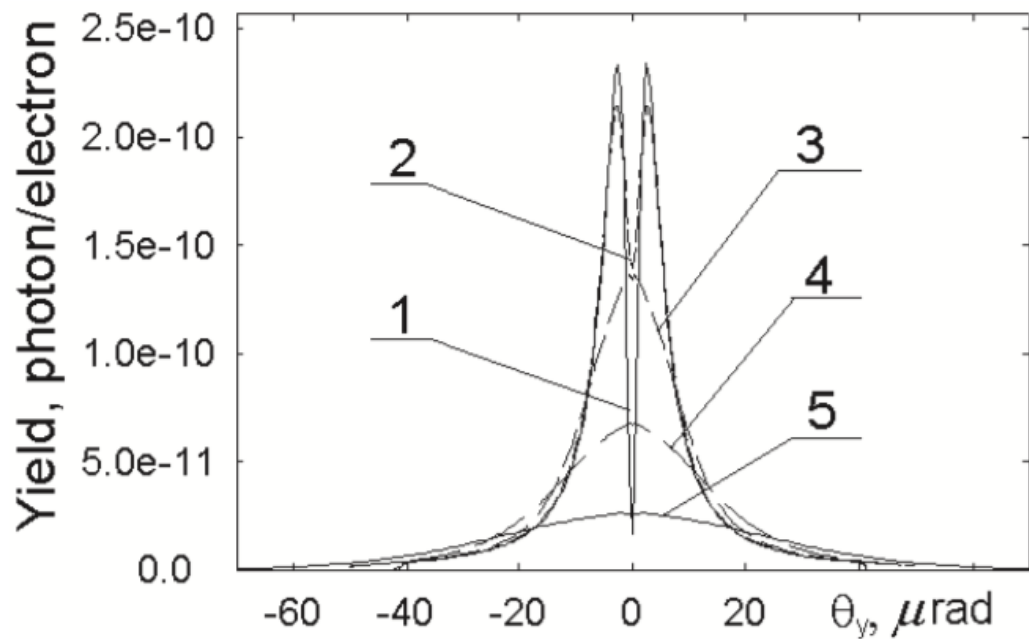


Рис. 1.4 Вертикальное распределение выхода рентгеновского излучения для энергии электронов 200 ГэВ и первого порядка отражения. 1 - ДПИ для $\theta_e \ll \gamma^{-1}$; 2 - ДПИ для $\theta_e = 1 \mu\text{рад}$; 3 - ДПИ для $\theta_e = 5 \mu\text{рад}$; 4 - ДПИ для $\theta_e = 10 \mu\text{рад}$; 5 - ДПИ для $\theta_e = 20 \mu\text{рад}$.

Из рисунка видно, что для этих условий угловое распределение ДПИ соответствует ожидаемому. Для строго брэгговского направления наблюдается провал в интенсивности излучения. С ростом θ_e происходит пропорциональное уширение углового распределения регистрируемого излучения. Поскольку оно определяется свёрткой угловых распределений переходного излучения и падающего на кристалл электронного пучка, а угловое распределение переходного излучения обладает сравнительно

длинными "хвостами", угловое распределение излучения начинает практически повторять форму углового распределения пучка электронов только при выполнении условия $\theta_e \gg \gamma^{-1}$.

Расходимость и поперечные размеры пучка ПС в горизонтальной и вертикальной плоскостях существенно отличаются. Типичные значения расходимости $\theta_x \sim 50$ μ рад и $\theta_y \sim 20$ μ рад в горизонтальной и вертикальной плоскостях, соответственно. Учёт этого различия приведёт к некоторому уменьшению интенсивности в максимуме углового распределения ДПИ. Однако, при выполнении условия $\theta_e \gg \gamma^{-1}$ как и в случае одинаковых величин расходимости в обеих плоскостях, угловое распределение регистрируемого излучения будет практически полностью повторять угловое распределение пучка частиц, падающего на кристалл. Если это условие не выполняется, искомое значение θ_e может быть получено из дисперсии измеренного углового распределения и зависимости, приведённой на рис. 1.3 или её аналога для двумерного гауссовского распределения. То есть, измерив, угловое распределение ДПИ можно получить информацию о расходимости пучка электронов в обеих плоскостях. А по ней, исходя из измеренных или рассчитанных значений эмиттанса, оценить размеры пучка в точке измерения.

1.4 Зависимость параметров угловых распределений от условий измерений.

Выше анализировалось угловое распределение только первого разрешенного порядка отражения, тогда как в эксперименте в зависимости от его условий наблюдаются несколько порядков отражения, вплоть до третьего, четвертого. Ниже приведены угловые распределения ПРИ и ДПИ для трёх порядков отражения, соответственно рисунки 1.5 и 1.6. Как и ожидалось, интенсивности ДПИ и ПРИ с увеличением порядка отражения существенно уменьшились. Из сопоставления рисунков видно, что для всех

порядков отражения интенсивность ПРИ существенно ниже интенсивности ДПИ. Причем даже для третьего порядка отражения угловое распределение ПРИ существенно шире углового распределения ДПИ и его вкладом в величину σ_{calc} можно пренебречь.

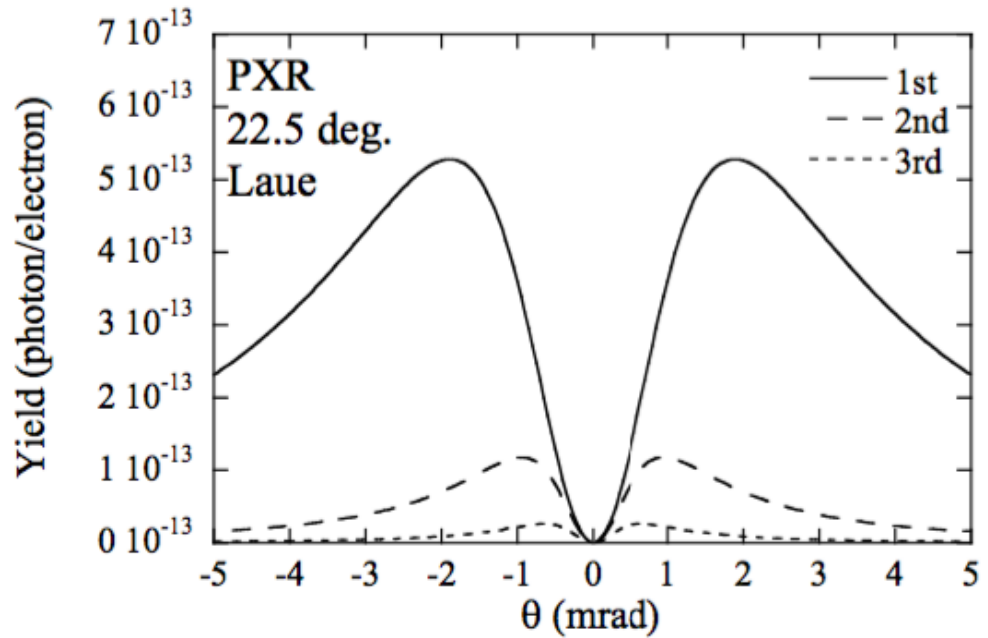


Рис. 1.5 Угловые распределения ПРИ для отражений первого-третьего порядка и геометрии Лауэ. $\Theta_D = 22.5^\circ$.

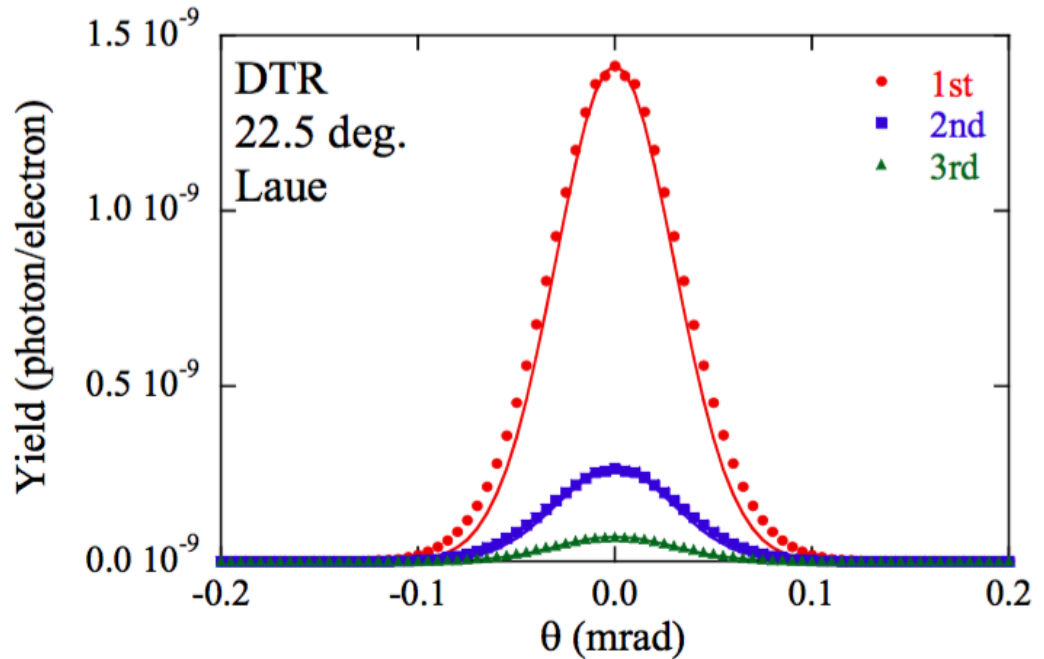


Рис. 1.6 Угловые распределения ДПИ для первого-третьего порядка отражения и геометрии Лауэ. $\Theta_D = 22.5^\circ$. Сплошные линии представляют собой гауссову функцию с угловой расходимостью $\sigma'_e = 30 \mu\text{rad}$.

Из рис. 1.6 видно, что амплитуда в максимуме интенсивности для отражений второго и третьего порядка составляют примерно 19% и 5% от значений интенсивности первого порядка, то есть их вклад в суммарную интенсивность излучения являются незначительным. К тому же выяснилось, что для высоких энергий электронов и выполнения условия $\gamma\omega_p \gg \omega$ угловые распределения ДПИ для отражений второго и третьего порядка практически совпадают с угловым распределением для первого порядка отражения. Это хорошо видно из формулы для углового распределения переходного излучения, см. выражение 1.3. При очень высокой энергии электронов и сравнительно малой энергии фотонов по сравнению с $\gamma\omega_p$ второй член в уравнении 1.3 пренебрежимо мал, поэтому угловое распределение ПИ не зависит от энергии фотона. Следовательно, наличие вклада высших порядков ДПИ не влияет на угловое распределение регистрируемого излучения.

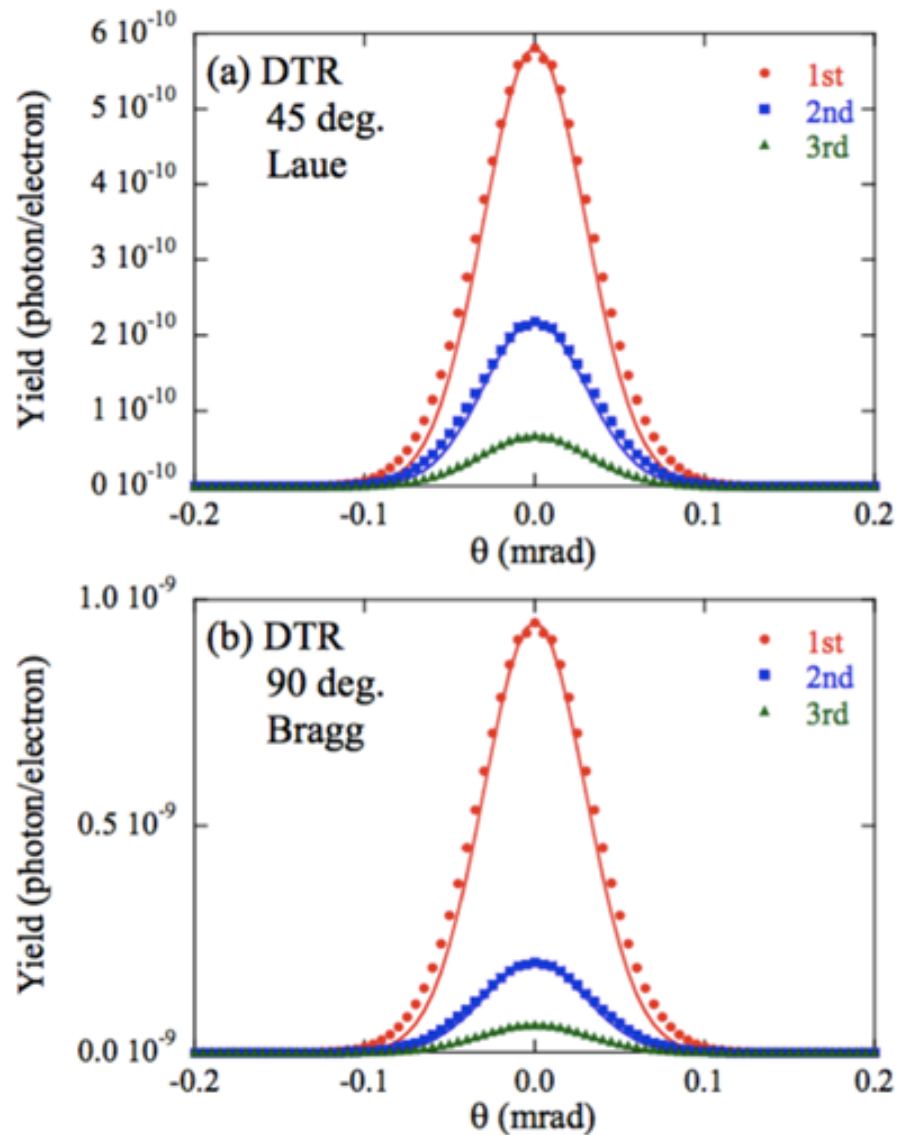


Рис. 1.7 Угловые распределения ДПИ для отражения первого, третьего порядков. а - $\Theta_D = 45^\circ$, геометрия Лауэ. б - $\Theta_D = 90^\circ$, геометрия Брэгга. Кривые представляют собой гауссову функцию с расходимостью $\sigma_e = 30 \mu\text{rad}$.

Из приведенных на рис. 1.7 угловых распределений ДПИ для трех порядков отражения и двух углов наблюдения для геометрии Лауэ (рисунок а) и геометрии Брэгга (рисунок б) видно, что увеличение угла наблюдения уменьшило выход регистрируемого излучения. Такое поведение выхода излучения обусловлено уменьшением энергии регистрируемого излучения и, связанного с ней уменьшением области спектра излучения, попадающего в фиксированный телесный угол, вырезаемый углом коллимации $\Delta\theta$ (размером пикселя детектора): $\Delta\omega/\omega \sim \text{ctg}(\theta_B) \Delta\theta$. Здесь следует отметить, что ширина углового распределения ДПИ не зависит от угла наблюдения по причине,

которая обсуждалась выше. При уменьшении энергии фотонов угловое распределение ПРИ становится шире, поэтому большие углы наблюдения являются более предпочтительными из-за меньшего фона ПРИ. Это особенно актуально для сравнительно большой расходимости электронного пучка и меньшей энергии электронов, поскольку оба фактора приводят к уширению углового распределения ДПИ.

На рис. 1.7 приведена зависимость для угла наблюдения 90° в геометрии Брэгга, поскольку для этих условий для геометрии Лауэ (смотри рис. 1.8) наблюдается меньший выход излучения.

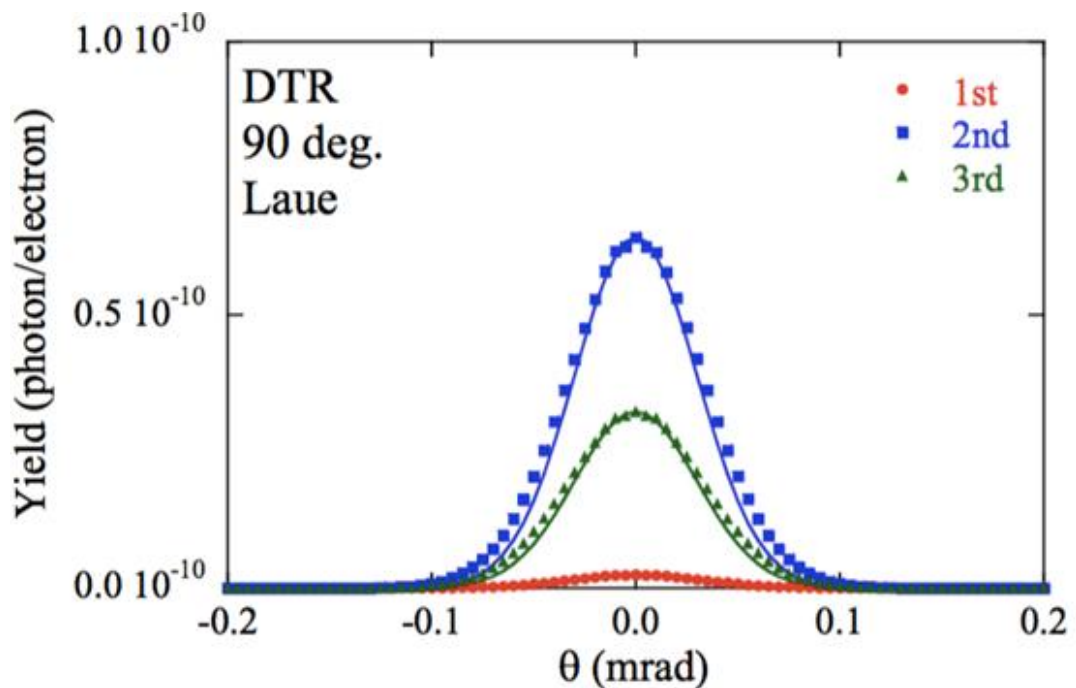


Рис. 1.8 Угловые распределения ДПИ для первого-третьего порядка отражения. $\Theta_D = 90^\circ$ и геометрия Лауэ. Кривые - гауссова функция с угловой расходимостью $30 \mu\text{rad}$.

Из рисунка видно, что вследствие большего поглощения мягких фотонов интенсивность ДПИ для первого порядка отражения оказалась меньше, чем для второго и третьего порядка отражения. Интенсивность излучения для всех порядков отражения в геометрии Лауэ оказалась ниже, чем для геометрии Брэгга. Другими словами, для больших углов наблюдения геометрия Брэгга является более предпочтительной.

Все вышеприведенные расчёты выполнены для энергии электронов 200 ГэВ, тогда как ускоритель должен функционировать и для меньших энергий. Кроме того необходимо иметь монитор, определяющий параметры пучка и на стадии ускорения. Для проверки применимости развиваемого метода диагностики при уменьшении энергии частиц проведен цикл расчетов для широкого диапазона энергий электронов.

На рис. 1.9 приведены результаты расчетов угловых распределений первого порядка ДПИ для энергий электронов $E = 50, 100, 150$ и 200 ГэВ угла наблюдения составляет $\Theta = 90^\circ$. По причинам, изложенным выше, вычисления проведены для геометрии Брэгга.

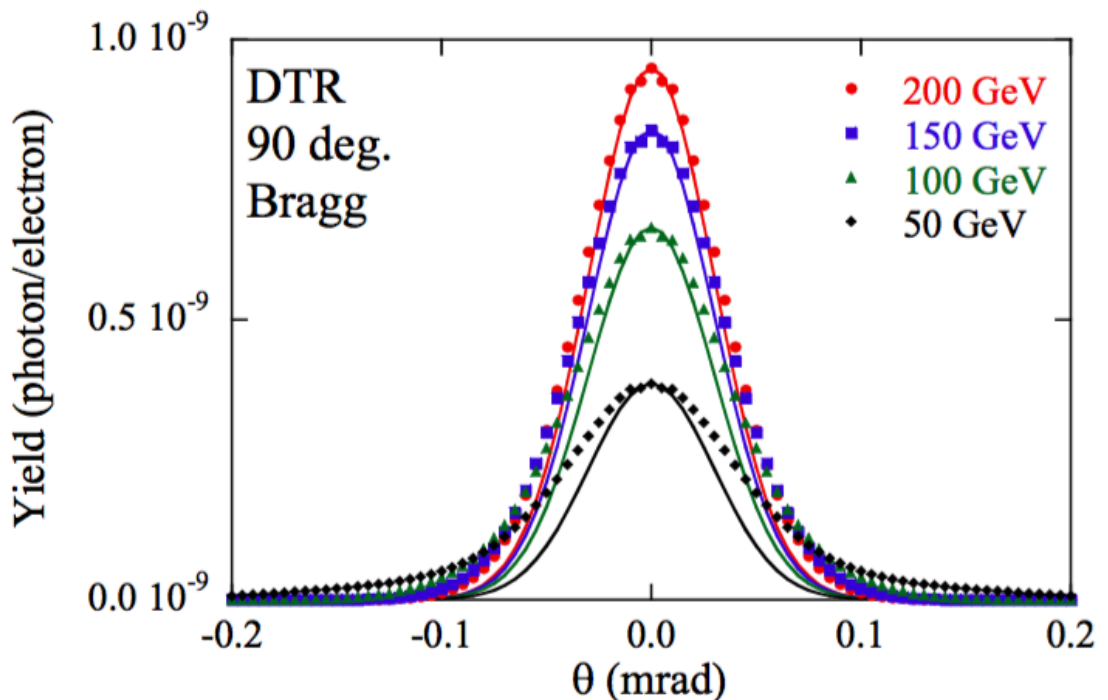


Рис. 1.9. Угловые распределения ДПИ для отражения первого порядка. $\Theta_D = 90^\circ$ и геометрия Брэгга. Кривые гауссова функция с угловой расходимостью $30 \mu\text{rad}$.

Как и ожидалось, по мере уменьшения энергии частиц интенсивность ДПИ уменьшается. Различие между угловым распределением ДПИ и угловым распределением электронов имеет тенденцию к увеличению при уменьшении энергии пучка. Это логичное следствие увеличения характерного угла излучения γ^{-1} при уменьшении энергии электронов. Тем

не менее, вклад угловой расходимости пучка все еще остается преобладающим, и, следовательно, её можно определить, используя связь между характеристиками углового распределения ДПИ и расходимостью пучка электронов по аналогии с зависимостью, приведенной на рис. 1.3. Другими словами, предлагаемый способ может быть также применим и для диагностики пучков более низких энергий, в том числе и на промежуточных стадиях ускорения.

1.5 Недостатки предлагаемого метода и возможные пути их устранения.

Основным препятствием на пути использования дифрагированного переходного излучения в тонких кристаллах для оценки расходимости и поперечных размеров пучка частиц линейного электрон-позитронного коллайдера является разрушение структуры кристалла под действием пучка в процессе эксплуатации. Известно, см., например, [31], что для электронов с энергией 16 ГэВ и плотности тока пучка $\sim 10^{19}$ электрон на см^2 в кристалле алмаза толщиной 0.5 мм наблюдалась деградация когерентных эффектов из-за нарушения структуры кристалла. Для условий ИС с поперечными размерами пучка $\sim 5 \times 100 \text{ нм}^2$ плотность пучка за один цикл ускорения ($N_e \approx 2.6 \cdot 10^{13}$ электронов/цикл) превысит критическую плотность для алмаза толщиной 0.5 мм на несколько порядков. Для меньших толщин кристаллов такой же эффект будет наблюдаться при более длительном воздействии, однако деградация структуры кристалла всё равно произойдет очень быстро.

Другой серьезной проблемой является резкое изменение температуры, связанное с быстрым нагревом кристалла электронным пучком (время нагрева $\sim 10^{-6}$ с) и относительно медленным охлаждением теплового излучения и теплоотдачей между пучками. Все это неизбежно приводит к разрушению кристалла после нескольких циклов нагрева и охлаждения. Такая же проблема будет иметь место, когда ПРИ и ДПИ в тонких

кристаллах используются для диагностики пучка для линейных ускорителей XFEL [17].

Возможным решением проблемы разрушения структуры кристалла в процессе измерения характеристик пучка электронов может быть использование поверхностного параметрического рентгеновского излучения, смотри [32] и цитируемую там литературу. В отличие от ПРИ, возникающего при пролете частицы через кристалл, этот эффект связан с возмущением электронных оболочек атомов кристалла полем пролетающей около его поверхности быстрой частицы. В обоих случаях происходит их последующее высвечивание с учётом интерференции излучения от отдельных атомов. Для реализации эффекта необходимо, чтобы прицельный параметр пучка частиц относительно края кристаллической мишени был порядка $\gamma\lambda$ и меньше, где λ длина волны регистрируемого излучения. Ожидаемая интенсивность этого типа излучения близка к интенсивности ПРИ, возникающего при пролёте частицы через кристалл, с поправкой $\exp(-4\pi r/\gamma\lambda)$, где r -прицельный параметр.

Поверхностное ПРИ является аналогом эффекта Смита-Парселла [33], уже нашедшего своё применение для не возмущающей диагностики параметров электронных пучков [5]. В обоих случаях регистрируется результат интерференции излучения электронов атомов мишени под действием электрического поля пролетающей частицы. Из-за малости длины волны рентгеновского излучения вопрос об экспериментальном обнаружении поверхностного ПРИ еще даже не обсуждался. Для условий ИС величина $\gamma\lambda$ достигает долей миллиметра, что делает актуальным как обнаружение этого механизма излучения, так и его практическое использование для диагностики параметров пучков проектируемых линейных электрон-позитронных коллайдеров.

К сожалению, в этом случае возникает такая же проблема, как и в случае использования ПРИ быстрых частиц в кристаллах. Характерный угол вылета фотонов для этого механизма излучения намного больше

расходимости электронного пучка. Вследствие практически полной аналогии между поверхностным и обычным ПРИ можно ожидать проявление и поверхностного излучения, аналогичного дифрагированному переходному излучению с характеристиками, близкими к обычному ДПИ.

1.6 Выводы

Результаты проведённых исследований можно кратко сформулировать следующим образом:

1) Координатное разрешение детекторов для измерения пространственного распределения рентгеновского излучения быстрых частиц в тонких кристаллах ограничивается размером пикселя или среднеквадратичным пробегом вторичных электронов в веществе детектора. Размеры пучка планируемых электрон-позитронных коллайдеров намного меньше типичного размера элемента CCD матрицы или любого другого прибора для измерения пространственного распределения рентгеновского излучения. Поэтому измерение пространственного распределения параметрического рентгеновского излучения быстрых электронов в тонких кристаллах не в состоянии дать информацию о размерах электронного пучка на кристалле.

2) Эта информация может быть получена из значений эмиттанса электронного пучка в обеих плоскостях и расходимости, которая может быть получена из результатов измерений углового распределения электронного пучка. Эмиттанс пучка может быть определён расчётным путем или измерен на предыдущих стадиях ускорения с помощью традиционных методов.

3) Типичное значение угла разлета фотонов ПРИ намного больше характерных углов расходимости пучков проектируемых электрон-позитронных коллайдеров. Поэтому влияние параметров пучка на угловое распределение ПРИ пренебрежимо мало. Этот тип излучения быстрых электронов в кристаллах не может быть использован для измерения

расходимости пучков частиц в линейных электрон-позитронных коллайдерах.

4) Для энергии частиц порядка нескольких сотен ГэВ угловая плотность интенсивности дифрагированного переходного излучения намного превышает угловую плотность ПРИ. Угловое распределение ДТИ сопоставимо с угловым распределением электронного пучка и может быть использовано для измерения его параметров.

5) В отличие от Шинтайк монитора такие устройства являются существенно более дешёвыми, могут быть установлены в любой части ускорителя и способны контролировать параметры пучка в процессе ускорения.

6) Основным препятствием на пути использования дифрагированного переходного излучения электронов в тонких кристаллах для определения расходимости и пространственных размеров пучка быстрых частиц в коллайдере является разрушение структуры кристалла под действием излучения. Для условий проектируемых линейных электрон-позитронных коллайдеров [1, 2] можно ожидать существенного ухудшения качества структуры кристалла даже после одного цикла ускорения. Тем не менее, предлагаемый метод может быть использован для сравнительно низкой интенсивности пучка на этапе настройки.

7) Возможным решением проблемы разрушения структуры кристалла является использование поверхностного параметрического рентгеновского излучения [32]. Однако, как и в случае традиционного ПРИ электронов в кристаллах этот тип излучения нельзя использовать для оценки расходимости пучка частиц из-за большого характерного угла вылета фотонов по сравнению с расходимостью пучка.

ГЛАВА 2 АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИФРАГИРОВАННОГО ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1 Введение

Как показано в предыдущей главе, реальное применение ДПИ для диагностики пучков частиц высокой энергии возможно только при пониженной интенсивности в режиме настройки. В рабочем режиме коллайдера кристаллическая мишень разрушится после нескольких циклов ускорения. Для решения этой проблемы предложено использовать поверхностное излучение, возникающее в кристалле при пролете вблизи него быстрой заряженной частицы. Это так называемое поверхностное параметрическое рентгеновское излучение [36] и аналог дифрагированного переходного излучения, возникающего из-за различий между полем частиц в вакууме и в плотной среде. В соответствии с физической традицией излучение, возникающее при движении быстрой частицы вблизи поверхности мишени, в том числе и кристалла, называется дифракционным излучением [37]. Поэтому правильным названием поверхностного аналога ДПИ, о котором говорилось в предыдущей главе, является дифрагированное дифракционное излучение (ДДИ).

Дифракционное излучение из проводящих мишеней при пролете вблизи них пучка заряженных частиц известно более 50 лет и широко используется для генерации СВЧ излучения быстрыми электронами. Около двадцати лет назад работе в [38] экспериментально наблюдалось дифракционное излучение из металлической мишени в оптической области. В последние 10 лет этот тип излучения стал активно использоваться для диагностики параметров электронных пучков, см., например, [34, 37] и цитируемые там работы. В работе [39] показано, что эффект Смита-Парселла [40], который является хорошо известным проявлением оптического

дифракционного излучения из металлической мишени специальной формы или из стопки проводящих фольг, разделенных вакуумными промежутками, может наблюдаться в рентгеновском диапазоне частот в стопках диэлектрических фольг с вакуумными зазорами.

Как переходное, так и дифракционное излучения имеют одну и ту же физическую природу и являются различными проявлениями, так называемого поляризационного излучения. В обоих случаях наблюдается излучение электронных оболочек атомов среды, индуцированное полем движущейся заряженной частицы. Поэтому на малых расстояниях между быстрой заряженной частицей и мишенью мы можем также ожидать дифракционное излучение в рентгеновском диапазоне. Понятно, что излучение генерируется в объеме мишени, потому что все типы поляризационного излучения генерируются только электронными оболочками атомов среды. Если мишень представляет собой тонкий кристалл, мы можем ожидать дифракции этого излучения внутри кристалла и наблюдать дифрагированное излучение в брэгговском направлении.

2.2 Теоретическое рассмотрение

Как показано в предыдущей главе, для энергии электронов больше нескольких десятков ГэВ в центре углового распределения дифрагированного излучения интенсивность ПРИ существенно ниже интенсивности ДПИ. В связи с практически полной аналогией объемного и поверхностного излучений мы можем ожидать аналогичной зависимости между поверхностью ПРИ и ДДИ. Поэтому далее вклад поверхностного ПРИ не учитывается, а будет анализироваться только вклад ДДИ.

Точная теория дифракционного излучения в рентгеновском диапазоне еще не разработана, поэтому в работе используется выражение, полученное в рамках эйконального приближения в работе [39] для описания дифракционного и переходного излучений в рентгеновской области частот.

Угловое распределение излучения, возникающего при взаимодействии движущейся частицы с полубесконечной диэлектрической пластиной толщиной a (см. рисунок 2.1) можно записать в виде:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\gamma^2}{2\pi^2} \left\{ 1 - \cos \left[\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\pi a}{\lambda} \right] \right\} F(\theta_x, \theta_y), \quad (2.1)$$

где θ_x и θ_y - углы вылета фотона в горизонтальной и вертикальной плоскостях относительно направления движения электрона. λ - длина волны излучения. Функция $F(\theta_x, \theta_y)$, описывающая угловое распределение интенсивности излучения с энергией ω в зависимости прицельного параметра x_0 при движении частицы вблизи края пластины, то есть при отрицательном значении x_0 , записывается следующим образом:

$$F(\theta_x, \theta_y) = \frac{1+2\gamma^2\theta_y^2}{(1+\gamma^2\theta_y^2)(1+\gamma^2\theta^2)} \exp\left(-\frac{4\pi|x_0|}{\gamma\lambda} \sqrt{1+\gamma^2\theta_y^2}\right) \quad (2.2)$$

Для положительных значений x_0 функцию $F(\theta_x, \theta_y)$ можно записать:

$$F(\theta_x, \theta_y) = \frac{4\gamma^2\theta^2}{(1+\gamma^2\theta^2)^2} + \frac{1+2\gamma^2\theta_y^2}{(1+\gamma^2\theta_y^2)(1+\gamma^2\theta^2)} \exp\left(-\frac{4\pi|x_0|}{\gamma\lambda} \sqrt{1+\gamma^2\theta_y^2}\right) - \frac{4\exp\left(-\frac{4\pi|x_0|}{\gamma\lambda} \sqrt{1+\gamma^2\theta_y^2}\right)}{(1+\gamma^2\theta^2)} \left(\frac{\gamma\theta_x \sin(x_0\omega\theta_x)}{\sqrt{1+\gamma^2\theta_y^2}} + \gamma^2\theta^2 \cos(x_0\omega\theta_x) \right), \quad (2.3)$$

где первое слагаемое описывает переходное излучение на бесконечной пластинке, второе – влияние края пластинки (дифракционное излучение) третье – интерференцию этих двух типов излучения.

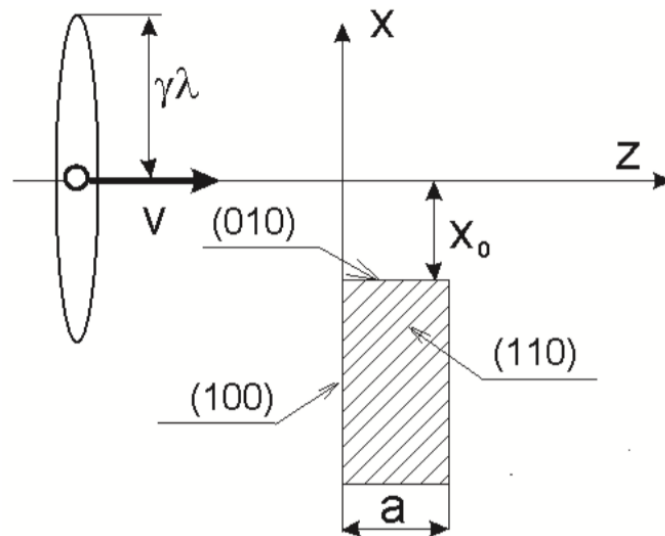


Рис. 2.1 Движение частицы вблизи края пластины. Значение $\gamma\lambda$ является характерным поперечным размером компоненты Фурье кулоновского поля частицы, соответствующей частоте ω [39].

Как уже сказано выше, подход, использованный авторами работы [39] является приближенным, поскольку не учитывает влияния среды на поле частицы. Вследствие этого выражения 2.1 и 2.3 для больших значений x_0 , когда вкладом дифракционного излучения и интерференционным слагаемым можно пренебречь, не совпадают с хорошо известной формулой Гарибьяна [44]. В случае интересующих нас энергий электронов погрешность, обусловленная приближенным характером используемых выражений, должна быть не велика, поскольку энергия интересующих нас фотонов значимо меньше $\gamma\omega_p$. Для дифрагированного переходного излучения это выражается в отсутствии зависимости интенсивности и углового распределения ДПИ от энергии фотонов.

Выражение 2.1 описывает угловое распределение излучения от тонкой пластины и включает в себя член, учитывающий интерференцию излучения от границ мишени. Поэтому угловое распределение дифракционного излучения, возникающего на одной границе мишени, можно записать в следующем виде:

$$\frac{d^2 I_{DR}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \gamma^2}{2\pi^2} \frac{1+2\gamma^2 \theta_y^2}{(1+\gamma^2 \theta_y^2)(1+\gamma^2 \theta^2)} \exp\left(-\frac{4\pi|x_0|}{\gamma\lambda} \sqrt{1+\gamma^2 \theta_y^2}\right) \quad (2.4)$$

Как было сказано ранее, если мишень является кристаллом, то это излучение может отразиться от плоскостей кристалла и наблюдаться в брэгговском направлении. Дифракционное излучение аналогично переходному излучению, поэтому угловое распределение дифрагированного излучения может быть записано аналогично выражению 1.5:

$$Y_{DDR}(\theta) = \int d\omega \int \frac{d^2 I_{DR}^*}{d\hbar\omega d\Omega} R(\omega, \vec{n}, \vec{g}, \Theta_D) S^*(\omega, \vec{n}, T) d\Omega, \quad (2.5)$$

где $\frac{d^2 I_{DR}^*}{d\hbar\omega d\Omega}$ - спектрально-угловое распределение DR, учитывающее расходимость пучка первичного электронов, а остальные обозначения совпадают с сделанными в первой главе. Как и в первой главе, интегрирование ведётся по всем углам вылета и энергиям фотонов с учётом попадания дифрагированного излучения в коллиматор.

Как показано в работе [41] этот подход позволяет описать вклад дифрагированных реальных фотонов тормозного и переходного излучений в экспериментально измеренный выход излучения в тонких кристаллах с погрешностью менее 20%.

2.3. Результаты расчетов

Представленные выше выражения для углового распределения дифракционного излучения получены для случая, когда направление движения частиц совпадает с нормалью к пластине. Поэтому для расчета характеристик ДДР мы выбрали случай так называемой экстремально асимметричной дифракции, см. [36], когда поле частицы падает на кристалл по нормали к его поверхности. Дифрагированные фотоны выходят через

боковую поверхность. Такая ситуация реализуется для кристалла с кубической структурой, когда все боковые грани мишени совпадают с кристаллографическими плоскостями тира (100). В этом случае фотоны, движущиеся вдоль плоскости (010) перпендикулярно к грани (100), могут дифрагировать на плоскости (110), развернутой на угол 45° относительно направления движения электрона, а излучение выходит из кристалла через боковую грань (см. рисунок 2.1) и регистрируется детектором, расположенным под углом 90° .

С целью сопоставления двух механизмов излучения с точки зрения диагностики параметров пучков быстрых электронов высокой энергии большая часть расчетов была выполнена для той же энергии электронов, что и в первой главе. Электронный пучок с энергией 200 ГэВ падает на кристалл кремния толщиной 20 мкм. Это значение больше характерных длин интересующих нас процессов: длины первичной экстинкции $l_{\text{ext}} \approx 1,87$ мкм и длины формирования излучения $l_{\text{coh}} \approx 3,7$ мкм для этой ориентации кристалла и энергии излучения. Изучается (220) отражение с энергией фотонов $\omega \sim 4,566$ кэВ.

Детектор расположен на расстоянии 10 м от кристалла под углом $\Theta_D = 2\Theta_B = 90^\circ$. Квадратный детектор размерами $0,01 \times 0,01$ мм² перемещается через центр рефлексов с шагом 0,01 мм. Выражения, полученные в [39] не учитывают координату точки, где рождаются фотоны, поэтому процесс поглощения фотонов пока не учитывается. Для условий ИС и СИС пространственный размер и расходимость электронного пучка меньше 1 мкм и намного больше γ^{-1} , соответственно, поэтому пространственное распределение электронного пучка и поляризация излучения не учитываются.

На рис. 2.2 приведена зависимость выхода излучения в максимуме углового распределения дифрагированного излучения (см. ниже) от прицельного параметра. Значения параметра $\gamma\lambda$ составляет около 106 микрон.

Расчет проводился для расходимости электронного пучка 40 мкрад и 20 мкрад для горизонтальной и вертикальной плоскостей соответственно.

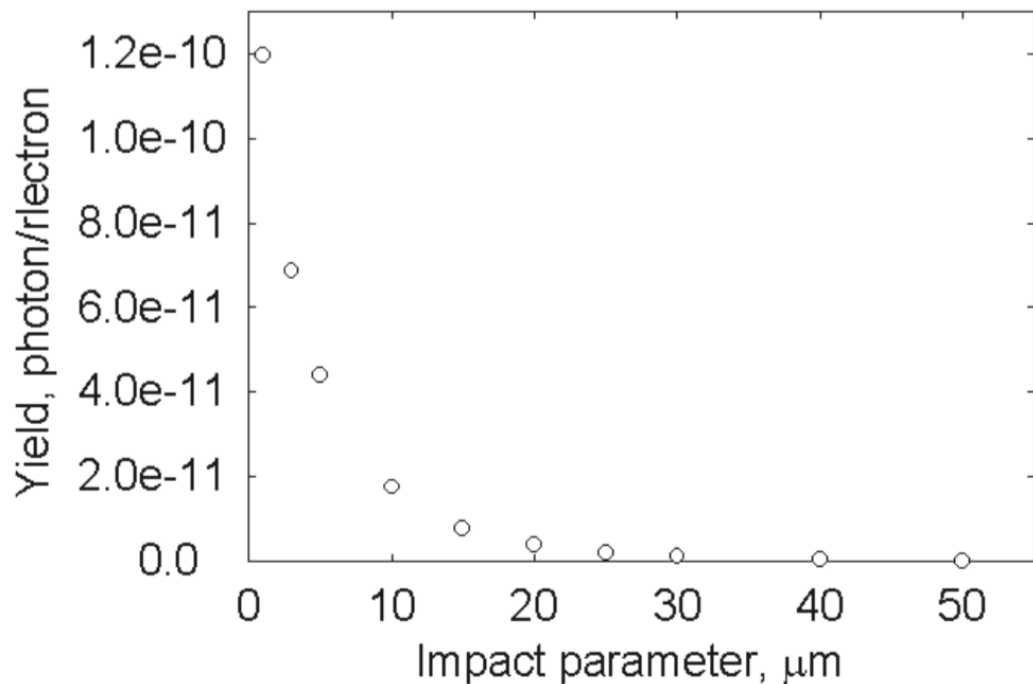


Рис. 2.2 Зависимость выхода излучения в максимуме углового распределения от величины прицельного параметра.

Из рисунка видно, что увеличение прицельного параметра приводит к сильному уменьшению выхода излучения из-за наличия экспоненциального члена в формуле для выхода излучения. Для дальнейших вычислений мы выбрали значение прицельного параметра 10 микрон, так как при меньшем значении электронный пучок приближается к кристаллу слишком близко, а для большего значения выход излучения становится слишком малым. На рис. 2.3 приведена зависимость выхода в максимуме углового распределения излучения от энергии электронов в диапазоне энергий 50 - 250 ГэВ.

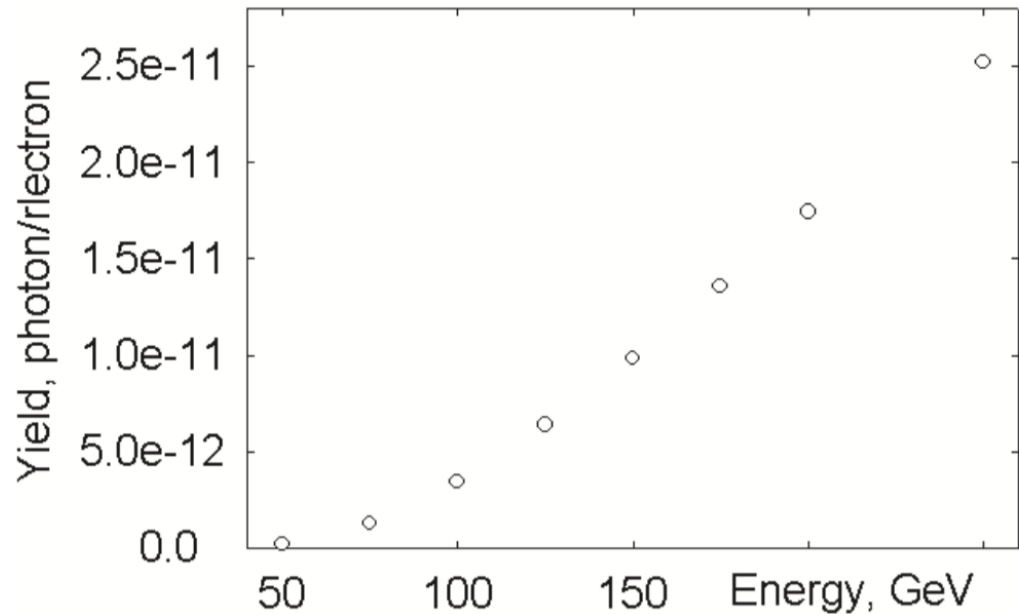


Рис. 2.3 Зависимость выхода излучения в максимуме углового распределения от энергии электронов.

Из рисунка видно, что уменьшение энергии электронов приводит к уменьшению выхода излучения вследствие уменьшения величины $\gamma\lambda$. Следует отметить, что при большом значении расходимости электронного пучка ($\theta_e \gg \gamma^{-1}$) форма углового распределения ДДИ в исследуемой области энергий электронов практически не меняется.

На рисунке 2.4 показано влияние расходимости электронного пучка в обеих плоскостях на угловые распределения выхода излучения. Расходимость пучка электронов в обеих плоскостях одинакова. Кривые 1 и 2 рассчитаны для расходимости электронного пучка $\sim 0.5 \text{ мкрад} < \gamma^{-1} \sim 2,6 \text{ мкрад}$. Другие кривые рассчитаны для значений расходимости пучка 10 мкрад - 3 и 4 и 30 мкрад - 5 и 6. Нечетные зависимости – горизонтальное распределение, чётные – вертикальное.

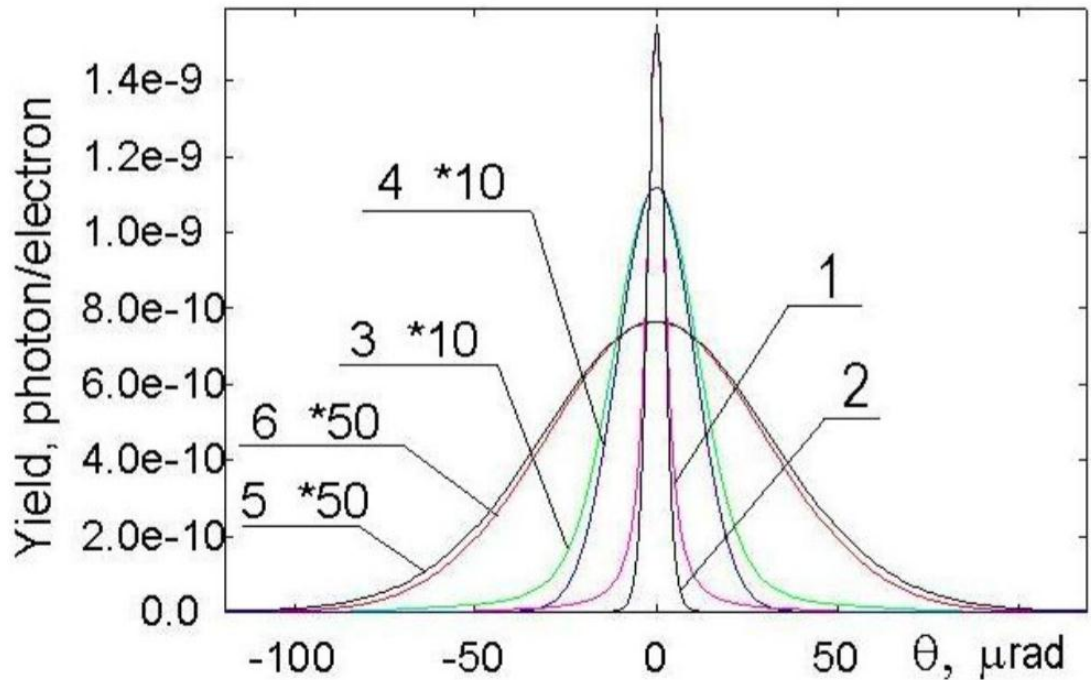


Рис. 2.4 Угловые распределения излучения в обеих плоскостях для различных значений расходимости электронного пучка.

Из рисунка видно, что вертикальное распределение уже горизонтального. Это связано наличием квадратного корня в экспоненциальном члене, который подавляет большие вертикальные углы излучения относительно направления движения электрона (см. следующий рисунок и его объяснение).

Зависимости стандартных отклонений угловых распределений ДДИ в обеих плоскостях σ_{calc} , рассчитанных с учетом углового захвата детектора ($\theta_c = 1 \mu\text{rad}$), от расходимости электронного пучка θ_e приведены на рисунке 2.5а синими кружками и красными треугольниками для вертикальной и горизонтальной плоскостей соответственно. На рис. 2.5 б показано отношение значений величины σ_{calc} к расходимости электронного пучка от значения θ_e . Как и выше, расчеты проведены для одинаковых значений расходимости в обеих плоскостях.

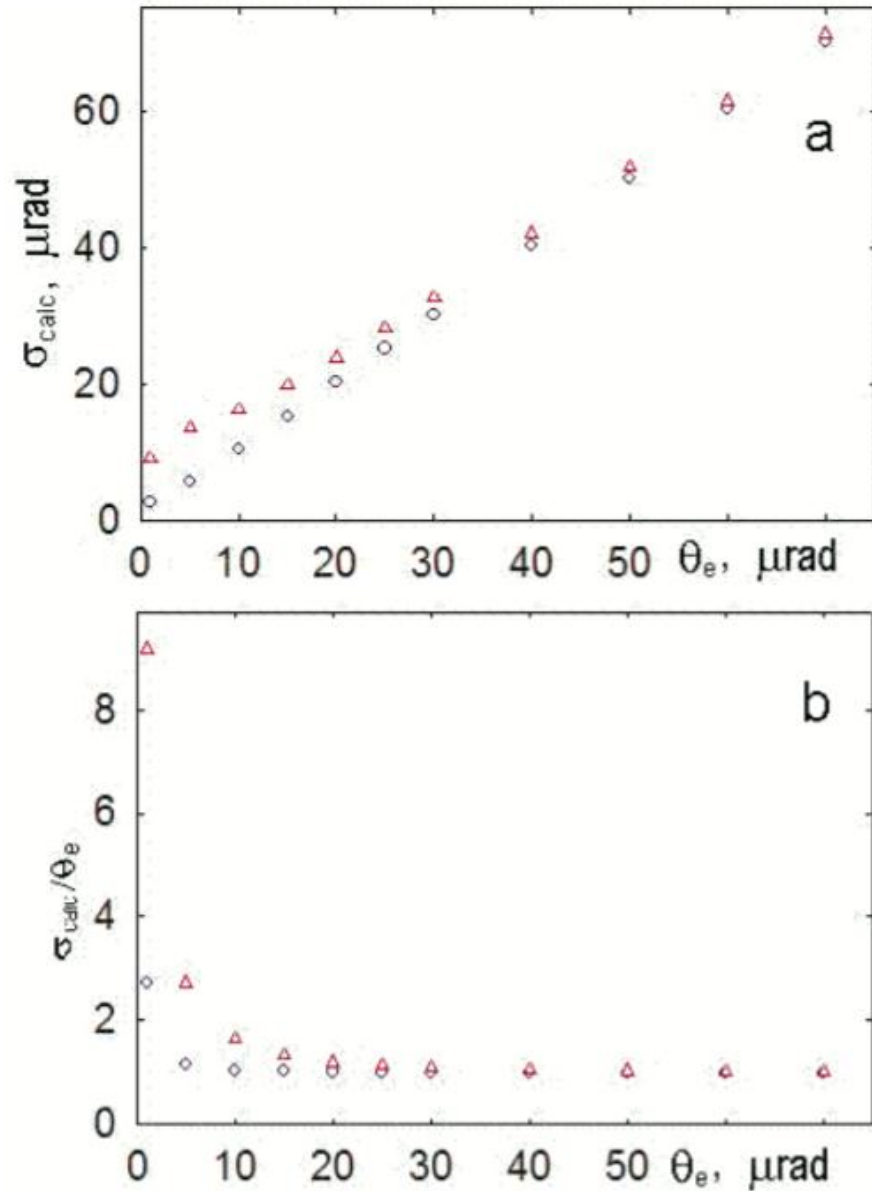


Рис. 2.5 Зависимость значения величины σ_{calc} от расходимости электронного пучка θ_e .

○ - вертикальная плоскость; Δ - горизонтальная. а - значение σ_{calc} ; б - $\sigma_{\text{calc}} / \theta_e$.

Из рисунков видно, что для сравнительно больших значений вертикальной расходимости величина σ_{calc} практически совпадает с расходимостью пучка. Вклад больших углов вылета фотонов в вертикальной плоскости в выход дифракционного излучения практически незначителен. Поэтому, угловое распределение дифрагированного излучения в вертикальной плоскости повторяет угловое распределение пучка электронов.

Для горизонтальной плоскости ситуация иная. Для малых значений расходимости электронного пучка вклад собственного углового распределения дифракционного излучения в измеряемое распределение излучения сравнительно велик, поэтому величин σ_{calc} больше расходимости пучка. Для больших значений расходимости влияние углового распределения излучения становится меньше, и различие между величиной σ_{calc} и расходимостью электронного пучка становится пренебрежимо малым.

Расчет показывает, что расходимость пучка в одной плоскости практически не влияет на величину σ_{calc} в другой плоскости. Изменение значения величины σ_{calc} для фиксированного значения расходимости электронного пучка в одной плоскости и разных значений расходимости пучка в другой не превышает 1%.

Из представленной выше информации ясно, что использование ДДИ для диагностики параметров пучков электронов высоких энергий обеспечивает высокую точность и отсутствие разрушения кристаллической структуры. Основным недостатком ДДИ для применения в диагностике электронных пучков высокой энергии является слишком малая интенсивность, связанная с экспоненциальным подавлением выхода излучения с увеличением прицельного параметра из-за малой длины волны.

ПИ и ДПИ генерируются не только в кристаллах, где параметр решетки d ограничивает диапазон длины волны генерируемого излучения значением $\lambda < 2d$, но и в искусственных периодических структурах, которые часто называют рентгеновским зеркалом [42, 43] с практически произвольным параметром решетки. Увеличение параметра решетки до нескольких десятков нанометров увеличит значение $\gamma\lambda$ до нескольких миллиметров и позволит измерять параметры электронного пучка линейных коллайдеров в области энергий частиц 20-500 ГэВ. Смотри, например, [43], где авторы уверенно наблюдали когерентное излучение от многослойной мишени Cr / Sc с энергией около нескольких сотен эВ. Более того, ДДИ в таких рентгеновских зеркалах можно использовать для диагностики

электронных пучков для XFEL с энергией частиц 10-20 ГэВ, где использование оптического излучения невозможно из-за когерентного эффекта.

Рентгеновские зеркала с аналогичным или большим параметром решетки могут использоваться на существующих электронных ускорителях с энергией ~ 1 ГэВ для проверки существования ДДИ и изучения его характеристик для сравнения результатов измерений с теоретическими расчетами и последующего использования при определении параметров пучков будущих коллайдеров и рентгеновских ЛСЭ.

Эксперимент с проверкой возможности регистрации ДДИ и исследования его характеристик может быть выполнен на ускорителе КЕК-АТФ с энергией электронов 1,3 ГэВ, где размер пучка контролируется в диапазоне от нескольких десятков нанометров до единиц микрон [35]. Наличие магнита, который отклоняет электронный пучок после взаимодействия с лазерными фотонами и детектора, регистрирующего γ -излучение, обусловленное комптоновским рассеянием лазерных фотонов позволит наводить электронный пучок на мишень и регистрировать электроны, проходящие через рентгеновское зеркало, как и в эксперименте [38], целью которой было обнаружение оптического дифракционного излучения релятивистских электронов.

2.5 Анализ возможности использования рентгеновских зеркал для диагностики параметров пучков быстрых электронов.

Как отмечено выше, оптимальным методом решения задачи диагностики пучков электронов высокой энергии является использование так называемых рентгеновских зеркал вместо обычных кристаллов. Это обеспечивает большую длину волны и, как следствие, большую величину параметра $\gamma\lambda$ в знаменателе экспоненты в выражении 2.2. Многослойные рентгеновские зеркала представляют собой периодические структуры,

состоящие из слоев материалов с различными оптическими константами, по аналогии с интерференционными зеркалами для оптического диапазона. Спецификой рентгеновских зеркал по сравнению с интерференционными оптическими зеркалами являются меньшие периоды вплоть до 1 нм и большое число, до 1000, элементов периодичности. Другой их особенностью является сильное поглощение излучения практически всеми материалами, используемыми для изготовления таких зеркал. Необходимость большого числа периодов вызвана низкими коэффициентами отражения от одной границы $R_{12}=|(\epsilon_1-\epsilon_2)/4|^2$, где $\epsilon_{1,2}$ – диэлектрические проницаемости материалов пленок, используемых для изготовления таких зеркал. Например, коэффициент отражения от границы вакуум-кремний на длине волны $\lambda=1$ нм составляет $R=2*10^{-8}$. Даже для такого тяжелого материала как золото он не превышает $R=6*10^{-7}$.

При выборе пар материалов МСС для решения конкретных задач руководствуются следующими основными критериями:

Необходимо выбрать оптимальное сочетание оптических констант материалов, обеспечивающее максимальные коэффициенты отражения на требуемой длине волны.

Материалы слоев должны минимально химически взаимодействовать, чтобы не снижать контраст диэлектрических проницаемостей на границах.

Материалы слоев должны наноситься на подложки методами вакуумного напыления, а их рост должен происходить без заметного развития шероховатости поверхности.

Часто используется подход, когда в качестве слабопоглощающего выбирается материал, у которого K - или L - край поглощения на шкале длин волн находятся немного левее, чем рабочая длина волны, на которую рассчитывается зеркало. Оптимальным является вариант, если рабочая длина волны соответствует области аномальной дисперсии материала: в этом случае для него характерно минимальное поглощение и максимальный показатель преломления, в ряде случаев превышающий единицу. Выбор

сильнопоглощающего материала представляет собой компромисс между поглощением излучения и скачком электронной плотности при переходе от одного вещества к другому.

Наиболее употребительными материалами для производства рентгеновских зеркал являются следующие пары: W/Si; W/B₄C; Cr/Sc; W/Sc; Ni/C; Cr/C; W/C; Mo/B₄C; Mo/Si; W/Si; Sc/Si; Co/C; WC/Si; Mo₂B₅/B₄C; WSi₂/Si; CrB₂/C; MoSi₂/Si и ряд других. Разберем в качестве примера, пару Cr/Sc: Хром (Z=24) и скандий (Z=21) близки в периодической системе элементов, и поэтому разность электронной плотности у них незначительна. Однако в области аномальной дисперсии скандия в окрестности L₃ –края поглощения ($\lambda_L=3.11$ нм) действительная часть диэлектрической проницаемости может быть больше единицы хром поглощает слабо. Поэтому для этой пары материалов наблюдаются максимальные значения коэффициента отражения. К тому же химическое взаимодействие хрома со скандием сравнительно слабое, поэтому границы раздела двух этих веществ получаются очень резкими.

Как уже отмечалось ранее, известно несколько попыток экспериментального исследования генерации параметрического рентгеновского излучения и дифрагированного переходного излучения в таких зеркалах. Теоретическое описание результатов этих измерений основано на подходах динамической теории дифракции рентгеновского излучения в совершенных кристаллах. К сожалению, во всех известных работах по теоретическому описанию результатов исследований характеристик излучения в рентгеновских зеркалах проведено только качественное сопоставление результатов измерений и расчёта. К тому же, они весьма сложны и не позволяют перейти к ситуации, когда частица не проходит через зеркало, а движется рядом с ним.

Использование описанного ранее подхода так же вызывает ряд затруднений: интенсивность дифракционного излучения, которая использовалась при расчете, получена для случая нормального падения на

кристалл, и, следовательно, в этом виде для рентгеновских зеркал оно неприменимо. Используемый в работе метод расчета отражающей способности основан на теории дифракции рентгеновских лучей в совершенных кристаллах [44] и не может быть точно перенесен на рентгеновские зеркала. Возможное несовершенство структуры реальных рентгеновских зеркал, см., например, [43], также должны быть принято во внимание. Без наличия адекватной методики расчёта, позволяющей получить абсолютное значение выхода дифрагированного излучения, становится невозможным сравнение результатов измерений и расчётов. Без такого сравнения говорить об использовании рентгеновских зеркал для диагностики параметров пучков электронов высокой энергии невозможно.

2.5 Выводы

Результаты исследований возможности применения дифрагированного дифракционного излучения для диагностики параметров пучков электронов высокой энергии кратко можно сформулировать следующим образом:

1. Использование дифрагированного дифракционного излучения для диагностики параметров интенсивных пучков быстрых электронов успешно решает проблему разрушения кристаллов при прохождении через них интенсивных пучков современных и планируемых электронных ускорителей при сохранении всех остальных достоинств использования для этой цели дифрагированного переходного излучения.
2. Из-за более узкого углового распределения дифракционного излучения по сравнению с угловым распределением переходного излучения дифрагированное дифракционное излучение обеспечивает большую точность измерения параметров углового распределения электронов в ускорителе.
3. Основной проблемой при использовании ДДИ для диагностики параметров электронных пучков является слишком малый выход излучения,

обусловленный экспоненциальным членом в выражении для интенсивности дифракционного излучения, и очень малым значением прицельных параметров, для которых это излучение может уверенно регистрироваться.

4. Для решения этой проблемы можно заменить кристаллы рентгеновскими зеркалами. В этом случае можно ожидать, что технически разрешенные значения прицельных параметров, как и интенсивность регистрируемого излучения, окажутся существенно выше.

5. Для определения оптимальных условий применения рентгеновских зеркал для диагностики необходимо развитие теории дифракционного излучения для случая наклонного падения поля частицы на мишень и поиск альтернативных методов расчета эффективности отражения мягкого рентгеновского излучения такими зеркалами.

6. Поскольку как дифрагированное дифракционное излучение в кристаллах и рентгеновских зеркалах, так и просто дифракционное излучение в рентгеновском диапазоне ещё не наблюдалось, необходим цикл экспериментов по подтверждению их существования и исследованию основных характеристик на существующих ускорителях электронов на энергию порядка 1 ГэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведённых исследований можно кратко сформулировать следующим образом:

1) Размеры пучка планируемых электрон-позитронных коллайдеров намного меньше типичного размера элемента CCD матрицы или любого другого прибора для измерения пространственного распределения рентгеновского излучения. Измерение пространственного распределения параметрического рентгеновского излучения быстрых электронов в тонких кристаллах не в состоянии дать информацию о размерах электронного пучка на кристалле.

2) Эта информация может быть получена из значений эмиттанса электронного пучка в обеих плоскостях и расходимости, которая может быть получена из результатов измерений углового распределения электронного пучка путем измерения углового распределения дифрагированного переходного излучения. Эмиттанс пучка может быть определён расчётным путем или измерен на предыдущих стадиях ускорения с помощью традиционных методов.

3) Основным препятствием на пути использования дифрагированного переходного излучения электронов в тонких кристаллах для определения расходимости и пространственных размеров пучка быстрых частиц в коллайдере является разрушение структуры кристалла под действием излучения.

4) Использование дифрагированного дифракционного излучения для диагностики параметров интенсивных пучков быстрых электронов успешно решает проблему разрушения кристаллов при прохождении через них интенсивных пучков современных и планируемых электронных ускорителей при сохранении всех остальных достоинств использования для этой цели дифрагированного переходного излучения.

5) Основной проблемой при использовании ДДИ для диагностики параметров электронных пучков является слишком малый выход излучения, обусловленный экспоненциальным членом в выражении для интенсивности дифракционного излучения, и очень малым значением прицельных параметров, для которых это излучение может уверенно регистрироваться.

6) Решение этой проблемы состоит в замене кристаллов рентгеновскими зеркалами. В этом случае можно ожидать, что технически разрешенные значения прицельных параметров, как и интенсивность регистрируемого излучения, окажутся существенно выше.

7) Для определения оптимальных условий применения рентгеновских зеркал для диагностики необходимо развитие теории дифракционного излучения для случая наклонного падения поля частицы на мишень и поиск альтернативных методов расчета эффективности отражения мягкого рентгеновского излучения такими зеркалами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ILC Technical Design Report, 12 June 2013.
2. A Multi-TeV linear collider based on CLIC technology: CLIC Conceptual Design Report / edited by M. Aicheler et. al CERN, 2012.
3. Fiorito R.B., Proc. PAC'09, Vancouver (BC), May 2009, TU3GRI02 (2009).
4. Urakawa J., Hayano H., Kubo K., Kuroda S., Terunuma N., Kuriki M., Okugi T., Naito T., Araki S., Potylitsyn A. et al. //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 0 (2001)1-9
5. Kube G., Backe H., Lauth W., Schope H. // Proc. DIPAC2003, 2003.
6. Loos H. et al. // Proc. FEL08, Gyeongju, Korea, August 2008.
7. Shintake T. //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 311(1992).
8. Yan J., Yamaguchi Y., Kamiya Y., Komamiya S., Oroku M., Okugi T., Terunuma N., Kubo K., Tauchi T., Urakawa J. //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A740 (2014)131 -137
9. Gogolev A., Potylitsyn A., Kube G.// J. Phys. Conference Series, 2011. V. 357, 012018.
10. Takabayashi Y.// Phys. Lett. A, 2012. - V. 376, - 2408.
11. Brenzinger K.-H., Limburg B., Backe H. et al. //Phys. Rev. Lett. 1997. V.79. c. 2462.
12. Cube G. et al. // Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, P.491-493
13. High-Resolution X-Ray Camera // URL:
<http://www.proxivision.de/datasheets/X-Ray-Camera-HR25-x-ray-PR-0055E-03.pdf> (02/092013)
14. A.L. Meadowcroft, C.D. Bentley, E.N. Stott 2008 Rev. Sci. Instr. **79** 113102
15. Takabayashi Y., Sumitani K.//Physics Letters A377(2013) c.2577-2580
16. Brenzinger K.-H., Herberg C., Limburg B. et al. //Z. Phys. A. V. 358. 1997. c.107.

17. Baldin A.N., Vnukov I.E., Kalinin B.N., Karataeva E.A. 2006 *Poverkhnost'* No. 4, 72
18. Yu.A. Goponov, S.A. Laktionova, O.O. Pligina, M.A. Sidnin, I.E. Vnukov // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 355 (2015) с. 150–154.
19. S.A. Laktionova, O.O. Pligina, M.A. Sidnin I.E. Vnukov // *Journal of Physics: Conference Series* 517 (2014) 012020 doi:10.1088/1742-6596/517/1/012020
20. Nitta H. // *Phys. Lett. A.* 1991. V.158. P.270.
21. Potylitsin A. // *arXiv:condmat/9802279 v1* 26 Feb 1998
22. Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд. АН АРМ ССР, Ереван, 1969, 459с.
23. P.L. Anthony et al. // *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996), No. 19, p.3350-3353
24. Базылев. В.А., Жеваго Н.К., Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях, Москва: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987, 272с
25. Vnukov I. E., Kalinin B.N. and Potylitsin A.P. 1991 *Sov. Phys. Journal* **34** 481
26. Бакланов Д.А., Балдин А.Н., Внукров И.Е., Нечаенко Д.А., Шатохин Р.А. // *Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина*, 2007, Т. 763, серия физическая, "Ядра, частицы, поля", вып.1(33), С.41-56
27. Cube G. et al. // *Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China*, P.491-493
28. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом, Томск, ТПУ, 2008, 396с.
29. Feranchuk I.D. and Ivashin A.V. // *J. Physique.* - 1985. - V. 46. - с. 1981-1986.
30. Yu.A. Goponov et. al Influence of real photon diffraction on parametric X-ray angular distribution in thin crystals // *NIM. B.* 2015. V.234. P.276.
31. Schwitters R., The SLAC Coherent Bremsstrahlung Facility // *SLAC-TN-70-32*, 1970.
32. Benediktovitch A.I. and Feranchuk I.D. // *Journal of Physics: Conference Series* 236 (2010) 012015

33. Smith S.L., Purcell E.M., Phys. Rev. 92 (1953) 1069
34. A.V.Shchagin, Physics-Uspekhi.58(2015)819.
35. J. Yan, Y. Yamaguchi, Y. Kamiya, S. Komamiya, M. Oroku, T. Okugi, N. Terunuma, K. Kubo, T. Tauchi, J. Urakawa, Nucl. Instrum. Methods A 740 (2014) 131.
36. A.I. Benediktovitch, I.D. Feranchuk, J. Phys. Conf. Ser. 236 (2010) 012015.
37. A.P. Potylitsyn, M.I. Ryazanov, M.N. Strikhanov, A.A. Tishchenko Diffraction Radiation from Relativistic Particles (Heidelberg: Springer,2011)
38. I.E. Vnukov, B.N. Kalinin, G.A. Naumenko, D.V. Padalko, A.P. Potylitsyn, O.V. Chefonov, JETP Lett. 67 (1998) 802.
39. V.V. Syshchenko, N.F. Shulga, J. Surf. Invest.: X-ray Synch. Neutron Tech. 5 (2011) 392.
40. S.J.Smith,E.M.Purcell,Phys.Rev.92(1953)1069.
41. Yu.A. Goponov, S.A. Laktionova, M.A. Sidnin, I.E. Vnukov, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B 355 (2017) .
42. N.N. Nasonov,V.V. Kaplin, S.R. Uglov, V.N. Zabaev, M.A. Piestrup, C.K. Gary, Nucl. Instrum. Methods B 227 (2005) 41.
43. S.R. Uglov, V.V. Kaplin, A.S. Kubankin, J.-M. André', K. Le Guen, Ph. Jonnard, S. de Rossi, E. Meltchakov, F Delmotte, J. Phys. Conf. Ser. 732 (2016) 012017.
44. R. James, The optical principles of the diffraction of X-rays (G. Bell and Sons, London, 1958).

О НЕВОЗМУЩАЮЩЕЙ ДИАГНОСТИКЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ПОМОЩЬЮ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

И.Е. Внуков, Ю.А. Гопонов, С.А. Лактионова,
И.Р. Сиднина, М.А. Сиднин, Р.А. Шатохин
Белгородский государственный национальный исследовательский
университет, г. Белгород, Россия

В связи с проектированием Международного линейного коллайдера /1/ возникла задача определения параметров пучков сверхбыстрых электронов ($E_e > 50$ ГэВ) с размером порядка несколько десятков нм и расходимостью ~ 10 -40 микрорадиан. Использование угловых распределений дифрагированного переходного излучения электронов в тонких кристаллах для определения расходимости пучка и оценки его пространственных размеров /2/ практически неосуществимо из-за разрушения кристалла вследствие переменных термических напряжений под действием импульсного пучка /3/. По аналогии с подходом, предложенным в /4/, на основе методики /5/ развит метод расчёта выхода дифрагированных виртуальных фотонов поля частицы при её движении вблизи границы кристалла. Обсуждается возможность аналогичного рассмотрения излучения при пролете частицы вблизи края рентгеновского зеркала, что даст возможность работать с большей длиной волны и проверить осуществимость метода оценки параметров пучка, предложенного в /2/, на существующих ускорителях электронов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. ILC Technical Design Report, 12 June 2013 // www.linearcollider.org/ILC/TDR
2. Goponov Yu.A. et al. // NIM, 2016, A808, P. 71
3. Babaev A.A., Gogolev A.S. // J. Phys.: Conf. Ser. 732(2016) 012030
4. Щагин А.В. // УФН, 2015, Т.185, С. 885
5. Laktionova S.A. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 517 (2014) 517 012020.

О ВОЗМОЖНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ПОМОЩЬЮ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

И.Е. Внуков, Ю.А. Гопонов, С.А. Лактионова,
Сидшин М.А., Сиднина И.Р.

Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия

В последнее время в связи с проектированием Международного линейного коллайдера /1/ возрос интерес к новым методам определения параметров пучков сверхбыстрых электронов ($E_e > 10$ ГэВ) с размером порядка несколько десятков нм. Используемые в настоящее время методы диагностики электронных пучков, основанные на регистрации излучения в оптическом диапазоне, перестают работать из-за когерентных эффектов в излучении /2/. Переход к излучению с меньшей длиной волны и ориентированным кристаллам /3/ затруднен быстрой деградацией структуры кристалла из-за высокой плотности частиц на мишени /4 / и её разрушением. Использование поверхностного ПРИ /5/, предложенное в работе /4/, осуществимо только для $E_e > 200$ ГэВ из-за малости значения радиуса затухания кулоновского поля частицы γ . Обсуждается перспектива использования для целей диагностики излучения электронов при пролете около рентгеновского зеркала, что даст возможность работать с большей длиной волны и получить требуемые значения γ на уже существующих ускорителях электронов.

ЛИТЕРАТУРА

- a. ILC Technical Design Report, 12 June 2013 // www.linearcollider.org/ILC/TDR
- b. Loos H. et al. // Proc. FEL'08, Gyeongju, Korea, August 2008. - THBAU01, - P. 485.
- c. Gogolev A. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 357(2011) 4. 4. Goponov Yu.A. et al. // NIM, 2016, A808, P. 71
- d. Benediktovitch A.I., Feranchuk I.D. // J. Phys. Conf. Ser. 236 (2010) 012015