

УДК 539.18:538.97

ВЛИЯНИЕ МОЗАИЧНОСТИ КРИСТАЛЛОВ НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОД МАЛЫМ УГЛОМ К НАПРАВЛЕНИЮ СКОРОСТИ ЧАСТИЦЫ

© 2011 г. Д. А. Бакланов, И. Е. Внуков, Ю. В. Жандармов, Ж. Т. Зыонг, С. А. Лактионова, Р. А. Шатохин

Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

Поступила в редакцию 16.11.2010 г.

Приведены результаты обработки серии экспериментов по исследованию выхода рентгеновского излучения с энергией $\omega \sim \gamma\omega_p$, генерируемого электронами с энергией 500 МэВ в ориентированных монокристаллах вольфрама, выполненных на Томском синхротроне с помощью кристалл-дифракционных спектрометров на основе мозаичных кристаллов пиролитического графита. Показано, что результаты измерений объясняются конкуренцией двух процессов: параметрического рентгеновского излучения под малыми углами к скорости частицы и дифракции тормозного излучения в мозаичных кристаллах класса $a\alpha$. Обсуждается влияние характерных размеров микроблоков, из которых состоят кристаллы тугоплавких металлов, на выход позитронов в проектируемых источниках позитронов. Предложен способ определения характерных размеров микроблоков в мозаичных кристаллах класса $a\alpha$.

ВВЕДЕНИЕ

Дифракция кулоновского поля движущейся в кристалле быстрой заряженной частицы приводит к возникновению параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) [1–3]. Теория предсказывает существование рефлексов ПРИ, распространяющихся как в направлении брэгговского рассеяния, так и под малым углом к скорости излучающей частицы. Однако если для первого из отмеченных рефлексов, детально исследованного теоретически и экспериментально, наблюдается хорошее согласие эксперимента с теорией [4, 5], то ПРИ под малыми углами к скорости частицы, или, как его иногда называют, ПРИ вперед (ПРИВ), обнаружено сравнительно недавно в экспериментах с кристаллами вольфрама [6, 7] и кремния [8] и не имеет пока адекватного теоретического описания. Расчеты, выполненные в [6, 9], качественно объясняют изменение характера проявления эффекта с уменьшением энергии фотонов в эксперименте [6], но не доведены до количественного сравнения.

Основная трудность в сопоставлении результатов измерений ПРИВ с теорией по сравнению с традиционным ПРИ состоит в том, что ПРИ испускается под большими углами к направлению движения пучка частиц, может быть сравнительно легко отделено от фона тормозного излучения и измерено обычными детекторами рентгеновского диапазона. В том же направлении, что и ПРИВ, распространяются переходное и тормозное излучения, поэтому выделение этой ветви ПРИ оказалось возможным только при использовании кристалл-дифракционных спектро-

метров на основе совершенных кристаллов кремния [7, 8] и мозаичных кристаллов пиролитического графита [6]. Эффективность таких приборов существенно зависит от спектрально-углового распределения регистрируемого излучения, что затрудняет прямое сравнение результатов измерений с расчетом, так как расчет должен учитывать реальные характеристики измерительной аппаратуры. Дополнительная сложность состоит в том, что фотоны тормозного и переходного излучений также могут дифрагировать в кристалле, где рождается ПРИВ, что приводит к дополнительному усложнению интерпретации результатов измерений. Исходя из вышеизложенного, задача описания влияния экспериментальных условий и процесса дифракции реальных фотонов тормозного излучения на выход излучения в экспериментах по исследованию ПРИВ, в частности в [6, 7], представляется важной и актуальной.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Схема эксперимента [6] приведена на рис. 1. Электроны, ускоренные до конечной энергии $E_0 = 500$ МэВ, сбрасывались на монокристаллическую мишень, установленную в гониометре. Исследуемое излучение проходило через коллиматор, очищалось магнитом и поступало в экспериментальный зал, где была установлена регистрирующая аппаратура. Кристалл ориентировался относительно направления электронного пучка по показаниям NaI(Tl)-детектора, регистрирующего рассеянные фотоны излучения при каналировании и тормозного излучения с энер-

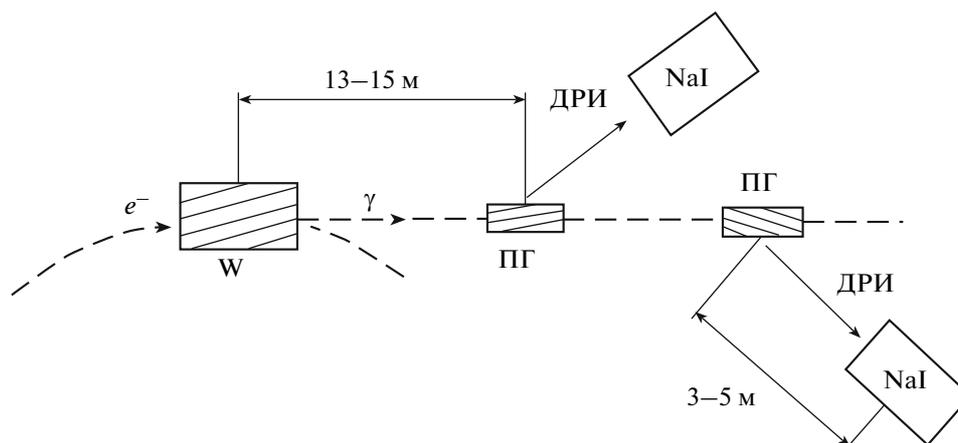


Рис. 1. Схема эксперимента: W – кристалл вольфрама; ПГ – кристаллы пиролитического графита; NaI – спектрометры NaI(Tl); P – рассеиватель.

гией $\omega > 0.5$ МэВ. Параметры электронного пучка, экспериментальной аппаратуры и методика ориентации приведены в [10, 11].

Как показано в [13, 14], оптимальным методом поиска ПРИВ является измерение зависимости числа фотонов в узком спектральном диапазоне от ориентации кристалла. Для энергии фотонов $\omega \geq 20$ –25 кэВ брэгговское условие может быть выполнено только для нескольких низкоиндексных плоскостей и вполне определенных ориентаций кристалла. Критерием обнаружения эффекта являлось наблюдение пика в ориентационной зависимости (ОЗ) выхода фотонов с фиксированной энергией для углов ориентации кристалла, соответствующих брэгговскому отражению излучения с такой энергией.

Для выделения излучения с фиксированной энергией использовались два кристалл-дифракционных спектрометра на основе мозаичных кристаллов пиролитического графита с размерами $2.5 \times 6.5 \times 22.5$ мм и $3.5 \times 5.5 \times 20$ мм, установленных в гониометрах на расстоянии 13–15 м от кристалла вольфрама, где генерировалось исследуемое излучение, и NaI(Tl)-детекторов с размерами 40×1 мм, расположенных на расстоянии 3–5 м от кристаллов графита. Распределение мозаичности использованных кристаллов графита определялось в процессе измерения дифракционной кривой и выхода на пик дифракции для каждого из углов расположения детектора в эксперименте [12]. В более тонком кристалле ($2.5 \times 6.5 \times 22$ мм) оно может быть представлено в виде суммы двух гауссовых распределений с параметрами $\sigma_m^1 = 4.2 \pm 0.1$ мрад, $S_1 \sim 0.67 \pm 0.05$ и $\sigma_m^2 = 9.0 \pm 0.5$ мрад, $S_2 \sim 0.33 \pm 0.05$, где σ – стандартное отклонение и S_1, S_2 – весовые коэффициенты. Центры распределений совпадают с точностью не хуже 0.2 мрад. Распределение мозаичности в другом кри-

сталле также может быть представлено в виде суммы двух гауссовых распределений с параметрами $\sigma_m^1 = 6.2 \pm 0.4$ мрад, $S_1 \sim 0.64 \pm 0.05$ и $\sigma_m^2 = 15.0 \pm 0.1$ мрад, $S_2 \sim 0.36 \pm 0.05$. Центры распределений сдвинуты друг относительно друга на 10 ± 0.3 мрад.

Использование в качестве детекторов кристаллов NaI(Tl) толщиной 1 мм и дифференциальных дискриминаторов позволило регистрировать только первый разрешенный порядок отражения, существенно уменьшить фон и получить отношение пик/подложка дифракционной кривой ~ 40 –70 в зависимости от энергии регистрируемых фотонов. Другими словами, вклад фоновых фотонов с энергией, отличающейся от выбранной, не превышал 1.5–2%.

Для этих условий энергетическое разрешение спектрометров слабо зависит от мозаичности кристаллов, а определяется их угловой апертурой ($\Delta\Theta_x \sim 0.1$ мрад, $\Delta\Theta_y \sim 0.6$ мрад) и углом коллимации дифрагированного излучения. Угол коллимации излучения в плоскости дифракции (горизонтальной) $\Delta\Theta_x = 0.4$ –0.7 мрад обеспечивал разрешение спектрометров $\Delta\omega/\omega \sim 1$ –2%. В работе [15] на основе дальнейшего развития подхода [12] предложена новая методика расчета эффективности спектрометров с помощью метода статистического моделирования. В процессе сопоставления результатов расчета и эксперимента использовались спектральные распределения эффективности кристалл-дифракционных спектрометров, полученные с помощью этой методики.

Измерения выполнены для монокристалла вольфрама с размерами 8.5×0.41 мм, ориентацией $\langle 111 \rangle$ и поверхностной мозаичностью $\sigma_m \leq 0.2$ мрад. На кристаллах, изготовленных по такой же технологии, наблюдалось anomальное прохождение рентгенов-

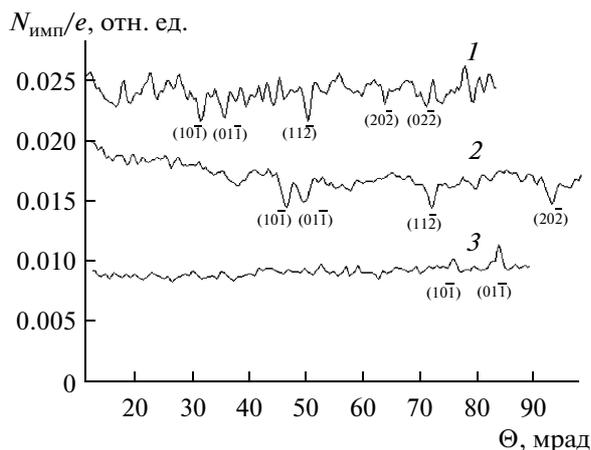


Рис. 2. Ориентационная зависимость выхода рентгеновского излучения с энергией ω : 1 – 95, 2 – 67, 3 – 40 кэВ.

ских лучей в вольфраме [16]. Кристалл был установлен в гониометре так, что плоскость $(11\bar{2})$ была близка к вертикальной. Это позволяло исследовать динамические эффекты в излучении как для $(11\bar{2})$, так и двух плоскостей типа $\{110\}$, развернутых относительно нее на 30° . Измерения ОЗ выхода рассеянных фотонов излучения при плоскостном канальировании [6] показали, что плоскость $(11\bar{2})$ развернута относительно вертикальной на угол $\beta = 3.5^\circ \pm 0.2^\circ$. Поэтому динамические эффекты в излучении для каждой из плоскостей кристалла и фиксированной энергии фотонов наблюдались для разных углов ориентации.

В соответствии с предсказаниями [14], интенсивность ПРИВ в кристалле вольфрама становится сравнима с интенсивностью переходного излучения только для энергии фотонов $\omega \leq \gamma\omega_p \sim 80$ кэВ, где γ – лоренц-фактор, а ω_p – плазменная частота среды и должна быть пропорциональна длине поглощения. Поэтому в первой серии экспериментов измерения были проведены для энергии фотонов $\omega = 67$ кэВ $< \gamma\omega_p$ и $\omega = 95$ кэВ $> \gamma\omega_p$. Для контроля отсутствия вклада излучения при плоскостном канальировании с помощью “комптоновского” NaI(Tl)-детектора одновременно измерялся выход фотонов с $\omega \geq 0.5$ МэВ. Этот же детектор использовался для совмещения направления пучка электронов с осью кристалла, от которой отсчитывались углы разориентации плоскостей.

Измерения показали, что для выбранных значений энергии фотонов пики, связанные с проявлением ПРИВ, отсутствовали. Наличие кристаллической структуры проявилось в уменьшении числа фотонов, регистрируемых спектрометрами, при совпадении брэгговской энергии для данной ориентации кристалла вольфрама с энергией, на кото-

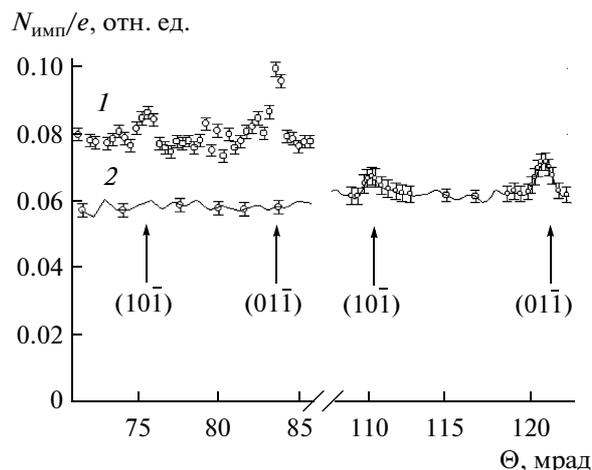


Рис. 3. Ориентационная зависимость выхода рентгеновского излучения с энергией ω : 1 – 40, 2 – 28.3 кэВ.

рую были настроены кристалл-дифракционные спектрометры. Положение минимумов в ОЗ соответствует кинематическим условиям дифракции для фотонов, направленных вдоль трассы электронного пучка, с погрешностью не хуже процента. Например, для $\omega = 67$ кэВ расчетные положения минимумов для отражений $10\bar{1}$, $01\bar{1}$ и $11\bar{2}$ – 46.6 мрад, 49.9 мрад и 72.2 мрад. Тогда как измеренные значения – 46.3 мрад, 49.5 мрад и 71.9 мрад. Глубина минимумов меняется от 12–15% для $\omega = 67$ кэВ до $\sim 10\%$ для $\omega > 90$ кэВ. Типичное значение полной ширины минимума $\Delta\Theta \sim 1.5$ – 2.5 мрад. Другими словами, наличие провалов в ОЗ выхода жестких фотонов обусловлено дифракцией тормозного излучения внутри кристалла.

Проявление ПРИВ было зарегистрировано только для меньших значений энергии фотонов – $\omega = 40$ кэВ (рис. 2, кривая 3 и рис. 3) и $\omega = 28.3$ кэВ, для которых проявились максимумы, положение которых, как и в случае минимумов выхода жестких фотонов, согласуется с законом Брэгга. Наблюдаемые максимумы не связаны с каким-либо излучением с непрерывным спектром и экспериментальной погрешностью. Об этом говорит отсутствие максимумов в выходе фотонов с $\omega \geq 0.5$ МэВ ([6], рис. 3) и различное положение максимумов в ОЗ выхода рентгеновских фотонов с разной энергией. Положение и форма максимумов воспроизводились при проведении повторных измерений. Позднее аналогичные результаты на этом же кристалле вольфрама, т.е. пик для $\omega = 40$ кэВ $< \gamma\omega_p$, были получены в эксперименте [7] для энергии электронов $E_0 = 885$ МэВ.

Измерение спектров дифрагированного излучения в пике для $\omega = 40$ кэВ – $\Theta_{01\bar{1}}^{\text{exp}} = 83.9$ мрад и в соседних точках ($\Theta = 81.3$ мрад и 79.3 мрад) показало, что увеличение интенсивности излучения происхо-

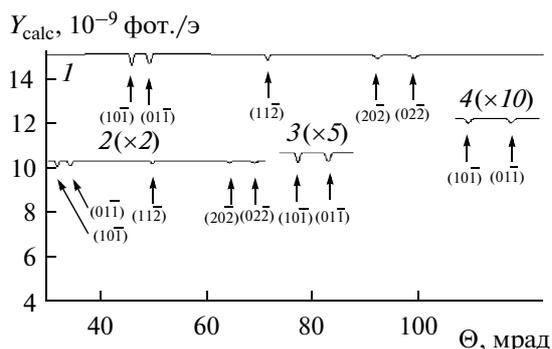


Рис. 4. Расчетная зависимость выхода излучения с энергией ω : 1 – 96, 2 – 67, 3 – 40, 4 – 28.3 кэВ.

дит только для первого порядка отражения. Интенсивность излучения более высоких порядков отражения для всех спектров практически совпадает.

Зарегистрированные положения пиков $\Theta_{10\bar{1}}^{\text{exp}} = 76.6$ (110.2) мрад и $\Theta_{01\bar{1}}^{\text{exp}} = 83.9$ (120.9) мрад для фотонов с энергией $\omega = 40$ (28.3) кэВ несколько отличаются от расчетных $\Theta_{10\bar{1}}^{\text{est}} = 77.9$ (110.2) мрад и $\Theta_{01\bar{1}}^{\text{est}} = 83.6$ (118.2) мрад. Расстояние между пиками на 1.5 и 2 мрад больше, чем это следует из закона Брэгга. Для обоих значений энергии фотонов ширина пика для плоскости $(01\bar{1})$ почти в 2 раза больше, чем для $(10\bar{1})$. Для $\omega = 40$ кэВ этот пик достаточно уверенно разделяется на два.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно теории, энергия ПРИВ определяется углом вылета фотона в направлении, перпендикулярном плоскости, на которой происходит отражение – Θ_{\parallel} . Его интенсивность строго вдоль направления скорости электрона равна нулю, а максимум в угловом распределении соответствует углу $\Theta_{\parallel}^{\text{FPXR}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\gamma^{-2} + (\omega_p/\omega)^2}$. В анализируемом эксперименте регистрировались фотоны, обусловленные элект-

Сравнение экспериментальных и расчетных выходов излучения

ω , кэВ	Y_{exp} , фот./э	Y_{calc} , фот./э	$Y_{\text{exp}}/Y_{\text{calc}}$
28.3	1.16×10^{-9}	1.27×10^{-9}	0.96
40	1.99×10^{-9}	2.13×10^{-9}	0.95
67	14.78×10^{-9}	15.5×10^{-9}	0.95
80	0.40×10^{-9}	0.36×10^{-9}	1.1
96	5.1×10^{-9}	5.15×10^{-9}	0.99
120	3.6×10^{-10}	3.47×10^{-9}	1.04

тронами, движущимися под углом порядка Θ^{FPXR} к направлению электронного пучка. Излучение генерировалось на плоскостях кристалла вольфрама, развернутых на угол $\sim 30^\circ$ относительно отражающей плоскости дифрактометров. В совокупности с конечной угловой апертурой и разрешением спектрометров это должно было привести к уширению экспериментальных кривых и уменьшению амплитуд пиков по сравнению с теоретическим описанием, не учитывающим эти факторы.

Одновременное измерение выхода фотонов как для диапазона значений энергии $\omega > \gamma\omega_p$, где основным механизмом формирования наблюдаемой ОЗ является дифракция тормозного излучения, так и ниже его, где можно ожидать проявления обоих механизмов [6, 9], позволяет поставить вопрос о вкладе дифракции тормозного излучения и для энергии фотонов $\omega < \gamma\omega_p$.

На рис. 4 приведены расчетные ориентационные зависимости выхода рентгеновского излучения в направлении прямо-вперед для условий эксперимента [6] с учетом эффективности спектрометров и вклада переходного излучения с задней грани кристалла для диапазона углов разориентации кристалла 30–120 мрад и энергии фотонов $\omega = 96, 67, 40$ и 28.3 кэВ соответственно зависимости (кривые 1–4). Методика приближенного учета вклада дифракционного подавления выхода излучения в совершенных кристаллах приведена в [17].

Для подтверждения адекватности расчета в таблице приведены результаты сравнения экспериментальных и расчетных выходов излучения.

Погрешность абсолютизации экспериментальных данных $\sim 15\%$. Результаты для энергии фотонов 28.3, 40, 67 и 96 кэВ получены непосредственно из измеренных ориентационных зависимостей выхода излучения, а для 80 и 120 кэВ – из спектров излучения для одной ориентации кристалла графита и расположения детектора дифрагированного излучения и нескольких порядков отражения. В измеренных выходах учтена эффективность использовавшихся в эксперименте NaI(Tl)-спектрометров, рассчитанная с помощью метода Монте-Карло, поглощение излучения в выходном фланце ускорителя и в воздухе на пути от ускорителя до детектора. В расчете учтены эффективность кристалл-дифракционных спектрометров, подавление тормозного излучения из-за эффекта плотности [18], поглощение излучения в кристалле вольфрама и вклад переходного излучения с выходной грани мишени.

Из рис. 4 видно, что глубина провалов в расчетных кривых ориентационной зависимости для плоскостей типа $\{110\}$ и энергии фотонов 67 и 96 кэВ – соответственно, $\sim 2.5\%$ и $\sim 1.5\%$ – почти в пять раз меньше экспериментальных $\sim 15\%$ и $\sim 10\%$. Ширина расчетных кривых примерно в 1.2–1.5 раза меньше экспериментальной (рис. 2).

Заметить такие провалы на экспериментальных зависимостях при таком уровне статистики было бы практически невозможно. Положение проявляющихся провалов достаточно хорошо согласуется с расчетом, в том числе и для слабо отражающих плоскостей ($11\bar{2}$) и (220) (рис. 2, 4). Как и для сильно отражающих плоскостей, глубина экспериментальных провалов в 5–7 раз больше, чем расчетных.

Методика, развитая в [17], не учитывает влияние поглощения на процесс дифракции [19]. Однако оценки показывают, что учет этого фактора может привести только к незначительному уширению провалов и практически не скажется на эффективности отражения, т.е. на их глубине. Слабое проявление процесса дифракции в расчетных зависимостях обусловлено большой разницей между характерной шириной области полного отражения (~ 30 – 40 эВ) и энергетическим захватом спектрометра (~ 0.5 – 1.5 кэВ в зависимости от энергии регистрируемого излучения).

Известно, что мозаичные кристаллы лучше отражают рентгеновское излучение, чем совершенные [19], что может объяснить наличие относительно глубоких провалов в измеренных ориентационных зависимостях выхода излучения. С другой стороны, в анализируемом эксперименте впервые наблюдался динамический эффект в излучении быстрых электронов в кристаллах, что по умолчанию предполагается, что кристалл должен обладать совершенной структурой. Выходом из сложившейся ситуации является учет того, что в мозаичных кристаллах также могут проявляться динамические эффекты в отражении рентгеновского излучения [19]. Для этого необходимо, чтобы размер блоков с совершенной структурой был больше длины первичной экстинкции (для наших условий ~ 2 – 3 мкм).

Как отмечено в цитированной монографии, при одновременном выполнении условий $l > l_{ex}$ и $l < l_a$, где l — длина блока, l_{ex} и l_a — длина первичной экстинкции и поглощения фотонов, эффективность отражения рентгеновских лучей будет больше, чем в случае совершенного кристалла, что и наблюдалось в [6, 7]. В соответствии с терминологией [19] кристалл, использовавшийся в этих экспериментах, является кристаллом класса aa . В качестве подтверждения этого вывода следует отметить наличие поверхностной мозаичности $\sigma_m \approx 0.2$ мрад. Как известно, стандартные методы рентгеноструктурного анализа не в состоянии определить качество внутренней структуры образцов такой толщины и состава. Поэтому можно только предположить, что и внутренняя часть кристалла обладает примерно такой же мозаичностью. Другим подтверждением может служить тот факт, что в эксперименте [13], где та же самая экспериментальная аппаратура и методика измерений использовалась для исследования зависимости выхода излучения с фиксиро-

ванной энергией от ориентации совершенного кристалла кремния, провалов в выходе жестких фотонов с энергией $\omega > \omega_p$, не наблюдалось при значимо меньшей статистической ошибке.

Наличие отдельных микроблоков, развернутых на небольшой угол относительно среднего направления, увеличивает вероятность отражения фотонов, регистрируемых кристалл-дифракционным спектрометром, что приводит к увеличению глубины провала. В качестве оценки максимально возможной величины эффекта дифракционных потерь выхода излучения можно взять отношение длины поглощения к средней длине микроблока. Исходя из такой оценки и экспериментальных данных для энергии фотонов $\omega = 67$ кэВ ($l_a \sim 183$ мкм) средний размер блока в использованном кристалле вольфрама ~ 20 – 30 мкм. Поскольку измеренное значение поверхностной мозаичности кристалла, использованного в экспериментах [6, 7], $\sigma_m \approx 0.2$ мрад невелико и сопоставимо с шириной столика Дарвина [19] $\Delta\Theta \sim 0.03$ мрад, должен наблюдаться эффект переотражения дифрагированного излучения. Поэтому реальное число блоков, при котором получится экспериментально зарегистрированное дифракционное подавление выхода тормозного излучения, будет больше, а средняя длина блока, соответственно, меньше.

Отсутствие провала в ОЗ выхода фотонов с $\omega = 40$ кэВ в эксперименте [6] обусловлено вкладом ПРИВ, компенсирующим потерю выхода излучения из-за дифракции фотонов тормозного излучения внутри кристалла для энергетического диапазона $\omega < \omega_p$ [9]. Как показано в [20], мозаичность кристалла практически не сказывается на полном выходе параметрического рентгеновского излучения. Следовательно, можно надеяться, что она не скажется и на выход ПРИВ, тем более, что мозаичность кристалла $\sigma_m \approx 0.2$ существенно меньше характерного угла вылета фотонов ПРИВ $\Theta_{||}^{FPXR} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\gamma^{-2} + (\omega_p/\omega)^2} \sim 1.3$ мрад. Для более точного ответа на этот вопрос требуется серьезный теоретический анализ.

Хорошее согласие измеренных и рассчитанных выходов излучения для энергии фотонов $\omega = 40$ кэВ и 28.3 кэВ вне области дифракционных эффектов позволяет оценить выход ПРИВ из кристалла вольфрама для условий эксперимента [6]. Для энергии фотонов $\omega = 40$ кэВ, телесного угла $\Delta\Omega = 2.02 \times 10^{-7}$ ср и энергетического захвата спектрометра $\Delta\omega = 0.276$ кэВ (FWHM) зарегистрированный выход ПРИВ составляет $\sim 28\%$ от суммарного выхода тормозного и переходного излучений. Для энергии фотонов $\omega = 28.3$ кэВ, телесного угла $\Delta\Omega = 1.94 \times 10^{-7}$ ср и энергетического захвата спектрометра $\Delta\omega = 0.172$ кэВ зарегистрированный вы-

ход ПРИВ составил $\sim 20\%$ от суммарного выхода тормозного и переходного излучений. Меньшее соотношение выходов ПРИВ и суммы тормозного и переходного излучений для энергии фотонов $\omega = 28.3$ кэВ обусловлено большим вкладом переходного излучения с выходной грани кристалла для этой энергии фотонов в полный выход регистрируемого излучения ($\sim 68\%$) по сравнению с измерениями для $\omega = 40$ кэВ ($\sim 20\%$).

Оценки показывают, что для энергии фотонов $\omega = 40$ кэВ ($l_a \sim 48$ мкм) из-за дифракции тормозного излучения должна наблюдаться примерно такая же глубина провала или даже больше (рис. 4). Следовательно, наблюдаемая ориентационная зависимость для энергии фотонов $\omega = 40$ кэВ (рис. 3, кривая I) представляет собой сумму более широкой ОЗ выхода фотонов от механизма ПРИВ с амплитудой примерно в полтора–два раза больше, чем экспериментально зарегистрированная, и ОЗ, обусловленной дифракционным подавлением. Этим же, по-видимому, обусловлена разная форма ОЗ выхода ПРИВ для физически идентичных плоскостей $(10\bar{1})$ и $(01\bar{1})$ [6] (рис. 3). Для плоскости $(10\bar{1})$, развернутой на меньший угол относительно кристалла анализатора, провал в выходе жестких фотонов глубже и уже, чем для плоскости, развернутой на больший угол (рис. 2). Поэтому амплитуда результирующей зависимости для нее почти в два раза меньше. Другими словами, при отсутствии дифракционного подавления в мозаичном кристалле класса aa (т.е. в совершенном кристалле вольфрама) выход ПРИВ в условиях эксперимента [6] должен быть порядка 50% от выхода некогерентного излучения для энергии фотонов 40 кэВ и 30–40% для энергии фотонов $\omega = 28.3$ кэВ.

Для условий эксперимента [7], где использовался этот же кристалл вольфрама, ситуация несколько иная. Увеличение энергии электронов с 500 до 855 МэВ привело к уменьшению относительной доли тормозного излучения в суммарном выходе регистрируемого излучения с энергией $\omega = 40$ кэВ до $\sim 30\%$. Поэтому уменьшение выхода регистрируемого излучения из-за дифракционного подавления не превышает 10%.

Полученные результаты позволяют предложить новый способ оценки качества структуры кристаллов большой толщины по степени проявления параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости частицы в области энергий фотонов $\omega < \gamma\omega_p$ и дифракции тормозного излучения в области $\omega > \gamma\omega_p$. Для совершенного кристалла ПРИВ должно преобладать, а дифракционное подавление практически отсутствовать. Для мозаичного кристалла класса b , т.е. для кристалла с характерной длиной микроблоков меньше длины первичной экстинкции, наоборот ПРИВ должно отсутство-

вать, а дифракционное подавление должно стать еще более заметным. Для оценки длины совершенных блоков, можно, по-видимому, проводить измерения выхода ПРИВ и для более слабых отражений: 220, 440 и т.д. В соответствии с динамической теорией дифракции рентгеновских лучей длина экстинкции для таких отражений увеличивается, поэтому исчезновение ПРИВ для более слабого порядка отражения будет свидетельствовать о том, что средний размер совершенных блоков меньше l_{ex} для этого порядка отражения.

Реализация такого способа оценки средней длины микроблока возможна при проведении измерения в области энергий фотонов $\omega \sim \gamma\omega_p$ и меньше. С другой стороны, нужно работать с фотонами, длина поглощения которых значимо больше длины первичной экстинкции. Одновременное выполнение этих условий, особенно в случае кристаллов из тяжелых элементов, требует проведения таких измерений на ускорителях с энергией порядка 1 ГэВ и выше, что экономически не всегда оправдано. Использование отношения экспериментально измеренной величины дифракционного подавления к расчетным значениям позволяет проводить такие исследования на ускорителях средних энергий (~ 20 – 30 МэВ). Главное требование – наличие достаточно больших баз, чтобы можно было реализовать методику выделения излучения с фиксированной энергией с помощью кристалл-дифракционного спектрометра на основе совершенного или мозаичного кристалла.

Одним из наиболее интересных применений излучения релятивистских электронов в кристаллах является предложение о генерации с его помощью интенсивных позитронных пучков [21]. Используемый в настоящее время способ получения позитронных пучков с помощью каскадных процессов в мишенях из тугоплавких металлов, облучаемых пучком релятивистских электронов, не в состоянии обеспечить требуемый выход позитронов из-за большого энерговыделения, способного привести к расплавлению мишени. Эта проблема становится еще более актуальной в связи с начатым в настоящее время строительством линейных электрон-позитронных коллайдеров, поскольку эффективность использования коллайдера пропорциональна числу взаимодействующих частиц.

Считается установленным, что наиболее оптимальными для этой цели являются кристаллы вольфрама с ориентацией $\langle 111 \rangle$ и толщиной несколько миллиметров в зависимости от энергии электронов. Эксперименты, проведенные с пучками электронов от 1 до 8 ГэВ и кристаллами вольфрама, показали, что использование кристаллов действительно обеспечивает увеличение выхода позитронов на 15–30% по сравнению с поликристаллическими мишенями оптимальной толщины для энергии электронов

больше 4–5 ГэВ [22]. Основным источником фотонов, генерирующих электрон-позитронные пары, является излучение при каналировании, надбарьерное и когерентное тормозное излучения. Результаты расчета ориентационной зависимости выхода позитронов, полученные для определяющего вклада последнего механизма излучения [23], удовлетворительно согласуются с результатами измерений [22].

Несовершенство структуры кристаллов (разориентация совершенных блоков в образце относительно основного направления и ограниченность их размеров) приводит к подавлению когерентных эффектов в излучении, обеспечивающих преимущество кристаллов для генерации позитронов перед аморфными радиаторами. Современные методики получения кристаллов из тугоплавких металлов (W, Mo) не в состоянии обеспечить совершенную структуру (образцы, использовавшиеся в экспериментах по генерации позитронов, имели поверхностную мозаичность $\sigma_m \sim 0.5\text{--}1.5$ мрад, что значительно больше характерного угла излучения $\gamma^{-1} \sim 0.1$ мрад для энергии электронов порядка нескольких ГэВ), поэтому задача контроля внутренней структуры таких кристаллов является важной и актуальной. Следует отметить, что в расчетах выхода излучения при взаимодействии быстрых электронов с ориентированными кристаллами несовершенство структуры до последнего времени не учитывалось.

Оценки показывают, что основным фактором, который может привести к подавлению выхода излучения, является характерная длина блоков мозаичности. Подавление начинается, если размер блока становится сопоставимым с длиной формирования излучения $l \sim l_{\text{coh}} = \gamma^2 \lambda$, где λ – длина волны фотона. Для энергии фотонов 10–150 МэВ, необходимой для генерации позитронов с требуемой энергией (5–20 МэВ), и энергии электронов ~ 5 ГэВ $l_{\text{coh}} \approx 2\text{--}20$ мкм. Влияние разориентации соседних блоков существенно меньше и, в первом приближении, может не учитываться. Поэтому предлагаемые способы оценки размеров блоков в таких кристаллах являются весьма интересными с точки зрения разработки позитронных инжекторов нового поколения.

Авторы выражают благодарность коллегам [6] за участие в разработке и реализации методик, использованных в процессе исследований, и помощь при проведении измерений. Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” (ГК 16.740.11.0147 от 02.09.2010) и Программы внутренних грантов БелГУ (грант № ВКГ 002.10).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тер-Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН АРМ ССР, 1969. 459 с.
2. Гарибян Г.М., Ян Ши // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 930.
3. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 944.
4. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. // Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. М.: ВИНТИ, 1991. Т. 4. С. 129.
5. Brenzinger K.-H., Herberg C., Limburg B. et al. // Z. Phys. A. 1997. В. 358. S. 107.
6. Алейник А.Н., Балдин А.Н., Богомазова Е.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. Вып. 6. С. 447.
7. Backe H., Lauth W., Scharafutdinov A.F. et al. // Proc. SPIE. V. 6634. (arXiv:physics/0609151 v1 18 Sep. 2006).
8. Backe H., Rueda A., Lauth W. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. В. 2005. V. 234. P. 130.
9. Likhachev V., Nasonov N., Tulinov A., Zhukova P. // Вестн. Воронежского гос. ун-та. Сер.: Физика. Математика. 2005. № 2. С. 98.
10. Адищев Ю.Н., Воробьев С.А., Забаев В.Н. и др. // Ядерная Физика. 1982. Т. 35. Вып. 1. С. 108.
11. Калинин Б.Н., Коновалова Е.И., Плешков Г.А. и др. // ПТЭ. 1985. № 3. С. 31.
12. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Кирьяков А.А. и др. // Изв. ВУЗов “Физика”. 2001. Т. 44. № 3. С. 71.
13. Kalinin B.N., Naumenko G.A., Padalko D.V., Potylitsyn A.P., Vnukov I.E. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. В. 2001. V. 173. P. 253.
14. Kubankin A., Nasonov N., Sergienko V., Vnukov I. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. В. 2003. V. 201. P. 97.
15. Бакланов Д.А., Внуков И.Е., Жандармов Ю.В. и др. // Тез. докл. 40-ой Межд. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: Изд-во МГУ, 2010. С. 94.
16. Бдикин И.К., Божко С.И., Семенов В.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. С. 16.
17. Бакланов Д.А., Балдин А.Н., Внуков И.Е., Нечаенко Д.А., Шатохин Р.А. // Вестн. Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина. 2007. Т. 763. Сер. Физ., “Ядра, частицы, поля”. Вып. 1(33). С. 41.
18. Клейнер В.П., Насонов Н.Н., Шляхов Н.А. // УФЖ. 1992. Т. 57. С. 48.
19. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М.: Изд-во И. Л. 1950. 464 с.
20. Афанасьев А.М., Агинян М.А. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. Вып. 2. С. 570.
21. Chehab R., Couchot F., Nyaieh A.R., Richard F., Artru X. // LAL-RT 89-01. 1989. 3 p.
22. Suwada T., Anami S., Chehab R. et al. // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. P. 016502.
23. Kalinin B.N., Naumenko G.A., Potylitsyn A.P. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. В. 1998. V. 145. P. 209.

Influence of Crystal Mosaicity on Observed Characteristics of X-Ray Emission Along the Propagation Velocity of a Fast Particle

**D. A. Baklanov, I. E. Vnukov, Yu. V. Zhandarmov, T. G. Duong,
S. A. Laktionova, R. A. Shatokhin**

Data of treatment of experiments on X-ray yield with energy of $\omega \sim \gamma\omega_p$ are presented. Radiation under study was generated in aligned tungsten crystals by electrons with energy of 500 MeV. Measurements were performed by means of crystal-diffraction spectrometers based on mosaic pyrolytic graphite crystals. It is shown that the experimental results are determined by competition between two mechanisms: PXR along the particle velocity and photons diffraction in mosaic crystals of $\alpha\alpha$ -class. Influence of specific size of microblocks forming metallic crystals on positron yield in designed positron sources is discussed. A new method of estimation of specific sizes of microblocks in $\alpha\alpha$ class crystals is suggested.