

ОЦЕНКА СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ С ПОМОЩЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Ю.В. Жаңдармов, Р.А. Шатохин

Белгородский государственный университет,
ул. Студенческая 14, 308007 Белгород, Россия
e-mail: vnukov@bsu.edu.ru

Анализируется зависимость характеристик излучения, возникающего при прохождении через кристалл быстрых электронов, от качества внутренней структуры образца. Предложен способ оценки размеров микроблоков кристаллов по соотношению вкладов параметрического рентгеновского излучения и дифрагированного тормозного и переходного излучений для разных углов наблюдения. Обсуждается возможность оценки размеров микроблоков по соотношению интенсивностей этих механизмов излучения для одного угла наблюдения и разных порядков отражения.

Ключевые слова: мозаичный кристалл, быстрый электрон, излучение, дифракция, микроблок, параметрическое рентгеновское излучение, длина первичной экстинкции, угол наблюдения, порядок отражения.

Введение

Наличие упорядоченности атомов среды приводит к появлению ориентационных и интерференционных эффектов в выходе вторичных процессов, возникающих при прохождении через неё быстрых заряженных частиц. К ним, в частности, относятся процессы рассеяния, выхода ядерных реакций, процессы генерации излучения и т.д. Наличие этой связи позволяет ставить вопрос об анализе структуры мишени по результатам измерений. Например, по выходу обратного резерфордовского рассеяния каналированных ионов можно судить о расположении примесей в кристаллической решётке, а по спектрам излучения при каналировании быстрых электронов можно уточнять форму потенциала, плотность электронов и тому подобное, см., например, [1] и цитируемую там литературу.

В этом же ряду стоит и задача анализа качества структуры кристаллических образцов, то есть наличие в образце блоков мозаичности, их распределение по углу разориентации относительно основного направления и размерам по характеристикам жёсткого электромагнитного излучения, генерируемого при прохождении через них быстрых электронов. К достоинствам этого подхода можно отнести высокую проникающую способность жёсткого рентгеновского излучения и наглядность интерпретации. Наиболее удобным, по-видимому, является регистрация и анализ характеристик излучения, испускаемого под большими углами к направлению падения частиц на образец, что существенно уменьшает вклад тормозного излучения не чувствительного к структуре образца.

Этим требованиям удовлетворяют два механизма излучения: параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) [2,3], которое можно рассматривать как когерентное рассеяние собственного электромагнитного поля быстрой частицы на электронных оболочках периодически расположенных атомов мишени, и дифракция свободных фотонов, возникающих при влёте частицы в образец, то есть дифрагированное переходное излучение (ДПИ), или родившихся в нём за счёт процесса тормозного излучения – дифрагированное тормозное излучение (ДТИ). Оценка характерного угла мозаичности образцов σ_m по характеристикам наблюдаемого излучения не представляет собой существенного интереса, поскольку та же самая информация может быть получена с помощью более простых и дешёвых методов рентгеноструктурного анализа. Однако для

анализа микроструктуры образцов, то есть оценки размеров микроблоков и углов относительной разориентации соседних блоков между собой ситуация не столь очевидна. При использовании электронов, варьируя угол наблюдения и тем самым энергию фотонов, можно получить более качественную информацию, чем при использовании рентгеновского излучения с фиксированной длиной волны. Прямое измерение размеров микроблоков с помощью пучков рентгеновского излучения представляет собой сложную экспериментальную задачу и может быть использовано только для анализа поверхностных слоев, см. например [4]. Исходя из выше изложенного, оценка возможности анализа микроструктуры образцов по характеристикам излучения проходящих через них быстрых электронов представляется достаточно важной и актуальной.

1. Постановка задачи

Известно, что характерная ширина углового распределении ПРИ относительно брэгговского направления порядка $\Theta_{ph} = \sqrt{\gamma^{-2} + \omega_p^2 / \omega^2}$, где γ – Лоренц-фактор, ω – энергия фотонов, а ω_p – плазменная частота среды. Как показано в [5] полная интенсивность ПРИ практически не зависит от мозаичности кристалла. Наличие мозаичности приводит к уширению ориентационных зависимостей и угловых распределений ПРИ, а при сопоставимости Θ_{ph} и характерного угла мозаичности, уменьшает выход излучения за счёт переотражения фотонов ПРИ [6,7]. Поэтому чувствительность ПРИ к тонким деталям структуры кристалла незначительна. Однако поскольку для кристаллов с совершенной структурой выход ПРИ значительно больше выхода ДТИ [8] учёт вклада этого механизма в наблюдаемые характеристики излучения необходим.

Дифрагированные реальные фотоны испускаются в брэгговском направлении, а ширина ориентационной зависимости определяется угловым распределением первичного излучения и, в основном, величиной σ_m и углом коллимации излучения ν_c [8]. В эксперименте последняя величина редко бывает меньше нескольких мрад, поэтому с помощью измерений ориентационных зависимостей или угловых распределений выхода дифрагированного излучения (ДТИ или ДПИ) оценка мозаичности кристалла может быть сделана только для достаточно больших значений σ_m , сопоставимых с углом коллимации излучения ν_c . Поэтому определить наличие мозаичности и оценить величину σ_m существенно проще и дешевле с помощью обычных методов рентгеновской дифракции.

Более важен и интересен вопрос, можно ли с помощью измерений ориентационных зависимостей и угловых распределений результирующего излучения быстрых электронов в образце (ПРИ+ДТИ+ДПИ) оценить размеры блоков мозаичности и характерные углы из взаимной разориентации. Пусть на поверхности мозаичного образца или внутри него рождается излучение с спектрально-угловым распределением $I(\omega, \mathbf{n})$, соответственно переходное и тормозное излучения. При выполнении условий дифракции, на какой либо из плоскостей отдельного блока мозаики для фотонов с энергией ω и единичным вектором в направлении движения фотона \mathbf{n} удовлетворяющих условию

$$\omega = \frac{|\mathbf{g}|^2}{2\sqrt{\epsilon_0} |\mathbf{n}\mathbf{g}|} = \frac{g}{2 \sin \Theta_g}, \text{ где } \mathbf{g} \text{ и } \Theta_g \text{ – вектор обратной решётки этой}$$

плоскости и угол между ней и вектором \mathbf{n} , детектор с угловой апертурой ν_c , расположенный под углом $\Theta_D = 2\Theta_g$, регистрирует наличие дифрагированного излучения. Интенсивность этого излучения будет зависеть от отражающей способности образца.

Известно (смотри [9] и цитируемую там литературу), что по степени совершенства кристаллы можно классифицировать по двум факторам: размерам правильных блоков или участков в кристалле, и степени их взаимной разориентации. В соответствии с



первым фактором все кристаллы можно разделить на два класса a и b . В кристаллах класса a отдельные участки достаточно велики, что бы проявилось заметное влияние первичной экстинкции, то есть их линейный размер сопоставим с длиной первичной экстинкции. В кристаллах класса b размер правильных блоков мал, поэтому эффект первичной экстинкции практически не наблюдается. В соответствии со вторым фактором кристаллы также можно разделить на два класса – α и β . В кристаллах класса α блоки почти параллельны друг другу, их взаимная разориентация мала, поэтому вклад вторичной экстинкции велик. В кристаллах класса β блоки распределены нерегулярно, поэтому вклад вторичной экстинкции мал.

Комбинируя эти факторы можно условно классифицировать кристаллы по степени совершенства на четыре группы от $a\alpha$ до $b\beta$. Пределом класса $a\alpha$, когда возможная разориентация микроблоков меньше области полного отражения рентгеновских лучей ("столика" Дарвина), является идеальный совершенный кристалл, а класса $b\beta$ – идеальный мозаичный кристалл. Следует отметить, что принадлежность к этим классам не является раз и навсегда заданной, поскольку это зависит от длины экстинкции, которая, в свою очередь, зависит от порядка отражения и энергии фотонов [9]. То есть для разных порядков отражения или значительно отличающихся энергий фотонов один и тот же образец может относиться к разным классам.

Как показали эксперименты с узкими пучками монохроматического излучения, выполненные ещё в 30-х годах прошлого века (см. [9] и цитируемую там литературу), отражающая способность рентгеновского излучения кристаллами непосредственным образом связана с совершенством их структуры. Кристаллы класса $a\alpha$ обеспечивают наименее узкую кривую качания (FWHM ~ 20 -30 угловых секунд и меньше), хорошо описываемую динамической теорией дифракции рентгеновских лучей в совершенных кристаллах. По этой причине их интегральная отражающая способность невелика. Кристаллы с нарушенной структурой обладают большей интегральной отражающей способностью, причем иногда почти на порядок. Максимальной интегральной отражающей способностью и, соответственно, наиболее широкой кривой качания обладают мозаичные кристаллы класса $b\beta$. Их отражающая способность, так же как и кристаллов класса $b\alpha$, хорошо описывается теорией дифракции рентгеновских лучей в мозаичных кристаллах, однако для кристаллов класса $b\alpha$ необходимо учитывать влияние вторичной экстинкции, которая уменьшает интегральную отражающую способность.

Кристаллы класса $a\alpha$ иногда можно представить в виде набора кристаллитов, то есть совершенных кристаллов малых размеров, каждый из которых отражает рентгеновское излучение в соответствии с динамической теорией дифракции. Отражающая способность такого кристалла как целого близка к отражающей способности совершенного кристалла с такими же размерами, если размеры кристаллита больше длины поглощения излучения. В противном случае, отражающая способность такого кристалла больше, чем у совершенного, поскольку излучение может отразиться от кристаллитов, расположенных в глубине кристалла [9]. Здесь необходимо подчеркнуть, что только в идеальном совершенном и идеальном мозаичном кристаллах интегральная отражающая способность хорошо описывается соответствующими теориями для любых энергий фотонов и порядков отражения. В остальных случаях необходимо точно учитывать размеры блоков и их распределение по углам разориентации относительно основного направления, что, как правило, неизвестно.

При использовании кристаллов для генерации интенсивных пучков рентгеновского излучения на него падает или в нём рождается расходящийся фотонный пучок с непрерывным спектром, часть фотонов которого затем отражается и регистрируется детектором с фиксированным угловым расположением. В такой постановке эксперимента несовершенство структуры приводит к уширению спектра детектируемого излу-

чения и увеличению его интенсивности. То есть для кристалла класса $\alpha\alpha$ регистрируемое излучение наименее интенсивно, а ширина спектра и ориентационной зависимости, в основном, определяется углом коллимации излучения. Для кристалла класса $\beta\beta$ интенсивность излучения максимальна, так же как и ширина ориентационной зависимости и спектра излучения. Зависимость характеристик регистрируемого излучения от качества структуры кристалла позволяет, в принципе, провести оценку качества структуры реальных кристаллов по характеристикам наблюдаемого излучения.

2. Анализ экспериментальных данных

Известно, что ширина "столика" Дарвина $\Delta\Theta$ и длина первичной экстинкции l_{α} зависят от порядка отражения и энергии фотонов. Согласно [9] для неполяризованного излучения и отсутствия поглощения можно записать:

$$\Delta\Theta = 2 \cdot \gamma \Delta\theta_0 \quad (1)$$

где $\Delta\theta_0 = 2 \cdot \delta / \sin 2\Theta$ – поправка к углу Брэгга Θ из-за преломления волны в кристалле, $\delta = (\omega_p / \omega)^2 / 2$ – отличие показателя преломления от 1, а $\gamma = \frac{1}{2} \frac{f(\mathbf{g})}{f(0)} (1 + \cos(2\Theta))$.

Здесь $f(\mathbf{g})$ – Фурье-компонента пространственного распределения электронов в атоме кристалла атомный фактор рассеяния ($f(0) = z$, где z – число электронов в атоме), а \mathbf{g} – вектор обратной решетки, соответствующий плоскости, на которой происходит отражение.

Для оценки длины первичной экстинкции, можно использовать выражение [9]:

$$l_{\alpha} = d / (2\xi \sin \Theta), \quad (2)$$

где $\exp(-2\xi)$ – ослабление интенсивности волны при пролете через одну плоскость:

$$2\xi = \frac{\pi d^2 N F}{n} \frac{e^2}{mc^2}, \quad (3)$$

где N – концентрация рассеивающих центров, d – межплоскостное расстояние, F – структурный множитель, n – порядок отражения.

В связи с существованием зависимости $\Delta\Theta$ и l_{α} от энергии фотонов проанализируем результаты измерений выхода результирующего излучения (ПРИ+ДТИ+ДПИ) для значимо разных энергий фотонов. На рисунке 1 приведены результаты измерения вертикального углового распределения выхода излучения для отражения (220) из кристалла естественного алмаза размерами $6 \times 10 \times 0.35$ мм³ и поверхностной мозаичностью $\sigma_m \approx 0.2$ мрад [11] в эксперименте [10] (точки) для энергии электронов 900 МэВ и угла наблюдения $\Theta_d = 90^\circ$. Кристалл установлен в геометрии Брэгга, а толщина мишени по ходу электронного пучка ~ 0.5 мм.

В качестве детектора использовался пропорциональный счетчик с ксеноновым наполнением БДП-2 с максимальной апертурой 4×16 мм², эффективностью $\sim 80\%$ для энергии фотонов $\omega \sim 7$ кэВ и разрешением $\Delta\omega/\omega \sim 15\%$. Для нахождения центра рефлекса ПРИ и измерения угловых распределений счётчик мог перемещаться в вертикальном и горизонтальном направлениях с шагом 0.25 мм. Счетчик располагался на расстоянии 106 см от кристалла. С целью более точного измерения углового распределения ПРИ перед счётчиком был установлен свинцовый коллиматор диаметром 4 мм. Угол коллимации излучения $\vartheta_c = 1.88$ мрад.

Зависимость 1 на этом рисунке – результаты расчёта по кинематической теории ПРИ [12] в предположении, что кристалл является совершенным. Как показано в работах [6,13], при выполнении условия $\sigma_m \ll \Theta_{ph}$, как в данном случае, мозаичность прак-

тически не сказывается на спектр и угловое распределение ПРИ. Используемая в работе методика расчёта ПРИ в совершенных и мозаичных кристаллах подробно изложена в статьях [6,8]. Как и в цитируемой экспериментальной работе из-за погрешности абсолютизации (~20-30%) результаты измерений нормированы на результаты расчёта в области углов вылета фотонов $\nu_e > 5$ мрад. Из рисунка видно, что расчётная зависимость хорошо описывает результаты эксперимента только для углов $\nu_e > 5-7$ мрад. Для меньших углов экспериментальные точки идут значительно выше расчётной кривой, что свидетельствует о вкладе излучения с более узким угловым распределением, чем ПРИ, то есть вкладе дифракции реальных фотонов. В данном случае $\omega \sim 6.97$ кэВ $\ll \gamma\omega_p \sim 67$ кэВ это дифрагированное переходное излучение.

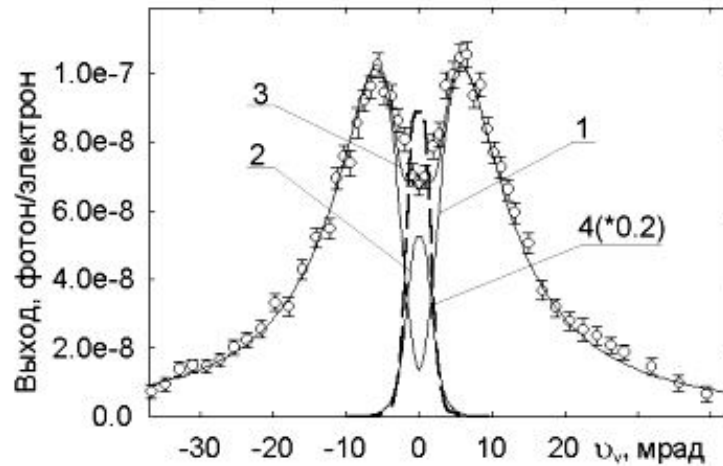


Рис.1. Вертикальное угловое распределение для условий работы [10]

На этом же рисунке (кривая 2) приведены результаты расчёта вертикальной зависимости выхода ДПИ, выполненного в соответствии с методикой работы [14], для совершенного кристалла. В расчёте учтены геометрические размеры детектора и поперечные размеры пучка электронов на кристалле [15]. Методика учета влияния размеров электронного пучка на характеристики наблюдаемого излучения приведена в работе [16]. Кривая 3 – результирующее угловое распределение ПРИ+ДПИ. Как видно из рисунка, расчёт удовлетворительно описывает результаты эксперимента. Тем не менее, в центре углового распределения экспериментальная и расчетная зависимости несколько отличаются, что может быть связано как с неопределённостью ряда параметров, используемых в расчёта (поперечные размеры электронного пучка и его расходимость), так и с мозаичностью кристалла.

Характерный угол мозаичности $\sigma_m \sim 0.2$ мрад сопоставим с шириной области полного отражения для этой энергии фотонов $\Delta\Theta \sim 0.02$ мрад. Поэтому по степени разориентации блоков этот кристалл следует отнести к классу α . Для проверки применимости к этому образцу приближения мозаичного кристалла класса b был проведен расчёт углового распределения ДПИ в рамках этого приближения по методике работы [6,17] (см. рис. 1, кривая 4). Из рисунка видно, что угловые распределения ДПИ для совершенного кристалла (кривая 2) и мозаичного класса b (кривая 4) подобны, но отличаются по интенсивности практически на порядок. Примерно такого соотношения и следовало ожидать, поскольку для мозаичных кристаллов класса b отражающая способность $Q \sim N^2 \lambda^2$ [9,18,6], где N – концентрация атомов, а λ – длина волны. То есть для относительно больших длин волн вероятность отражения рентгеновского из-

лучения образцом такой толщины, как и для совершенного кристалла близка к единице, а характерный угол мозаичности примерно на порядок больше ширины "столика" Дарвина.

Зависимость 3 существенно ближе к экспериментальным точкам, чем сумма зависимостей 2 и 4, поэтому кристалл алмаза, использованный в эксперименте [10], следует отнести к классу α , то есть размеры составляющих его кристаллитов больше длины первичной экстинкции $l_{\alpha} \sim 7$ мкм. Отмеченное выше различие между зависимостью 3 (ПРИ+ДПИ в совершенном кристалле) и результатами измерений обусловлено тем, что для фотонов с $\omega = 6.97$ кэВ длина поглощения излучения $l_{\omega} \sim 0.43$ мм $\gg l_{\alpha}$. Поэтому блоки, расположенные в глубине кристалла и разориентированные относительно блоков на поверхности на угол больше $\Delta\Theta$, дают вклад в выход регистрируемого излучения.

С увеличением энергии фотонов длина первичной экстинкции возрастает, и ситуация меняется. На рисунке 2 точками показана зависимость выхода фотонов первого порядка отражения от угла разориентации плоскости (110) кристалла алмаза толщиной 2 мм относительно направления брэгговского отражения, полученная в эксперименте [19]. Ошибки статистические и не включают погрешность определения числа электронов, прошедших через кристалл ($\sim 10-15\%$).

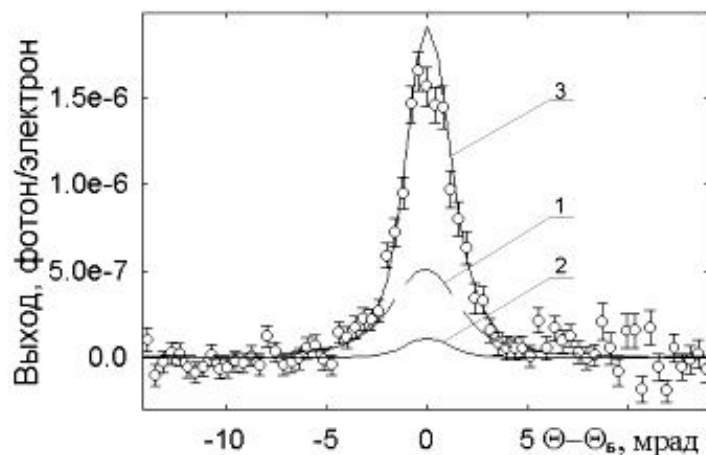


Рис. 2. ОЗ выхода излучения для условий работы [13]

Результаты этого эксперимента уже обсуждались в работах [13,10]. Для удобства сравнения из экспериментальной зависимости вычтена некогерентная подложка, уровень которой не превышал 30% от выхода в максимуме. Эксперимент выполнен в геометрии Лауэ на кристалле естественного алмаза с поверхностной мозаичностью $\sigma_m \sim 0.2$ мрад, ориентацией $\langle 110 \rangle$ и размерами $6 \times 8 \times 2$ мм³, вырезанном из того же образца, что и мишень, использованная в эксперименте [10]. Условия эксперимента: энергия электронов 500 МэВ, угол наблюдения $\Theta_D = 4^\circ$, энергия фотонов первого порядка отражения $\omega \sim 145$ кэВ, угол коллимации $\vartheta_c = 1.9$ мрад.

Здесь же (кривая 1) показана расчётная зависимость, полученная в рамках кинематической теории ПРИ. Основными факторами, определяющими форму ориентационной зависимости выхода излучения (ОЗ), являются угол коллимации излучения и многократное рассеяние частиц в кристалле. Поэтому измеренная и рассчитанная ОЗ достаточно близки по форме, но значительно отличаются по амплитуде. Разница в шири-



нах (FWHM) рассчитанной и измеренной зависимостей $\Delta\Theta_{calc} = 3.97$ мрад и $\Delta\Theta_{exp} = (2.9 \pm 0.2)$ мрад превышает экспериментальную погрешность (шаг измерения ОЗ ≈ 0.4 мрад) и свидетельствует о вкладе излучения с более узким угловым распределением, чем ПРИ. Для экспериментальных условий цитируемой работы $\omega \approx 145$ кэВ $\gg \gamma\omega_p \sim 35$ кэВ это дифрагированное тормозное излучение (ДТИ).

Оценка вклада ДТИ по методике работы [8] в предположении, что кристалл является совершенным, (кривая 2) показала, что в этом случае интенсивность ДТИ не превышает 25% от выхода ПРИ и не может объяснить результаты эксперимента. Учёт мозаичности кристалла по методике [6,17] в предположении однородного распределения блоков мозаики с размерами меньше длины первичной экстинкции $l_{ex} \sim 148$ μm по толщине кристалла, то есть его принадлежности к мозаичным кристаллам класса b, показал, что наблюдаемое различие действительно обусловлено мозаичностью кристалла. Результирующая зависимость ПРИ+ДТИ, рассчитанная с учетом мозаичности для обеих компонент, (кривая 3) близка к экспериментальной. Рассчитанные значения выхода $Y^{calc} = 1.94 \cdot 10^{-6}$ фотон/электрон и ширины ориентационной зависимости $\Delta\Theta_{calc} = 2.67$ мрад удовлетворительно согласуются с результатами измерений $Y^{exp} = (1.63 \pm 0.008) \cdot 10^{-6}$ фотон/электрон.

Разница между результатами расчёта и эксперимента может быть обусловлена погрешностью нормировки, предположением об однородности распределения мозаичности по толщине кристалла и использованной оценкой величины σ_m . В зависимости от величины σ_m и соотношения "мозаичной" и "совершенной" компонент кристалла будет меняться выход излучения и ширина ОЗ. Другой причиной этого различия может быть одновременная регистрация нескольких фотонов от разных электронов как один фотон большей энергии (эффект наложений). О возможности этого эффекта свидетельствует тот факт, что положение максимума ориентационной зависимости не совпадает с её центром.

Как уже отмечалось, обе кристаллические мишени вырезаны из одного и того же образца естественного алмаза, поэтому их микроструктура должна быть примерно одинаковой. Измерения для угла наблюдения 90° дают нижнюю оценку характерных размеров блоков $l > l_{ex} \approx 7$ μm , а результаты измерений для угла наблюдения 4° дают верхнюю оценку этой величины $l \ll l_{ex} \approx 148$ μm . Следовательно, характерные размеры микро блоков в образце естественного алмаза из которого вырезаны мишени, использовавшиеся в экспериментах [10] и [19], находятся в пределах 7 $\mu\text{m} < l < 148$ μm .

С увеличением энергии фотонов для любого несовершенного кристалла применимость модели мозаичного кристалла класса b становится более оправданной [9]. Опыт показывает, что теория ПРИ в кинематическом приближении описывает результаты измерений в совершенных кристаллах с погрешностью не хуже 10-15% [20]. Примерно с такой же точностью теория дифракции рентгеновского излучения в мозаичных кристаллах описывает выход дифрагированных реальных фотонов в кристаллах класса b [21]. Следовательно, по результатам измерений ориентационных зависимостей или угловых распределений выхода излучения для нескольких углов наблюдения и сопоставления с результатами расчёта выхода ПРИ и дифрагированных реальных фотонов (ДТИ или ДПИ) для мозаичного и совершенного кристаллов можно определить для какого угла наблюдения начинается переход из одного класса в другой, то есть оценить средний размер блоков, из которых состоит исследуемый образец.

Здесь необходимо подчеркнуть необходимость измерения угловых распределений или ориентационных зависимостей, поскольку при измерении спектра в одной

точке всегда существует вероятность ошибки определения положения кристалла или детектора, что приведет к неточности интерпретации результатов измерений. К тому же типичная погрешность определения выхода излучения в таких экспериментах обычно не превышает 10-15%, что так же приведет к ошибке в интерпретации. Такие же измерения могут быть использованы при выборе кристаллов для получения интенсивных пучков рентгеновского излучения при прохождении быстрых электронов через мозаичные кристаллы класса *b* для прикладных, в том числе и медицинских, применений [7,13].

Измерения для нескольких углов наблюдения требуют больших временных затрат, как на проведение измерений, так и на перестановку детекторов излучения и выбор оптимальных режимов работы ускорителя и экспериментальной аппаратуры. В соответствии с (1)-(3) такое же изменение ширины "столика" Дарвина и длины первичной экстинкции, как и при использовании разных углов наблюдения, происходит с увеличением порядка отражения из-за уменьшения величины F и множителя n^1 . Поэтому информация о размерах блоков может быть получена и за более короткое время в измерениях угловых распределений или ориентационных зависимостей выхода излучения для одного угла наблюдения, но нескольких порядков отражения. Обычно в зависимости от типа исследуемого кристалла и используемой регистрирующей аппаратуры в эксперименте уверенно регистрируется от 3 до 6-7 порядков отражения, см., например, [10,16,22]. Такие измерения позволяют проследить переход из одного описания в другое, как и при использовании одного порядка отражения и нескольких углов наблюдения, и, следовательно, оценить характерные размеры микро блоков. Возникающая в этом случае проблема сильной зависимости выхода излучения от порядка отражения, требующая большего времени измерения для старших порядков отражения по сравнению с первым, может быть решена при помощи поглотителя известной толщины с последующим учетом при обработке результатов измерений.

Заключение и выводы

Результаты проведенных исследований кратко могут быть сформулированы следующим образом:

1) Зависимость интенсивности излучения быстрых электронов в кристалле от несовершенства его структуры позволяет ставить задачу количественной оценки степени несовершенства структуры кристаллических образцов по характеристикам регистрируемого излучения.

2) Слабая зависимость интенсивности ПРИ от несовершенства структуры не позволяет эффективно использовать этот тип излучения для анализа микроструктуры.

3) Регистрация выхода излучения под брэгговскими углами (ДПИ+ПРИ+ДТИ) для разных углов наблюдения (разных порядков отражения) и сопоставление с результатами расчёта для этих экспериментальных условий в рамках разных моделей позволяет получить информацию о характерных размерах блоков, из которых состоит исследуемый образец.

Работа выполнена при частичной поддержке программы внутренних грантов БелГУ.

Литература

1. Рябов В.А. Эффект каналирования. – М.: Энергоатомиздат, 1994 – 240с.
2. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. О переходном излучении гамма-квантов в кристалле. //ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С.944-948.
3. Гарибян Г.М., Ян Ши Квантовая макроскопическая теория излучения равномерно движущейся заряженной частицы в кристалле. //ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С.930-943.
4. Ohler M., Baruchel J., Moore A.W., Galez Ph., Freund A. Direct observation of mosaic blocks in highly oriented pyrolytic graphite. //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 1997. V.129. P.257-260.



5. А.М. Афанасьев, М.А. Агинян Излучение ультрарелятивистских частиц при прохождении через идеальные и мозаичные кристаллы. //ЖЭТФ. 1978. Т.74. Вып.2. С.570-579.
6. А.Н. Балдин, И.Е. Внуков, Д.А. Нечаенко, Р.А. Шатохин Влияние мозаичности кристаллов на характеристики параметрического рентгеновского излучения // Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина. 2006. Т.744. серия физическая. "Ядра, частицы, поля". вып.3(31). С.51-65.
7. Внуков И.Е., Жандармов Ю.В., Шатохин Р.А. Источник рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией для медицинских целей // Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина. 2008. т.808. серия физическая. "Ядра, частицы, поля". вып.2(38). С.25-36.
8. Бакланов Д.А., Балдин А.Н., Внуков И.Е., Нечаенко Д.А., Шатохин Р.А. Соотношение вкладов дифрагированного тормозного излучения и параметрического рентгеновского излучения в совершенных кристаллах. // Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина. 2007. Т.763. серия физическая. "Ядра, частицы, поля". вып.1(33). С.41-56.
9. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М.: Изд. Иностран. Лит. 1950. 464 с.
10. Балдин А.Н., Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Каратаева Е.А. О вкладе дифракции реальных фотонов в наблюдаемые спектры параметрического рентгеновского излучения электронов в совершенных кристаллах // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2006. вып.4. С.72-85.
11. Розум Е.И. Изготовление, исследование и некоторые применения монокристаллических мишеней для каналирования //Ред. "Журнала Известия Физика" – Томск. 1979. Деп. В ВИНТИ 03.10.79. № 3459
12. Nitta H. Kinematical theory of parametric X-ray radiation //Phys. Lett. 1991. V.A158. P.270-274.
13. Балдин А.Н., Внуков И.Е., Шатохин Р.А. Использование мозаичных кристаллов для генерации интенсивных пучков рентгеновского излучения //Письма ЖТФ. 2007. Т.33. вып.14.- С.87-94.
14. Adishev Y.N., Arishev S.N., Vnukov I.E., Vukolov A.V., Potylitsyn A.P., Kuznetsov S.I., Zabaev V.N., Kalinin B.N., Kaplin V.V., Uglov S.R., Kubankin A.S., Nasonov N. Angular distribution of X-ray radiation by 500 MeV electrons in a tungsten crystal //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2003. -V.201.- P.114-122
15. Адищев Ю.Н., Воробьев С.А., Забаев В.Н., Калинин Б.Н., Курков А.А., Потылицын А.П. Экспериментальное исследование гамма-излучения электронов при каналировании в кристалле алмаза// Ядерная Физика. 1982. т.35. вып. 1. С.108-116.
16. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А., Падалко Д.В., Потылицын А.П. Параметрическое рентгеновское излучение электронов в мозаичных кристаллах // Известия ВУЗов "Физика". 2001. Т.44. N.3. С.53-65.
17. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Кирьяков А.А., Науменко Г.А., Падалко Д.В., Потылицын А.П. Мягкая компонента излучения каналированных электронов в кристалле кремния // Известия ВУЗов "Физика". 2001. Т.44. No.3. С.71-80.
18. Chabot M., Nicolai P., Wohrer K., Rozet J.P., Touati A., Chetoui A., Vernhet D. and Politis M.F. X-ray reflectivities, at low and high order of reflection, of flat highly oriented pyrolytic graphite crystals // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 1991. Vol.61. P.377-384.
19. Chefonov O.V., Kalinin B.N., Naumenko G.A., Padalko D.V., Potylitsin A.P., Vnukov I.E. Radiation from relativistic electron in carbon samples with different structure at large angles ($\gg \gamma^{-1}$) //IV International Symposium "RADIATION from RELATIVISTIC ELECTRONS in PERIODIC STRUCTURES". September 13-16. 1999. Lake Baikal. Russia.
20. Brenzinger K.-H., Limburg B., Backe H., Dambach S., Euteneuer H., Hagenbuck F., Herberg C., Kaiser K.H., Ketting O., Kube G. et al., How narrow is the line width of parametric X-ray radiation. // Phys. Rev. Lett. 1997. V.79. P. 2462-2465.
21. Bogomazova E.A., Kalinin B.N., Naumenko G.A. Padalko D.V., Potylitsyn A.P., Sharafutdinov A.F., Vnukov I.E. Diffraction of real and virtual photons in pyrolytic graphite crystal as source of intensive quasisimonochromatic X-ray beam // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 2003. V.201. P.276-291
22. Fiorito R.B., Rule D.W., Maruyama X.K. et al. Observation of higher order parametric x-ray spectra in mosaic graphite and single silicon crystals. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. p. 704-707.

ESTIMATION OF CRYSTAL SAMPLE STRUCTURE BY MEANS OF FAST ELECTRONS RADIATION

D.A. Baklanov, I.E. Vnukov, Yu.V. Zhandarmov, R.A. Shatokhin

Belgorod State University, Studencheskaja St., 14, Belgorod, 308007, Russia

Dependence of radiation characteristics emitted under fast electrons penetration across a crystal on the sample internal structure quality is analyzed. Method of micro block size estimation on parametric X-ray radiation and diffracted bremsstrahlung and transition radiation yield ratio for different observation angles is suggested. Possibility of micro block size estimation on yield ratio of emission mechanism for one observation angle and several diffraction orders is discussed.

Key words: mosaic crystal, fast electron, emission, diffraction, micro block, parametric X-ray radiation, primary extinction length, observation angle, diffraction order.