

УДК 537.533.7

ВЛИЯНИЕ МОЗАИЧНОСТИ КРИСТАЛЛОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Н. Балдин, И.Е. Внуков, Д.А. Нечаенко, Р.А. Шатохин

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

Поступила в редакцию 25 сентября 2006 г.

Основным недостатком мозаичных кристаллов по сравнению с совершенными при их использовании в качестве радиаторов для генерации параметрического рентгеновского излучения является большая ширина спектральной линии. Вместе с тем мозаичные кристаллы обеспечивают значимое увеличение интенсивности регистрируемого излучения за счёт дифракции реальных фотонов. На томском синхротроне «Сириус» мозаичность кристалла алмаза $\sigma_m \sim 0,2$ мрад обеспечила почти четырёхкратный выигрыш в выходе излучения. Показано, что мозаичность кристалла слабо сказывается на монохроматичности излучения, если характерный угол мозаичности меньше угла коллимации излучения. Обсуждаются преимущества мозаичных кристаллов для генерации интенсивных пучков рентгеновского излучения.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: параметрическое рентгеновское излучение, электрон, кристалл, мозаичность, выход излучения, дифрагированное тормозное излучение, дифракция

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ), генерируемое при прохождении быстрых заряженных частиц через кристаллы, активно изучается в течение последних двадцати лет (см., например, [1-4] и цитируемую там литературу). Интерес к этому типу излучения обусловлен, в основном, поиском новых источников интенсивного рентгеновского излучения с перестраиваемой длиной волны, альтернативных накопителям.

В первом приближении ПРИ может рассматриваться как когерентное рассеяние собственного электромагнитного поля частицы на электронных оболочках периодически расположенных атомов мишени [5,6]. По аналогии с дифракцией рентгеновских лучей в кристаллах существует два подхода к описанию ПРИ. Так называемый кинематический подход предполагает, что многократное отражение фотонов ПРИ на плоскостях кристалла пренебрежимо мало. Если вероятность этого процесса не является малой, то необходимо использовать динамическую теорию. В последнее время предлагается рассматривать процесс ПРИ как когерентное поляризационное излучение релятивистских заряженных частиц в монокристаллах [7]. В рамках этого подхода показано, что для совершенных кристаллов вклад динамических эффектов в ПРИ не превышает 10% [8].

К настоящему времени считается установленным, что для совершенных кристаллов в диапазоне энергий электронов от нескольких МэВ до единиц ГэВ теория ПРИ в кинематическом приближении описывает экспериментальные результаты с погрешностью не хуже 10-15% [9]. Измерения, проведенные для почти всех известных кристаллов с совершенной структурой: алмаз, кремний, германий, вольфрам, кварц, фторид лития (см. [1-4,10] и цитируемую там литературу), показали, что без учёта поглощения фотонов в мишени выход ПРИ слабо зависит от типа кристалла и недостаточен для широкой практической реализации источника, основанного на этом механизме излучения.

Отражающая способность рентгеновского излучения мозаичными кристаллами значимо выше, чем совершенными. В соответствии с [11,12] мозаичность кристалла практически не сказывается на интегральной интенсивности ПРИ, приводя к уширению спектра регистрируемого излучения, но может привести к увеличению выхода излучения за счёт вклада дифрагированных фотонов [12]. Измерения для наиболее известного и широко применяемого мозаичного кристалла - пиролитического графита подтвердили, что этот кристалл обеспечивает заведомо больший выход излучения, чем совершенные кристаллы фторида лития и алмаза [10,13]. Вклад дифрагированных фотонов в суммарный спектр излучения из кристалла пиролитического графита хорошо описывался теорией дифракции рентгеновского излучения в мозаичных кристаллах [14] и в несколько раз превышал вклад ПРИ [15].

Большая мозаичность кристаллов пиролитического графита (типичное значение характерного угла мозаичности $\sigma_m \geq 3-4$ мрад) приводит к большой ширине спектра излучения [10,13], что не всегда приемлемо для практических приложений. Другим недостатком этого кристалла является большое межплоскостное расстояние, приводящее для фиксированной энергии фотонов к меньшим брэгговским углам, и, следовательно, к большому фону тормозного излучения в месте расположения объекта облучения. С этим недостатком частично связана и большая ширина спектральной линии излучения из кристалла пиролитического графита по

сравнению с получаемой от кристаллов алмаза и фторида лития для близких энергий фотонов [10,13]. Эта же проблема возникает и при использовании для генерации излучения так называемых рентгеновских зеркал [13,16].

Таковыми же преимуществами перед совершенными кристаллами должны обладать и другие мозаичные кристаллы, не имеющие недостатков графита. Большинство естественных кристаллов по своим отражающим свойствам занимают промежуточное положение между совершенными и мозаичными кристаллами [14]. Известно, что по своим отражающим свойствам образцы алмаза больших размеров приближаются к мозаичным кристаллам [14]. Исходя из вышеизложенного, сопоставление совершенных и мозаичных кристаллов с точки зрения применимости их использования для генерации интенсивных пучков рентгеновского излучения с перестраиваемой длиной волны представляется весьма интересным и актуальным.

ОЦЕНКА ВЫХОДА ИЗЛУЧЕНИЯ

В первых работах по экспериментальному исследованию параметрического рентгеновского излучения релятивистских частиц в кристаллах для сравнения полученных данных с предсказаниями кинематической теории использовалась формула для спектрально-углового распределения ПРИ, полученная в работе [17]. Позднее в [18,19] было показано, что распределение [17] переоценивает влияние многократного рассеяния, а учет поглощения фотонов ПРИ, предложенный в этой работе, не описывает измеренную зависимость интенсивности коллимированного пучка ПРИ от толщины кристалла. Исходя из вышеизложенного учет многократного рассеяния электронов и поглощение фотонов ПРИ в кристалле не включались в спектрально-угловое распределение ПРИ, а учитывались отдельно.

Как отмечалось в [8] и показано в ряде экспериментальных работ (см., например, [9] и цитированную там литературу) кинематическая теория ПРИ описывает результаты измерений для энергий электронов от нескольких МэВ до единиц ГэВ с погрешностью не хуже 10-15%, поэтому для расчета выхода ПРИ использовалась формула спектрально-углового распределения, полученная в кинематическом приближении в работе [20]:

$$\frac{d^2 N}{dZ d\Omega} = \frac{\sum_v \alpha \omega^3 |\chi_g|^2}{2\pi \varepsilon^{3/2} (1 - \sqrt{\varepsilon_0} \beta \bar{n})} \left[\frac{(\omega \beta - \bar{g}) \bar{e}_{k_v}}{(\bar{k}_\perp + \bar{g}_\perp)^2 + \frac{\omega_p^2}{\beta^2} \{\gamma^{-2} + \beta^2 (1 - \varepsilon_0)\}} \right]^2. \quad (1)$$

Здесь и далее используется система единиц $\hbar = m_e = c = 1$. Здесь $\varepsilon_0 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, где ω_p - плазменная частота среды, $\bar{\beta} = \beta \bar{n}_0$ - вектор скорости электрона, \bar{n}_0, \bar{n} - единичные векторы в направлении налетающего электрона и излученного фотона (с энергией ω и импульсом \bar{k}), \bar{g} - вектор обратной решетки, \bar{e}_{k_v} - поляризационные векторы, $\bar{e}_{k1} = \frac{[\bar{n}, \bar{n}_0]}{[\bar{n}, \bar{n}_0]}$, $\bar{e}_{k2} = [\bar{e}_{k1}, \bar{n}]$, \perp - индекс, обозначающий проекции векторов на плоскость, перпендикулярную к \bar{n}_0 . Остальные обозначения являются общепринятыми. Через $|\chi_g|^2$ обозначена величина:

$$|\chi_g|^2 = |S(\bar{g})|^2 \exp(-2W) \left[-\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{f(\bar{g})}{z} \right]. \quad (2)$$

В (2) $|S(\bar{g})|^2$ - структурный фактор, $\exp(-2W)$ - фактор Дебая-Уоллера, $f(\bar{g})$ - Фурье-компонента пространственного распределения электронов в атоме кристалла ($f(0) = z$, где z - число электронов в атоме), рассчитываемая в соответствии с результатами [21].

Энергия фотона ПРИ определяется из законов сохранения и зависит от скорости частицы и углов ориентации кристалла и вылета фотона следующим образом:

$$\omega = \frac{\bar{g} \bar{n}_0}{\frac{1}{\beta} - \sqrt{\varepsilon_0} \bar{n} \bar{n}_0}. \quad (3)$$

Зависимость спектрально-углового распределения ПРИ от угла между направлением движения электрона и плоскостью кристалла учитывалась в соответствии с методикой, предложенной в работе [22]. Расходимость электронного пучка внутри кристалла и поглощение фотонов ПРИ учитывались следующим образом. Кристалл разбивался на слои. Угловое распределение электронов внутри каждого слоя определялось многократным рассеянием частиц в предыдущей части кристалла. Это распределение использовалось для расчета спектра ПРИ, генерируемого в этом слое, с учетом попадания излучения в детектор. Поглощение ПРИ определялось длиной пути, проходимого фотонами из этого слоя до вылета из кристалла, и их энергией. Мозаичность

кристалла учитывалась путем расчета спектра для разных блоков мозаики с учетом их распределения в мишени.

Согласно кинематической теории для строго брэгговского направления интенсивность ПРИ равна нулю [5,6,20]. Поэтому в совершенных кристаллах дифракция фотонов ПРИ обычно не рассматривается. В мозаичных кристаллах для фотона, испущенного в одном из блоков мозаики, могут выполняться условия дифракции в другом блоке. Что бы учесть этот эффект для каждого фотона ПРИ с энергией ω и импульсом \vec{k} исходя из закона Брэгга определялись блоки мозаики, на которых этот фотон может дифрагировать, и вероятность отражения. Отсюда, учитывая распределение блоков мозаики, определялось ослабление пучка фотонов ПРИ на пути от точки рождения до вылета из кристалла. Более подробно методика расчёта выхода ПРИ в мозаичных кристаллах описана в [15].

Как отмечено во введении, основным достоинством мозаичных кристаллов является дополнительный вклад в регистрируемый спектр дифрагированных реальных фотонов. Для электронов средних энергий ($E_e \leq 100$ МэВ), а использование ускорителей на большие энергии для генерации излучения при взаимодействии электронов с кристаллами в прикладных целях не эффективно, основным источником фотонов является тормозное излучение. Для релятивистских электронов и мягких фотонов ($\omega \ll E_e$) спектрально-угловое распределение интенсивности тормозного излучения (ТИ) на единицу длины пути в аморфном веществе может быть представлено в виде [23]:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{\gamma^2}{\pi L} \frac{1 + \gamma^4 \theta^4}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2}, \quad (4)$$

где L - радиационная длина, а θ - угол вылета фотона.

Известно (см., например. [24,25]), что тормозное излучение в среде в области частот $\omega \sim \gamma\omega_p$ подавлено вследствие эффекта поляризации среды, а степень подавления зависит как от энергий фотона и электрона, так и от угла вылета фотона. В работе использовался приближённый метод учёта влияния эффекта поляризации среды на спектрально-угловое распределение ТИ [15]. Сравнение этого подхода с точным решением этой задачи, полученным в работе [26], показало, что разница спектров излучения, рассчитанных согласно обоим подходам, не превышает 10% для $\omega \approx \gamma\omega_p$ и резко падает для больших энергий фотонов.

Методика расчета отражающей способности мозаичных кристаллов [27] получена для одномерного распределения мозаичности и мононаправленного пучка внешнего излучения с фиксированной энергией. В нашем случае в кристалле рождается расходящийся фотонный пучок с непрерывным спектром. Для отражения мононаправленного и моноэнергетического фотонного пучка от элемента мозаичного кристалла объемом ΔV можно записать [14]:

$$\int P(\Theta) d\Theta = Q\Delta V, \quad (5)$$

где $P(\theta)$ - отражающая способность кристаллического элемента под углом θ , пропорциональная распределению блоков мозаичности в кристалле [27]. $Q\Delta V$ - интегральное отражение от элемента ΔV , где величина Q может быть названа интегральной отражающей способностью, зависит от параметров кристалла и энергии излучения следующим образом:

$$Q = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right) \frac{N^2 \lambda^3}{\sin(2\Theta)} |F_p| |F(g)|^2, \quad (6)$$

где N - концентрация атомов, $|F(\vec{g})|^2 = |S(\vec{g})|^2 \cdot |f(\vec{g})|^2 \exp(-2W)$, где λ - длина волны, $|S(\vec{g})|^2$, $\exp(-2W)$ и $f(\vec{g})$ те же самые величины, что и в выражении (2), $|F_p|$ поляризационный множитель, зависящий от поляризации падающего на кристалл излучения. Если вектор поляризации перпендикулярен плоскости дифракции, то $|F_p| = 1$, в противоположном случае $|F_p| = \cos^2 2\Theta$. Для неполяризованного пучка $|F_p| = (1 + \cos^2 2\Theta)/2$. Здесь Θ - угол разворота плоскости кристалла относительно направления фотонного пучка.

Пусть в мозаичном кристалле с распределением векторов обратной решетки $P(\vec{g})$ распространяется излучение со спектрально-угловым распределением $I(\omega, \vec{n})$, где ω и \vec{n} соответственно энергия и единичный вектор, направленный вдоль импульса фотона. Здесь $\vec{g} = |\vec{g}| \vec{\alpha}$, где $\vec{\alpha}$ единичный вектор, описывающий отклонение микроблоков кристалла от среднего направления $\vec{g}_0 = \langle \vec{g} \rangle$. Вектор \vec{g}_0 перпендикулярен плоскости кристалла и развернут относительно оси z на угол $\pi/2 - \Theta_B$. Плоскость дифракции определяется векторами \vec{n}_0 и \vec{g} .

Исходя из закона Брэгга для фотона с энергией ω и направлением \vec{n} , можно записать требование на направление вектора \vec{g} микроблока, на котором это фотон может дифрагировать.

$$\omega = \frac{\vec{g}\vec{n}}{\sqrt{\varepsilon_0(1-\vec{n}'\vec{n})}} = \frac{|\vec{g}|\sin 2\Theta}{\sqrt{\varepsilon_0(1-\cos 2\Theta)}}, \quad (7)$$

где \vec{n}' вектор, описывающий направление движения дифрагированного фотона. Отсюда угол между направлениями векторов \vec{n} и \vec{g} должен удовлетворять условию:

$$\sin \Theta = \frac{|\vec{g}|}{2\omega\sqrt{\varepsilon_0}}. \quad (8)$$

В мозаичном кристалле этому условию соответствует целый набор блоков мозаики удовлетворяющих уравнению:

$$\sin \Theta = \frac{(\vec{g}\vec{n})}{|\vec{g}|} = \frac{[n_x g_x + n_y g_y + n_z g_z]}{|\vec{g}|}. \quad (9)$$

Из этого уравнения можно определить блоки мозаики, на которых этот фотон может дифрагировать, и определить направление движения отраженного фотона \vec{n}' .

Тогда плотность вероятности отражения фотона с фиксированными ω и \vec{n} в блоке мозаичного кристалла толщиной Δt вдоль направления движения фотона можно записать в виде:

$$f(\omega, \vec{n}) = q(\omega, \vec{n})Q(\omega)\Delta t, \quad (10)$$

где: $q(\omega, \vec{n})$ - коэффициент, учитывающий мозаичность кристалла:

$$q(\omega, \vec{n}) = \int P_m(\alpha_x(\omega, \vec{n}, \alpha_y), \alpha_y) d\alpha_y. \quad (11)$$

Здесь $P_m(\alpha_x, \alpha_y)$ - распределение мозаичности кристалла выражаемое через ω , \vec{n} , α_y в соответствии с выражениями ((6)-(8)).

Для расчета выхода дифрагированных фотонов в апертуру коллиматора для каждого порядка отражения i спектрально-угловое распределение интенсивности излучения с учётом многократного рассеяния электронов в мишени $\frac{d^2 I(\omega, \vec{n})_{TI}^*}{d\omega d\Omega}$ свертывалось с плотностью вероятности дифракции по всем переменным, включая энергию и углы вылета фотонов θ_x и θ_y и толщину кристалла:

$$Y_i = \int_{\Delta\omega_i} d\omega \int_T dt \iint_{\Delta\Omega} \frac{d^2 I(\omega, \vec{n})_{TI}^*}{d\omega d\Omega} S(\omega, \vec{n}, \vec{n}', t) Q(\omega) q(\omega, \vec{n}) d\theta_x d\theta_y, \quad (12)$$

где $S(\omega, \vec{n}, \vec{n}', t)$ коэффициент, учитывающий поглощение излучения в материале мишени и геометрию эксперимента, T толщина кристалла, $\Delta\Omega$ угловой акцептанс, а $\Delta\omega_i$ энергетический захват детектора для i -того порядка отражения, зависящий от угла коллимации и углового распределения излучения.

Вторичная дифракция отраженных фотонов в направлении первичного пучка на пути от области дифракции до вылета из кристалла рассчитывалась в соответствии с выражениями (7)-(12) с учетом зависимости отражающей способности от поляризации излучения.

Отражающая способность кристалла пиролитического графита для мононаправленного и моноэнергетического пучка излучения, полученная по вышеописанной методике, с точностью до нескольких процентов совпадает с рассчитанной по методике работы [27], где было получено хорошее согласие результатов эксперимента и расчёта для пяти порядков отражения.

Известно [1], что вклад дифрагированного тормозного излучения (ДТИ) в наблюдаемые характеристики ПРИ возможен и при использовании совершенных (безмозаичных) кристаллов. Ориентационная зависимость выхода ДТИ в коллиматор (см., например, [29]) может быть представлена в виде:

$$Y_{ДТИ}(\Theta) = \int_0^T dt \int d\omega \int \frac{d^2 I_{TI}^*}{d\omega d\Omega} R(\omega, \vec{n}, \vec{g}, \vec{n}', t) S(\omega, \vec{n}, \vec{n}', t) d\Omega, \quad (13)$$

где $R(\omega, \vec{n}, \vec{g}, \vec{n}', t)$ отражающая способность для данных направлений векторов \vec{n} , \vec{n}' и \vec{g} , связанного с углом ориентации кристалла Θ . Интегрирование ведётся по всем углам вылета и энергиям фотонов с учётом попадания дифрагированного излучения в коллиматор.

Согласно [14] отражающая способность совершенного кристалла зависит от длины пути, проходимого фотоном от точки влёта (рождения) до вылета из кристалла. Если толщина кристалла T превышает длину первичной экстинкции l_{ex} ($\sim 0.1-100$ мкм в зависимости от энергии фотонов и используемого порядка отражения [30]), то в узком диапазоне углов вблизи брэгговского направления $\Delta\Theta$ (в области так называемого

столика Дарвина) при отсутствии поглощения отражающая способность равна 100%, а вне этого диапазона очень быстро падает. Вследствие многократного переотражения излучения в совершенном кристалле большой толщины ($T \gg l_{ex}$) можно считать [36], что в любой точке кристалла в среднем половина излучения, удовлетворяющего брэгговскому условию для данной ориентации, распространяется вдоль первичного направления, а другая половина в брэгговском направлении. Для учёта отличия формы распределения отражающей способности от прямоугольной, ширина области полного отражения в первом приближении может быть увеличена в 4/3 раза [14].

Согласно [14] для неполяризованного излучения и отсутствия поглощения

$$\Delta\Theta = 2 \cdot \gamma \Delta\theta_0, \quad (14)$$

где $\Delta\theta_0 = \frac{2\delta}{\sin 2\Theta}$ - поправка к углу Брэгга Θ из-за преломления волны в кристалле, $\delta = (\omega_0/\omega)^2$ - отличие показателя преломления от 1, а $\gamma = \frac{1}{2} \frac{f(\vec{g})}{f(0)} (1 + \cos 2\Theta)$.

Расходимость электронного пучка, падающего на мишень, многократное рассеяние электронов в кристалле, спектрально-угловое распределение тормозного излучения, коллимация дифрагированного излучения и остальные экспериментальные факторы учитывались согласно вышеописанной методике более подробно описанной в работах [13,15,28].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперимент по исследованию характеристик ПРИ электронов с энергией 500 МэВ в кристалле естественного алмаза с поверхностной мозаичностью $\sigma_m \sim 0,2$ мрад [31] и размерами 6 x 8 x 2 мм³ был выполнен на внутреннем электронном пучке томского синхротрона «Сириус». Предварительные результаты измерений приведены в [32]. Схема эксперимента приведена на рис. 1.

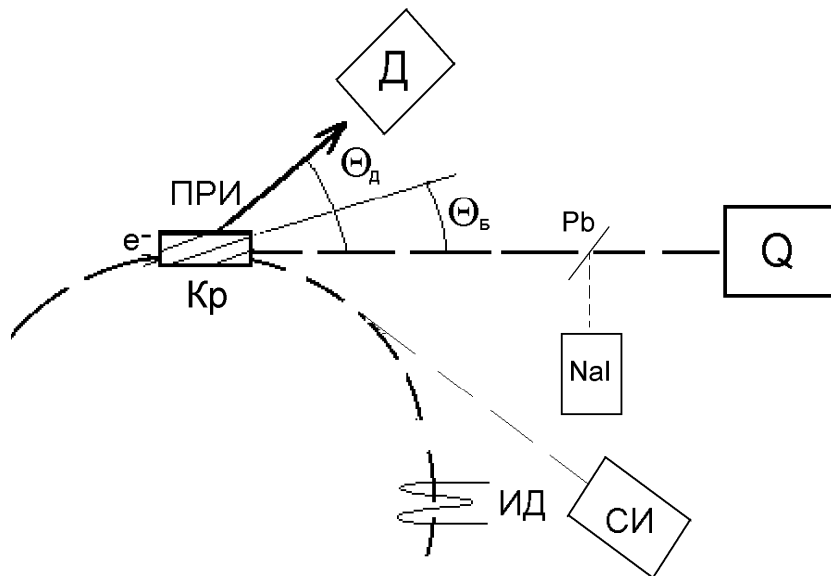


Рис. 1. Схема эксперимента. Q - квантометр; Кр - кристаллическая мишень; Д - детектор излучения; ИД - индукционный датчик тока; СИ - датчик синхротронного излучения; Pb - свинцовый конвертор.

Электроны, ускоренные до конечной энергии, сбрасывались на установленную в гониометре кристаллическую мишень (Кр), в которой генерировалось исследуемое излучение (ПРИ). Спектр и угловое распределение излучения измерялись детектором (Д), расположенным под углом Θ_d в защите из свинца для уменьшения фона. Полная энергия тормозного излучения из мишени регистрировалась Гаусс-квантометром (Q). Большая грань, на которую падал электронный пучок, была перпендикулярна оси $\langle 110 \rangle$. Измерения выполнены для отражения $(2\bar{2}0)$ в геометрии Лауэ. Угол наблюдения $\Theta_d = 4^\circ$. Энергия фотонов первого порядка отражения $\omega \approx 148$ кэВ. Для регистрации излучения использовался детектор NaI(Tl) с размерами $\varnothing 63 \times 63$ мм³, перед которым был установлен круглый коллиматор с углом коллимации $\varrho_c = 1,9$ мрад. На рис. 2 приведены аппаратурный спектр, измеренный в максимуме выхода излучения для угла $\Theta_b = \Theta_d / 2 \approx 34$ мрад, (кривая 1) и фоновый спектр (кривая 2), полученный при развороте плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла алмаза на угол $\Theta_b = -34$ мрад в противоположном направлении относительно направления пучка электронов.

Угол Θ_B отсчитывался от "физического нуля", совпадающего с максимумом интенсивности излучения при плоскостном (110) каналировании, который определялся при измерении зависимости выхода характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) из свинцового конвертора (Pb) толщиной 0,4 мм и шириной 5 мм, установленного на пучке тормозного излучения из кристалла алмаза, от угла ориентации плоскости (110) относительно направления электронного пучка (см. рис. 3а).

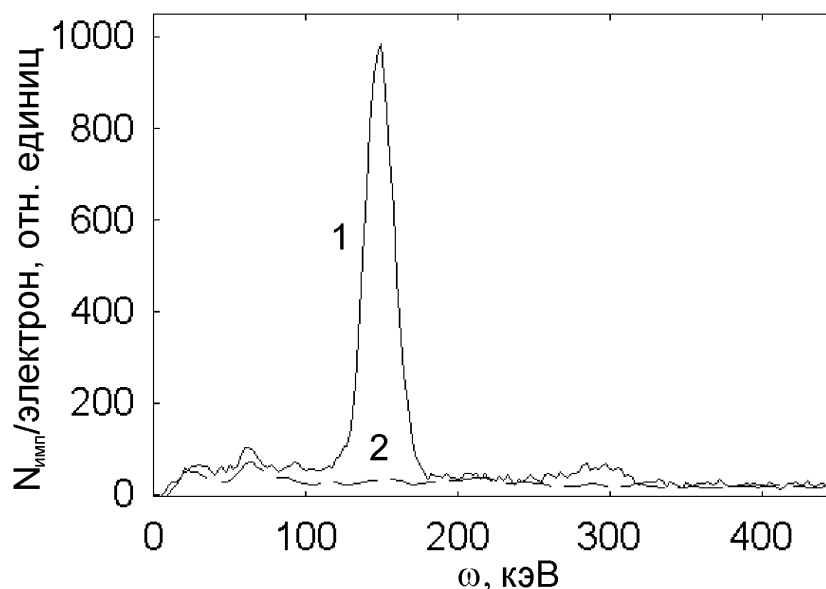


Рис. 2. Спектры излучения из кристалла алмаза толщиной 2 мм: $E_e = 500$ МэВ, $\Theta_d = 4^\circ$, $\vartheta_c = 1,9$ мрад.:

1 - $\Theta_B = \Theta_d / 2 \approx 34$ мрад; 2 - $\Theta_B \approx -34$ мрад.

Для регистрации ХРИ использовался NaI(Tl) детектор с размерами $\varnothing 30 \times 1$ мм³. Эффективность детектора близка к единице для энергий фотонов $\omega \leq 60$ кэВ и резко падает для больших энергий. Это позволило использовать детектор, установленный в ускорительном зале, в счётном режиме при токе ускорителя 10^{10} частиц за цикл. Из спектра, регистрируемого детектором ХРИ (рис. 3б), видно, что вклад фоновых фотонов не превышает 20-30%. Использование для ориентации кристалла выхода комптоновских рассеянных фотонов излучения при каналировании [33] в таких условиях невозможно из-за активации детектора и фоновых условий ускорительного зала.

Другой известный метод ориентации по соотношению сигналов "тонкой" и "толстой" ионизационных камер [34] так же неудобен из-за меньшей чувствительности. Эффективность этого метода резко падает при уменьшении энергии электронов, тогда как использованный нами метод не должен терять чувствительность до тех пор, пока характерная энергия фотонов излучения при каналировании $\omega_x \sim \gamma^{3/2}$ не станет меньше порога фотопоглощения материала конвертора, то есть вплоть до энергии электронов $E_e \approx 10-20$ МэВ.

В процессе спектральных измерений ток пучка электронов снижался до $\sim 10^6$ частиц за импульс и мониторировался при помощи датчика синхротронного излучения (СИ). При таком токе за время сброса электронов на мишень ($\sim 5-10$ мсек) число срабатываний детектора было порядка 10-20 и вероятность наложений импульсов от разных фотонов не превышала 3-5%. Абсолютизация показаний датчика синхротронного излучения осуществлялась посредством измерения полной энергии тормозного излучения в режиме малого (датчик СИ) и большого (индукционный датчик (ИД)) токов для одной и той же ориентации кристалла. Погрешность абсолютизации не превышала 10-15%. Более подробно схема эксперимента, параметры электронного пучка, характеристики использованной аппаратуры, методика измерений спектров и ориентации кристалла описаны в работах [15,13].

Калибровка детектора и проверка линейности спектрометрического тракта осуществлялась по гамма-линиям изотопов Am^{241} , Cs^{137} и Na^{22} . Коррекция усредненного по времени набора коэффициента усиления спектрометрического тракта из-за временного дрейфа и изменения загрузки детектора осуществлялась по положению аннигиляционного пика в измеряемых спектрах. При измерении спектров использовалась методика исключения собственного шума детектора и коррекции влияния "мертвого времени" спектрометрической аппаратуры, описанная в работе [35]. В соответствии с этой методикой импульс с детектора (Д) раздваивался на спектрометрический и управляющий сигналы. Спектрометрический сигнал задерживался линией задержки и затем поступал на вход зарядо-цифрового преобразователя. Управляющий сигнал поступал на формирователь, генерирующий импульс нужной длительности для управления ЗЦП и короткий импульс, поступающий на

счетчик событий. Среднее время преобразования ЗЦП составляло 0,5 - 1 мсек в зависимости от амплитуды сигнала. Сигналы с детектора, пришедшие в это время, ЗЦП не обрабатываются и поэтому теряются. Одновременное измерение числа событий позволяло программным путем учесть эти потери умножением измеренного спектра на отношение числа событий, зарегистрированных счетчиком к числу срабатываний ЗЦП. Проверка работоспособности методики путём измерения одного и того же спектра излучения для различных токов ускорителя показала, что изменение тока не приводит к изменению абсолютных значений интенсивности полученных в эксперименте спектров.

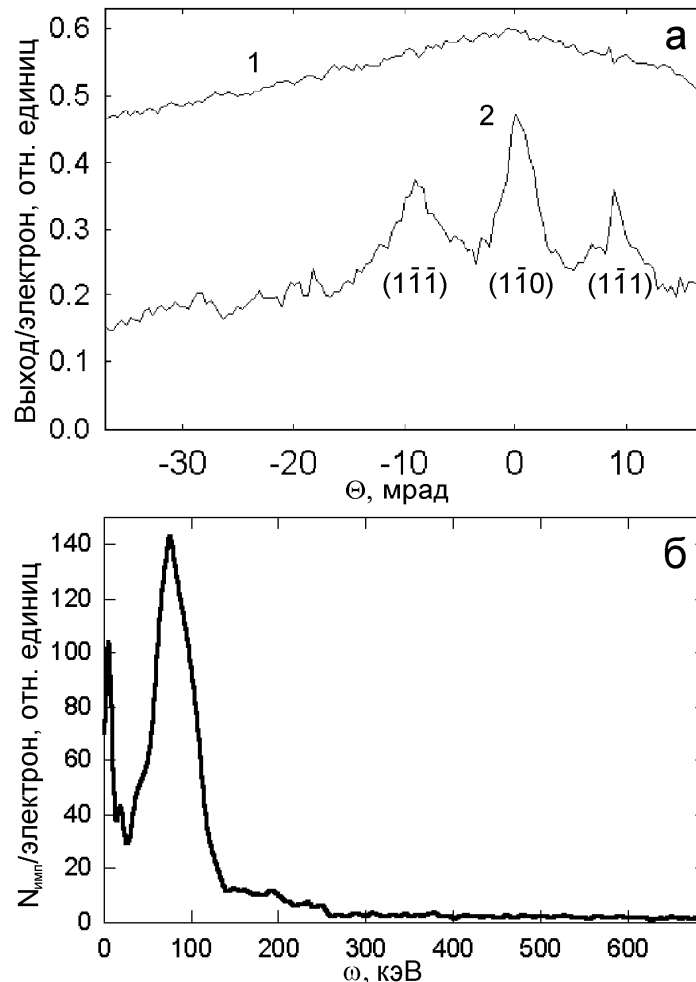


Рис. 3. Ориентация кристалла по выходу характеристического излучения а) Зависимость выхода полной энергии излучения (кривая 1) и фотонов ХРИ из свинцовой пластины (кривая 2) от угла разориентации плоскости $(1\bar{1}0)$; б) Спектр излучения, регистрируемый детектором ХРИ.

Формирователь пропускал сигналы управления только при наличии на его управляющем входе импульса от внешнего управляющего устройства. Это устройство было синхронизировано с работой ускорителя и генерировало два управляющих импульса длительностью порядка 15-20 мсек (длительность сброса электронов на мишень). Один из них соответствовал по времени концу цикла ускорения и сбросу электронов на мишень. Второй импульс такой же длительности генерировался через 50-100 мсек после сброса. В это время полезных сигналов нет, и измеренный спектр связан с собственным шумом детектора, наведённой активностью ускорительного зала и фоном космического излучения. В процессе набора ЭВМ накапливает оба спектра и число событий для них по отдельности. По окончании набора производится коррекция обоих спектров на мертвое время спектрометрической системы (ЗЦП-ЭВМ) и производится вычитание спектров. Непосредственная проверка с помощью изотопов показала, что использованная методика позволяет достаточно корректно вычесть все шумы детектора. Истинные спектры излучения из мишени в ускорителе, измеренные с изотопами, расположенными поблизости от детектора и дающими дополнительную нагрузку детектора 10-15 событий за сброс, и без них, восстановленные с помощью вышеописанной методики, оказались практически полностью идентичны.

В процессе измерения спектров излучения из мишени одновременно регистрировалось число электронов на орбите ускорителя и полная энергия тормозного излучения, генерируемого электронами в этой мишени. Все

полученные спектры нормировались на число электронов. С целью уменьшения погрешности абсолютизации и статистической ошибки, а также для коррекции изменения коэффициента усиления спектрометрической аппаратуры для каждой ориентации кристалла проводилось несколько измерений.

Для определения интенсивности излучения каждого порядка отражения Y_i экспериментальные спектры "фитировались" зависимостью:

$$S_{eff}(k) = S_{bg}(k) + \sum \frac{Y_i}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{(k_i - k)^2}{2\sigma_i^2}\right). \quad (15)$$

Здесь S_{eff} - измеренный спектр ПРИ, S_{bg} - фоновый спектр, k - номер канала, i - порядок отражения, k_i и σ_i - положение максимума и разрешение детектора для i - того порядка излучения. В качестве оценки статистической ошибки полученных результатов использовались среднеквадратичные отклонения результатов "фитирования" для отдельных измерений от среднего значения. В качестве фоновых спектров использовались спектры, полученные при развороте кристалла на тот же угол в противоположную сторону относительно направления электронного пучка.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 точками показана полученная в эксперименте зависимость выхода фотонов первого порядка отражения от угла разориентации плоскости (110) относительно направления брэгговского отражения. Для удобства сравнения из экспериментальной зависимости вычтена некогерентная подложка, уровень которой не превышал 30% от выхода в максимуме. Здесь же (кривая 1) показана расчётная зависимость, полученная в рамках кинематической теории ПРИ [1,13]. Измерение спектра излучения в максимуме ОЗ показало, что для всех порядков отражения зарегистрированный выход излучения $Y_1^{exp} = (1,63 \pm 0,008) \cdot 10^{-6}$ фот./электр., $Y_2^{exp} = (8,2 \pm 0,09) \cdot 10^{-8}$ фот./электр. и $Y_3^{exp} = (1,14 \pm 0,23) \cdot 10^{-8}$ фот./электр. значительно превышает результаты расчёта $Y_1^{calc} = 5,13 \cdot 10^{-7}$ фот./электр., $Y_2^{calc} = 2,6 \cdot 10^{-8}$ фот./электр. и $Y_3^{calc} = 3,2 \cdot 10^{-9}$ фот./электр. В приведённых данных учтены эффективность спектрометра и поглощение фотонов на пути от кристалла до детектора. Ошибки статистические и не включают погрешность определения числа электронов, прошедших через кристалл (~10-15%). 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.

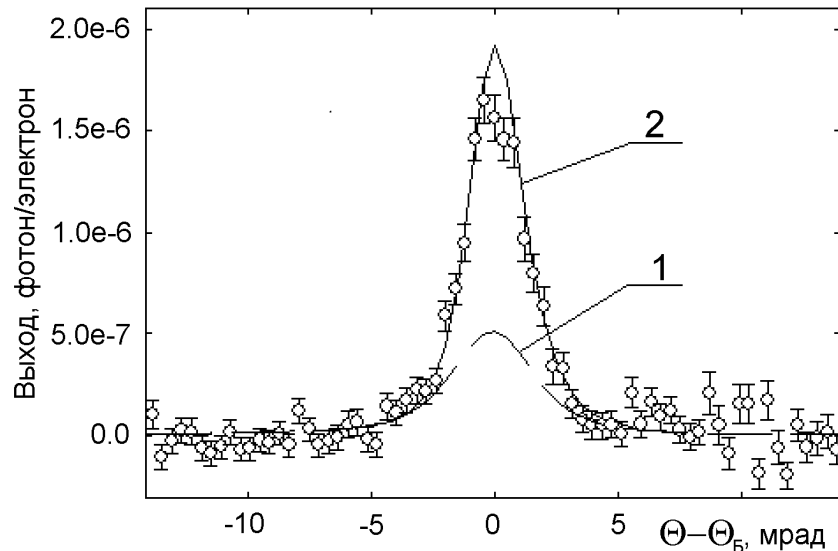


Рис. 4. Ориентационная зависимость выхода фотонов из кристалла алмаза для $E_0 = 500$ МэВ и $\Theta_d = 4^\circ$: \circ - эксперимент; Кривые: 1 - расчёт по кинематической теории ПРИ; 2 - ДТИ + ПРИ в мозаичном кристалле.

Разница в ширинах (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 $\approx 0,4$ мрад) и свидетельствует о вкладе излучения с более узким угловым распределением, чем ПРИ. Для наших экспериментальных условий это ДТИ [1]. Оценка вклада ДТИ в совершенных кристаллах с помощью выражений (13), (14) показала, что для данных экспериментальных условий выход ДТИ не превышает

нескольких процентов от выхода ПРИ и не может объяснить разницу между результатами расчёта и эксперимента.

Учёт мозаичности кристалла в соответствии с методикой, описанной в первом разделе, в предположении идеального мозаичного кристалла и однородного распределения блоков мозаики по толщине мишени показал, что наблюдаемое различие действительно обусловлено мозаичностью кристалла. Результирующая зависимость ПРИ+ДТИ, рассчитанная с учетом мозаичности для обеих компонент, (кривая 2) близка к экспериментальной. Рассчитанные значения выхода $Y_1^{calc} = 1,94 \cdot 10^{-6}$ фот./электр., $Y_2^{calc} = 1,18 \cdot 10^{-7}$ фот./электр., $Y_3^{calc} = 1,46 \cdot 10^{-8}$ фот./электр. и ширины ориентационной зависимости $\Delta\Theta_{calc} = 2,67$ мрад удовлетворительно согласуются с результатами измерений. Превышение результатов расчёта над экспериментальными данными (~15-20%) обусловлено, по-видимому, погрешностью нормировки, предположением об однородности распределения мозаичности по толщине кристалла и использованной нами оценкой σ_m . В зависимости от величины σ_m и соотношения "мозаичной" и "совершенной" компонент кристалла будет меняться выход излучения и ширина ориентационной зависимости. Следует отметить, что этот кристалл с конца 60-тых годов использовался в качестве внутренней мишени на томском синхротроне, что не могло не сказаться на качестве его внутренней структуры.

СОПОСТАВЛЕНИЕ МОЗАИЧНЫХ И СОВЕРШЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Согласие результатов измерений спектров излучения для мозаичных кристаллов алмаза и пиролитического графита [15] с расчётом позволяет сопоставить совершенные и мозаичные кристаллы с точки зрения применимости их использования для генерации квазимонохроматического рентгеновского излучения в прикладных целях. В последнее время во многих ускорительных центрах ведутся работы по созданию источников рентгеновского излучения в медицинских целях для ангиографии по краю полосы фотопоглощения йода и бария ($\omega \approx 33,1$ кэВ и $\omega \approx 37,5$ кэВ) в том числе и на основе механизма ПРИ.

Сравним характеристики источника излучения для этих энергий фотонов с использованием совершенного и мозаичного кристаллов алмаза. По сравнению с другими кристаллами алмаз обеспечивает более узкую спектральную линию и меньший фон тормозного излучения в месте расположения объекта облучения, что позволяет увеличить толщину кристалла. ДТИ является двухступенчатым процессом, поэтому преимущества мозаичных кристаллов возрастают с ростом толщины мишени [15,13]. Малое значение σ_m (см. ниже) приводит к потере интенсивности дифрагированного пучка из-за эффекта переотражения, поэтому возьмем кристалл толщиной 1 мм и $\sigma_m = 0,4$ мрад, установленный в геометрии Лауэ с углом Брэгга $\Theta_B = 8,37^\circ = \Theta_D / 2$ ($\omega \approx 33,6$ кэВ), и условия эксперимента [37]. Энергия электронов 45 МэВ. Расходимость пучка электронов $\mathcal{G}_e = 1,5$ мрад. Круглый детектор диаметром 5 мм расположен на расстоянии 300 см от кристалла.

На рис. 5 приведены рассчитанные спектры первого порядка отражения для совершенного и мозаичного кристаллов. Наличие мозаичности привело к существенному увеличению выхода излучения по сравнению с совершенным кристаллом $Y_m^{calc} = 1,18 \cdot 10^{-8}$ фот./электр. и $Y_p^{calc} = 2,41 \cdot 10^{-9}$ фот./электр. для мозаичного и совершенного кристаллов, соответственно.

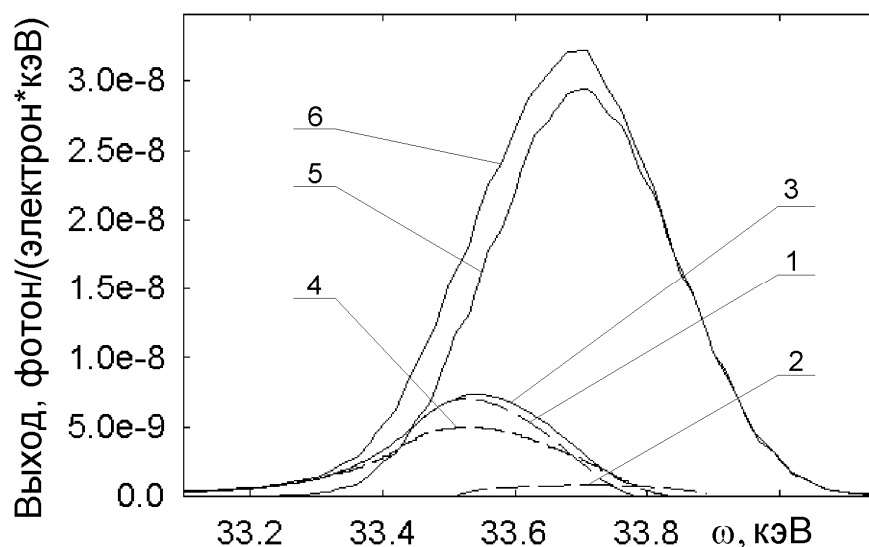


Рис. 5. Спектры излучения в совершенном и мозаичном кристаллах алмаза толщиной 1 мм для $\Theta_B = 8.37^\circ$ и $E_0 = 45$ МэВ: 1-3 - ПРИ, ДТИ и ПРИ+ДТИ в совершенном кристалле; 4-6 - ПРИ, ДТИ и ПРИ+ДТИ в мозаичном кристалле.

Из рисунка видно, что в обоих случаях спектр излучения обусловлен вкладом обоих механизмов. В совершенном кристалле, в основном, генерируется ПРИ, вклад ДТИ не превышает 10-15%. Как видно из рисунка средние энергии ДТИ и ПРИ отличаются на 0,2 кэВ. Здесь следует отметить, что с увеличением угла Брэгга, то есть с уменьшением энергии регистрируемых фотонов, относительный вклад ДТИ в результирующий спектр для совершенных кристаллах, как и сдвиг положений максимумов ДТИ и ПРИ, уменьшается.

Для мозаичного кристалла основным является уже вклад ДТИ, а вклад ПРИ не превышает 20-25%. Из рисунка видно, что мозаичность кристалла привела к уширению спектров ДТИ и ПРИ. Однако ширина спектра результирующего излучения для мозаичного кристалла $\Delta\omega_m \approx 0,32$ кэВ даже несколько меньше, чем для совершенного $\Delta\omega_p \approx 0,33$ кэВ (см. кривые 3,6). То есть для этих экспериментальных условий наличие мозаичности обеспечило четырёхкратное увеличение выхода излучения без ухудшения эксплуатационных характеристик фотонного пучка.

Сравнение мозаичных кристаллов алмаза, кремния и германия одинаковой толщины (в радиационных длинах) и мозаичности ($\sigma_m=1$ мрад) для одинаковой ширины спектральной линии и этих же энергий электронов и фотонов показало, что максимальная угловая плотность излучения достигается при использовании кристалла германия ($t=0,1$ мм) $Y_{Ge} \approx 8 \cdot 10^{-3}$ фот./ср. Для кремния ($t=0,52$ мм) и алмаза ($t=0,54$ мм) выход излучения меньше: $Y_{Si} \approx 6 \cdot 10^{-3}$ фот./ср. и $Y_d \approx 2 \cdot 10^{-3}$ фот./ср. То есть для получения на расстоянии 3 м от кристалла германия плотности потока 10^7 фот./мм², необходимой для применения такого источника в медицине [38], достаточен средний ток около 1 мА.

Дальнейшее увеличение толщины кристаллов, за исключением алмаза, приведёт к увеличению фона тормозного излучения в месте расположения объекта облучения. Меньшее значение параметра решётки алмаза позволяет увеличить толщину кристалла для получения такого же уровня фона тормозного излучения, как для кристаллов германия и кремния, до $t=1,27$ мм. Из-за увеличения интенсивности тормозного излучения и отражающей способности с ростом толщины угловая плотность излучения повысилась до $Y_d \approx 7,5 \cdot 10^{-3}$ фот./ср. При увеличении энергии электронов и уменьшении энергии фотонов кристаллы алмаза и кремния становятся более предпочтительными, поскольку в отличие от германия здесь нет ограничений на толщину кристалла из-за поглощения фотонов.

Эксплуатационные характеристики источника рентгеновских фотонов на основе излучения электронов в мозаичных кристаллов существенным образом зависит от требований, предъявляемых к нему. В первую очередь это угловые размеры объекта облучения, необходимая энергия фотонов и ширина спектральной линии излучения. На рис. 6 приведена рассчитанная зависимость характеристик излучения от мозаичности кристалла кремния для условий эксперимента [37], выполненного в геометрии Лауэ для отражения (220). Толщина кристалла 0,625 мм, угол Брэгга $\Theta_B = 10,45^\circ = \Theta_d / 2$, энергия электронов 45 МэВ, расходимость электронного пучка $\mathcal{G}_c = 1,5$ мрад, угол коллимации излучения $\mathcal{G}_c \approx 1,7$ мрад.

Из рисунка видно, что ширина спектра ДТИ вплоть до $\sigma_m=0,6$ мрад $\sim \mathcal{G}_c / 3$ меняется весьма незначительно, оставаясь почти такой же, как и ширина спектра ПРИ из совершенного кристалла, а затем плавно возрастает. Анализ показывает, что мозаичность кристалла влияет на спектр ПРИ почти так же, как и на спектр ДТИ. То есть для значений $\sigma_m < \mathcal{G}_c / 3$ уширение спектра ПРИ вследствие наличия мозаичности так же незначительно. Поэтому с учётом вклада ДТИ в совершенном кристалле (см. рис 5 и комментарий к нему) монохроматичность спектра результирующего излучения (ПРИ+ДТИ) из такого мозаичного кристалла будет почти такая же, как и у спектра из совершенного кристалла.

Амплитуда пика в спектре и выход ДТИ возрастает с ростом мозаичности вплоть до $\sigma_m=0,6$ мрад, затем выходит на насыщение и для $\sigma_m > 1,6$ мрад начинает спадать. Ход этой зависимости объясняется конкуренцией двух факторов. Для малых значений σ_m с ростом мозаичности уменьшается вероятность переотражения дифрагированного пучка, и выход излучения растёт. Для σ_m , сопоставимых с характерным угловым размером фотонного пучка, выход дифрагированного излучения падает из-за уменьшения числа фотонов, которые после отражения могут попасть в коллиматор. Поэтому выход ДТИ стабилизируется при одновременном ухудшении монохроматичности регистрируемого излучения. Для больших значений σ_m второй процесс преобладает, и интенсивность ДТИ начинает спадать.

Отражающая способность мозаичных кристаллов определяется величиной Q (см. (6)) и зависит от используемого кристалла, его толщины энергии и энергии фотонов. Параметры кристалла входят через величину $|F(\vec{g})|^2$, именно поэтому для сопоставимых условий выход излучения из кристалла германия оказался выше, чем для кристаллов кремния и алмаза. Зависимость отражающей способности от энергии излучения $Q \sim \lambda^3 / \sin(2\Theta)$ для интересующих нас энергий фотонов первого порядка отражения $\omega > 15-20$ кэВ

близка к ω^{-2} и является определяющей. Для малых энергий фотонов и достаточно больших толщин кристаллов отражающая способность резко возрастает. Поэтому возрастает и вероятность переотражения. В предельном случае, как и для идеальных кристаллов с $T \gg l_{ex}$ в коллиматор может попасть только половина излучения, удовлетворяющего брэгговскому условию.

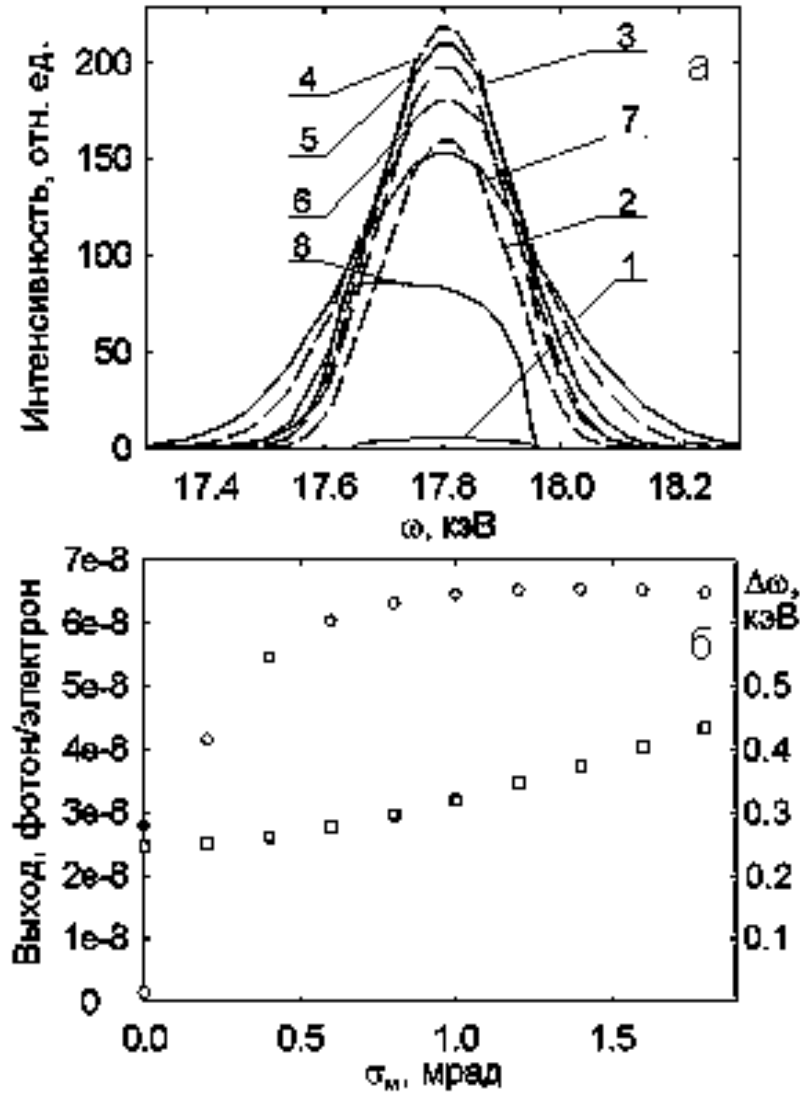


Рис. 6. Зависимость характеристик излучения от мозаичности кристалла кремния. $T=0,625$ мм; $E_e=45$ МэВ; $\mathcal{G}_c=1,7$ мрад.
 а) Спектры ДТИ для первого порядка отражения: 1 - $\sigma_m=0$ мрад.; 2 - $\sigma_m=0,2$ мрад.; 3 - $\sigma_m=0,4$ мрад.; 4 - $\sigma_m=0,6$ мрад.; 5 - $\sigma_m=0,8$ мрад.; 6 - $\sigma_m=1,2$ мрад.; 7 - $\sigma_m=1,6$ мрад.; 8 - ПРИ в совершенном кристалле.
 б) Зависимость выхода ДТИ - \circ и ширины спектра (FWHM) - \square от мозаичности кристалла. Точка - выход ПРИ из совершенного кристалла.

Из сопоставления выражений для спектрально-углового распределения ПРИ (выражения (1), (2)) и отражающей способности мозаичного кристалла (6) видно, что зависимость отражающей способности кристалла от частоты излучения и порядка отражения входит в них одинаковым образом.

Поэтому отличия в спектрах излучения под брэгговскими углами, возникающего при прохождении электронов через мозаичный кристалл, могут быть обусловлены только различием спектрально-угловых распределений реальных и виртуальных фотонов в исследуемом диапазоне энергий, соответственно для ДТИ и ПРИ, соотношением их интенсивностей, мозаичностью, толщиной кристалла и поглощением фотонов в мишени.

В интересующей нас с точки зрения практических приложений области энергий электронов и фотонов ($E_e < 100$ МэВ, $\omega > 15$ кэВ) спектрально-угловые распределения реальных и виртуальных фотонов достаточно

близки (характерный угол вылета фотонов ПРИ относительно брэгговского направления $\Theta_{ph} = \sqrt{\gamma^{-2} + \omega_p^2 / \omega^2}$ несколько больше характерного угла тормозного излучения γ^{-1} за счёт добавки малого слагаемого $(\omega_p / \omega)^2 \ll \gamma^{-2}$, подавление тормозного излучения из-за эффекта плотности для этих условий так же отсутствует). Поэтому отношения выходов ДТИ и ПРИ для разных порядков отражения, рассчитанное для условий нашего эксперимента (см. предыдущий раздел), оказались практически одинаковы: 2,76, 3,58 и 3,6 для первого, второго и третьего порядков соответственно. Меньшее значение этого отношения для первого порядка отражения обусловлено эффектом переотражения. При "выключении" этого эффекта отношения выходов ДТИ и ПРИ для разных порядков отражения одинаковы.

Как и параметрическое рентгеновское излучение ДТИ в мозаичных кристаллах зависит от многих факторов: энергии электронов, типа и толщины кристалла, угла наблюдения и т.д. Кинематическая теория ПРИ хорошо известна и описывает результаты измерений с достаточной точностью [29]. Поэтому особенности зависимости характеристик ДТИ от мозаичности кристалла и его толщины удобнее всего проследить по соотношению выходов ДТИ и ПРИ для разных порядков отражения.

Из приведенной в таблице 1 зависимости отношения выхода ДТИ к выходу ПРИ из совершенного кристалла видно, что максимально возможный выигрыш в интенсивности излучения за счёт использования мозаичности $\sim 4,5$ достигается для фотонов второго и третьего порядков отражения. Меньшее значение выхода для первого порядка отражения обусловлено сильным поглощением фотонов с этой энергией (толщина кристалла сопоставима с длиной поглощения $l_a \approx 0,7$ мм) и эффектом переотражения. Для $\sigma_m = 0,2$ мрад выход ДТИ в $\sim 1,5$ раза ниже чем, для $\sigma_m \sim 1$ мрад, где это отношение $\sim 2,3$ (см. рис. 6).

Таблица 1

Зависимость отношения интенсивностей ДТИ и ПРИ в совершенном кристалле от мозаичности кристалла кремния для условий эксперимента [37] ($T = 0,625$ мм, $\omega_1 \approx 17,8$ кэВ)

σ_m , мрад	$I_1^{ДТИ} / I_1^{ПРИ}$	$I_2^{ДТИ} / I_2^{ПРИ}$	$I_3^{ДТИ} / I_3^{ПРИ}$
0,2	1,52	4,25	4,57
0,4	1,98	4,20	4,43
0,6	2,18	4,15	4,34

С ростом энергии фотонов влияние этих эффектов падает. В таблице 2 приведены отношения выходов ДТИ и ПРИ для кристаллов близкой толщины (в радиационных длинах) с $\sigma_m = 1$ мрад для этой же энергии электронов и энергии фотонов первого порядка отражения $\omega_1 \approx 33$ кэВ.

Таблица 2

Зависимость отношения интенсивностей ПРИ и ДТИ в кристаллах близкой толщины от материала мишени

Кристалл	$I_1^{ДТИ} / I_1^{ПРИ}$	$I_2^{ДТИ} / I_2^{ПРИ}$	$I_3^{ДТИ} / I_3^{ПРИ}$
Алмаз, $T=0,54$ мм	2,88	2,97	2,98
кремний, $T=0,52$ мм	2,96	3,11	3,13
германий, $T=0,1$ мм	2,85	3,48	3,49

Из таблицы видно, что для всех использованных кристаллов из-за уменьшения влияния поглощения и переотражения с ростом энергии фотонов отношение выходов ДТИ и ПРИ для первого порядка отражения практически совпадает с отношением для старших порядков. Отличие на уровне 20% наблюдается только для кристалла германия, поскольку длина поглощения $l_a \sim 0,18$ мм сопоставима с толщиной кристалла, а его отражающая способность максимальна. С последним связано и большее значение отношения выходов ДТИ и ПРИ. Отличие в отношениях выхода старших порядков для кристалла кремния, приведённых в обеих таблицах

($I^{ДТИ} / I^{ПРИ} \sim 3,1$ и $I^{ДТИ} / I^{ПРИ} \sim 4,3$ для $\omega_1 \approx 33$ кэВ и $\omega_1 \approx 17,8$ кэВ, соответственно), обусловлены, в основном, разницей в толщинах кристаллов и углах коллимации излучения.

Для больших энергий фотонов увеличение толщины кристалла является эффективным способом увеличения выхода излучения. Увеличение толщины кристалла алмаза с 0,52 мм до 1,27 мм для условий нашего расчёта увеличило отношение выходов первого порядка ДТИ и ПРИ с 2,9 до 4,6, при этом выход ПРИ вырос с $4,0 \cdot 10^{-9}$ до $8,1 \cdot 10^{-9}$, то есть практически в два раза. Выход ДТИ для первого порядка отражения увеличился с $1,15 \cdot 10^{-8}$ до $3,7 \cdot 10^{-8}$, то есть в 3,2 раза, что из-за эффекта переотражения несколько меньше, чем увеличение выхода старших порядков ($\sim 3,4$ раза).

Причиной увеличения отношения выходов ДТИ и ПРИ с ростом толщины кристалла является тот факт, что в отличие от параметрического рентгеновского излучения процесс генерации ДТИ является двухступенчатым, поэтому, как отмечалось в [15], полная интенсивность ДТИ (без коллимации излучения) в случае малого поглощения должна квадратично расти с толщиной кристалла. Коллимация излучения обрезает пучок дифрагированного излучения и уменьшает выход ДТИ, однако вплоть до толщин порядка длины поглощения фотонов интересующих нас энергий, интенсивность ДТИ будет возрастать с ростом толщины кристалла.

В последнее время появилось несколько работ, посвященных исследованию излучения, испускаемого под большими углами к направлению пучка релятивистских электронов при их прохождении через тонкие текстурированные поликристаллы, см. [39] и цитированную там литературу. Как считают авторы этих работ, регистрируемое в экспериментах излучение может быть обусловлено как механизмом ПРИ, так и ДТИ. Если считать, что текстурированный поликристалл это мозаичный кристалл с очень большой мозаичностью ($\sigma_m \sim 3 - 5^\circ$), а толщина мишеней не превышала 0,01 мм, то наиболее вероятно, что в этих экспериментах в основном регистрировалось ПРИ, так как для малых толщин кристаллов вклад ДТИ должен быть очень мал.

Для реализации источника рентгеновских фотонов на основе излучения электронов средних энергий в мозаичных кристаллах необходимы кристаллы с σ_m 0,2-1 мрад в зависимости от требований, предъявляемых к этому источнику. Такие кристаллы могут быть выбраны с помощью методов рентгеновской дифракции. В принципе, такой отбор может быть сделан и на основе полученных в работе закономерностей. Измерив выход излучения на электрон и соотношение интенсивностей для разных порядков отражения и нескольких углов расположения детектора, путём сопоставления с предсказаниями теории ПРИ, можно оценить степень совершенства кристалла и дать оценку его мозаичности. При этом больший выход излучения, чем это предсказывает теория ПРИ, будет свидетельствовать о мозаичности кристалла, а отношение выходов разных порядков ДТИ и ПРИ о её величине.

Недавно в работе [40] предложено использовать систему из двух совершенных кристаллов для генерации ПРИ в тонком кристалле и его последующей дифракции в другом, более толстом. Похожая схема с использованием двух кристаллов LiF толщиной 1,5 мм была апробирована в эксперименте [10]. Главное достоинство такой системы - узкая ширина спектра приводит к низкой интенсивности излучения. Если ширина спектра не является критичным параметром, и $\Delta\omega/\omega \sim 1\%$ вполне достаточно, то использование двух мозаичных кристаллов с $\sigma_m \sim 0,2-0,4$ мрад увеличит выход полезного излучения на несколько порядков. Толщина первого кристалла из алмаза или кремния может быть близка к оптимальной ($t \approx 1-3$ мм), поскольку такая схема генерации излучения позволяет защититься от прямого пучка излучения из первого кристалла, а тормозное излучение, попадающее во второй кристалл, будет дифрагировать в нём и давать в месте расположения объекта облучения линейчатый спектр.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Результаты проведённых исследований кратко могут быть сформулированы следующим образом:

- 1) Использование кристаллов с мозаичностью $\sigma_m < \vartheta_c$ даёт возможность существенно увеличить выход квазимонохроматического рентгеновского излучения без значимого ухудшения эксплуатационных характеристик источника квазимонохроматического рентгеновского излучения, основанного на использовании излучения электронов средних энергий в кристаллах.

2) Влияние мозаичности кристалла на выход излучения обусловлено конкуренцией двух факторов: с ростом мозаичности уменьшается вероятность переотражения дифрагированного пучка, что приводит к увеличению выхода излучения, с другой стороны для больших σ_m , то есть больших углов разворота блоков мозаики относительно брэгговского направления, попасть после отражения в коллиматор могут только фотоны периферийной части пучка тормозного излучения, и выход ДТИ падает.

3) Использование мозаичных кристаллов для генерации рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией наиболее эффективно для высоких энергий фотонов, поскольку большая длина поглощения позволяет существенно увеличить толщину кристалла и выход излучения.

4) Использование двух мозаичных кристаллов с $\sigma_m \sim 0,2-0,4$ мрад вместо совершенных в предложенной в [40] двух кристалльной схеме генерации излучения может обеспечить подавление фона тормозного излучения и существенно увеличить выход жёстких фотонов при незначительном ухудшении монохроматичности излучения.

Авторы выражают благодарность соавторам работ [15,32,35] за участие в разработке и реализации методик, использованных в процессе исследований, и помощь при проведении измерений. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 05-02-17648), программ "Развитие научного потенциала высшей школы", подпрограмма 3, раздел 3.1, РНП.2.1.1.3263 и программы внутренних грантов БелГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. Дифракционные явления в процессах спонтанного и коллективного излучения релятивистских заряженных частиц в кристаллах //Итоги науки и техники. Сер.: Пучки заряженных частиц и твердое тело. М.: ВИНТИ. – 1991. - Т.4. - С.129-225.
2. Потылицын А.П. Параметрическое рентгеновское излучение - обнаружение, исследования, возможности применения //Изв. ВУЗов. "Физика". –1998. - №4. - С.26-31.
3. Rullhusen R., Artru X. and Dhez P. Novel Radiation Sources Using Relativistic Electrons, World Scientific, Singapore - 1999.- 221p.
4. Лобко А.С. Экспериментальные исследования параметрического рентгеновского излучения.- Мн.: БГУ, 2006. - 201с.
5. Гарибян Г.М., Ян Ши Квантовая микроскопическая теория излучения равномерно движущейся заряженной частицы в кристалле //ЖЭТФ. – 1971. - Вып.9. - С.930-943.
6. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. О переходном излучении гамма-квантов в кристалле //ЖЭТФ. – 1971. - Вып.9. - С.944-948.
7. Лапко В.П., Насонов Н.Н. О параметрическом механизме излучения быстрых заряженных частиц в конденсированной среде //ЖТФ. – 1990. - Т.60. - Вып.1. - С.160-162.
8. Nitta H. Theoretical notes on parametric X-ray radiation //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B.-1996.- Vol.115. - P.401-404.
9. 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 linewidth of parametric X-ray radiation. //Phys. Rev. Lett. - 1997. - Vol.79, №.13. - P.2462-2465.
10. Sones B., Danon Y., Block R.C. Lithium fluoride (LiF) crystal for parametric X-ray (PXR) production //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B.- 2005. – Vol.227. - P.22-31.
11. Афанасьев А.М., Агинян М.А. Излучение ультрарелятивистских частиц при прохождении через идеальные и мозаичные кристаллы //ЖЭТФ. – 1978. - Т.74. – Вып.2. - С.570-579.
12. Artru X., Rullhusen P. Parametric X-rays and diffracted transition radiation in perfect and mosaic crystals //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 1996. – Vol.115, №.1.2. - P.1-7.
13. Bogomazova E.A., Kalinin B.N., Naumenko G.A., Padalko V., Potylitsyn A.P., Sharafutdinov A.F. and Vnukov I.E. Diffraction of real and virtual photons in pyrolytic graphite crystal as source of intensive quasimonochromatic X-ray beam //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. - 2003. – Vol.201.– P.276-291.
14. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. - М.: Изд. Иностран. Лит., 1950. – 572с.
15. 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. - №3. - С.53-65.
16. Kaplin V.V., Uglov S.R., Zabaev V.N., Piestrup M.A., Gary C.K. //Appl. Phys. Lett. -2000.- Vol.76. – P.3647-3649.
17. Feranchuk I.D. and Ivashin A.V. Theoretical investigation of parametric x-ray features //J. Physique. – 1985.- Vol.46. - P.1981-1986.
18. Asano S., Endo I., Harada M. et al. How intense is parametric X radiation //Phys. Rev. Lett. – 1993.- Vol.70. - P. 3247-3250.
19. Endo I., Harada M., Kobayashi T. et al. Parametric X radiation from thick crystals //Phys. Rev. E. – 1995.- Vol.51, №6. - P.6305-6309.

20. Nitta H. Kinematical theory of parametric X-ray radiation //Phys. Lett. A. -1991.- Vol.158 - P.270-274.
21. Cromer D.T. and Waber J.T. Scattering factors computed from relativistic Dirac-Slater wave functions //Acta Cryst. – 1965.- Vol.18. - P.104-109.
22. Potylitsin A. Influence of Beam Divergence and Crystal Mosaic Structure Upon Parametric X-Ray Radiation Characteristics //arXiv:cond-mat/9802279 – Vol.1 - 1998.
23. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. – Москва: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 272с.
24. Тер-Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. – Ереван: Изд. АН АРМ ССР, 1969. – 459с.
25. Anthony P.L., Becker-Srendy R., Bosted P.E. et al. Measurement of dielectric suppression of bremsstrahlung //Phys. Rev. Lett. – 1996.- Vol.76, №19. - P.3350-3353.
26. Клейнер В.П., Насонов Н.Н., Шляхов Н.А. Поляризационное тормозное излучение быстрого заряда в конденсированной среде //УФЖ. – 1992.- Т.57. - Вып.1. - С.48-62.
27. Chabot M., Nicolai P., Wohrer K. et al. 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.
28. 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. - №3. - С.53-65.
29. Brenzinger K.H., Herberg C., Limburg B. et al. Investigation of the Production Mechanism of Parametric X-ray Radiation //Z. Phys. A. – 1997. - Vol.358. - P.107-114.
30. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. – М.: Наука, 1982. – 392с.
31. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Потылицын А.П. Исследование характеристик когерентного тормозного излучения электронов в монокристаллах большой толщины //Известия ВУЗов "Физика". – 1991. - №6. - С.21-43.
32. Балдин А.Н., Богомазова Е.А., Внуков И.Е., Калинин Б.Н. //Тезисы докладов XXXIII Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. - М.: Изд. МГУ, 2003. - С.51.
33. Калинин Б.Н., Коновалова Е.И., Плешков Г.А., Потылицын А.П., Тарасов В.М., Томчаков В.К., Хакбердыев И., Автоматизированная система ориентирования монокристаллических мишеней в электронном ускорителе //Приборы и техника эксперимента. – 1985. - №3. - С.31-35.
34. Lackey D., Scwitters R.F. Methods of crystal alignment for the production of coherent bremsstrahlung //Nucl. Instr. and Meth. – 1970. - Vol.81. - P.164-172.
35. Внуков И.Е., Воробьев С.А., Калинин Б.Н. и др. Экспериментальное исследование альбеда гамма-пучка, генерируемого ультрарелятивистскими электронами //Изв. ВУЗов "Физика". – 1991. - №6. - С.106-118.
36. Балдин А.Н., Внуков Е.Е., Нечаенко Д.А. и др. //Тезисы докладов IV конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. Харьков: ННЦ "Харьковский физико-технический институт". - С.88.
37. Akimoto T., Tamura M., Ikeda J., Aoki Y., Fujita F., Sato K., Honma A., Sawamura T., Narita M., Imai K. Generation and of parametric X-ray with an electron linear accelerator //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.- 2001. - Vol.459. - P.78-86.
38. Freudenberg J., Hell E., Knupher W. Perspectives of medical X-ray imaging // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. – 2001.- Vol.466. - P.99-104.
39. Takabayshi Y., Endo I., Ueda K., Moriyoshi C., Shchagin A.V. Observation of intense PXR from textured polycrystals // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. - 2006.- Vol.243 – P.453-455.
40. Hayakawa Y., Sato I., Haykawa K., Tanaka T. Simulation to the project of a PXR based X-ray source composed of an electron linac and a double-crystal system // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2005. - Vol.227. - P.32-40.

INFLUENCE OF CRYSTALS MOSAICITY ON CHARACTERISTICS OF PARAMETRIC X-RAY RADIATION

A.N. Baldin, I.E. Vnukov, D.A. Nechaenko, R.A. Shatokhin

Laboratory of Radiation Physics, Belgorod State University,

14 Studencheskaya str., 308007 Belgorod, Russia

e-mail: vnukov@bsu.edu.ru

The main lack of mosaic crystals in comparison with perfect ones for their using as radiators for generation of parametrical x-ray radiation is the large width of a spectral line. At the same time mosaic crystals provide significant increasing of the radiation observed due to real photons diffraction. The diamond crystal with mosaic factor $\sigma_m \sim 0,2$ mrad provided almost quadruple gain of the radiation yield obtained at tomsk synchrotron "Sirius". It is shown that mosaic structure weakly affects on the monochromaticity of the radiation if the mosaic factor is less than the collimation angle. Advantages of mosaic crystals for generation of intensive X-ray beams are discussed.

KEY WORDS: parametric X-ray radiation, electron, crystal, mosaicity, radiation yield, diffracted bremsstrahlung, diffraction