

07;10

## Источник параметрического рентгеновского излучения с регулируемой длиной волны

© А.С. Гоголев, А.П. Потылицын

Томский политехнический университет,  
634050 Томск, Россия  
e-mail: alextpuff@tpu.ru

(Поступило в Редакцию 2 июля 2007 г. В окончательной редакции 20 декабря 2007 г.)

Предложена новая схема для создания источника рентгеновского излучения с регулируемой энергией излучения в широких пределах от 2 до 130 keV и интенсивностью  $> 10^{-5}$  photon/e<sup>-</sup>/sr. В основе источника предлагается использовать параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ), генерируемое умеренно релятивистскими электронами в оригинальной геометрии. В обсуждаемой геометрии реализуется кинематическая группировка линий ПРИ, что позволяет увеличить интенсивность источника. Разработана модель расчета характеристик ПРИ с учетом поглощения излучения, параметров пучка, многократного рассеяния и потерь энергии. Оценена монохроматичность линии источника.

PACS: 41.60.-m, 07.85.Fv, 41.75.Ht

### Введение

Источники рентгеновского излучения широко используются для фундаментальных и прикладных исследований (биология, физика твердого тела, микроэлектроника, медицина и т.д.). Источники, созданные на основе электронных накопительных колец с энергией  $\sim 1$  GeV для генерации синхротронного излучения (СИ), являются достаточно громоздкими и дорогостоящими установками, а также требуют значительных затрат по эксплуатации.

В то же время для генерации пучков параметрического рентгеновского излучения, спектрально-угловая плотность  $d^2N/d\omega d\Omega$  которого, как было показано в [1], сопоставима со спектрально-угловой плотностью такого мощного источника, как СИ, нет необходимости использовать пучки заряженных частиц высокой энергии. Энергия фотонов ПРИ жестко связана с углом их вылета, что позволяет создать пучок монохроматического излучения с регулируемой длиной волны. Ясно что, поскольку средний ток в накопителях  $> 1$  А, а пучки ПРИ получают на ускорителях, средний ток которых существенно ниже этой величины, интенсивность СИ, испускаемого в заданный спектральный интервал, превышает на несколько порядков интенсивность ПРИ [2]. Следует отметить, что в ряде приложений использование компактного электронного ускорителя может обеспечить заметное преимущество по сравнению с источниками СИ [3].

В настоящее время существуют действующие источники рентгеновского излучения на основе ПРИ в лаборатории исследования электронных пучков и их приложения (Япония) [4] и лаборатории ЛУЭ (США) [5], на пучках электронов с энергией 100 и 56 MeV соответственно. Средний ток установок  $\sim 1$   $\mu$ А. Средняя интенсивность источника [4]  $\sim 10^{-1}$  photons/e<sup>-</sup>/sr, источника [5]  $\sim 10^{-2}$  photons/e<sup>-</sup>/sr.

В настоящее время предложена новая геометрия генерации ПРИ умеренно релятивистскими частицами, в которой положения линий ПРИ от набора кристаллографических плоскостей практически совпадают с линией ПРИ основного низкоиндексного рефлекса. Этот эффект можно назвать кинематической группировкой линий ПРИ. Интенсивность источника на основе ПРИ от электронов с энергией 6 MeV с использованием данного эффекта составит  $> 10^{-5}$  photons/e<sup>-</sup>/sr в узком спектральном диапазоне  $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-2}$  с возможностью регулировки в широком диапазоне — 2–130 keV.

### 1. Моделирование выхода ПРИ

Параметрическое рентгеновское излучение относится к классу поляризованного, характеристики которого не зависят от массы начальной частицы и определяются только ее энергией и зарядом. В рамках кинематической модели механизм ПРИ можно рассматривать как дифракцию поля виртуальных фотонов движущегося заряда на кристаллографических плоскостях [6].

К настоящему моменту проведено множество экспериментов по изучению свойств ПРИ, возбуждаемого релятивистскими электронами. Было показано, что ПРИ от релятивистских электронов  $\gamma > 50$  ( $\gamma$  — лоренц-фактор) дает высокую спектрально-угловую плотность в узком конусе с раствором  $\sim \gamma^{-1}$  вокруг направления зеркального отражения [2]. Однако в случае умеренно релятивистских частиц  $\gamma \leq 20$  раствор конуса, в котором сосредоточен основной поток виртуальных фотонов, будет достаточно широким, в результате чего вблизи направления зеркального отражения от выбранной (основной) плоскости будут давать вклады рефлексии ПРИ, обусловленные отражением начального потока виртуальных фотонов от набора „соседних“ плоскостей. Данный эффект впервые был экспериментально зарегистри-

стрирован авторами работы [7], где использовался пучок электронов с энергией 15.7 и 25.7 MeV, соответственно угол раствора конуса составлял 32 и 19 mrad. Авторы зарегистрировали вклад от побочных плоскостей в основной пик на уровне 1%.

В 2005 г. на выведенном пучке ядер углерода с энергией 2.2 GeV/nucleus ( $\gamma = 3.36$ ) нуклотрона ЛВЭ ОИЯИ был проведен эксперимент с целью обнаружения ПРИ в кристалле кремния (001) от тяжелых заряженных частиц [8]. Интенсивность рефлекса ПРИ от плоскости (001) в общий выход фотонов ПРИ под заданным брэгговским углом составляла  $\sim 60\%$ . Другими словами, вклад от побочных плоскостей в основной пик составил  $\eta \sim 40\%$ .

Таким образом, результирующий спектр ПРИ умеренно релятивистских частиц формируется за счет вкладов различных рефлексов. По сравнению с экспериментом [7] данный эффект на пучке ядер наблюдался весьма ярко, так как в этом случае практически отсутствует многократное рассеяние в кристалле при небольших значениях лоренц-фактора  $\gamma$ .

Большинство экспериментальных данных по исследованию свойств ПРИ в кристаллах хорошо описывается кинематической теорией [9], в которой частота фотонов ПРИ определяется следующим дисперсионным соотношением:

$$\omega = \frac{\mathbf{g} \cdot \mathbf{v}}{1 - \sqrt{\epsilon} \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c} = \frac{2\pi c}{d} \frac{\beta \sin \theta_B}{1 - \sqrt{\epsilon} \beta \cos \theta}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{g}$  — вектор обратной решетки для кристаллографических плоскостей с межплоскостным расстоянием  $d = a/(h^2 + k^2 + l^2)^{1/2}$ ;  $a$  — постоянная решетки;  $h, k, l$  — индексы Миллера;  $\mathbf{v}$  — вектор скорости частицы;  $\mathbf{n} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$  — единичный вектор в направлении вылета фотона ПРИ;  $c$  — скорость света;  $\epsilon(\omega)$  — диэлектрическая проницаемость мишени;  $\beta = |\mathbf{v}|/c$ ,  $\theta_B$  — угол Брэгга (рис. 1),  $\theta$  — угол наблюдения (отсчитывается от направления пучка).

Направления Брэгга рефлексов ПРИ ( $\mathbf{n}_B$  на рис. 1) определяются по формуле

$$\mathbf{n}_B = \mathbf{n}_0 - \frac{2(\mathbf{g} \cdot \mathbf{n}_0)}{|\mathbf{g}|^2} \mathbf{g}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{n}_0$  — единичный вектор в направлении пучка.

Угловая плотность выхода фотонов ПРИ из тонкой кристаллической пластинки без учета поглощения может быть записана в общем виде [9]:

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha_0 L}{2\pi \hbar c} \sum_{\mathbf{g}} \frac{\omega |\chi_{\mathbf{g}}|^2}{\beta(1 - \sqrt{\epsilon} \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c)} \times \sum_{\alpha} \left[ \frac{(\sqrt{\epsilon} \mathbf{v} - \mathbf{g}c/\omega) \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{k}\alpha}}{(\mathbf{k}_{\mathbf{g}}c/\omega)^2 - 1} \right]^2, \quad (3)$$

где  $Z$  — заряд падающей частицы,  $\alpha_0$  — постоянная тонкой структуры,  $L$  — толщина кристалла,  $\mathbf{e}_{\mathbf{k}\alpha}$  —

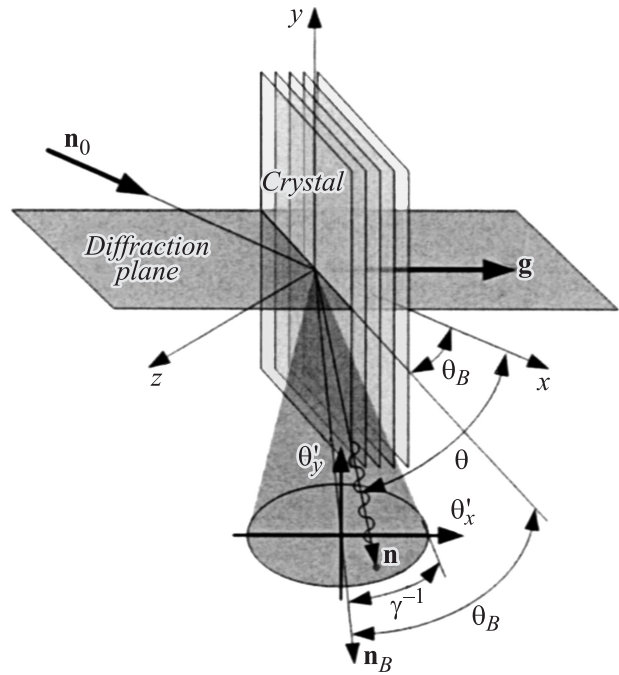


Рис. 1. Схема генерации ПРИ. Углы  $\theta'_x, \theta'_y$  отсчитываются от брэгговского направления  $\mathbf{n}_B$ .

единичный вектор поляризации,  $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$ ,  $\chi_g$  — коэффициенты разложения поляризуемости диэлектрика,  $\hbar$  — постоянная Планка.

В рентгеновском диапазоне диэлектрическая проницаемость аппроксимируется выражением

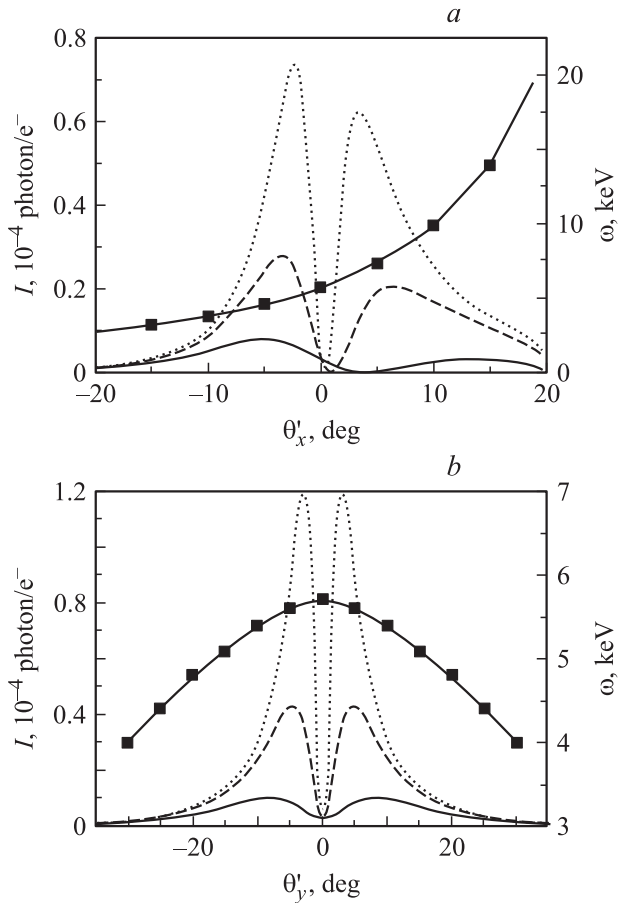
$$\epsilon = 1 + \chi = 1 - (\omega_p/\omega)^2, \quad |\chi| \approx (\omega_p/\omega)^2 \ll 1. \quad (4)$$

При дифракции в кристалле, как и во всякой периодической структуре, функция  $\chi$  в (4) может быть разложена в ряд Фурье по векторам обратной решетки, а коэффициенты разложения  $\chi_g$  могут быть представлены в виде

$$|\chi_g|^2 = |S(\mathbf{g})|^2 \exp[-2W] \left( -\frac{\omega_p^2 F(\mathbf{g})}{\omega^2 z_c} \right)^2, \quad (5)$$

где  $|S(\mathbf{g})|^2$  — структурный фактор,  $\exp[-W]$  — фактор Дебая–Уоллера,  $F(\mathbf{g})$  — фурье-компонента распределения электронной плотности атома;  $z_c$  — число электронов в элементарной ячейке,  $\omega_p$  — энергия плазмона материала мишени.

В основе моделирования процесса генерации ПРИ использовались формулы (1) и (3). Разработанный код позволяет учитывать влияние таких факторов, как размеры пучка, расходимость, многократное рассеяние, потери энергии и конечная апертура детектора методом Монте-Карло (МК). В частности, определение влияния многократного рассеяния на характеристики ПРИ методом МК сводится к расчету фазовых координат частицы после прохождения последней некото-



**Рис. 2.** Результаты моделирования углового распределения рефлекса ПРМ (111) от кристалла Si толщиной  $100 \mu\text{m}$  (угол Брэгга  $\theta_B = 20^\circ$ ) для разных лоренц-факторов: сплошная кривая —  $\gamma = 6$ ; штриховая — 12; —■—:  $a$  —  $\omega = f(\theta'_x)$ ,  $b$  —  $\omega = f(\theta'_y)$ .

рого отрезка пути из существующих теорий многократного рассеяния. В работе расчет проводился по модели отрезков [10] с допущением, что путь электронов в кристалле разбивается на отрезки равной длины  $L_{st}$ , удовлетворяющие условию возможности использования формулы (3)  $L_{abs}(\omega) > L_{st} \geq 1000 d \approx 0.1 \mu\text{m}$ ,  $L_{abs}(\omega)$  — длина поглощения. Энергия электрона после прохождения каждого отрезка траектории рассчитывалась в приближении непрерывного замедления.

На рис. 2 приведены результаты моделирования в случае идеальной геометрии для различных лоренц-факторов от определенного кристаллографического семейства плоскостей.

Учет поглощения рентгеновского излучения рассматривается в рамках классической теории дисперсии, что справедливо, если отсутствуют условия для аномальной дисперсии и эффекта Бормана. Формально учесть поглощение можно, заменив в формуле (3) толщину кристалла  $L$  на  $L_{eff}$  — эффективную толщину кристалла,

которую определим выражением:

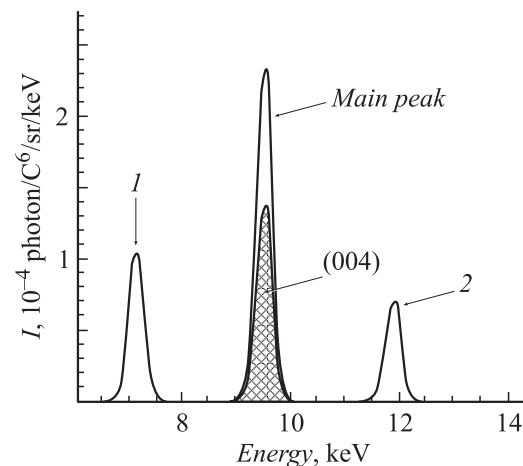
$$L_{eff} = L_{abs}(\omega) \left| \frac{\mathbf{n}_t \cdot \mathbf{n}}{\mathbf{n}_t \cdot \mathbf{n}_0} \right| \times (1 - \exp[-L|\mathbf{n}_t \cdot \mathbf{n}_0|/(L_{abs}(\omega)|\mathbf{n}_t \cdot \mathbf{n}|)]), \quad (6)$$

где  $\mathbf{n}_t$  — единичный вектор нормали к поверхности кристалла. На рис. 2 угловые распределения приведены с учетом поглощения ПРИ в кристалле. Согласно кинематической модели ПРИ, основной поток излучения в умеренно релятивистском случае сосредоточен в достаточно широком конусе (рис. 2). Соответственно при фиксированном угле наблюдения детектор может зафиксировать несколько линий ПРИ, соответствующих различным рефлексам. Из дисперсионного соотношения (1) следует, что при фиксированных углах наблюдения и падения пучка энергии квантов ПРИ от разных плоскостей могут оказаться близкими по величине, если выполняется условие кинематической группировки

$$\mathbf{g}_1 \cdot \mathbf{v} \approx \mathbf{g}_2 \cdot \mathbf{v}. \quad (7)$$

Для корректного учета вклада от различных кристаллографических плоскостей в выражении (3) производилось суммирование по набору векторов  $\mathbf{g}$ .

По данной модели проводился расчет спектров для эксперимента [8] (рис. 3), в котором значение лоренц-фактора составляло 3.36. В эксперименте использовалась геометрия Брэгга, в которой при ориентации кристалла относительно пучка  $\theta_B = 20^\circ$  расчетная энергия первого разрешенного рефлекса ПРИ (004) составила  $\omega_{(004)} = 9.55 \text{ keV}$  при фиксированном угле наблюдения  $\theta = 44^\circ$ . Выход ПРИ в основном пике составил  $(11 \pm 1) \cdot 10^{-5} \text{ photons/C}^6/\text{sr}$ , тогда как расчетное значение интенсивности рефлекса (004)  $6.9 \cdot 10^{-5} \text{ photons/C}^6/\text{sr}$ . Учет вкладов побочных плоскостей ( $\overline{444}$ ), ( $\overline{422}$ ), (444) и (422), которые дают максимальную добавку, приводит к значению  $11.5 \cdot 10^{-5} \text{ photons/C}^6/\text{sr}$ . Проведя несложные преобразования — переход из системы координат, связанной



**Рис. 3.** Расчетный спектр ПРИ ядер углерода с энергией  $2.2 \text{ GeV/nucleus}$  от кристалла кремния (001);  $\theta_B = 20^\circ$ ,  $\theta = 44^\circ$ .

с кристаллом, в лабораторную систему координат (ЛСК), или наоборот, можно убедиться, что для рефлексов (004), (444), (422), (444) и (422) выполняется условие кинематической группировки.

Кроме усиления основного максимума в геометрии Брэгга появляются спутанные пики. Для данной геометрии, согласно результатам моделирования, первый пик обусловлен рефлексами ПРИ (311) и (311) с энергией квантов ПРИ 7.163 keV и интенсивностью  $7.8 \cdot 10^{-5}$  photons/C<sup>6</sup>/sr. Расчетная интенсивность второго пика, обусловленного рефлексами (511) и (511), на энергии 11.5 keV равна  $3.5 \cdot 10^{-5}$  photons/C<sup>6</sup>/sr, тогда как экспериментальное значение интенсивности  $(5 \pm 2) \cdot 10^{-5}$  photons/C<sup>6</sup>/sr в пределах ошибки согласуется с расчетным [8].

Кинематическое усиление  $\eta$  наблюдаемой линии в данном эксперименте составило 40% (отношение незаштрихованной площади под основным пиком к полной, см. рис. 3).

## 2. Характеристики источника рентгеновского излучения на основе ПРИ с использованием эффекта кинематического усиления

Можно показать, что при движении умеренно релятивистской заряженной частицы вдоль оси типа (111) и угле наблюдения  $\theta < 90^\circ$  рефлексы ПРИ, которые дают вклад  $> 1\%$  относительно самого сильного в направлении наблюдения, удовлетворяют условию кинематической группировки (6) (рис. 4).

Положение линии на энергетической шкале при этом определяется углом наблюдения, но практически не зависит от азимутального угла. Качественно это можно объяснить, рассмотрев диаграмму брэгговских направлений (рис. 5). Плоскость дифракции определенного рефлекса определяется векторами  $\mathbf{n}_0$  и  $\mathbf{n}_B$ . На диаграмме рис. 5 жирная линия — след пересечения плоскости дифракции, выбранного случайным образом рефлекса (312) и плоскости YOZ, если направление движения заряженной частицы совпадает с осью OX. Как известно, в системе координат детектора энергия квантов ПРИ изменяется незначительно в области углов  $[-2\gamma^{-1}; 2\gamma^{-1}]$ , при сканировании по  $\theta'_y$  (рис. 2). Таким образом, сканируя по азимутальному углу  $\varphi$  в ЛСК энергия линии ПРИ будет слабо изменяться как для рефлекса (312), так и для любого другого. Кроме того, в случае умеренно релятивистских пучков энергия фотонов всех рефлексов ПРИ одинакова с погрешностью  $< 1\%$ . На диаграмме (рис. 5) кружками обозначены направления Брэгга рефлексов ПРИ, дающие в направлении наблюдения № 1 вклад  $> 1\%$  ( $\varphi = 0^\circ$ ). Для позиции детектора № 2 ( $\varphi = 30^\circ$ ) направления Брэгга обозначены квадратами. Данные рассуждения подтверждаются результатами моделирования зависимости  $\hbar\omega = f(\varphi)$  (рис. 6).

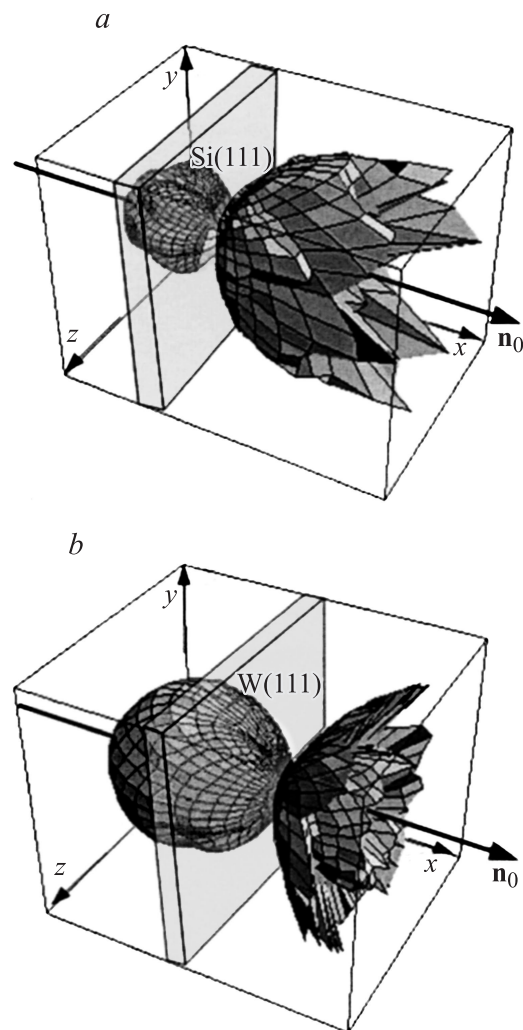


Рис. 4. Угловое распределение ПРИ для  $\gamma = 3$ : *a* — кремний (111) толщиной 100  $\mu\text{m}$ ; *b* — вольфрам (111) толщиной 100  $\mu\text{m}$ . Большая грань кристалла параллельна кристаллографическим плоскостям (111) и перпендикулярна пучку.

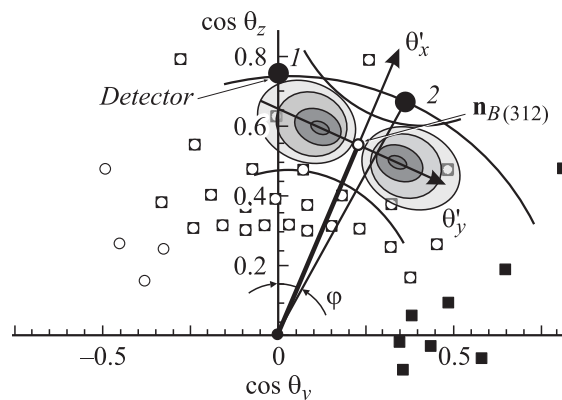


Рис. 5. Диаграмма брэгговских направлений от кристалла вольфрама (111) в ЛСК при лоренц-факторе 12, пучок направлен вдоль оси OX (или (111)).  $\circ$  — рефлексы, дающие вклад для позиции детектора № 1,  $\blacksquare$  — рефлексы, дающие вклад для позиции детектора № 2,  $\varphi = 30^\circ$ .

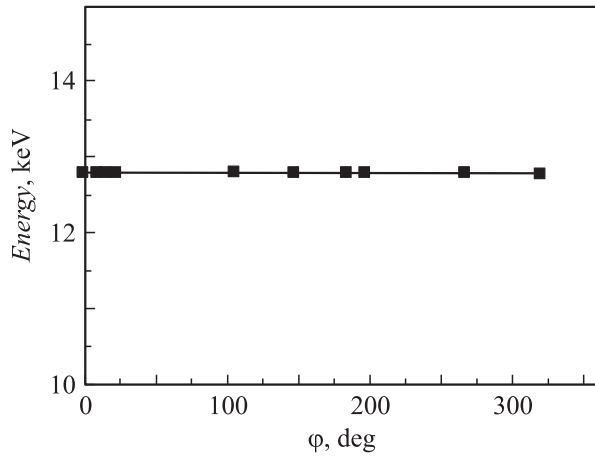


Рис. 6. Зависимость энергии линии от азимутального угла наблюдения.

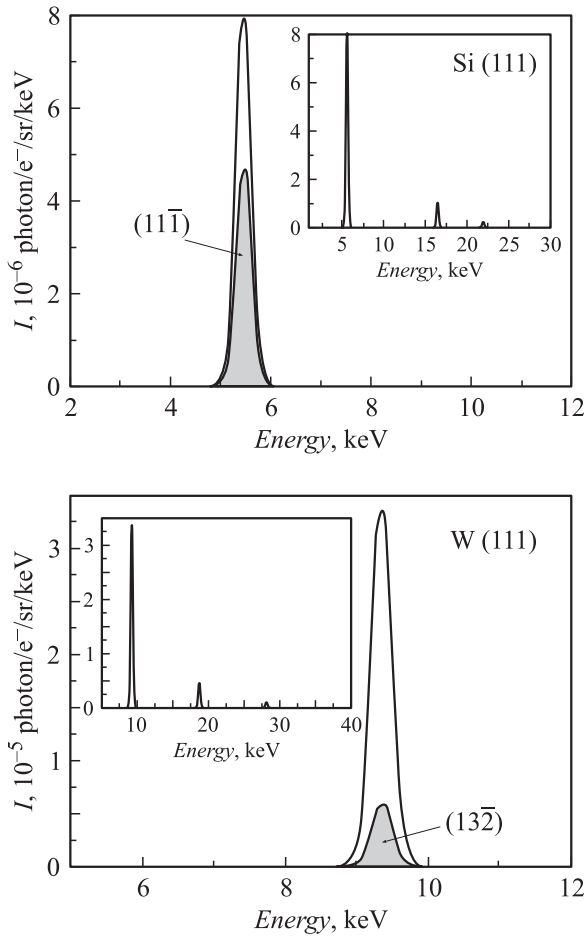


Рис. 7. Расчетные спектры ПРИ в предлагаемой геометрии,  $\gamma = 3$ , толщина мишеней  $100 \mu\text{m}$ .

Для угла наблюдения  $35^\circ$  относительно оси пучка, что соответствует максимуму углового распределения, усиление в этой геометрии при  $\gamma = 3$  для кремния

составляет 40% относительно самого сильного рефлекса  $(11\bar{1})$ . Усиление того же порядка, что и в геометрии Брэгга (рис. 3), однако спутные пики исчезают, за исключением следующих порядков дифракции. Для вольфрама максимум углового распределения составляет угол  $55^\circ$  с осью пучка, и усиление 82%, спутные пики, как и для кремния, отсутствуют (рис. 7).

С увеличением лоренц-фактора эффект кинематического усиления уменьшается за счет сужения конуса излучения отдельных рефлексов. Для кристаллов с кубической гранецентрированной решеткой (КГЦ) и решеткой типа „алмаз“ уже при  $\gamma = 12$  усиление составляет только 7%. Для кристаллов с кубической объемноцентрированной (КОЦ) решеткой при  $\gamma = 12$  моделирование показывает значительное усиление  $\sim 80\%$ .

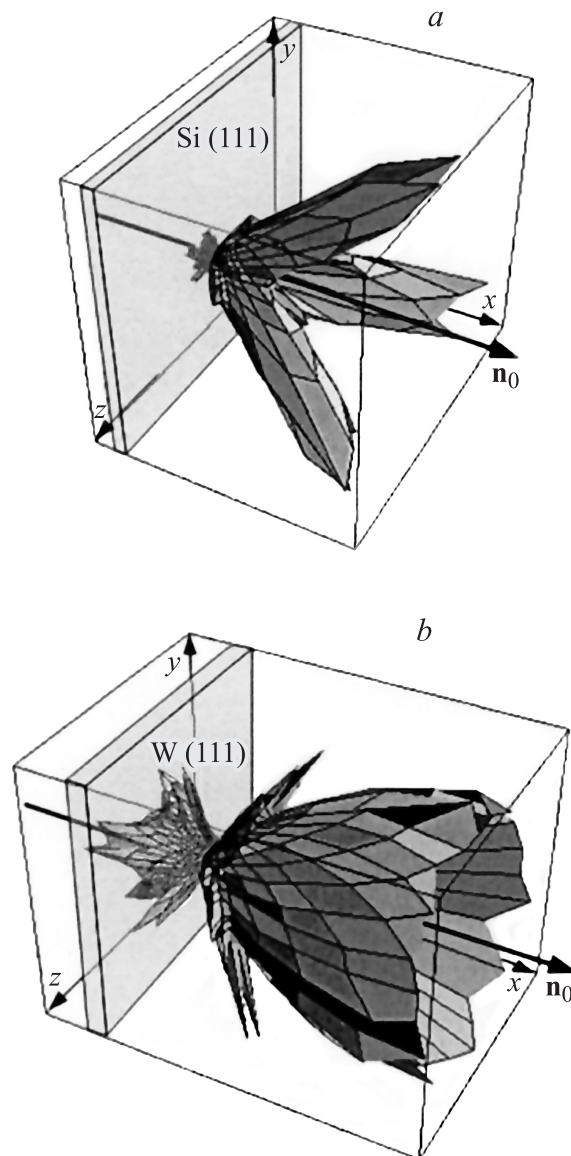
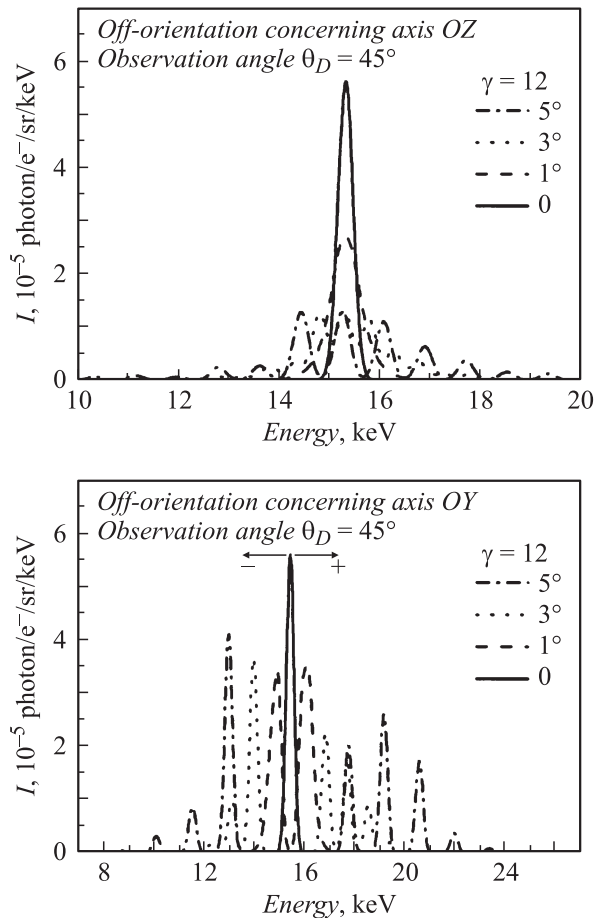


Рис. 8. Угловое распределение ПРИ,  $\gamma = 12$ : *a* — кремний; *b* — вольфрам.



**Рис. 9.** Эволюция линии ПРИ от электронов с энергией 6 MeV в зависимости от угла разориентации, мишень — W(111) толщиной 100  $\mu\text{m}$ .

Результаты моделирования демонстрируют, что данная схема имеет преимущество перед стандартными схемами Брэгга и Лауэ при  $\gamma < 25$  для кристаллов с КОЦ решеткой и  $\gamma < 10$  для кристаллов с решеткой КГЦ и типа „алмаз“ из-за отсутствия сателлитных линий. Однако необходимо отметить, что схема достаточно чувствительна к настройке. Линии ПРИ расходятся при разориентации оси кристалла  $\langle 111 \rangle$  относительно направления пучка. Разориентация в  $1^\circ$  уже приводит к уширению линии в два раза. Эволюция линии ПРИ от электронов с энергией 6 MeV в кристалле W(111) в зависимости от угла разориентации приведена на рис. 9 для угла наблюдения  $45^\circ$ . Аналогичное поведение наблюдается для других энергий частиц, мишеней и углов наблюдения.

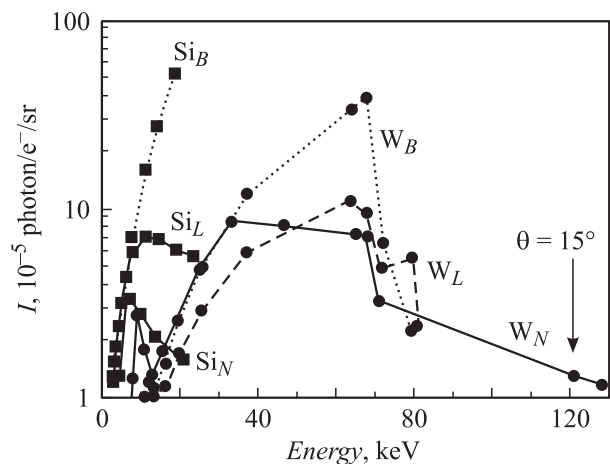
Одним из основных преимуществ предлагаемой схемы является эффективное использование энергии пучка ускорителя при возможности регулировать энергию испускаемых фотонов в диапазоне от 5 до 130 keV. На рис. 10 приведены расчеты интенсивности для идеальных условий при ситуации, когда из-за наклонного падения пучка в схемах Брэгга и Лауэ часть пучка будет

отражаться от поверхностного слоя мишени. Для угла падения  $45^\circ$ , при энергии электронов 6 MeV, оценки доли отраженных частиц от вольфрама дают 22%, проникая в мишень только на 57  $\mu\text{m}$  [11]. Соответственно с уменьшением угла Брэгга доля отраженного пучка будет расти, а слой проникновения — уменьшаться. Таким образом, в схеме Брэгга значительно подавляется выход ПРИ в жесткой части спектра, тогда как в схеме Лауэ подавление за счет отражения будет в мягкой части. В предлагаемой схеме можно минимизировать эффект отражения, используя кристалл, вырезанный вдоль плоскостей (111).

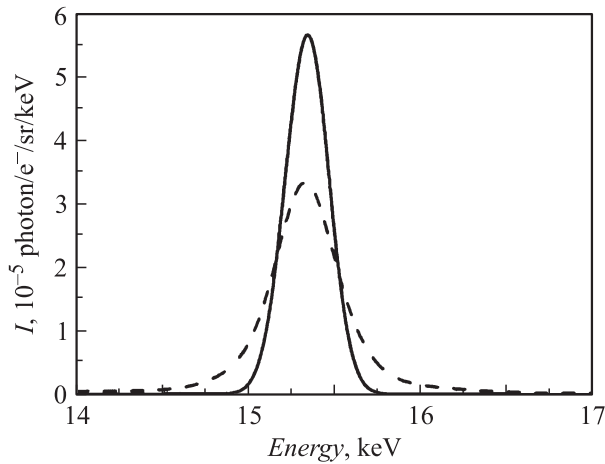
В итоге, если интенсивность линии ПРИ составляет  $> 10^{-5}$  photons/e<sup>-</sup>/sr (см. рис. 10), то при среднем токе пучка 100  $\mu\text{A}$  и телесном угле коллиматора  $10^{-4}$  sr интенсивность источника будет  $> 6.25 \cdot 10^5$  photons/s.

В работах [12,13] рассматривалась интерференция между ПРИ и когерентным тормозным излучением (КТИ). Авторы показали, что необходимо учитывать интерференцию, если энергия электронов ниже 6 MeV и угол наблюдения  $\theta < 4/\gamma$ . Кроме того, длина когерентности тормозного излучения  $l_c = 2\lambda_e\gamma(1-x)/x$ , где  $x = \hbar\omega/\gamma mc^2$ ,  $\lambda_e$  — комптоновская длина волны электрона [14], должна превышать несколько периодов решетки кристалла  $d$ . В предлагаемой геометрии с уменьшением угла наблюдения энергия ПРИ возрастает. В случае электронов с энергией 6 MeV для получения энергии ПРИ  $> 80$  keV угол наблюдения  $\theta < 4/\gamma$ , но  $l_c \sim d$ , что позволяет пренебречь интерференцией между ПРИ и КТИ.

Ширина спектральной линии ПРИ в мозаичных кристаллах и от расходящихся пучков определяется в основном апертурой формирующего коллиматора  $\Delta\omega_c \approx \omega\Delta\theta'_x \text{ctg } \theta$  [15,16]. Выбрав коллиматор с телесным углом  $10^{-4}$  sr и площадью входного окна 1  $\text{cm}^2$  уширение линии за счет его конечных размеров бу-



**Рис. 10.** Интенсивность линии ПРИ от мишеней из Si и W толщиной 100  $\mu\text{m}$  для случаев Брэгга, Лауэ и новой геометрии — индексы B, L и N соответственно. Энергия электронов 6 MeV.



**Рис. 11.** Форма линии ПРИ от пучка электронов с энергией 6 MeV в кристалле вольфрама толщиной  $100\ \mu\text{m}$  (угол наблюдения  $\theta = 45^\circ$ ). Сплошная кривая — идеальный случай ( $\text{FWHM} = 300\ \text{eV}$ ), штриховая — с учетом многократного рассеяния ( $\text{FWHM} = 436\ \text{eV}$ ). Ширина аппаратной линии  $\Delta\omega_a = 300\ \text{eV}$ .

дет  $\Delta\omega \sim 100\ \text{eV}$ . В случае умеренно релятивистских электронных пучков на уширение линии ПРИ влияет и многократное рассеяние. Результаты моделирования линии ПРИ в предлагаемой геометрии от электронов с энергией 6 MeV в кристалле вольфрама  $100\ \mu\text{m}$  с учетом многократного рассеяния приведены на рис. 11, объем выборки равен  $10^3$ . Уширение составило  $136\ \text{eV}$ .

Оценивая ширину линии ПРИ по формуле

$$\Delta\omega = \sqrt{\Delta\omega_c^2 + \Delta\omega_a^2 + \Delta\omega_s^2},$$

где  $\Delta\omega_c = 150\ \text{eV}$  — ширина линии ПРИ, обусловленная конечными размерами коллиматора,  $\Delta\omega_a = 300\ \text{eV}$  — аппаратная ширина линии, получим, что ширина линии ПРИ, обусловленная многократным рассеянием,  $\Delta\omega_s = 280\ \text{eV}$ .

Результаты моделирования генерации ПРИ по разработанному коду сопоставлялись с результатами экспериментов различных авторов. В частности, выход излучения и рассчитанная ширина линии ПРИ для условий эксперимента [17] удовлетворительно согласуется с результатами, полученными в настоящей работе. В эксперименте [17] ПРИ генерировалось электронами с энергией 6.8 MeV в кристалле алмаза толщиной  $55\ \mu\text{m}$ , экспериментальное значение ширины линии составляет  $86 \pm 10\ \text{eV}$ . Расчетное значение по созданному коду с объемом выборки  $10^3$  равно  $68\ \text{eV}$ .

## Заключение

Разработана модель для расчета характеристик ПРИ от умеренно релятивистских заряженных частиц на

основе кинематической теории. Результаты моделирования спектров ПРИ для условий экспериментов, проведенных на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ (г. Дубна) по обнаружению ПРИ от тяжелых заряженных частиц [8], хорошо согласуются с экспериментальными данными. Модель позволяет учитывать влияние таких факторов, как размеры пучка, расходимость, многократное рассеяние, потери энергии и конечная апертура детектора, методом Монте-Карло.

Предложенная новая схема эксперимента по генерации ПРИ умеренно релятивистскими заряженными частицами, основанная на кинематической группировке линий параметрического излучения, позволяющая „свести“ линии от различных рефлексов ПРИ в узкий энергетический интервал. Усиление линии ПРИ от кристаллов с КОЦ решетками, например от вольфрама (111), составляет 90 и 85%, для лоренц-фактора — 3 и 12 соответственно. От кристаллов с КГЦ-решетками и типа „алмаз“ — 40 и 7% соответственно.

Ширина спектральной линии ПРИ в случае умеренно релятивистских электронных пучков в основном определяется многократным рассеянием. При энергии электронов 6 MeV ширина линии от кристалла вольфрама толщиной  $100\ \mu\text{m}$ , обусловленная многократным рассеиванием, составляет  $\Delta\omega_s = 280\ \text{eV}$ .

Энергия линии источника на основе ПРИ от умеренно релятивистских электронов определяется углом наблюдения и может изменяться в диапазоне от 2 до 130 keV с шириной линии  $\sim 100\ \text{eV}$ .

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 06-02-81016-Бул\_а, 05-08-50244\_а, Минобрнауки № 2.1.1.889.

## Список литературы

- [1] Baryshevsky V.G., and Feranshuk I.D. // Nucl. Instr. Meth. 1985. Vol. A228. P. 490.
- [2] Didenko A.N., Adishchev Yu.N., Kalinin B.N. et al. // Phys. Lett. A. 1986. Vol. 118. P. 363.
- [3] Akimoto T., Tamura M., Ikeda J. et al. // Nucl. Instr. Meth. 2001. Vol. A459. P. 78.
- [4] Hayakawa Y., Sato I., Hayakawa K. et al. // Nucl. Instr. Meth. 2006. Vol. B252. P. 102.
- [5] Sones B., Danon Y., and Block R.C. // Nucl. Instr. Meth. 2005. Vol. B227. P. 22.
- [6] Potylitsyn A.P., Vnukov I.E. Parametric X-ray radiation, transition radiation and bremsstrahlung in X-ray region. Comparative analysis / Ed. by H. Wiedemann Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 2002. Vol. 49. P. 25.
- [7] Shchagin A.V., and Khizhnyak N.A. // Nucl. Instr. Meth. 1996. Vol. B119. P. 115.
- [8] Adishev Tu.N., Afanasiev S.V., Boiko V.V. et al. // Nucl. Instr. Meth. 2006. Vol. B252. P. 111.
- [9] Nitta H. // Phys. Lett. A. 1991. Vol. 158. P. 270.
- [10] Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Курс статистического моделирования. М.: Наука, 1976. 319 с.

- [11] Беспалов В.И. // Изв. вузов. Физика. 2000. № 4. С. 159.
- [12] Feranchuk I.D., Ulyanenko A., Harada J., and Spence J.C.H. // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 62. P. 4225.
- [13] Morokhovskiy V.V., Freudenberger J., Genz H. et al. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 61. P. 347.
- [14] Потылицын А.П. Излучение релятивистских электронов. Уч. пос. Томск: Изд-во ТПУ, 2005. С. 48.
- [15] Aleinik A.N., Chefonov O.V., Kalinin B.N. et al. // Nucl. Instr. Meth. 2003. Vol. B201. P. 34.
- [16] Potylitsin A.P. LANL-arXiv:cond-mat/9802279. 1998.
- [17] Freudenberger J., Genz H., Morokhovskii V.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 70. P. 267.