

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В МОЗАИЧНОМ КРИСТАЛЛЕ ПИРОЛИТИЧЕСКОГО ГРАФИТА

*К.Ю.Амосов, М.Ю.Андреяшкин, В.А.Верзилов, И.Е.Внуков, В.Н.Забав, Б.Н.Калинин, В.В.Каплин, Д.В.Кустов, Г.А.Науменко, Ю.Л.Пивоваров, А.П.Потылицын, Е.И.Розум, С.Р.Углов, М.Моран**

*НИИ ядерной физики Томского политехнического университета
634050 Томск а/я 25, Россия*

**Национальная Лаборатория им.Лоуренса, Ливермор
94550 Калифорния, США*

Поступила в редакцию 29 августа

На Томском синхротроне экспериментально обнаружено существование аномально высоких порядков параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) 900 МэВ электронов в кристалле пиролиитического графита, что подтверждает результаты, полученные ранее [7] при энергии электронов 90 МэВ. Впервые измерены угловые распределения фотонов в пиках ПРИ до четвертого порядка. Проводится сравнение с кинематической теорией ПРИ.

Многочисленные экспериментальные исследования характеристик параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) проводились, как правило, с использованием совершенных монокристаллических мишеней (Si, Ge, естественный алмаз, кварц), мозаичность которых не превышала 0,2 мрад [1-4]. Сравнение полученных результатов с теорией показало хорошее согласие с расчетами по кинематической модели [5,6]. Первый эксперимент по генерации ПРИ на мозаичном пиролиитическом графите был проведен Р.Фиорито и др. [7], в результате которого было показано, во-первых, что в спектре излучения наблюдаются очень высокие порядки (до $n = 8$), и, во-вторых, отношение интенсивностей излучения ПРИ высоких порядков к интенсивности ПРИ первого порядка не описывается известной моделью [5], которая учитывает влияние расходимости пучка и мозаичности феноменологическим образом. В работе [8] был предложен метод для расчета спектра ПРИ для мозаичных кристаллов, а в [9] - подход для учета влияния мозаичности на угловые распределения ПРИ.

К сожалению, в работе [7] отсутствуют данные об абсолютной интенсивности ПРИ для пиролиитического графита, что затрудняет сравнение с теорией. До сих пор остается открытым вопрос о соотношении ПРИ и дифракции реальных фотонов тормозного излучения.

В предлагаемой работе мы измерили интенсивность ПРИ в расчете на 1 электрон при использовании пиролиитического графита, приготовленного по технологии Union Carbide, то есть по той же технологии, что и для мишени, использовавшейся в эксперименте [7]. Измерения проводились для энергии электронов $E_e = 900$ МэВ, где вклад дифракции реальных фотонов тормозного излучения заведомо мал.

Эксперимент проводился на внутреннем пучке синхротрона "Сириус" в геометрии Брэгга - угол между импульсом электрона и кристаллографическими плоскостями (200) - $\theta_B = 9^{\circ}06'$, угол между импульсом электрона и фотоном ПРИ - $\theta_D = 18^{\circ}12'$, см. рис.1. Энергия электронного пучка составляла $E_e = 900 \pm 5$ МэВ, расходимость $\Delta\theta_e \simeq 0,1$ мрад, длительность сброса

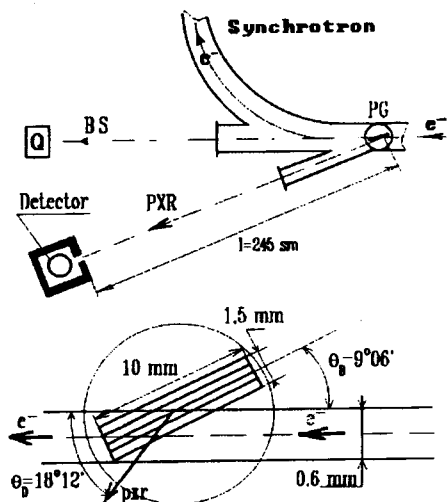


Рис.1

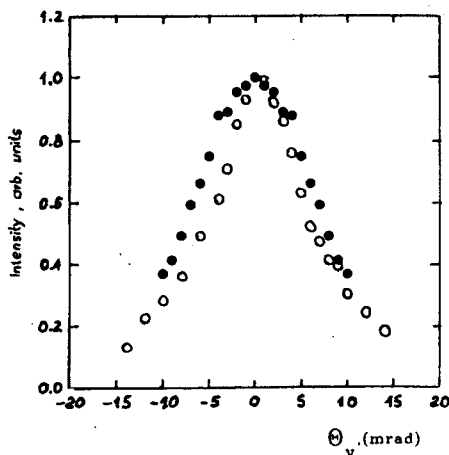


Рис.2

Рис.1. Схема эксперимента

Рис.2. Вертикальное распределение рефлекса (200), измеренное пропорциональным счетчиком:
 o - эксперимент, • - расчет

$\Delta t = 12$ мс. Угол θ_B отсчитывался от "физического" нуля, который определялся по излучению при каналировании при совмещении плоскостей (200) графита с направлением импульса электронов. Излучение при каналировании регистрировалось в направлении прямо вперед ионизационной камерой (см. рис.1а).

В эксперименте использовался кристалл графита размерами $10 \times 6 \times 1,5$ мм. В связи с большими размерами кристалла (10 мм вдоль пучка) и сравнительно малым углом вылета фотонов возникает проблема корректного учета поглощения фотонов ПРИ в мишени. Для упрощения задачи мы использовали электронный пучок с поперечным размером $\Delta r = 0,6 \pm 0,1$ мм, который взаимодействовал лишь с частью мишени (см. рис.1б). Поперечный размер пучка регулировался с помощью "скрепера", расположенного по азимуту за 180° до мишени [10], и контролировался при измерении интенсивности ПРИ в зависимости от положения скрепера. Для геометрии, указанной на рис.1б, средняя толщина \bar{t} мишени определяется поперечным размером пучка. Можно показать, что для $\Delta r = 0,6$ мм средняя толщина $\bar{t} = 1,9$ мм, что составляет $\approx 0,01$ радиационной длины. Расчетное значение интенсивности тормозного излучения для данной толщины мишени использовалось для оценки числа электронов, прошедших через мишень при измерении полной энергии пучка тормозного излучения гаусс-квантометром.

ПРИ регистрировалось двумя детекторами поочередно (см. рис.1а): а) ксенонным пропорциональным счетчиком БДП-2 с апертурой 4×16 мм и эффективностью $f = 60\%$ для энергии фотонов $\hbar\omega = 11$ КэВ и $f \approx 10\%$ для $\hbar\omega = 22$ КэВ, который мог перемещаться в вертикальном и горизонтальном направлениях для нахождения центра рефлекса ПРИ; б) полупроводниковым

германиевым детектором ДГР5-1 с апертурой $\approx 150 \text{ мм}^2$, толщиной кристалла 5 мм.

Детальное описание экспериментального оборудования и методики отбора информации приведено в [11]. Разрешение пропорционального счетчика на линии Zn^{63} (8,1 КэВ) составляло 20%, а полупроводникового детектора - 18%. В ходе эксперимента интенсивность электронного пучка поддерживалась на уровне $10^7 \div 10^8 e^-$ цикл. В этом случае уровень просчетов пропорционального счетчика, который контролировался в каждом цикле ускорителя, не превышал 15%.

На рис.2 приведены спектр и вертикальное распределение рефлекса (200) (порядок отражения $n = 1$, энергия фотонов $\hbar\omega_{(200)} = 11,2 \text{ КэВ}$), измеренные пропорциональным счетчиком. При измерении вертикального распределения рефлекса регистрировались фотоны с энергией $11,2 \pm 0,5 \text{ КэВ}$.

Полупроводниковый детектор совмещался с центром рефлекса с погрешностью не более 3 мрад, после чего проводилась подстройка ориентации кристалла с тем, чтобы и в горизонтальной плоскости центр рефлекса совпадал с детектором. На рис.3 приведен спектр ПРИ, измеренный полупроводниковым детектором. Как следует из рисунка, отчетливо просматриваются 6 порядков ПРИ, начиная от (200) до (1200). Для оценки возможного вклада эффекта наложения импульсов в измеряемый спектр, при контрольном измерении перед апертурой полупроводникового детектора помещался медный фильтр толщиной 0,05 мм, который эффективно "срезал" первый максимум ПРИ, тогда как второй и последующие изменялись незначительно. По нашим оценкам, наложение импульсов не превышает 10% от общего счета полупроводникового детектора. В табл.1 приведена яркость ПРИ, $dN/d\Omega$, измеренная пропорциональным счетчиком для рефлекса (200) и отношение яркостей всех последующих пиков к первому, которое было измерено с помощью полупроводникового детектора. Следует указать, что в пределах экспериментальной ошибки величина $N_{(400)}/N_{(200)}$, измеренная обоими детекторами, совпала.

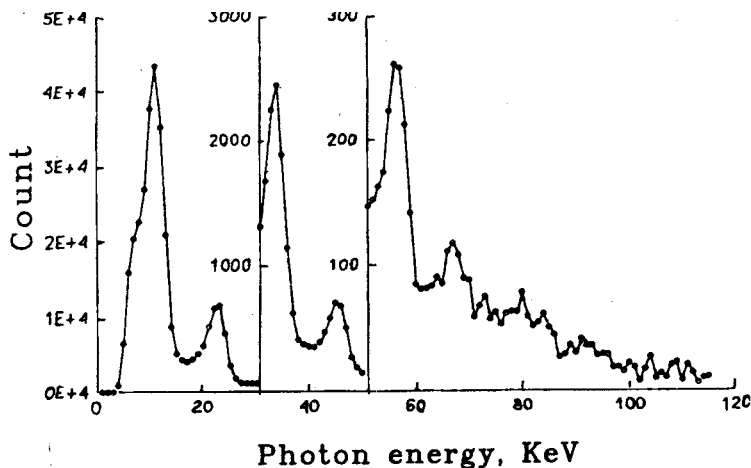


Рис.3. Спектры ПРИ, измеренные полупроводниковым детектором: а) - в центре рефлекса, б) - на краю рефлекса

На рис.4 представлены результаты измерения ориентационных зависимостей выхода ПРИ для фиксированного положения полупроводникового детектора для двух порядков. Для получения ориентационных зависимостей измерялись спектры для разных углов ориентации кристалла - θ_B и определялось число фотонов в каждом пике после вычитания непрерывной фоновой подложки. Как следует из рис.4, наблюдается сужение ориентационных зависимостей по мере увеличения порядка рефлекса, как это и следует из теории ПРИ. Полученные результаты сведены в табл.2

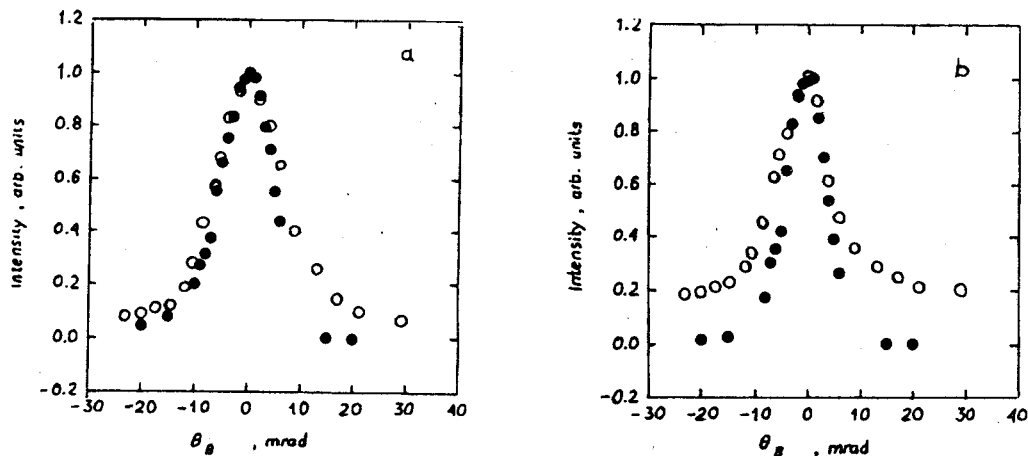


Рис.4. Ориентационные зависимости а) для (200) и б) для (800) рефлексов ПРИ, измеренные полупроводниковым детектором: о - эксперимент; ● - расчет

Таблица 1

	$dN_{(200)}/d\Omega$, фот/ e^- -стерад.	$\Delta N_{(400)}/\Delta N_{(200)}$	$\Delta N_{(600)}/\Delta N_{(200)}$	$\Delta N_{(800)}/\Delta N_{(200)}$
Эксперимент	$0,46 \pm 0,07$	$0,22 \pm 0,04$	$0,026 \pm 0,005$	$0,008 \pm 0,0016$
Расчет	0,75	0,29	0,113	0,0494

Таблица 2

	Пор. рефлекса (i)	1	2	3	4
Расчет	$\Delta \Theta_i$, мрад	11,8	10,0	9,6	8,9
	$\Delta \Theta_i / \Delta \Theta_1$,	1	0,847	0,81	0,754
Эксперимент	$\Delta \Theta_i$, мрад,	$13,1 \pm 0,6$	$10 \pm 0,6$	$9,6 \pm 0,6$	$8,9 \pm 0,6$
	$\Delta \Theta_i / \Delta \Theta_1$,	1	0,858	0,81	0,75

Для сравнения с кинематической моделью ПРИ мы провели расчеты измеренных зависимостей для гауссового распределения мозаичности графита

$$F_M(\alpha_x, \alpha_y) = \frac{1}{2\pi\sigma_M^2} \exp\left(-\frac{\alpha_x^2 + \alpha_y^2}{2\sigma_M^2}\right),$$

где α_x - угловое отклонение элемента мозаики в горизонтальной плоскости (плоскость дифракции), а α_y - в вертикальной. Величину дисперсии распределения мы выбрали равной $\sigma_M = 3,4$ мрад. Угловое распределение рефлекса

ПРИ для мозаичного кристалла определялось нами в соответствии с [9] после свертки $F_M(\alpha_x, \alpha_y)$ с угловым распределением ПРИ. Выход фотонов ПРИ в фиксированную апертуру детектора для заданной ориентации кристалла определялся численным интегрированием полученного выражения. Рассчитанные таким образом зависимости показаны на рис.2, 4 и приведены в табл.1, 2. Везде учитывалось поглощение в воздухе и в материале мишени. Следует отметить, что получено удовлетворительное согласие для угловых распределений, тогда как выход ПРИ для высоких рефлексов имеет тенденцию к уменьшению по сравнению с расчетом.

В заключение можно отметить следующее: а) подтвержден результат работы [7], в которой наблюдались рефлексы ПРИ аномально высоких порядков. Впервые измерены угловые распределения фотонов в рефлексах ПРИ до четвертого порядка; б) использование сравнительно толстой мозаичной графитовой мишени приводит к заметному увеличению выхода ПРИ по сравнению с традиционно использовавшимися тонкими кристаллами; в) в целом кинематическая теория удовлетворительно описывает угловое распределение рефлексов ПРИ, тогда как соотношение выходов ПРИ для разных порядков описывается гораздо хуже; г) для корректного сравнения с теорией желательно использовать мозаичные мишени с известным распределением $F_M(\alpha_x, \alpha_y)$ либо проводить независимые измерения дисперсии σ_M .

-
1. Ю.Н.Адищев, Р.Д.Бабаджанов, С.А.Воробьев и др. ЖЭТФ **34**, 1943 (1987).
 2. S.Asano, I.Endo, M.Harada et.al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3247 (1993).
 3. Yu.N.Adishcev, V.V.Kaplin, A.P.Potylitsin et.al., Phys. Lett. A **147**, 326 (1990).
 4. A.R.Mkrtchyan, H.A.Aslanyan, A.H.Mkrtchian et.al., Phys. Lett. A **152**, 297 (1991).
 5. I.D.Feranchuk and A.V.Ivashin, J. Phys. (Paris) **46**, 1981 (1985).
 6. H.Nitta, Phys. Lett. A **158**, 270 (1991).
 7. R.B.Fiorito, D.W.Rule, X.K.Maryama et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 704 (1993).
 8. D.W.Rule, A.Pak and R.B.Fiorito. Proc. Intern.Symp. on Radiation of Relativistic Electrons in Periodical Structures, Tomsk, 1993, p.49.
 9. A.Potylitsin. Preprint of The Nuclear Physics Institute No 2/94, Tomsk, 1994.
 10. М.Ю.Андреяшкин, В.Н.Забаев, Б.Н.Калинин и др., ПТЭ, N.6, 55 (1989).
 11. K.Yu.Amosov, B.N.Kalinin, A.P.Potylitsin et.al., Phys. Rev. E **47**, 2207 (1993).