

05;07;10;12

## О возможности диагностики протонных пучков высоких энергий с помощью параметрического рентгеновского излучения в монокристаллах

© М.Д. Бавижев, Л.Ш. Докумова, Р.М. Гошонов, Э.А. Меркер, В.В. Каплин

Государственный научный центр Российской Федерации,  
Институт физики высоких энергий,  
142281 Протвино, Московская область, Россия  
e-mail: emerker@oea.ihep.su

(Поступило в Редакцию 23 октября 2000 г.)

Рассматривается возможность диагностики протонных пучков высоких энергий с помощью параметрического рентгеновского излучения в монокристаллах.

К настоящему времени успешно выполнено множество экспериментов по использованию эффекта каналирования релятивистских заряженных частиц в монокристаллах [1]. Особенно успешно кристаллооптические системы применяются в качестве дефлекторов частиц на основе изогнутых кристаллов для вывода и формирования пучков на современных ускорителях [2,3]. Широкое применение монокристаллы получили также и для диагностики пучков.

В данной работе обсуждается методика диагностирования пучка, основанная на регистрации специфического излучения, возникающего при прохождении релятивистского протона через ориентированный монокристалл. Вследствие периодичности кристаллической структуры монокристалл может с успехом применяться в качестве радиатора монохроматического поляризованного и регулируемого по частоте параметрического рентгеновского излучения (ПРИ). Данное излучение является результатом дифракции псевдофотонов собственного поля релятивистского протона [4].

ПРИ релятивистских электронов впервые наблюдалось на кристалле алмаза в Томске [5], затем такие исследования были проведены в Харькове [6] и Ереване [7]. К настоящему времени этот вид излучения исследован в области энергий электронов от 20 MeV до 4.6 GeV и энергий генерируемых фотонов от единиц до сотен keV. Подобные исследования для протонов не проводились. Вместе с тем перспективность ПРИ для получения пучков поляризованных рентгеновских фотонов существенно расширит круг возможных применений протонных ускорителей и накопителей. Важным здесь являются гораздо большие возможные углы  $\Theta_\gamma$  испускания ПРИ вплоть до  $\Theta_\gamma = \pi/2$  относительно направления движения протонов по сравнению, например, с переходным излучением, где  $\Theta_\gamma \approx \gamma^{-1}$ .

Преимуществом протонов по сравнению с электронами является их существенно меньшее, в долях характерного угла  $\gamma^{-1}$ , рассеяние в кристалле, что позволяет получать высокоинтенсивное когерентное излучение на толстых кристаллах или использовать тонкие кристаллы,

слабо возмущающие протонный пучок. Фотоны ПРИ испускаются вдоль направления движения частиц  $\Theta_\gamma = \Theta_0$  (центральный рефлекс) и в направлении  $\Theta_\gamma = 2\Theta_0$  (боковой рефлекс).

На рис. 1 приведена геометрия углового распределения ПРИ, испускаемого в боковой дифракционный рефлекс. Плоскость рисунка совпадает с плоскостью, образованной векторами импульса протона и обратной решетки кристалла.

Экспериментальные исследования, результаты которых представлены в [8], показали, что степень линейной поляризации излучения для отдельных направлений может достигать 90%. Угловые и энергетические распределения ПРИ 70 GeV протонов в кристалле Si (110) толщиной 1 mm рассчитывались согласно теории [9]. Результаты расчетов  $\Theta_{\gamma x}$ -распределений для  $\Theta_0 = 40$  и  $10^\circ$  относительно плоскости (110) кристалла кремния представлены на рис. 2.  $\Theta_{\gamma y}$ -угловые распределения имеют аналогичную форму, видно, что интенсивность рефлекса ПРИ имеет узкий минимум в направлении  $\Theta_{\gamma x} = \Theta_{\gamma y} = 0$ . Угол максимальной интенсивности ПРИ в расчетных распределениях близок к величине эффективного угла испускания излучения, определяемого как  $\Theta_{ph} = (\gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega^2 + \Theta_m^2)^{1/2}$ , где  $\Theta_m$  — среднеквадратичный угол многократного рассеяния протона в

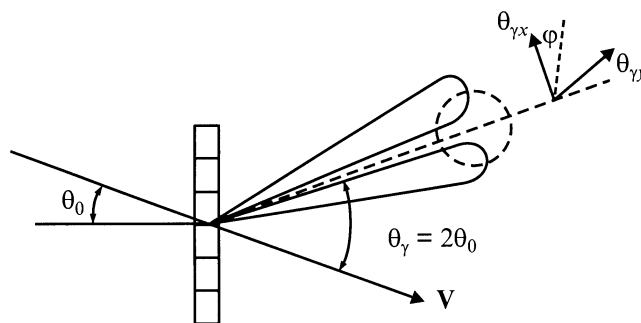
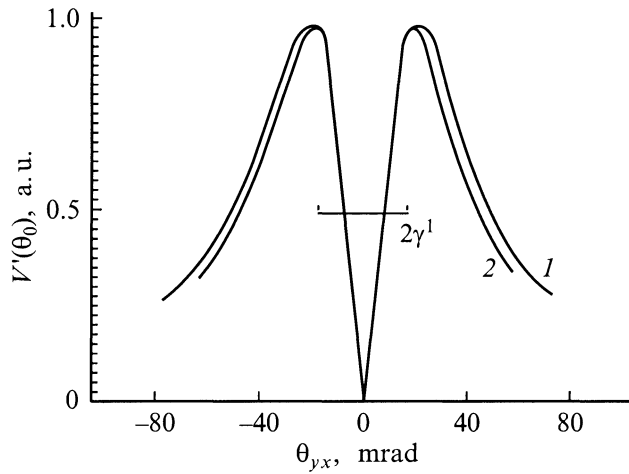
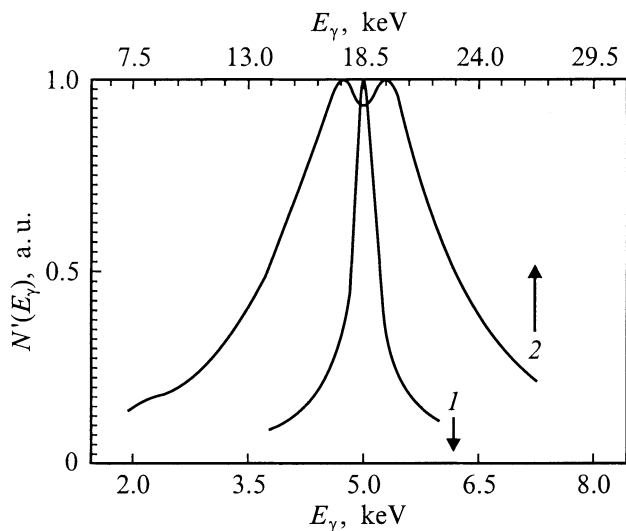


Рис. 1. Геометрия углового распределения рентгеновских фотонов в боковом дифракционном рефлексе ПРИ.



**Рис. 2.** Угловые распределения фотонов ПРИ в боковой рефлекс для кристалла кремния толщиной 1 мм. Энергия протонов 70 GeV;  $\Theta_0 = 40$  (1),  $10^\circ$  (2).



**Рис. 3.** Спектры фотонов ПРИ протонов с энергией 70 GeV в боковой рефлекс для кристалла кремния толщиной в 1 мм.

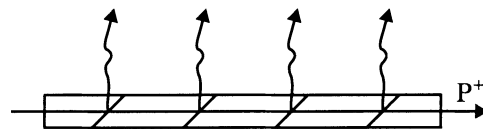
кристалле,  $\omega_p$  и  $\omega$  — соответственно плазменная частота вещества и частота излучения фотона. В нашем случае  $\Theta_{ph} \approx \gamma^{-1}$ , так как величины  $\omega_p^2/\omega^2$  и  $\Theta_m^2 \ll \gamma^{-2}$ , поэтому форма приведенных на рис. 2 распределений слабо зависит от величины угла  $\Theta_0$ . Значения плотности излучения в максимуме составляют  $\sim 1.2 \cdot 10^{-5}$  и  $\sim 3.8 \cdot 10^{-3}$  ph/p ·  $\Omega$ , соответственно для  $\Theta_0 = 40$  и  $10^\circ$ .

На рис. 3 приведены рассчитанные нами в соответствии с теорией [9] полные спектры излучения протонов с энергией 70 GeV в кристалле кремния при  $\Theta_0 = 40$  (1) и  $10^\circ$  (2) относительно плоскости (110). В отличие от угловых распределений форма полных спектров ПРИ в боковом рефлекс существенно зависит от величины угла  $\Theta_0$ . При  $\Theta_0 = 40^\circ$  спектральное распределение

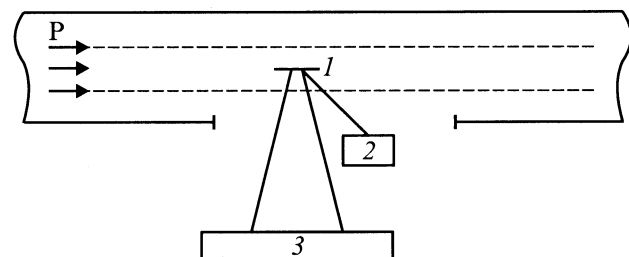
ПРИ представляет собой острый пик в области энергий фотонов  $E_\gamma = 5$  keV с относительной шириной на половине высоты  $\Delta E_\gamma/E_\gamma \approx 6\%$  и значением спектральной плотности излучения в максимуме  $\sim 6.3 \cdot 10^{-9}$  ph/p · eV. В случае  $\Theta_0 = 10^\circ$  спектр излучения представляет собой широкое двухвершинное распределение с центром в области  $E_\gamma = 18.5$  keV, относительной шириной  $\Delta E_\gamma/E_\gamma \approx 45\%$  и максимальной спектральной плотностью  $\sim 3.7 \cdot 10^{-9}$  ph/p · eV. Полные выходы фотонов при этом составляют соответственно  $\sim 3.8 \cdot 10^{-6}$  ph/p ( $\Theta_0 = 40^\circ$ ) и  $\sim 3 \cdot 10^{-5}$  ph/p ( $\Theta_0 = 10^\circ$ ).

Из-за поглощения фотонов в веществе кристалла перспективнее использовать асимметричную геометрию облучения кристалла (рис. 4), так называемый случай перехода Лауэ–Брэгга. Так, если 70 GeV протон движется внутри кристалла на расстоянии от его поверхности, меньшем длины поглощения фотонов, спектральная плотность излучения составит  $\sim 6 \cdot 10^{-9}$  ph/p · eV при  $\Theta_0 = 40^\circ$  и  $\sim 3.5 \cdot 10^{-7}$  ph/p · eV при  $\Theta_0 = 10^\circ$  на 1 мм пути.

Очевидно, что данная геометрия наиболее перспективна, так как она позволяет, используя периферийную часть протонного пучка, организовать дополнительный канал для работы с рентгеновским излучением. Учитывая малое поглощение фотонов в асимметричной геометрии по сравнению с геометрией Лауэ, возможно использование более протяженных кристаллов для получения рентгеновского излучения с наибольшей интенсивностью. При несущественном поглощении фотонов темп роста спектральной, угловой и спектрально-угловой плотности ПРИ существен пока среднеквадратичный угол многократного рассеяния  $\Theta_m^2 \leq \gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega^2$ , дальнейшее увеличение длины кристалла приводит к эффективному увеличению ширины углового и спектрального распре-



**Рис. 4.** Асимметричная геометрия облучения кристалла при генерации ПРИ (переход Лауэ–Брэгга).



**Рис. 5.** Схема диагностики пучков релятивистских протонов на основе ПРИ: 1 — кристалл, 2 — гониометр, 3 — координатный детектор рентгеновского излучения.

деления и, как следствие, к насыщению роста этих характеристик излучения.

С этой точки зрения, в случае протонов для генерации пучков ПРИ могут использоваться кристаллы в  $(\gamma_e/\gamma_p)^2$  раз протяженнее, чем для электронов такой же энергии. Поэтому в качестве фактора, ограничивающего толщину используемого кристалла, в случае протонов следует считать их ядерное взаимодействие и в качестве параметра, определяющего оптимальную длину кристалла, в этом случае выступает уже не  $L_R$  — радиационная, а  $L_N$  — ядерная длина. В нашем случае  $L_N = 30$  см и при  $\Theta_0 \approx 10^\circ$  выход рентгеновских фотонов может достигать величины  $\sim 10^{-2}$  ph/p · eV.

При диагностике пучков релятивистских протонов с использованием ПРИ достаточно высокая интенсивность и направленность излучения позволяют применять кристаллы весьма малых размеров, практически не возмущающие анализируемый пучок. Перемещая тонкий кристалл в пучке и измеряя выход ПРИ, можно определить распределение интенсивности протонов по сечению пучка с разрешением, определяемым шириной кристалла, которая может быть задана вплоть до нескольких микрон. При этом удобством такого метода является простота и компактность устройства диагностики пучка, состоящего из гониометра с закрепленным кристаллом и детектора  $\gamma$ -квантов (рис. 5).

Учитывая, что угловое распределение ПРИ существенно зависит от расходимости первичного пучка, данный метод диагностики может с успехом применяться и для измерения угловых характеристик протонных пучков. Так, увеличение угловой расходимости анализируемого пучка приводит к уширению пика и уменьшению узкого провала в центре углового распределения ПРИ. Оценки показывают, что разрешение такого метода измерения угловой расходимости пучка может составлять величину  $\sim 0.1 \cdot \gamma^{-1}$ . Это, вероятно, не превышает возможностей метода, который может быть реализован, например, с использованием когерентного переходного излучения [10] в слоистой мишени, но простота изготовления и компактность кристаллического радиатора, высокая энергия фотонов и значительные углы излучения относительно направления движения протонов делают ПРИ более предпочтительным для такого рода измерений.

Совместное измерение интенсивности части пучка при перемещении кристалла и углового распределения частиц этой фракции может быть использовано для измерения эммитанса пучка в определенном месте канала.

Точность измерения параметров протонного пучка и разрешение данного метода диагностики могут быть существенно улучшены за счет фокусировки [11] генерируемого рентгеновского излучения посредством изгиба кристалла. При этом многие принципы управления излучением, освоенные в рентгеновской дифракционной оптике, могут с успехом применяться и для формирования пучков ПРИ.

## Список литературы

- [1] Бирюков В.М. и др. // УФН. 1994. Т. 164. № 10. С. 1017.
- [2] Асеев А.А., Бавижев М.Д. и др. Препринт ИФВЭ. № 87-57. Серпухов, 1989.
- [3] Афонин А.Г., Бирюков В.М. и др. Препринт ИФВЭ. № 98-15. Серпухов, 1998.
- [4] Барышевский В.Г. // Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях, Минск. Изд-во БГУ, 1982.
- [5] Воробьев С.А., Калипин Б.Н., Пак С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 3.
- [6] Адейшвили Д.И., Блажевич С.В. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 298. С. 844.
- [7] Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Адищев Ю.Н. и др. Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 313.
- [8] Adishchev Yn.N., Verzilov V.A. et al. // Nucl. Instr. & Meth. 1989. Vol. B44. P. 130.
- [9] Feranchuk J.D., Jwashin A.V. // J. de Phys. 1985. Vol. 46. P. 1981.
- [10] Piestrup M.A., Boyers D.G., Qian Li et al. // Nucl. Science. 1988. Vol. 35. N 1. P. 464.
- [11] Воробьев С.А., Каплин В.В., Пак Сэн-Дэ. // А.С. № 1302933. 1985.