

Экспериментальное измерение поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристаллических мишенях

В. А. Астапенко, А. С. Кубанкин⁺, Н. Н. Насонов⁺, В. В. Полянский*, Г. П. Похил[△], В. И. Сергиенко*¹⁾,
В. А. Хабло*

Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

⁺ Лаборатория радиационной физики, Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

* Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

[△] НИИ ядерной физики при МГУ им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 июля 2006 г.

После переработки 24 августа 2006 г.

Выполнены измерения спектров коллимированного поляризационного тормозного излучения электронов с энергией 7 МэВ, пересекающих поликристаллические пленки Al, Cu и Ni. Проведено детальное количественное сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теории. Показано, что модель поликристалла как ансамбля случайно ориентированных монокристаллитов адекватно описывает результаты экспериментов. Данное обстоятельство позволяет рассчитывать на создание нового метода диагностики атомной структуры частично упорядоченных твердых тел.

PACS: 78.70.–g, 79.90.+t

Поляризационное тормозное излучение (ПТИ) возникает в процессе взаимодействия быстрой заряженной частицы с электронной оболочкой атома. В результате происходит динамическая поляризация оболочки и кулоновское поле этой частицы рассеивается атомными электронами. Развита к настоящему времени микроскопическая теория ПТИ является основой таких известных процессов, как черенковское, переходное, дифракционное излучение, которые традиционно описывались в рамках макроскопической электродинамики [1–3]. Характерной особенностью ПТИ, резко отличающей данный механизм излучения от обычного тормозного излучения, является большая величина эффективного прицельного параметра столкновения налетающей частицы с атомом, сравнимая с атомным размером. Благодаря указанной особенности, ПТИ, формирующееся в конденсированной среде, становится весьма чувствительным к характеру взаимного расположения атомов среды, что, возможно, позволит использовать ПТИ для диагностики атомной структуры вещества.

В настоящей работе проводится экспериментальное исследование когерентных эффектов в ПТИ релятивистских электронов, обусловленных частичной упорядоченностью атомной структуры наиболее рас-

пространенных твердотельных мишеней-поликристаллов. Ранее когерентные пики в спектре ПТИ электронов с энергией 2.4 МэВ, пересекающих тонкую пленку поликристаллического алюминия, наблюдались в работе [4]. ПТИ электронов с энергией 150 МэВ, движущихся в поликристаллическом молибдене, было исследовано экспериментально в работе [5], в которой была показана чувствительность ПТИ к проявлению текстуры в поликристаллах. В настоящей работе проводится детальное сопоставление результатов абсолютных измерений спектров коллимированного ПТИ из пленок Al, Cu, Ni с теоретической моделью [6] и показывается хорошее количественное согласие теории и эксперимента.

Электронный пучок от микротрона с энергией 7 МэВ проходил по магнитооптическому каналу через систему коллиматоров, квадрупольных линз и магнитов и направлялся в бокс, в котором расположена мишень. В качестве мишеней использовались поликристаллические фольги алюминия толщиной 8.5 мкм, меди – 15 мкм и никеля – 15 мкм. Мишень была установлена под углом 45° к оси пучка. Рентгеновское излучение, выходящее из мишени в переднюю полусферу, проходило по фотонному каналу, расположенному под углом 90° к оси электронного пучка, и регистрировалось неохлаждаемым кремний-литиевым pin-детектором. Угловой акцеп-

¹⁾e-mail: sergienk@x4u.lebedev.ru

танс детектора был $1.5 \cdot 10^{-6}$ ср. Наведение и фокусировка электронного пучка на мишень перед началом измерения спектров контролировались при помощи пучковой пропорциональной камеры, расположенной за мишенью. Во время измерений камера выводилась из пучка. Интенсивность электронного пучка измерялась цилиндром Фарадея, расположенным за пропорциональной камерой в конце установки. Установка не была отделена от микротрона по вакууму, и внутри нее поддерживался вакуум не хуже 10^{-5} торр.

В процессе набора данных измерялось число рентгеновских фотонов в каждом канале спектра и одновременно число электронов, прошедших через мишень. Измеренный спектр ПТИ в алюминиевой мишени представлен на рис.1. Ошибки здесь и далее

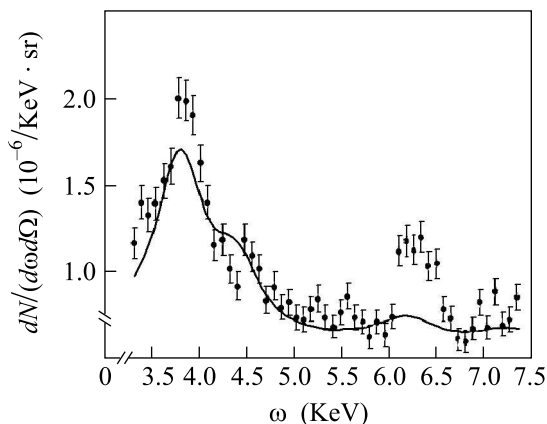


Рис.1. Измеренный и рассчитанный спектры ПТИ из алюминиевой фольги

статистические. В спектре четко выделены два пика, а также есть указание на существование третьего. Фитирование пиков распределением Гаусса дает их положение: 3782 ± 16 эВ, 4560 ± 36 эВ, и 6273 ± 19 эВ. В спектре присутствует внешний фон от микротрона, имеющий форму, близкую к экспоненциальной. Измерения при выведенной из пучка мишени показали, что вклад этого фона составляет величину порядка 2–4% событий под основным пиком. Более значительный экспоненциально распределенный фон идет от мишени во время измерений. Этот фон имеет два источника. Первый из них – тормозное излучение электронов в мишени, а также некогерентная составляющая ПТИ. Теоретические оценки показали возможность пренебречь вкладом этого фона. Другой причиной экспоненциально распределенного фона являются вторичные фотоны, переизлученные на внутренних стенках мишенного бокса и фотонного канала. Обкладка бокса и фотонного канала изнутри свинцовыми листами снизила этот фон примерно вдвое. В третьем пике спектра присутствует вклад фотонов от

излучения *K*-линии железа (6403 эВ), которые образовались рассеянными электронами пучка и фотонами на внутренней поверхности мишенной камеры и фотонного канала.

Спектр ПТИ в медной мишени показан на рис.2. В центре расположен основной пик. Левая часть

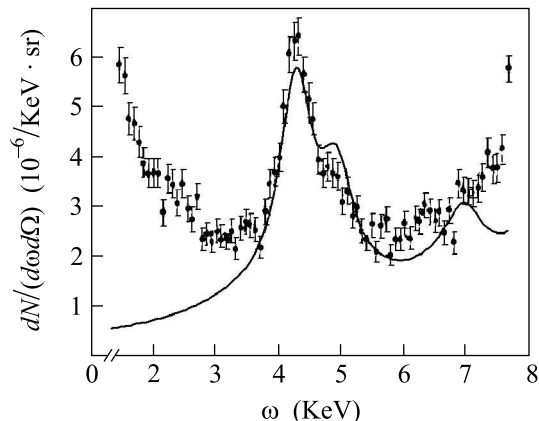


Рис.2. Измеренный и рассчитанный спектры ПТИ из медной фольги

спектра-экспоненциальный фон, справа находится пик *K*-линии меди с максимумом на 8025 эВ. В спектре присутствует также фоновый пик *K*-линии железа на 6.4 КэВ. В правой части центрального пика ПТИ находится второй пик. Фитирование спектра распределением Гаусса дает положение пиков: 4267 ± 23 эВ и 4886 ± 75 эВ. Третий пик должен проявиться, согласно расчетам, в области энергий фотонов порядка 7 кэВ, однако на данной статистике выделить его в спектре сложно, принимая во внимание его расположение на подъеме пика *K*-линии меди, который более чем на два порядка превосходит ПТИ по интенсивности.

На рис.3 представлен спектр ПТИ в мишени из никеля. Три четко выделенных пика имеют максимумы при энергиях фотонов 4257 ± 15 эВ, 5070 ± 16 эВ и 5735 ± 11 эВ. Наблюдается вклад *K*-линии железа в окрестности значения энергии фотонов 6400 эВ. Пик с максимумом при 5735 эВ имеет известное аппаратное происхождение. Энергия фотонов в максимуме пика в точности равна разности энергий *K*-линий мишени (Ni, 7475 эВ) и детектора (Si, 1740 эВ). Обсуждаемый пик возникает в результате ионизации атомов детектора фотонами *K*-линии мишени. При этом из детектора вылетают фотоны *K*-линии кремния, а оставшаяся часть энергии *K*-линии мишени регистрируется детектором в виде пика.

Интерпретация результатов измерений проводилась на основе модели ПТИ релятивистских электронов в поликристалле, в рамках которой поликристалл рассматривается как ансамбль случайно ориен-

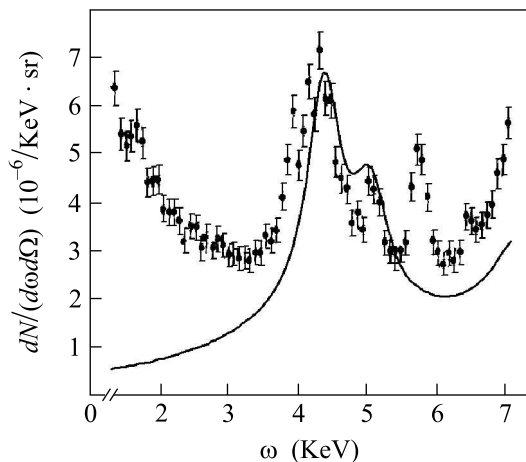


Рис.3. Измеренный и рассчитанный спектры ПТИ из никелевой фольги

тированных микрокристаллитов достаточно большого размера, так, чтобы в каждом из них реализовался процесс когерентного брэгговского рассеяния кулоновского поля быстрой заряженной частицы [6]. Важнейшим свойством ПТИ в поликристалле является почти полное подавление некогерентной составляющей этого излучения, что обусловлено отмеченной выше особенностью ПТИ, заключающейся в большой величине эффективного прицельного параметра столкновения излучающей частицы с атомом, существенного для формирования ПТИ. В результате спектр ПТИ в рассматриваемых условиях представляет собой набор когерентных пиков, аналогичных пикам Дебая-Шеррера в рассеянии свободных рентгеновских лучей в порошках.

Для количественного описания спектров ПТИ использовалась формула для спектрально-углового распределения излучения [6], упрощенная с учетом фиксированного в проведенных измерениях угла наблюдения излучения $\theta = \pi/2$:

$$\omega \frac{d^2 N}{d\omega d\Omega} = \sum_{\mathbf{g}} \omega \frac{d^2 N_{\mathbf{g}}}{d\omega d\Omega},$$

$$\omega \frac{d^2 N_{\mathbf{g}}}{d\omega d\Omega} = l_{ab} \left(1 - e^{-\frac{\sqrt{2}l}{l_{ab}}} \right) A_{\mathbf{g}} T_{\mathbf{g}} \Phi_{\mathbf{g}},$$

$$A_{\mathbf{g}} = \frac{2e^6 n_0^2}{m^2} \frac{1}{g^3} |S(\mathbf{g})|^2 F^2(g) e^{-g^2 u_T^2},$$

$$\Phi_{\mathbf{g}} = \frac{\pi g^2}{2 \omega^2} \left[\frac{1}{\sqrt{\left(1 - 2\frac{\omega^2}{g^2}\right)^2 + 4\gamma^{-2} \frac{\omega^2}{g^2} \left(1 - \frac{\omega^2}{g^2}\right)}} - 1 \right] \times \sigma(g - \omega),$$

где $T_{\mathbf{g}}$ – число идентичных кристаллографических плоскостей, отвечающих заданному модулю вектора обратной решетки \mathbf{g} , n_0 – плотность атомов мишени, $F(g)$ – атомный формфактор,

$$S(\mathbf{g}) = \frac{1}{N_0} \sum_{j=1}^{N_0} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}_j}$$

– структурный фактор элементарной ячейки, содержащей N_0 атомов с координатами \mathbf{r}_j , l_{ab} – длина фотопоглощения, l – толщина мишени, u_T – среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов, γ – лоренц-фактор излучающего электрона.

Результаты расчета спектров ПТИ показаны на рисунках сплошными линиями, построенными с учетом фона. Рисунки демонстрируют согласие теоретических предсказаний с данными измерений как по амплитуде когерентных пиков, так и по их положению. Положение расчетных пиков в случае алюминиевой мишени (3800 эВ, 4488 эВ, и 6200 эВ) близко к измеренному. То же можно сказать и о положении расчетных пиков когерентного ПТИ, генерируемого быстрыми электронами в медной пленке (4263 эВ и 4923 эВ). Несколько хуже эксперимент согласуется с теоретическими предсказаниями в случае ПТИ релятивистских электронов, пересекающих пленку никеля. Только положение второго из расчетных пиков (5049 эВ) хорошо согласуется с экспериментальными данными. Положение первого расчетного пика (4372 эВ) смещено относительно измеренного примерно на 115 эВ в сторону больших значений энергии фотонов. При этом на левом склоне экспериментального пика наблюдается увеличенный разброс точек, что может говорить о существовании структуры пика. Данный вопрос требует серии дополнительных более точных измерений и теоретического анализа, что и планируется сделать.

Результаты проведенных исследований кратко могут быть сформулированы следующим образом.

– Экспериментально зарегистрированы пики когерентного ПТИ релятивистских электронов в твердотельных поликристаллических пленках Al, Cu и Ni, природа которых аналогична природе пиков Дебая-Шеррера в рассеянии свободных рентгеновских лучей в порошках.

– Выполнено количественное сравнение экспериментальных спектров с теоретическими, рассчитанными по развитой модели ПТИ в поликристаллах. Получено хорошее согласие теории с экспериментом. Преобладание когерентной составляющей в выходе ПТИ из поликристалла дает основание рассчитывать на создание нового метода диагностики по ПТИ атом-

ной структуры частично упорядоченных твердых тел.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность Б.М. Болотовскому за полезные обсуждения проблемы и А.Н. Елисееву за помощь в проведении эксперимента.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках программы “Развитие научного потенциала высшей школы”, (проект РНП.2.1.1.3263) и грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 04-02-16583 и # 05-02-17648.

1. В. М. Буймистров, Укр. Физ. Журн. **17**, 640 (1972).
2. М. Я. Амусья, В. М. Буймистров, Б. А. Зон и др., *Поляризация тормозное излучение частиц и атомов*, М.: Наука, 1987.
3. А. В. Король, А. Г. Лялин, А. В. Соловьев, *Поляризация тормозное излучение*, Изд. СПбГПУ, С-Петербург, 2004.
4. S. Blazhevich, A. Cherpurnov, V. Grishin et al., Phys. Lett. A **254**, 230 (1999).
5. Y. Takabayashi, I. Endo, K. Ueda et al., Nucl. Instr. Meth. B **243**, 453 (2006).
6. N. Nasonov, Nucl. Instr. Meth. B **195**, 15 (1998).