

02;05;07;10

©1993 г.

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ФОТОНОВ ЭЛЕКТРОНОМ С ЭНЕРГИЕЙ 900 МЭВ В ОРИЕНТИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ ВОЛЬФРАМА

*С.В. Блажевич, Г.Л. Бочек, И.Е. Внук, ¹ Б.Н. Калинин,
В.И. Кулибаба, Н.И. Маслов, Г.А. Науменко, ¹ В.Д. Овчинник,
А.П. Потылицын, ¹ В.Н. Сتيبун, ¹ Б.И. Шраменко*

Получена количественная оценка эффекта множественного излучения γ -квантов электронами с энергией 900 МэВ в монокристалле вольфрама толщиной 1.18 мм, ориентированного осью $\langle 100 \rangle$ вдоль направления пучка, путем сравнения спектров γ -излучения, измеренных двумя различными методиками, одна из которых исключает возможность регистрации нескольких фотонов, рожденных одним электроном в кристалле, как один квант с суммарной энергией. Показано, что множественное рождение фотонов существенно изменяет форму спектра, особенно в области максимума интенсивности излучения, а вероятность излучения двух и более фотонов составляет 30–40% от вероятности излучения одного фотона.

Введение

Проблема множественности фотонов (излучение одним электроном более одного фотона при прохождении через мишень) оказалась существенной при исследовании излучения электронов с энергией более 4 ГэВ, движущихся вдоль кристаллографических осей в кристаллах ^[1–5], хотя влияние эффекта множественности сказывалось уже для электронов с энергией порядка 1 ГэВ. Так, по оценкам, приведенным в работе ^[6], в кристалле кремния толщиной 1.6 мм, ориентированном осью $\langle 111 \rangle$ вдоль пучка электронов с энергией 1.2 ГэВ, множественность составляет около 15%. Также в ^[7] экспериментально показано, что множественность фотонов в излучении электронов с энергией 900 МэВ в ориентированном кристалле вольфрама толщиной 1.18 мм заметно превышает множественность излучения из разориентированной мишени.

Наличие множественности ставит перед исследователем два основных вопроса: а) необходимость ее учета при создании теоретических моделей, описывающих излучение в реальных кристаллах; б) учет искажения

¹ НИИЯФ при Томском политехническом институте.

спектров излучения при их измерении спектрометрами полного поглощения (СПП) на прямом фотонном пучке, так как в них излученные электроном фотоны регистрируются как один квант с суммарной энергией. Степень искажения спектров СПП зависит от энергии электронов, толщины, материалов и ориентации кристалла и телесного угла регистрации излучения.

Целью данной работы является количественная оценка множественности излучения электронов с энергией 900 МэВ путем сопоставления спектров излучения, измеренных для одного и того же кристалла двумя методиками.

Одна из методик основана на традиционном способе измерения спектров излучения непосредственно спектрометром полного поглощения. Вторая методика основана на измерении спектров комптоновских фотонов, рассеянных в заданный телесный угол тонким конвертором, расположенным на прямом γ -пучке [8], что позволяет получать “истинный”, т.е. неискаженный множественностью, фотонный спектр.

Наличие множественности может приводить к тому, что спектры, измеренные этими методиками, будут существенно различаться. Необходимо подчеркнуть, что ни по одному из этих спектров в отдельности количественно охарактеризовать множественность излучения невозможно [7].

Принцип сопоставления спектров состоит в следующем [7]. Пусть $G(\omega)$ — спектр фотонов, нормированный на один электрон, измеренный при помощи методики, дающей “истинный” фотонный спектр, а $S(\omega)$ — этот же спектр, измеренный непосредственно СПП. Ввиду того что два и более фотонов регистрируются СПП как один фотон с энергией, равной сумме энергий падающих фотонов, можно записать

$$S(\omega) = P_1 G(\omega) + P_2 \int_0^{\omega'} G(\omega') G(\omega - \omega') d\omega' + \\ + P_3 \int_0^{\omega} d\omega' \int_0^{\omega'} d\omega'' G(\omega'') G(\omega' - \omega'') G(\omega - \omega') + \dots, \quad (1)$$

где P_1, P_2, P_3, \dots — вероятность излучения одним электроном одного, двух, трех и так далее фотонов.

Здесь предполагается, что излучаемые электроном фотоны имеют одинаковый спектр. В первом приближении это предположение справедливо для энергий фотонов, много меньших энергии падающих на мишень электронов. Для фотонов в интервале энергий, соответствующих максимуму излучения электронов с энергией ~ 1 ГэВ в ориентированном кристалле, это условие выполняется. Проводя далее фитирование по параметрам $P_1 \dots P_n$ можно оценить их значения, для которых соотношение (1) выполняется наилучшим образом.

1. Экспериментальная аппаратура и методика

Измерения проведены на томском синхротроне “Сириус” и на линейном ускорителе ХФТИ ЛУЭ-2000 при энергии электронов $E_0 = 900$ МэВ. В качестве кристаллической мишени использовался монокристалл

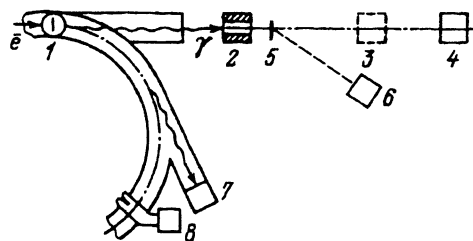


Рис. 1. Схема эксперимента на синхротроне "Сириус" ТПИ.

вольфрама с ориентацией $\langle 100 \rangle$ толщиной 1.18 мм. Измерения на рентгеновском дифрактометре показали, что верхний предел разориентации монокристаллов на обеих поверхностях кристалла не превышает 0.44 мрад ($\sim 0.3\psi_L$) для осевого $\langle 100 \rangle$ каналирования электронов с $E_0 = 900$ МэВ). Исследование внутренней структуры на автоматизированном гамма-дифрактометре ЛИЯФ АН СССР [9] показало однородность структуры (отсутствие монокристаллов, развернутых на угол больше 1.5 мрад) по всей поверхности и глубине мишени. Мозаичность кристалла не превышает угла Линдхарда для этой энергии электронов.

а) Схема эксперимента, выполненного на томском синхротроне, представлена на рис. 1. Ускоренные электроны сбрасываются на кристаллическую мишень 1, установленную в гониометре. Генерируемое излучение проходит через коллиматор 2 со сменными вставками, вырезающими требуемый телесный угол. В качестве спектрометра полного поглощения 3 используется детектор $\text{NaJ}(\text{Tl})$ с размерами $\phi 150 \times 100$ мм. Ориентирование кристалла осуществляется по методике работы [10] при помощи квантометра 4 и $\text{NaJ}(\text{Tl})$ детектора 6, регистрирующего комptonовские фотоны, рассеянные на угол 25° в тонком полистироловом конвертере 5, расположенном на прямом гамма-пучке. Полная энергия излучения измеряется квантометром, а ток пучка — индукционным датчиком тока 8 с погрешностью не более 10%.

Во время спектрометрических измерений ток ускорителя поддерживается таким, чтобы число фотонов, провзаимодействовавших с детектором (за время сброса пучка электронов на мишень в течение 10–15 мс) не превышало 10–20. При таком режиме вероятность одновременной регистрации фотонов от двух электронов была пренебрежимо мала. Мониторинг тока электронов в этом режиме осуществляется по датчику синхротронного излучения 7.

Для компенсации дрейфа коэффициента усиления спектрометрического тракта он калибруется светодиодными импульсами до и после каждого сброса электронов на мишень. Для учета вклада наведенной активности и космического излучения между сбросами электронов на мишень проводится измерение фона. После вычитания фона и компенсации усиления спектры записываются на магнитный носитель для последующей обработки. Спектрометр был прокалиброван до энергии 300 МэВ по пикам когерентного тормозного излучения. Полученная калибровочная кривая показывает хорошую линейную зависимость амплитуды сигнала от энергии γ -квантов.

б) В эксперименте на ЛУ-2000 ХФТИ измерены спектрально-угловые распределения γ -квантов, из которых затем были получены спектры и полные энергии излучения в различные телесные углы, указанные ниже.

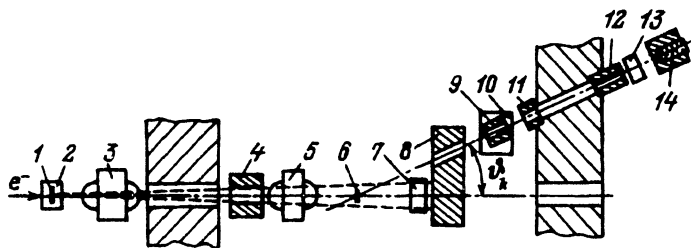


Рис. 2. Схема эксперимента на ЛУЭ-2000 ХФТИ.

1 — мишень; 2 — гониометр; 3 — отклоняющий магнит; 4 — коллиматор фотонного пучка; 5, 10 — очищающие магниты; 6 — мишень-рассеиватель; 7 — ионизационная камера; 8 — свинцовый блок; 9, 11, 12 — коллиматоры измерительного канала; 13 — очищающий магнит; 14 — γ -спектрометр.

Методика измерений подробно описана в работе [8]. Схема эксперимента представлена на рис. 2. Электронный пучок падает на мишень 1, установленную в гониометре 2, и отклоняется магнитом 3. Пучок гамма-квантов, возникающих в мишени, проходит через коллиматор 4, очищающий магнит 5 и попадает на мишень-рассеиватель 6. Нерассеянный пучок поглощается в свинцовом блоке 8. Рассеянные на мишени-рассеивателе на угол $\theta = 5.14^\circ$ γ -кванты попадают в измерительный канал, образованный коллиматорами 9, 11, 12.

Мишень-рассеиватель 6 дистанционно перемещается вдоль оси измерительного канала, пересекая поток фотонов, ограниченный максимальным диаметром коллиматора, равным 30 мм, и останавливается в любом положении между точками А и С с точностью не хуже ± 0.2 мм. Это позволяет измерять спектры под разными углами относительно оси пучка в пределах $\pm 1.7 \times 10^{-3}$ рад. Точка В соответствует пересечению оси измерительного канала с осью фотонного пучка. Максимальная энергии фотонов после рассеяния в мишени-рассеивателе при энергии электронов 900 МэВ $\omega_{\max} = 111.3$ МэВ.

Ориентирование монокристаллической мишени и контроль стабильности пучка γ -квантов осуществляется с помощью ионизационной камеры 7. Ток пучка электронов измеряется магнитно-индукционным измерителем тока.

Комптоновски рассеянные γ -кванты регистрируются спектрометром полного поглощения на базе кристалла CsJ(Tl) размером $\phi 150 \times 275$ мм [11] и измеренный спектр записывается на магнитный носитель. Фон измеряется при убранной мишени-рассеивателе и при обработке вычитается. "Истинный" спектр получается восстановлением его из экспериментально измеренного путем обратного комптоновского преобразования.

При измерениях спектров ток пучка подбирался таким, чтобы частота регистраций γ -квантов спектрометром не превышала $5 \div 10$ имп/с. При такой частоте вероятность наложения двух и более γ -квантов в спектрометре в течение посылки ускорителя пренебрежимо мала.

Спектрометр был откалиброван в диапазоне энергий γ -квантов от единиц до 1200 МэВ. Калибровка γ -спектрометра в области низких энергий выполнялась с помощью γ -источников ^{22}Na и ^{60}Co , а в более высоких — по квазимонохроматическому спектру когерентного тормозного излучения из монокристалла кремния [8]. При энергиях более 100 МэВ для калибровки использовались одиночные электроны ЛУЭ-2000 [11]. Кали-

бровочные измерения показали хорошую линейность зависимости амплитуды сигнала от энергии γ -квантов.

Полная энергия излучения измеряется гаусс-квантометром [12] (на рисунке не указан) для нескольких фиксированных значений телесных углов (что связано с ограниченным набором сменных вставок в коллиматор 4), которые не совпадают с набором телесных углов в эксперименте на томском синхротроне. Поэтому спектры и полные энергии излучения для телесных углов, соответствующих реализуемым в эксперименте на томском синхротроне, получены интегрированием измеренных спектрально-угловых распределений. Эта процедура позволяет получать спектры и полные энергии излучения в любые требуемые телесные углы в пределах угла излучения $1.7 \cdot 10^{-3}$ рад. Как показано ранее в [13], величины полных энергий излучения, полученные таким образом, хорошо согласуются с измеренными квантометром.

2. Результаты измерений

а) Так как измерение спектральных характеристик излучения выполнялось с использованием двух различных экспериментальных методик, одна из которых чувствительна к множественному излучению γ -квантов, то на первом этапе исследований была измерена величина, на значение которой не оказывает влияния выбор экспериментальной методики. Такой величиной является полная энергия излучения электронов, движущихся как вдоль оси $\langle 100 \rangle$, так и в разориентированном кристалле вольфрама, которая была измерена для телесных углов $\Delta\Omega = 0.203 \cdot 10^{-6}$, $1.13 \cdot 10^{-6}$, $3.14 \cdot 10^{-6}$ и $7.65 \cdot 10^{-6}$ ср.

Величины полной энергии излучения, измеренные обеими методиками, совпадают в пределах погрешности эксперимента.

Результаты измерения полной энергии излучения в расчете на один электрон для ориентированного $\Delta W_{(100)}$ и разориентированного $\Delta W_{\text{разор}}$ кристалла, а также величина отношения $\eta = \Delta W_{(100)} / \Delta W_{\text{разор}}$ приведены в табл. 1.

Таблица 1.

$\Delta\Omega \cdot 10^6$, ср	$\Delta W_{(100)}$, МэВ/ e^-	$\Delta W_{\text{разор}}$, МэВ/ e^-	η
0.203	0.68	0.62	1.10
1.13	3.74	3.26	1.15
3.14	9.60	8.29	1.16
7.65	21.10	17.56	1.20

Как видно из табл. 1, для кристалла вольфрама наблюдается тенденция увеличения отношения η с ростом телесного угла. В то же время, как было показано ранее, для кристаллов алмаза [14] и кремния [15] оно остается постоянным.

б) Для оценки множественности излучения при движении электрона с энергией 900 МэВ вдоль оси $\langle 100 \rangle$ в монокристалле вольфрама обеими методиками были измерены спектры излучения в телесные углы, указанные выше в разделе 2а (рис. 3). Кривые 1 и 4 соответствуют спектрам

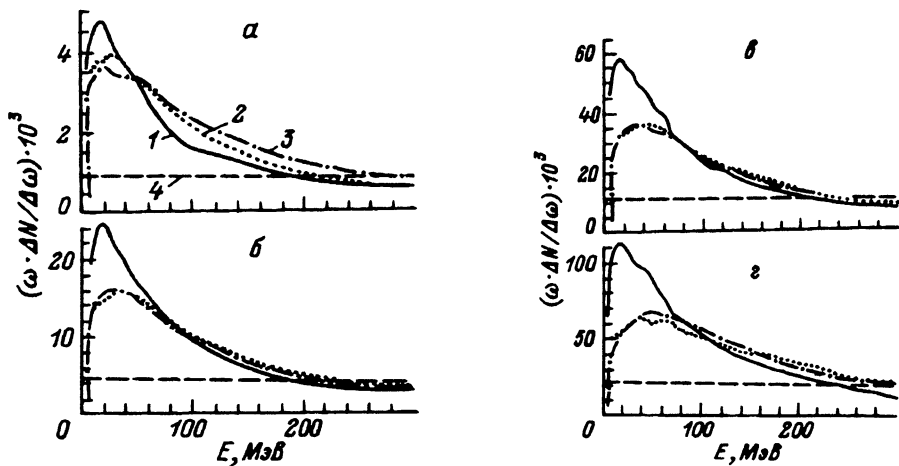


Рис. 3. Аппаратурные и аппроксимационные спектры для телесного угла.

a — $0.203 \cdot 10^{-6}$, *б* — $1.13 \cdot 10^{-6}$, *в* — $3.14 \cdot 10^{-6}$, *г* — $7.65 \cdot 10^{-6}$ ср.

излучения, измеренным на ЛУЭ-2000 ХФТИ по методике комптоновского рассеяния, для ориентированного и разориентированного кристаллов соответственно, а кривая 2 — спектрам излучения, измеренным на томском синхротроне спектрометром полного поглощения для ориентированного кристалла. Статистическая ошибка спектров в обоих измерениях составляет 3–5% в диапазоне энергий фотонов 5–10 МэВ и плавно возрастает к концу спектра до 15–20%.

Для оценки множественности в качестве $G(\omega)$ и $S(\omega)$ в выражении (1) можно использовать спектры, полученные соответственно в экспериментах в ХФТИ и Томске. Поскольку среднее число фотонов, излученное одним электроном, меньше единицы, то в подгонке (1) можно ограничиться 3 членами [7]. Фитирование по параметрам $P_1 - P_3$ проводилось методом наименьших квадратов с весовыми функциями, соответствующими ошибкам измеренных спектров. Оценки ошибок параметров определились их вариацией до увеличения “невязки” фитирования в два раза [16]. Значения вероятностей излучения одного, двух и трех фотонов $P_1 - P_3$ и их ошибки приведены в табл. 2.

Таблица 2.

$\Delta\Omega \cdot 10^6, \text{ср}$	P_1	P_2	P_3
0.203	0.010 $\begin{smallmatrix} +0.004 \\ -0.003 \end{smallmatrix}$	0.002 $\begin{smallmatrix} +0.998 \\ -0.0016 \end{smallmatrix}$	0 $\begin{smallmatrix} +1 \\ -0 \end{smallmatrix}$
1.13	0.036 $\begin{smallmatrix} +0.010 \\ -0.007 \end{smallmatrix}$	0.009 $\begin{smallmatrix} +0.005 \\ -0.005 \end{smallmatrix}$	0.003 $\begin{smallmatrix} +0.003 \\ -0.003 \end{smallmatrix}$
3.14	0.078 $\begin{smallmatrix} +0.020 \\ -0.015 \end{smallmatrix}$	0.025 $\begin{smallmatrix} +0.010 \\ -0.011 \end{smallmatrix}$	0.006 $\begin{smallmatrix} +0.006 \\ -0.006 \end{smallmatrix}$
7.65	0.160 $\begin{smallmatrix} +0.013 \\ -0.005 \end{smallmatrix}$	0.015 $\begin{smallmatrix} +0.050 \\ -0.015 \end{smallmatrix}$	0.090 $\begin{smallmatrix} +0.035 \\ -0.024 \end{smallmatrix}$

Аппроксимационные спектры, полученные с этими параметрами, приведены на рис. 3 (обозначены цифрой 3 на каждом из рисунков). Видно, что между измеренным и аппроксимационным спектрами наблюдается удовлетворительное согласие, особенно для телесных углов $1.13 \cdot 10^{-6}$ и $3.14 \cdot 10^{-6}$ ср. Для телесного угла $7.65 \cdot 10^{-6}$ ср, по-видимому, необходимо учитывать вклад излучения 4 фотонов.

Следовательно, наблюдаемое различие в спектрах излучения достаточно убедительно указывает на существенную роль процесса множественного рождения фотонов и позволяет получить количественные оценки вероятности излучения одним электроном нескольких фотонов.

Из результатов измерений для данных экспериментальных условий следует, что вероятность изучения двух и более фотонов составляет $\sim 30 - 40\%$ от вероятности изучения одного фотона.

Необходимо также подчеркнуть, что множественность рождения фотонов наиболее значимо проявляется в изменении формы спектра в области максимума интенсивности излучения.

Авторы выражают благодарность А.И.Курбанову за проведение анализа структуры использованного в эксперименте монокристалла вольфрама.

Список литературы

- [1] Булгаков Н.А., Водопьянов А.С., Войтковская И.и др. Препринт ОИЯИ. № 1-84-630. Дубна, 1984.
- [2] Баевичев М.Д., Нильсен Ю.В., Юрьев Ю.А. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 4. С. 1392-1397.
- [3] Цыганов Э.Н. // ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. Вып. 1. С. 5-50.
- [4] Velcaset A., Bologna G., Chevallier M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. N 25. P. 2667-2670.
- [5] Асатурян Р.А. Автореф. канд. дис. Ереван, 1990.
- [6] Адейшвили Д.И., Бочек Г.Л., Витько В.И. и др. // Ядерная физика. 1984. Т. 40. Вып. 2(8). С. 318-325.
- [7] Внукое И.Е., Калинин Б.И., Науменко Г.А. и др. // Изв. вузов. Физика. 1991. № 6. С. 88-105.
- [8] Адейшвили Д.И., Антипенко А.П., Блажевич С.В. и др. // ПТЭ. № 2. С. 62-65.
- [9] Деровских А.Н., Забидаров Е.И., Козлов В.И. Препринт ЛИЯФ. № 614. Л., 1980.
- [10] Калинин Б.И., Коновалов Е.И., Плешков Г.А. и др. // ПТЭ. 1985. № 3. С. 31-35.
- [11] Бочек Г.Л., Кулибаба В.И., Шраменко Б.И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физ. эксперим. 1980. Вып. 2(6). С. 46-47.
- [12] Комар А.П., Круглов С.П., Лопатин И.В. и др. // ПТЭ. 1969. № 2. С. 38-39.
- [13] Блажевич С.В., Бочек Г.Л., Кулибаба В.И. и др. // Тез. XXI Всесоюз. совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1991. С. 75.
- [14] Курков А.А. Автореф. канд. дис. Томск, 1985.
- [15] Антипенко А.П., Блажевич С.В., Бочек Г.Л. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физ. исслед. 1990. Вып. 3(11). С. 33-36.
- [16] Клепиков Н.П., Соколов С.Н. Анализ и планирование экспериментов методом правдоподобия. М.: Наука, 1964. С. 124.

Харьковский физико-технический институт

Поступило в Редакцию
13 августа 1992 г.
В окончательной редакции
18 января 1993 г.