Письма в ЖЭТФ, том 90, вып. 6, с. 483 – 485

Обнаружение эффекта усиления параметрического излучения в условиях скользящего падения релятивистских электронов на поверхность кристалла

А. Н. Елисеев, А. С. Кубанкин+1), Р. М. Нажмудинов+, Н. Н. Насонов+, В. И. Сергиенко, А. В. Субботин+, Г. Г. Субботин, В. А. Хабло

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119899 Москва, Россия

+Лаборатория радиационной физики, Белгородский государственный университет, 308007 Белгород, Россия

Поступила в редакцию 5 августа 2009 г.

Экспериментально обнаружен эффект усиления выхода параметрического рентгеновского излучения 7 Мэв электронов, падающих под скользящим углом на поверхность кристалла кремния.

PACS: 78.70.–g, 79.90.+t

1. Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) релятивистских электронов в кристаллах, возникающее вследствие когерентной брэгговской дифракции кулоновского поля быстрого электрона на системе параллельных атомных плоскостей кристалла, позволяет генерировать пучки квазимонохроматических рентгеновских квантов с плавно перестраиваемой линией [1 – 5]. Низкая интенсивность обсуждаемого механизма излучения, обусловленная, прежде всего, фотопоглощением в мишени, весьма затрудняет его практическое использование, поэтому поиск путей повышения выхода ПРИ является актуальной задачей физики излучения. Предложенная недавно схема генерации ПРИ в условиях скользящего падения излучающих электронов на поверхность кристалла и асимметричной геометрии дифракции [6] позволяет увеличить выход более чем на порядок за счет увеличения эффективного пути быстрого электрона в поглощающем кристалле, на котором происходит генерация фотонов, способных покинуть мишень.

В настоящей работе сообщается о первом экспериментальном наблюдении эффекта усиления [6].

2. Возможность реализации подхода [6], обусловленная характерным свойством ПРИ излучать фотоны под большими углами к скорости быстрого электрона, поясняется схемой, приведенной на рис.1. Здесь ось y является нормалью к поверхности кристалла, совпадающей с плоскостью xz. Отражающая кристаллографическая плоскость R, задаваемая соответствующим вектором обратной решетки $\mathbf{g}$, расположена под углом β к поверхности кристалла, ось

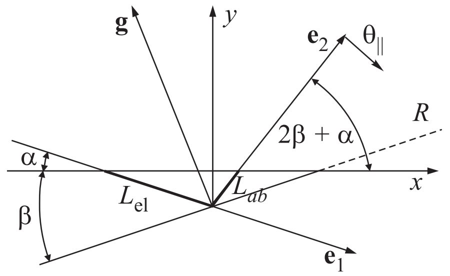

Рис.1. Геометрия процесса излучения. Все обозначения приведены в тексте статьи

пучка электронов, составляющая угол α с поверхностью, обозначена через $\mathbf{e}_1$. Ось детектора излучения $\mathbf{e}_2$ совпадает с направлением брэгговского рассеяния, так что единичный вектор в направлении излучения $\mathbf{n}$ определяется выражением $\mathbf{n} = \mathbf{e}_2\left(1 - \frac{1}{2}\Theta^2\right) + \mathbf{\Theta}$, составляющая $\mathbf{\Theta}$, лежащая в плоскости реакции, показана на рисунке.

Здесь же показана длина генерации фотонов электронами в кристалле L_{el}, связанная с длиной фотопоглощения $L_{ab} = 1/\omega\chi_0''(\omega) \approx 1/\omega_b\chi_0''(\omega_b)$, $\omega_b = g/2\sin(\beta+\alpha)$ – брэгговская частота, в окрестности которой сосредоточен спектр ПРИ, χ_0'' – мнимая часть диэлектрической восприимчивости кристалла, очевидной формулой

$$L_{el}/L_{ab} = \sin(2\beta+\alpha)/\sin(\alpha), \qquad (1)$$

предсказывающей возможность весьма существенного превышения L_{el} над L_{ab} в условиях малых значений угла скольжения α и больших значений угла излучения $2(\beta+\alpha) \approx 2\beta$ (оптимальное значение β близко к $\pi/4$).

Выполненный в [6] в рамках кинематического приближения расчет количества квантов ПРИ, из-

1)e-mail: nnn@bsu.edu.ru

лучаемых в режиме скользящего падения, привел к формуле

$$N(\alpha,\beta)=\frac{2e^2\omega_g^4}{g^4}\left[\ln\left(1+\gamma^2\theta_d^2\right)-\frac{\gamma^2\theta_d^2}{1+\gamma^2\theta_d^2}\right]\times$$
$$\times\left[\frac{\sin(2\beta+\alpha)\sin^2(\beta+\alpha)(1+\cos^2(2\beta+2\alpha))}{\sin(\alpha)\chi_0''\left(\frac{g}{2\sin(\beta+\alpha)}\right)}\right],\quad(2)$$

отличающейся от традиционной в теории ПРИ только множителем (1), который и является коэффициентом усиления. Здесь $\omega_g^2=\omega_0^2F(g)|S(\mathbf{g})|\exp-\frac{1}{2}g^2u_T^2$, ω_0 – плазменная частота мишени, $F(g)$ – формфактор атома, $S(\mathbf{g})$ – структурный фактор элементарной ячейки кристалла, u_T – среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов, γ – лоренц-фактор излучающего электрона, θ_d – угловой размер фотонного коллиматора.

3. Эксперимент выполнен на установке, созданной на выходе микротрона ФИАН. Принципиальная схема установки приведена на рис.2. Электронный пучок

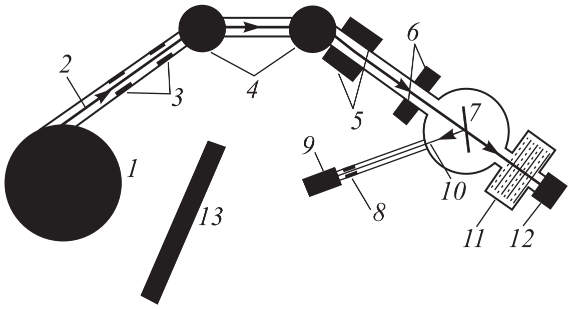

Рис.2. Принципиальная схема экспериментальной установки. Все обозначения приведены в тексте статьи

2 с энергией 7 МэВ проходил через два углеродных коллиматора *3* с отверстиями диаметром 7 мм. Для уменьшения фона, идущего от микротрона *1* и коллиматоров *3*, в магнитооптическом канале установки предусматривались два изгиба с поворотными магнитами *4* для коррекции пучка электронов, не позволяющие фону непосредственно проникать в вакуумную камеру. Пучок электронов по магнитооптическому каналу направлялся на мишень *7*, установленную в вакуумной камере, как показано на рис.2. В качестве мишеней использовались кристаллы кремния толщиной 450 и 200 мкм. Кристаллы ориентировались относительно электронного пучка с помощью гониометра, имеющего 3 степени свободы вращения. Блок мишеней предусматривал возможность вывода кристаллов с электронного пучка. Для фокусировки пучка использовались магнитные линзы *5*, установленные перед корректором *6*, с помощью которых пучок настраивался на мишень. Пропорциональная камера *11*, расположенная за мишенью, использовалась для определения вертикального и горизонтального профилей пучка и его положения на мишени. Рентгеновское излучение *10* регистрировалось кремний-литиевым пин детектором *9*, ось которого располагалась под углом 160° к оси электронного пучка. Детектор соединялся с вакуумной камерой вакуумным фотонным каналом со свинцовым коллиматором *8* и был защищен от фона микротрона свинцовой защитой *13*. Ток электронного пучка измерялся цилиндром Фарадея *12*. Расстояние между мишенью и детектором составляло величину 3.2 м. Детектор регистрировал излучение в телесном угле $3.1\cdot10^{-7}$ стерад. Камера мишеней не была отделена по вакууму от микротрона. Вакуум поддерживался на уровне, не худшем 10^{-4} торр.

4. Эксперимент выполнялся в два этапа. На первом этапе измерялся выход ПРИ из кремниевой кристаллической мишени с отражающей кристаллографической плоскостью (111), параллельной поверхности кристалла. В этом случае угол β равен нулю, угол α выбран равным 1.222 рад для реализации пика ПРИ в области 2100–2200 эВ, где длина фотопоглощения минимальна (данная область находится за K-краем фотопоглощения кремния – 1840 эВ). Данное обстоятельство позволило исключить влияние толщины мишени и значительно уменьшить влияние многократного рассеяния. Направление распространения квантов ПРИ близко в первом эксперименте к направлению зеркального отображения оси пучка электронов относительно поверхности мишени и, как следует из (1) при $\beta=0$, эффективная длина генерации фотонов L_{el} близка к длине фотопоглощения квантов ПРИ L_{ab}.

На втором этапе выход ПРИ измерялся из кремниевой мишени, в которой параллельна поверхности кристалла плоскость (100), а отражающая плоскость (111) находилась под углом $\beta=0.955$ рад к поверхности. Угол скольжения α был выбран равным 0.267 рад для совпадения областей генерации ПРИ в обоих экспериментах. В обсуждаемом случае эффективная длина генерации оказывается гораздо большей L_{ab}.

Для получения наиболее яркого эффекта должно выполняться два условия. Первое условие – угол α между осью пучка и поверхностью мишени должен быть как можно меньше. Второе условие – направление распространения квантов ПРИ должно быть близким к нормальному по отношению к плоскости поверхности мишени (при этом минимально фотопоглощение). Вследствие конечности размера сечения электронного пучка наиболее трудно достижимым является первое условие, поскольку при малых углах падения след пучка на поверхности мишени увеличивается, и для малых углов падения нужна мишень с довольно большой площадью поверхности. Исследования пучка в месте расположения мишени показали, что пучок имеет круглое сечение диаметром 5 мм и угловую расходимость не более 5 мрад. Такая расходимость оказывается малой по сравнению с шириной углового распределения ПРИ и не оказывает существенного влияния на характеристики измеряемого сигнала.

Для контроля за совпадением числа электронов, прошедших через мишень, в обоих экспериментах использовалась нормировка на выход характеристического излучения, измеренного дополнительно в обоих случаях.

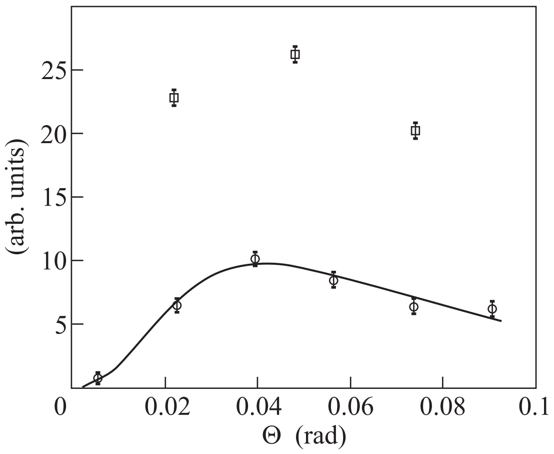

Рис.3. Ориентационные зависимости выхода ПРИ из кристалла кремния. Использована отражающая кристаллографическая плоскость (111), ∘ – случай падения электронов на поверхность мишени под большим углом, □ – случай скользящего падения

В экспериментах первого этапа измерялась ориентационная зависимость выхода ПРИ. Результаты измерений представлены на рис.3. Здесь же приведены соответствующая ориентационная зависимость, рассчитанная в кинематическом приближении, а также экспериментальная ориентационная зависимость выхода ПРИ в скользящем режиме. Последняя зависимость представлена тремя точками, обозначающими ее максимум. Четко видно увеличение выхода примерно в 3 раза, что хорошо согласуется с расчетами. При сравнении полученных ориентационных зависимостей основной проблемой являлся фон, интенсивность которого в скользящем случае увеличивалась при уменьшении угла падения пучка электронов на мишень. Для корректного сравнения выходов ПРИ в обоих случаях на рис.3 представлены экспериментальные данные с вычетом фона (уровень фона не превышал 20% от общей статистики).

5. Таким образом, в выполненных измерениях четко зафиксирован эффект увеличения выхода ПРИ в режиме скользящего падения излучающего электрона на поверхность кристаллической мишени в несимметричной геометрии рассеяния. Полученный результат подтверждает перспективность предлагаемого метода повышения интенсивности источника рентгеновского излучения, основанного на механизме ПРИ.

Один из авторов (А.К.) благодарен за финансовую поддержку Фонду грантов Президента РФ для молодых кандидатов наук (грант # МК-2555.2007.2).

---

1. М. Л. Тер-Микаэлян, *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*, Ереван.: Изд. АН Арм.ССР, 1969.
2. Г. М. Гарибян, Ян Ши, ЖЭТФ **61**, 930 (1971).
3. В. Г. Барышевский, И. Д. Феранчук, ЖЭТФ **61**, 944 (1971).
4. Ю. Н. Адищев, В. Г. Барышевский, С. А. Воробьев и др., Письма в ЖЭТФ **41**, 295 (1985).
5. А. С. Лобко, *Экспериментальные исследования параметрического рентгеновского излучения*, Минск.: Изд. БГУ, 2006.
6. N. Nasonov, P. Zhukova, M. Piestrup, and H. Park, Nucl. Instr. Meth. B **251**, 96 (2006).