

02;10

Когерентное тормозное и параметрическое рентгеновское излучение от нерелятивистских электронов в кристалле

© В.Г. Барышевский, К.Г. Батраков, А.О. Грубич, А.А. Гуринович,
А.С. Лобко, А.А. Ровба, П.Ф. Сафронов, В.И. Столярский,
Б.А. Тарнопольский, А.П. Ульяненок, И.Д. Феранчук

Институт ядерных проблем,
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
E-mail: gur@inp.minsk.by; sa shen ka@yahoo.com

Поступило в Редакцию 29 ноября 2005 г.

Рентгеновское излучение, генерируемое при взаимодействии нерелятивистских электронов с кристаллической мишенью, имеет ряд особенностей по сравнению с релятивистским случаем, так как в этой ситуации возникает интерференция параметрического рентгеновского излучения и когерентного тормозного излучения. Характеристики этого излучения экспериментально исследованы на пучке электронного микроскопа в диапазоне энергий 50 ÷ 100 keV в геометриях Брэгга и Лауэ, установлены необходимые требования к параметрам мишени, регистрирующей аппаратуры и геометрии наблюдения. Впервые в области нерелятивистских энергий электронов наблюдалось изменение частоты рентгеновского излучения в зависимости от угла падения электронов на мишень. Зарегистрировано изменение частоты рентгеновского излучения при варьировании энергии пучка. Получено перестраиваемое мягкое рентгеновское излучение в области энергий < 1 keV. Измеренный выход излучения на единицу телесного угла на один электрон равен $\sim 10^{-8}$ ph.

PACS: 61.85.+p, 13.88.+e

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ), возникающее при прохождении релятивистских электронов через ориентированную кристаллическую мишень, детально исследовано теоретически и экспериментально (см., например, монографию [1] и обзор [2]). Наиболее характерным свойством ПРИ в релятивистском случае является появление квазимонохроматических максимумов рентгеновского излучения

(с возможностью перестройки частоты) как под малыми, так и под большими углами относительно направления скорости частиц, в то время как когерентное и некогерентное тормозное излучение концентрируется вдоль направления движения частиц. В принципе, эти виды излучения также могут частично дифрагировать на кристаллографических плоскостях. В случае нерелятивистских электронов угловые распределения всех типов излучения становятся практически изотропными, становится возможной интерференция ПРИ и когерентного тормозного излучения [3]. Ниже суммарное когерентное излучение нерелятивистских электронов будем называть КТПРИ. Спектрально интенсивные пики КТПРИ „тонут“ в фоне тормозного излучения и поэтому могут быть зарегистрированы только детектором с высоким спектральным и угловым разрешением. Мотивацией к исследованиям КТПРИ является тот факт, что, согласно оценкам [4], спектральная плотность КТПРИ в узком спектральном диапазоне $\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 10^{-3}$ сравнима со спектральной плотностью синхротронного излучения. Таким образом, на базе КТПРИ может быть разработан достаточно компактный источник перестраиваемого монохроматического рентгеновского излучения, пригодный для применения в кристаллографии и структурном анализе.

К настоящему времени уже известно несколько экспериментов по исследованию излучения нерелятивистских электронов в кристаллических мишенях [5–7], однако их авторы не провели количественной интерпретации интенсивностей экспериментальных пиков, так как описывали эффект только по механизму когерентного тормозного излучения. С помощью модели КТПРИ в [3] удалось адекватно интерпретировать полученные результаты, поэтому дальнейшая экспериментальная проверка положений теории [3] является целью настоящих работ. Для исследования свойств рентгеновского излучения, следующих из теории [3], мы провели цикл экспериментов с использованием электронов с энергиями $50 \div 100$ keV.

Рассмотрим кратко основные требования к условиям эксперимента. Поскольку заряженные частицы при прохождении через мишень испытывают упругие и неупругие столкновения, угловая и энергетическая дисперсия пучка будет увеличиваться. Влияние рассеяния электронов на характеристики КТПРИ станет заметным, если либо полуширина распределения скорости $\Delta v/v$ или полуширина углового распределения электронов в пучке $\Delta\theta$ станет равной полуширине или большей полуширины спектральной линии излучения $1/kL$, где k — волновой вектор испущенного фотона, L — длина пути электрона

в мишени. Оценки влияния многократного и неупругого рассеяния были выполнены для нескольких типов кристаллов в широком диапазоне частот излучения, в результате чего были получены достаточно жесткие требования на величину толщины мишени и параметры электронного пучка. Установлено, что для наблюдения КТПРИ от электронов с энергией в диапазоне 50–100 keV толщина кристаллической мишени не должна превышать значения $\sim 0.5 \mu\text{m}$ и начальные разбросы по энергии и углам должны быть не более 0.1.

Фотоны КТПРИ излучаются практически изотропно, их частота может варьироваться при изменении как угла θ_0 между скоростью электронов \mathbf{v} и вектором обратной решетки \mathbf{g} соответствующей системы кристаллографических плоскостей, так и угла φ между скоростью электронов и направлением наблюдения:

$$\omega_n = \frac{2\pi v \cos \theta_0}{d(1 - \frac{v}{c} \cos \varphi)} n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где d — межплоскостное расстояние, c — скорость света. Спектр КТПРИ при фиксированных значениях энергии электронного пучка и углов φ и θ_0 состоит из набора спектральных линий (гармоник). Их спектральные ширины определяются несколькими факторами: толщиной кристаллической мишени, угловой апертурой детектора $\Delta\theta_D$ и углом многократного рассеяния электронов θ_s . Полную ширину можно оценить следующим образом:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_n} = \left[\frac{v^2}{L^2\omega_n^2(\theta_0)} + \frac{v^2 \cos^2 \theta_0}{c^2(1 - v/c \cos \theta_0)} \Delta\theta_D^2 + K^2\theta_s^2 \right]^{1/2}.$$

Фактор K определяется геометрией эксперимента и равен $K = \left| \mathbf{g}_\perp \left(1 - \frac{v\mathbf{n}}{c}\right) + \mathbf{n}_\perp \frac{v\mathbf{g}}{c} \right|$, где \mathbf{n} — нормаль к поверхности мишени.

Геометрия эксперимента приведена на рис. 1. Для определенности показана геометрия Брэгга, но измерения также проводились и в геометрии Лауэ. Пучок электронов падает на поверхность тонкой кристаллической мишени вдоль оси Z . Угол θ_0 между осью Z и вектором обратной решетки устанавливается вращением мишени вокруг оси X . Угол наблюдения φ в нашем случае составляет примерно 90° относительно направления скорости электронов. Используемый электронный пучок электронного микроскопа характеризуется следующими параметрами: рабочая энергия 50–100 keV; относительная нестабильность ускоряющего напряжения $2 \cdot 10^{-5}$; яркость $7 \cdot 10^{-4} \text{ A/m}^2 \cdot \text{sr}$. Тщательный

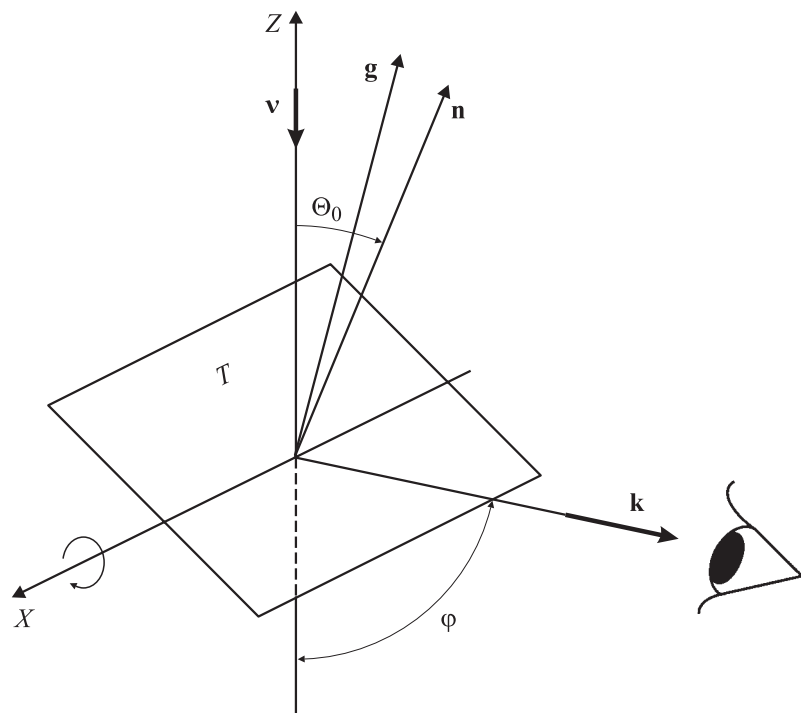


Рис. 1. Геометрия эксперимента (*T*-мишень).

подбор оптимальных режимов работы электронной оптики микроскопа позволил минимизировать паразитное рассеяние электронов внутри колонны микроскопа и тем самым свести к минимуму рентгеновский фон в экспериментальной зоне. Дополнительно для снижения фона были установлены коллиматор и электростатический дефлектор, на который подавалось напряжение ~ 5 kV. Рабочий ток пучка измерялся цилиндром Фарадея, установленным за мишенью. Мишень фиксировалась на приборном столике, обеспечивающем линейные перемещения для юстировки мишени относительно пучка и имеющем возможность ее вращения вокруг осей Z и X . Для регистрации фотонов КТПРИ применялись два Si(Li) полупроводниковых детектора с площадью чув-

ствительной поверхности 20 mm^2 , что обеспечивало угловую апертуру, равную 0.2 mrad . Один из детекторов оборудован тонким бериллиевым окном и имел термоэлектрическое охлаждение, второй детектор был с тонким полимерным окном для работы с мягким рентгеновским излучением и охлаждался жидким азотом. Энергетическое разрешение обоих детекторов, измеренное по характеристической линии кремния, составляло $\sim 160 \text{ eV}$. Спектры накапливались 4096-канальным анализатором ORTEC 2056-C, после чего переносились в компьютер. Первичная обработка спектров была стандартной и включала в себя калибровку по энергии, сглаживание полиномами, вычитание фоновой подложки и подгонку спектральных пиков гауссианами.

Как уже упоминалось выше, необходимым условием для регистрации КТПРИ в рассматриваемом диапазоне энергий электронов является то, что толщина кристаллической мишени должна быть порядка $0.5 \mu\text{m}$ и менее в направлении прохождения пучка, она также не должна иметь подложку. Изготовление такой мишени в виде самоподдерживающейся мембраны является непростой технологической задачей. Примененная нами мишень представляла собой тонкую мембрану из кристаллического кремния диаметром 1.0 mm и толщиной $\sim 500 \text{ nm}$, поддерживаемую кремниевой оправкой толщиной $200 \mu\text{m}$ размерами $2 \times 2 \text{ mm}$. Базовая плоскость могла иметь ориентацию (111) или (100). Материалом мембраны служит слой эпитаксиального кремния, выращенный на подложке из сильнолегированного кремния. Выбор такого типа структуры потребовался из-за примененного метода электрохимического травления, где эпитаксиальный слой служит стоп-слоем процесса. Далее подгонка толщины мишени проводилась с помощью ионно-лучевого травления. Детальное описание технологии изготовления и контроля толщины мишеней по спектрам их оптического пропускания приведено в [8].

Описываемые ниже эксперименты проводились нами на мишенях толщиной $\sim 400 \text{ nm}$ с ориентацией (111). Выбор рабочего тока пучка производился в интервале $40\text{--}150 \text{ nA}$, что обеспечивало скорость счета около 3 kHz и позволяло избежать искажений спектров из-за наложения импульсов. Характерное время накопления спектров составляло 5000 s . На рис. 2 приведены фрагменты нормированных спектров КТПРИ, в которых частота излучения изменяется при изменении энергии электронного пучка (скорости электронов) в полном соответствии с формулой (1). Также в согласии с теорией меняется частота КТПРИ при вращении мишени вокруг оси X , при вращении мишени вокруг нормали к поверхности мишени и при изменении угла наблюдения.

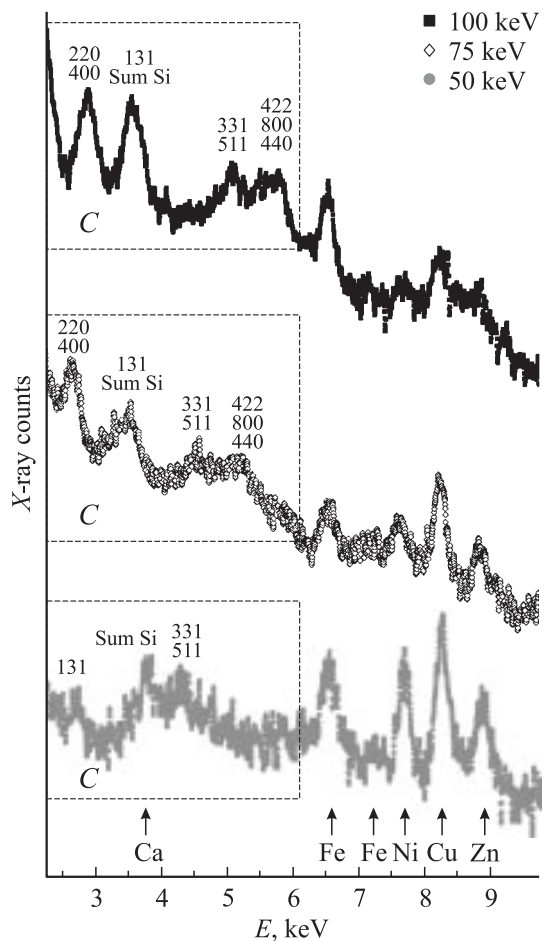


Рис. 2. Спектры КТПРИ (C) и характеристического рентгеновского излучения материалов установки при варьировании энергии пучка электронов в геометрии Брэгга.

Диапазон сдвигов частот КТПРИ составляет 100–350 eV в зависимости от индекса пика. Нами также получены линии мягкого рентгеновского излучения, перестраиваемые в диапазоне 800–950 eV.

Спектральные линии были соотнесены нами с соответствующими системами кристаллографических плоскостей. Кроме того, были идентифицированы линии характеристического рентгеновского излучения, возбуждаемые рассеянными электронами в деталях установки. Так, пик с энергией в диапазоне 2.5–2.9 keV (рис. 2) относится к рефлексам (220) и (400) со всеми перестановками индексов, рефлекс (131) при энергии электронов 75 и 100 keV перекрывается с удвоенным пиком характеристического рентгеновского излучения кремния, но виден при энергии электронов 50 keV в диапазоне 2.6–2.7 keV, диапазон энергий 4.9–5.2 keV относится к рефлексам (331) и (511) с перестановками и, наконец, энергиям 5.4–6.0 keV соответствуют рефлексы (440), (422) и (800). Оценка выхода излучения дает значение $\sim 10^{-8}$ ph./e · sr, что является близким к расчетному значению.

Таким образом, зарегистрированы спектральные линии КТПРИ, частота и интенсивность которых, а также зависимости частоты от энергии пучка и ориентации мишени, хорошо согласуются с расчетными значениями. Когерентное рентгеновское излучение нерелятивистских электронов может рассматриваться как база для разработки весьма перспективного перестраиваемого рентгеновского источника для использования в кристаллографии и структурном анализе, а также биомикроскопии [9]. В дальнейших экспериментах будут уточняться количественные характеристики КТПРИ и исследоваться особенности генерации на мишенях из других материалов, включая наноструктурированные.

Работа выполняется при поддержке Международного научно-технического центра, грант В626.

Список литературы

- [1] *Baryshevsky V., Feranchuk I., Ulyanenko A.* Parametric X-ray Radiation in Crystals: Theory, Experiments and Applications. Springer, 2005. 176 p.
- [2] *Тер-Микаэлян М.Л.* // УФН. 2001. Т. 171. № 6. С. 597–624.
- [3] *Feranchuk I., Ulyanenko A., Harada J., Spence J.C.H.* // Phys. Rev. 2000. V. E62. N 3. P. 4225–4234.
- [4] *Feranchuk I.D., Batrakov K.G.* // Nucl. Instr. Meth. 2005. V. A543. P. 55–57.
- [5] *Kokobochko Yu.S., Kosmach V.F., Mineev V.I.* // Sov. Phys. JETP. 1965. V. 21. N 5. P. 834–839.
- [6] *Reese G.M., Spence J.C.H., Yamamoto N.* // Philos. Mag. 1984. V. 49. N 5. P. 697–716.

- [7] *Vecchio K.S., Williams D.B.* // Journ. of Microscopy. 1987. V. 147. N 1. P. 15–35.
- [8] *Vyssotsky V.B., Lobko E.V., Lobko A.S.* LANL e-Print archive physics/0508079 2005. 3 p.
- [9] *Attwood D.* Soft X-rays Extreme Ultraviolet Radiatuion. Cambridge Univ. Press, 1999. 470 p.