

# Краевой дифракционный эффект при рефракции рентгеновского излучения в алмазной призме

А. Г. Турьянский<sup>+1)</sup>, О. В. Коновалов\*, С. С. Гижжа<sup>×</sup>, Н. Д. Бейлин<sup>×</sup>

<sup>+</sup> Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

\*European Synchrotron Radiation Facility (ESRF), 38000 Grenoble, France

<sup>×</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 4 сентября 2014 г.

Исследована рефракция монохроматического рентгеновского излучения в оптически полированной алмазной призме. Измерения проводились на канале ID10 синхротрона ESRF (Гренобль). Обнаружено, что геометрические отклонения параболического типа профиля преломляющей грани призмы от плоскости приводят к интерференционной картине, которая по структуре осцилляций аналогична краевому дифракционному эффекту. Это позволяет наблюдать в дальней зоне дифракционную картину, характерную для ближней френелевской зоны. Высокая чувствительность к фазовым возмущениям обеспечивает возможность использования этого эффекта для анализа параметров рентгеновского волнового фронта размером  $\sim 1$  мкм.

DOI: 10.7868/S0370274X14200120

Дисперсионная призмная оптика представляет большой интерес для измерения спектров поглощения мощных рентгеновских импульсов и мониторинга параметров источников излучения. Для энергетического диапазона 5–30 кэВ, обычно используемого на действующих синхротронах и проектируемых лазерах на свободных электронах, оптимальные рабочие характеристики достигаются при применении призм из монокристаллов алмаза. Это обусловлено рекордно высокой величиной электронной плотности и, соответственно, декремента реальной части показателя преломления  $n$  среди легких элементов с атомным номером  $Z < 10$  и малой абсолютной величиной декремента мнимой части  $n$ . Указанные свойства принципиально обеспечивают энергетическое разрешение  $E/\Delta E > 10^3$  [1, 2] и распределение поглощенной энергии по объему призмы. Кроме того, алмаз обладает рекордно высокой теплопроводностью и радиационной стойкостью [3, 4]. Призмная оптика представляет также интерес для преобразования ширины волнового фронта и изменения угловой расходимости тонких монохроматических пучков [5]. Однако для разложения в спектр и преобразования монохроматических пучков преломляющая поверхность призмы должна удовлетворять жестким геометрическим требованиям. В частности, угловой разброс участков преломляющей поверхности

от плоскости должен составлять не более 1 мкрад, что при оптической полировке алмаза технологически трудно достижимо и, как правило, наблюдаются различной формы отклонения.

В настоящей работе впервые показано, что геометрические отклонения от плоскости параболического типа на преломляющей поверхности призмы могут приводить к интерференционной картине, которая по структуре осцилляций аналогична краевому дифракционному эффекту. Это позволяет наблюдать в дальней зоне дифракционную картину, характерную для ближней френелевской зоны.

Измерения проводились на канале ID10 синхротрона ESRF (Гренобль). Основные элементы экспериментальной схемы измерения показаны на рис. 1а. Источником излучения являлся ондулятор, настроенный на основную гармонику с энергией 8 кэВ (0.155 нм). Жесткая часть спектра фильтровалась расположенными в горизонтальной плоскости зеркалами 3 с покрытием из Pd. Узкая спектральная полоса выделялась с помощью последовательных дифракционных отражений (111) от кремниевого монокристалла 5. Монохроматический пучок фокусировался с помощью составной рефракционной линзы 6 и направлялся на входную грань алмазной призмы 10, установленной на оси прецизионного гониометра 9. Угловой спектр преломленного излучения регистрировался двухкоординатным детектором 11 “Basler” с размером пикселя 3.75 мкм. Расстояние от

<sup>1)</sup>e-mail: algeo-tour@yandex.ru

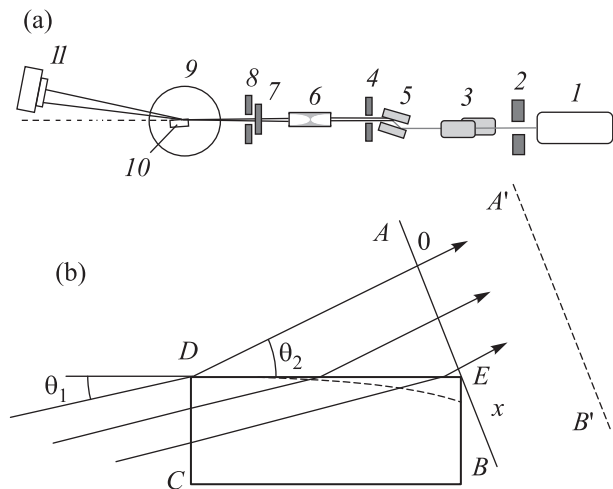


Рис. 1. (а) – Экспериментальная схема (вид сбоку): 1 – ондулятор, 2, 4 – охлаждаемые щели, 3 – рентгеновские зеркала, 5 – кремниевый монохроматор, 6 – трансформатор, 7, 8 – вертикальная и горизонтальная щели соответственно, 9 – гониометр, 10 – алмазная призма, 11 – 2D-детектор. (б) – ход падающего на призму и преломленного рентгеновского излучения в плоскости падения

оси гониометра до детектора 11 составляло 4.2 м, а от линзы 6 до оси гониометра – 11.1 м. Угловая расходимость падающего на призму пучка и его размер в плоскости падения равнялись 20 мкрад и  $\sim 10$  мкм соответственно. При фиксированном угле скольжения первичного пучка  $\theta_1$  с помощью двухкоординатного детектора измерялся угол отклонения первичного пучка от его оси, численно равный  $\Psi = \theta_2 - \theta_1$ , где  $\theta_2$  – угол преломления, отсчитываемый от преломляющей поверхности.

В качестве призмы использовалась оптически полированная пластина синтетического алмаза компании Element Six, ориентированная в направлении [110]. Размер пластины  $4.5 \times 4.5$  мм<sup>2</sup>, толщина 0.5 мм. Пластина устанавливалась таким образом (рис. 1b), чтобы угол скольжения рентгеновского пучка  $\theta_1$  при падении изнутри на преломляющую поверхность составлял 0.87 мрад ( $0.05^\circ$ ). При указанной геометрии измерений призму образуют входная и преломляющая грани, следами которых в плоскости падения являются, соответственно, отрезки  $CD$  и  $DE$ . Первичный пучок вводился в пластину по направлению близкому к нормали. Поэтому рефракция на входной грани призмы была пренебрежимо мала.

Оценим число Френеля  $N_F = d^2/(4\lambda z)$  [6] при указанных на рис. 1а условиях (здесь  $d$  – ширина выделяемого участка волнового фронта,  $z$  – расстояние от призмы до плоскости наблюдения,  $\lambda$  – длина волны).

Подставляя приведенные выше параметры и пренебрегая поглощением в призме, для участка волнового фронта, падающего на преломляющую грань под углом скольжения 0.87 мрад, получаем  $N_F \sim 0.01$ . Таким образом, размер первой зоны Френеля оказывается много больше проекции преломляющей грани под указанным углом скольжения. Следовательно, справедливо приближение плоского волнового фронта. Для плоской преломляющей грани угловой профиль прошедшего через призму рентгеновского пучка в дальней зоне будет определяться дифракционным уширением. При этом, однако, дифракционное уширение в рассматриваемом случае будет также зависеть от ослабления амплитуды электрического поля рентгеновской волны вследствие фотопоглощения в алмазе. В частности, при  $E = 8$  кэВ величина  $1/\mu_A = 1.34$  мм, где  $\mu_A$  – линейный коэффициент ослабления амплитуды рентгеновской волны в алмазе [7]. Это существенно меньше размера преломляющей грани  $a$ , что, очевидно, приводит к дополнительному уширению преломленного излучения. В нашем случае выполняется также условие

$$a \ll L_d \ll z, \quad (1)$$

где  $L_d$  – дифракционная длина. Поэтому для плоской грани в дальней зоне следует ожидать симметричного дифракционного профиля со слабо выраженными интерференционными осцилляциями интенсивности в результате экспоненциального ослабления амплитуды волны в алмазе [2]. Однако полученное экспериментальное угловое распределение интенсивности преломленного излучения (кружки на рис. 2) существенно отличается от ожидаемого. Оно имеет резко асимметричный профиль и сильно осциллирующую аperiодическую зависимость интенсивности. Полученная зависимость представлена как функция угла отклонения  $\Psi = \theta_1 - \theta_2$  который и измеряется в эксперименте.

Рассмотрим случай одномерной дифракции в плоскости падения рентгеновского пучка при рефракции на ограниченной преломляющей грани (см. рис. 1b). Здесь линия  $AB$  представляет собой след плоскости, перпендикулярной волновому фронту преломленной волны, а линия  $A'B'$  – след плоскости наблюдения, которая параллельна плоскости  $(AB)$  и расположена на расстоянии 4.2 м от преломляющей поверхности. Возможность указанного выбора плоскости  $(AB)$  обоснована тем, что для дифракционной длины выполнено условие  $a \ll L_d$ . Ось координат  $x$  лежит в плоскости падения. Интегрирование амплитуды проводится по ширине волнового фронта, при указанной геометрии численно равной  $A$ . Если

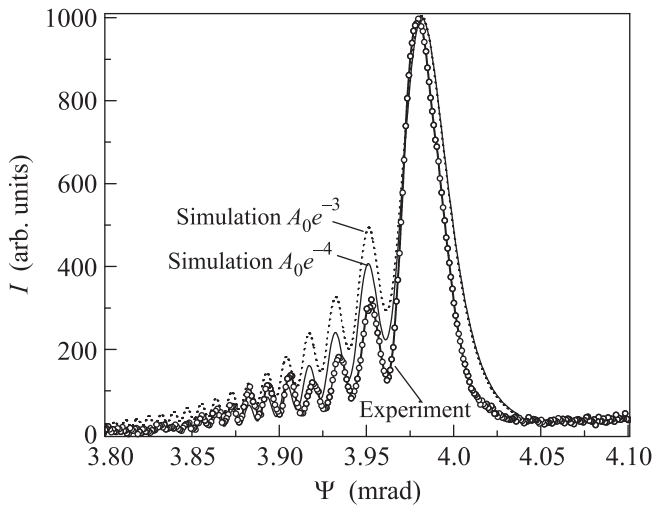


Рис. 2. Угловые дифракционные профили преломленного рентгеновского излучения: кружки – эксперимент; пунктирная и сплошная линии – расчетные зависимости при различных значениях степени ослабления в призме амплитуды волны  $A_0$

амплитуда волнового фронта первичной волны составляет  $E_0$ , то выражение для амплитуды волнового поля в плоскости регистрации с координатой  $x_0$  может быть записано в следующем виде [6]:

$$E(x_0, z) = \frac{1+i}{\sqrt{2\lambda z}} E^{ikz} J_1(x_0), \quad (2)$$

где

$$J_1(x_0) = \int_0^A E_0 \exp \left[ -\frac{ik}{2z} (x - x_0)^2 \right] dx. \quad (3)$$

Поскольку  $x_0 \ll z$ , переход угловой зависимости осуществляется путем введения угловой координаты  $\theta = x_0/z$ . Однако в нашем случае преломляющая грань алмазной призмы не является идеально плоской (см. пунктирную кривую на рис. 1b), а амплитуда волны в алмазе экспоненциально ослабляется в результате фотопоглощения. Это приводит к фазовому сдвигу, который может быть описан функцией  $g(x)$ . Амплитуда электрического поля  $E$  является функцией координаты  $x$ . Следовательно, выражение (3) нужно записать в виде

$$J_2(x_0) = \int_0^A E(x) \exp \left\{ -ik \left[ \frac{(x - x_0)^2}{2z} + g(x) \right] \right\} dx. \quad (4)$$

Если  $g(x)$  так же, как и первый член в квадратных скобках, является непрерывной функцией параболического типа, то члены с  $x^2$  могут быть объединены. В частности, если знак  $g(x)$  положителен, то

формально в выражении (4) это будет эквивалентно уменьшению расстояния  $z$ . Следовательно, возможно выполнение неравенства  $L_d > z$  (условия дифракции Френеля) и может наблюдаться характерная для этого условия картина дифракции на краю экрана. Рассматриваемый нами случай отличается от классического поворотом части волнового фронта с помощью призмы и ослаблением амплитуды волны вдоль волнового фронта в плоскости падения, поскольку показатель преломления является комплексным. На рис. 2 приведены расчетные кривые для угловой зависимости интенсивности преломленного излучения, демонстрирующие влияние степени ослабления амплитуды в материале призмы на характер изменения интерференционных осцилляций. Как видно, положение экспериментальных и расчетных максимумов не менее 10 интерференционных осцилляций и общий тренд на левом и правом крыльях рефракционного пика с достаточно высокой точностью совпадают. Для более точного совпадения интерференционных осцилляций необходимо варьирование функции  $g(x)$ . Следует ожидать, что наблюдаемая интерференционная картина окажется чувствительной к возмущениям волнового фронта, падающего на преломляющую грань призмы. Это подтверждается введением в пучок пластины алмазного нанокompозита толщиной 1 мм. Использованный нами образец содержал зерна алмаза размером  $\sim 10$  нм, связанные графитоподобным слоем. При этом объем пор составлял около 50%. Такая структура приводит к случайным скачкам фазы, которые практически полностью сглаживают интерференционную картину (рис. 3).

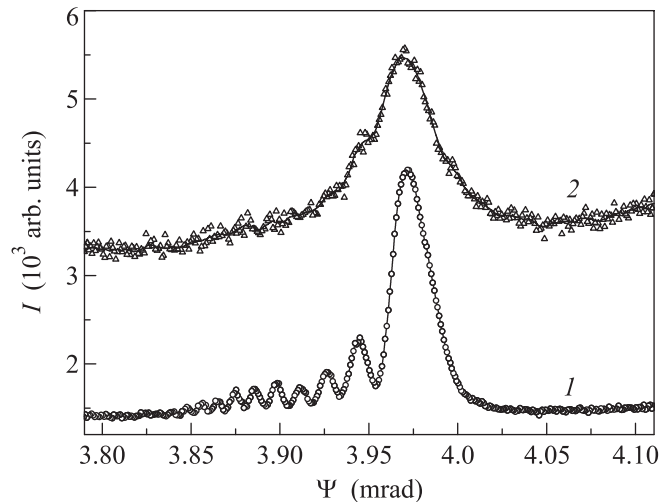


Рис. 3. Угловые диаграммы интенсивности преломленного излучения до (1) и после (2) введения в пучок пластины алмазного нанокompозита

В заключение отметим, что согласно полученным нами данным оптической интерферометрии профиль поверхности полированной алмазной пластины обычно описывается гладкой немонотонной функцией. Это приводит к уширению рефракционного пика или появлению сателлитов. Для наблюдения описанного выше интерференционного эффекта необходимо, чтобы указанная функция профиля была монотонной и имела параболический тип. С экспериментальной точки зрения важно, что интерференционная картина может наблюдаться с высоким угловым разрешением в дальней зоне. Очевидно, что при анализе узкополосных линий полихроматического спектра указанный эффект может приводить к ошибочной интерпретации спектральных данных. Однако в случае работы с монохроматическим излучением он может быть использован для изучения фазовых искажений малых участков рентгеновского волново-

го фронта  $\sim 1$  мкм). Это, в частности, представляет большой интерес при дифракционных исследованиях структур с помощью мощных рентгеновских импульсов.

- 
1. А. Г. Турьянский, И. В. Пиршин, Р. А. Хмельницкий, А. А. Гишпиус, Письма в ЖЭТФ **73**(9), 517 (2001).
  2. А. Г. Турьянский, ПТЭ **6**, 1 (2009).
  3. H. O. Pierson, *Handbook of Carbon, Graphite, Diamond and Fullerenes: Properties, Processing and Applications*, Noyes Publications, New Jersey (1993).
  4. *Физические свойства алмаза. Справочник*, под ред. Н. В. Новикова, Наукова думка, Киев (1987).
  5. А. Г. Турьянский, И. В. Пиршин, ПТЭ **6**, 104 (1999)
  6. С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин, *Физическая оптика*, МГУ, М. (1998).
  7. B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **54**(2), 181 (1993).