

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт проблем технологии микроэлектроники  
и особочистых материалов  
Российской академии наук

Акционерное общество  
«Научно-исследовательский институт  
молекулярной электроники»

**Объединенная конференция  
«Электронно-лучевые технологии и  
рентгеновская оптика в микроэлектронике»**

**КЭЛТ - 2023**

**Тезисы докладов**

г. Черноголовка, 13 – 17 ноября 2023 г.

# Рентгеновский фазово-контрастный микроскоп на основе нанофокусирующей составной преломляющей линзы

М.С. Фоломешкин<sup>1,2</sup>, В.Г. Кон<sup>1,2</sup>, Ю.А. Волковский<sup>1,2</sup>, А.Ю. Серегин<sup>1,2</sup>,  
П.А. Просеков<sup>1,2</sup>, В.А. Юнкин<sup>4</sup>, А.А. Снигирёв<sup>3</sup>,  
Ю.В. Писаревский<sup>1,2</sup>, А.Е. Благов<sup>1,2</sup>, М.В. Ковальчук<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> НИЦ "Курчатовский институт", Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

<sup>2</sup> ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН, Россия, Москва, Ленинский проспект, 59

<sup>3</sup> Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Россия, Калининград, ул. Александра Невского, 14

<sup>4</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Россия, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 6

С появлением в конце прошлого века источников синхротронного излучения (СИ) 3-го поколения широкое распространение для исследования структуры микрообъектов получили методы когерентной рентгеновской оптики [1]. Одним из эффективных методов когерентного изображения структуры микрообъектов является рентгеновская фазово-контрастная микроскопия [2]. Данный метод позволяет регистрировать контраст, возникающий в результате неоднородного изменения фазы волновой функции (ВФ) СИ в исследуемом объекте, при измерении интенсивности излучения на некотором расстоянии от объекта. При этом для непосредственного наблюдения поперечного размера исследуемого образца или его периода (при наличии периодической структуры) предпочтительно использовать ближнее поле дифракции. Однако в этом случае возникает проблема, связанная недостаточным разрешением современных детекторов для получения контраста от объектов субмикронного размера. По этой причине размер изображения необходимо увеличивать, что может быть реализовано с использованием составной преломляющей линзы (СПЛ) [3], расположенной после образца. Такая схема рентгеновской микроскопии была реализована, например, в работе [4], в которой удалось получить двумерное изображение фотонного кристалла с периодом 300 нм.

В работе [5] была предложена и теоретически рассмотрена более простая и перспективная схема фазово-контрастного микроскопа, в которой планарная нанофокусирующая СПЛ (см., например, [6-8]) используется для формирования вторичного квазиточечного источника СИ, расположенного на малом расстоянии от образца. Было показано, что структура получаемого в такой схеме изображения фазового контраста в ближнем поле слабо зависит от расстояния до детектора. Предложенная схема является более компактной по сравнению со стандартным фазово-контрастным микроскопом [4] и может обеспечить значительное увеличение в 100 и более раз.

В докладе представлены результаты экспериментального исследования возможностей новой схемы рентгеновского фазово-контрастного микроскопа на примере изображения структуры модельного микрообъекта. Эксперименты были проведены на станции «Рентгеновская кристаллография и физическое материаловедение» (РКФМ) Курчатовского источника синхротронного излучения (КИСИ-Курчатова).

Для формирования вторичного источника СИ (энергия фотонов 18 кэВ) перед образцом использовали планарную СПЛ из кремния с апертурой 50 мкм. Модельный образец представлял собой линейную зонную пластинку Френеля (ФЗП) из кремния (Рис. 1) с шириной крайней зоны 0.4 мкм. Образец был ориентирован таким образом, чтобы плоскость ФЗП была перпендикулярна оптической оси схемы, а продольное направление зон было перпендикулярно плоскости фокусировки СПЛ. Регистрацию изображения осуществляли с помощью двумерной CCD-камеры с эффективным размером пикселя 0.325 мкм.

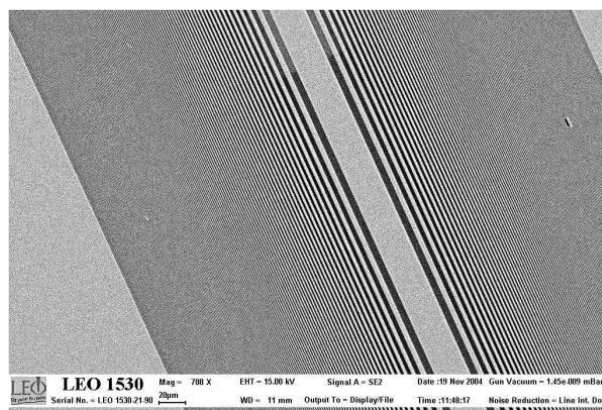


Рис. 1. РЭМ-изображение ФЗП. Ширина крайней зоны составляет 0.4 мкм.

Общая длина экспериментальной схемы от конца СПЛ до позиции детектора составляла менее 30 см. Образец был установлен на расстоянии  $z_1 = 0.8$  см после фокуса СПЛ, что обеспечивало освещение расходящимся пучком порядка 10 зон ФЗП. Детектор был расположен на расстоянии  $z_2 = 19.6$  см после образца. Для указанных расстояний фактор увеличения схемы составляет  $M = 1 + z_2/z_1 = 25.5$ .

В ходе экспериментов было зарегистрировано несколько увеличенных изображений областей ФЗП с различной шириной зон. Выбор исследуемой области образца осуществляли путем его перемещения перпендикулярно оптической оси схемы. На Рис. 2 представлен интегральный профиль интенсивности для одного из зарегистрированных изображений (точки) в сравнении с результатами моделирования (сплошная линия). Интегрирование интенсивности проведено вдоль направления, соответствующего направлению зон ФЗП на зарегистрированном изображении.

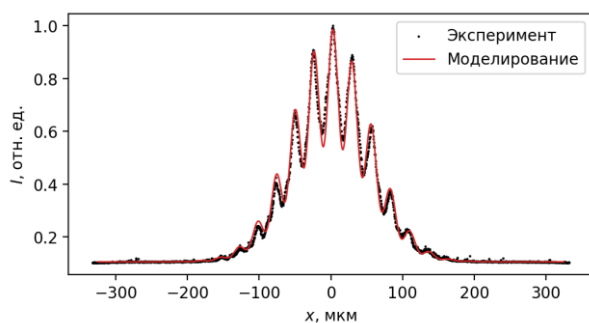
Моделирование профиля интенсивности выполнено следующим образом. Для точечного источника СИ был проведен расчет ВФ излучения после СПЛ (перед образцом)  $E_0(x)$  с использованием аналитической теории фокусировки с помощью СПЛ [8]. ВФ излучения сразу после образца  $E_1(x)$  получена путем умножения  $E_0(x)$  на трансмиссионную функцию  $T(x)$  образца:

$$E_1(x) = E_0(x)T(x), \quad T(x) = \exp(-ik[\delta - i\beta]t(x)),$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны СИ;  $\delta - i\beta = 1 - n$ ,  $n$  – комплексный коэффициент преломления СИ в материале образца;  $t(x)$  – функция толщины образца. Расчет ВФ на позиции детектора  $E_d(x)$  выполнен в соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля путем свертки  $E_1(x)$  с пропагатором Френеля  $P(x, z)$ :

$$E_d(x) = E_1(x) * P(x, z), \quad P(x, z) = (i\lambda z)^{-1/2} \exp(i\pi x^2/\lambda z).$$

Интенсивность излучения, регистрируемая детектором, определяется как  $I(x) = |E_d(x)|^2$ .



**Рис. 2.** Зарегистрированный интегральный профиль изображения зон ФЗП в сравнении с результатом моделирования.

Расчет для точечного источника дает когерентное изображение фазового контраста, однако в реальном эксперименте происходит усреднение интенсивности, что связано с конечным размером источника СИ (порядка 100 мкм для станции РКФМ), а также с другими факторами, например вибрацией элементов оптической схемы. Усреднение интенсивности когерентной картины может быть проведено путем свертки с функцией Гаусса. Модельный профиль интенсивности на Рис. 2 был получен после свертки

результата расчета для точечного источника с гауссианом с полушириной 14 мкм.

Представленный на Рис. 2 профиль соответствует области ФЗП с шириной зон около 0.45 мкм. Видно, что несмотря на усреднение интенсивности использованная экспериментальная схема позволяет получить контраст от объектов с периодом порядка 0.5 мкм и менее, то есть обеспечивает субмикронное пространственное разрешение даже на источнике СИ 2-го поколения. Дополнительным преимуществом данной схемы, помимо компактности и значительного увеличения, является высокая локальность, так как размер пучка на образце можно регулировать в широких пределах путем перемещения образца относительно фокуса СПЛ вдоль оптической оси. Кроме того, такая схема позволяет проводить эксперименты в сканирующем режиме.

Таким образом, в ходе работы была экспериментально реализована предложенная ранее [5] новая схема рентгеновского фазово-контрастного микроскопа на основе планарной СПЛ. Экспериментально продемонстрирована возможность применения данной схемы для исследования периодической структуры микрообъектов с субмикронным пространственным разрешением.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части проведения экспериментов и в рамках выполнения работ по гранту № 075-15-2021-1362 в части обработки и анализа результатов.

1. *D.M. Paganin.* Coherent X-Ray Optics, OUP (2006), 411 p.
2. A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn et al. Rev. Sci. Instrum., 1995, 66, p. 5486.
3. A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva et al. Nature, 1996, 384, p. 49.
4. A. Bosak, I. Snigireva, K.S. Napolskii et al. Adv. Mater., 2010, 22, p. 3256.
5. В.Г. Кон. Кристаллография, 2022, 67, 2, с. 892.
6. V. Yunkin, M.V. Grigoriev, S.B. Kuznetsov et al. Proc. SPIE, 2004, 5539, p. 226.
7. A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn et al. Phys. Rev. Lett., 2009, 103, p. 064801.
8. V.G. Kohn, M.S. Folomeshkin. J. Synchrotron Rad. 2021, 28, p. 419.