
ДИФРАКЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

УДК 539+535.317

НОВЫЙ МЕТОД ФАЗОВО-КОНТРАСТНОЙ МИКРОСКОПИИ МИКРООБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ НАНОФОКУСИРУЮЩЕЙ ЛИНЗЫ В СИНХРОТРОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

© 2025 г. М. С. Фоломешкин^{1,*}, В. Г. Кон¹, А. Ю. Серёгин¹, Ю. А. Волковский¹,
А. В. Александров¹, П. А. Просеков¹, В. А. Юнкин², А. А. Снигирёв³,
Ю. В. Писаревский¹, А. Е. Благов¹, М. В. Ковальчук¹

¹Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

²Институт проблем проблем технологий микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия

³Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия

*E-mail: folmaxim@gmail.com

Поступила в редакцию 07.07.2025 г.

После доработки 07.07.2025 г.

Принята к публикации 21.07.2025 г.

Представлены первые результаты использования нового экспериментального метода фазово-контрастной микроскопии микрообъектов с использованием синхротронного излучения и нанофокусирующей линзы в конической геометрии. В эксперименте формируется вторичный источник излучения в фокусе линзы на малом расстоянии от микрообъекта, что позволяет получить его увеличенное изображение. В условиях близкого поля структура микрообъекта относительно легко определяется из экспериментального изображения на основе уравнения транспорта интенсивности. Эксперимент выполнен на источнике “КИСИ-Курчатов”. Использовался модельный слабо поглощающий микрообъект, а именно коммерчески доступное углеродное волокно марки ВМН-4. Получены размеры и особенности структуры волокна с субмикронным пространственным разрешением, которые совпадают с результатами электронной микроскопии.

DOI: 10.31857/S0023476125050018, EDN: VEBYWL

ВВЕДЕНИЕ

Методы когерентной рентгеновской микроскопии широко используются для визуализации внутренней структуры микрообъектов на современных источниках синхротронного излучения (СИ). Когерентность пучка СИ позволяет изучать структуру слабо поглощающих объектов, исследование которых с использованием микроскопии поглощения затруднено или невозможно. Задача развития новых когерентных методов исследования является актуальной в связи со строительством в России источников СИ четвертого поколения [1]. Наиболее широко используемым рентгеновским методом когерентной визуализации является фазово-контрастная микроскопия (ФКМ) [2, 3]. В этом методе фазовый сдвиг волновой функции излучения в материале исследуемого объекта преобразуется в контраст интенсивности при распространении СИ в пустом пространстве.

Характер распределения интенсивности на детекторе определяется длиной волны λ , размером объекта D и расстоянием Z после объекта. Наиболее простым вариантом ФКМ является измерение

при относительно малых расстояниях (ближнее поле), когда выполняется условие $D^2 \gg \lambda Z$. В этом случае контраст интенсивности возникает вблизи границ областей с разной оптической плотностью, что часто позволяет получить информацию об объекте без сложных вычислений. Вместе с тем использование близкого поля связано с двумя принципиальными ограничениями.

Первое ограничение связано с тем, что разрешение современных двумерных детекторов (~ 0.5 мкм) недостаточно для детальной регистрации изображений объектов размерами ~ 1 мкм. Данная проблема может быть преодолена путем увеличения изображения в конической геометрии эксперимента, когда перед исследуемым образцом формируется вторичный источник СИ с малыми размерами. Ранее была теоретически рассмотрена [4, 5] и экспериментально реализована [6] подобная схема на основе нанофокусирующей составной преломляющей линзы (НСПЛ) [7, 8]. Показано, что использование НСПЛ позволяет визуализировать структуру периодических микрообъектов с периодом менее 0.5 мкм даже при ограниченной пространственной когерентности пучка СИ.

Второе ограничение заключается в том, что для получения количественной информации о распределении толщины или электронной плотности объекта требуется вычисление фазового сдвига из измеренного распределения интенсивности СИ. В условиях ближнего поля для этой цели широко используются методы, основанные на решении уравнения транспорта интенсивности (УТИ) [9–12]. В общем случае численное решение УТИ позволяет вычислить поперечное распределение фазы из измеренных значений относительной интенсивности СИ и ее первой производной по продольной координате z . Однако при использовании ряда допущений (например, отсутствие поглощения) для восстановления фазы можно использовать лишь поперечное распределение интенсивности. Решение обратной задачи ФКМ с использованием УТИ отличается простотой реализации, так как сводится к численному решению уравнения Пуассона с применением алгоритма быстрого преобразования Фурье.

В настоящей работе представлена успешная реализация количественной фазово-контрастной визуализации слабо поглощающих микрообъектов с использованием УТИ в конической схеме эксперимента на основе НСПЛ. Проведен анализ применимости УТИ для решения обратной задачи ФКМ при использовании вторичного источника СИ в фокусе НСПЛ. Результаты получены на источнике "КИСИ-Курчатов" с использованием модельного микрообъекта малых размеров, который слабо поглощает, и конической экспериментальной схемы в условиях ближнего поля.

ТЕОРИЯ

Экспериментальная схема ФКМ обычно включает в себя источник СИ, монохроматор, исследуемый микрообъект и детектор, расположенные вдоль оптической оси (ось z системы координат). Источник СИ находится на расстоянии 10–100 м от микрообъекта и имеет конечные размеры в плоскости, перпендикулярной оптической оси (x, y) , причем разные его точки излучают некогерентно. СИ предварительно монохроматизируется с помощью двухкристального монохроматора, который выделяет определенную длину волны λ из спектра, не изменяя направления распространения излучения. Поэтому его влияние можно не учитывать, считая, что микрообъект освещается монохроматическим излучением от разных точек источника независимо. Распределение интенсивности после микрообъекта регистрируется двумерным высокоразрешающим детектором.

Стандартную схему с конечным расстоянием от источника до объекта в теории можно привести к масштабированию результатов для бесконечно удаленного источника, т.е. для падающей плоской волны с интенсивностью I_0 . Поэтому удобно

предварительно рассмотреть этот случай. Будем считать, что микрообъект имеет однородный состав и описывается показателем преломления $n = 1 - \delta + i\beta$, где δ описывает фазовый сдвиг, а β – уменьшение модуля волновой функции СИ из-за поглощения. Толщина микрообъекта вдоль оси z изменяется в зависимости от поперечных координат и описывается функцией $t(x, y)$. Случай однородной толщины и поперечной зависимости $n(x, y)$ является эквивалентным.

В приближении геометрической оптики [13] относительная интенсивность СИ сразу после прохождения микрообъекта определяется как $I(x, y)/I_0 = \exp[-2k\beta t(x, y)]$, а фаза волновой функции равна $\phi(x, y) = -k\delta t(x, y)$, где $k = 2\pi/\lambda$. Изменение интенсивности СИ после микрообъекта вдоль оси z в параксиальном приближении описывается УТИ [9]:

$$\nabla_{\perp} \cdot [I(x, y, z) \nabla_{\perp} \phi(x, y, z)] = -k [\partial I(x, y, z) / \partial z], \quad (1)$$

где ∇_{\perp} – градиент по поперечным координатам (x, y) . УТИ описывает изменение интенсивности при распространении излучения после объекта за счет неоднородного распределения фазы и может быть использовано для вычисления фазы, пропорциональной толщине объекта. Для этого необходимо измерение интенсивности в плоскости сразу за микрообъектом и на расстоянии z_1 , удовлетворяющем условию ближнего поля. В этом случае можно численно оценить производную $\partial I(x, y, z) / \partial z$ как конечную разность $\Delta I / z_1$ [12].

Для микрообъекта с пренебрежимо малым поглощением ($k\beta t \ll 1$) уравнение (1) упрощается:

$$\nabla_{\perp}^2 \phi(x, y) = -(k/z_1)[I_t(x, y) - 1], \quad (2)$$

где $I_t(x, y) = I_1(x, y)/I_0$, $I_1(x, y)$ – распределение интенсивности на расстоянии z_1 от микрообъекта, I_0 – интенсивность падающего излучения. Здесь достаточно одного измерения интенсивности после микрообъекта. Выражение (2) представляет собой уравнение Пуассона и может быть численно решено относительно $\phi(x, y)$ с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье [10–12]. Далее при известном значении параметра δ толщина микрообъекта рассчитывается как $t(x, y) = -\phi(x, y)/(k\delta)$. Отметим, что в условиях реального эксперимента интенсивность падающего пучка СИ I_0 не является строго константой. Однако при слабых вариациях интенсивности ($\nabla_{\perp} I_0(x, y) \approx 0$) для решения (2) можно использовать измеренное распределение интенсивности без микрообъекта на расстоянии z_1 .

Для реальной геометрии эксперимента с протяженным источником СИ, отдельные точки которого излучают некогерентно, результирующее распределение интенсивности представляет собой сумму распределений интенсивности для каждого точечного источника по всем точкам. В параксиальном

приближении интенсивность $I_{z_0}(x, y, z)$ при освещении тонкого микрообъекта точечным источником на расстоянии z_0 связана с интенсивностью $I_\infty(x, y, z)$ для плоской волны соотношением

$$I_{z_0}(x, y, z = z_1) = M^{-2} I_\infty(x_e, y_e, z = z_e), \quad (3)$$

где $x_e = x/M$, $y_e = y/M$, $z_e = z_1/M$, а параметр $M = z_1/z_0 + 1$ представляет собой геометрический фактор увеличения [6, 13]. То есть изображение микрообъекта при освещении точечным источником эквивалентно изображению при освещении плоской волной, но с измененным масштабом по поперечным координатам x_e , y_e и эффективным расстоянием распространения z_e . Это позволяет решать уравнение (2), справедливое для плоской падающей волны, также при освещении микрообъекта точечным источником с заменой $I_1(x, y)$ на $I_{z_0}(Mx, My)$ и z_1 на z_e .

Смещение точечного источника перпендикулярно оптической оси в точку с координатами x_s , y_s приводит к смещению изображения как целого на расстояния $(M - 1)x_s$ и $(M - 1)y_s$ по осям x и y соответственно. В результате, если яркость источника СИ задана функцией $S(x, y)$, изображение микрообъекта $I_d(x, y)$ при освещении протяженным источником принимает вид

$$I_d(x, y) = I_{z_0}(x, y) * P(x, y), \quad (4)$$

где $P(x, y) = S(x/[M - 1], y/[M - 1])$ – функция проекции источника на плоскость изображения. Символом $*$ обозначена операция двумерной свертки. Для источников СИ яркость $S(x, y)$ обычно хорошо аппроксимируется двумерной функцией Гаусса.

Отметим очевидное свойство уравнения (2). Если $\phi(Mx, My)$ является решением для интенсивности $I_{z_0}(Mx, My)$, то для интенсивности $I_d(Mx, My)$ из (4) решением будет

$$\phi_d(Mx, My) = \phi(Mx, My) * P(Mx, My). \quad (5)$$

Отсюда следует, что точность изображения фазы, полученного путем решения уравнения (2), определяется размером проекции источника СИ. Отметим, что точность также уменьшается с увеличением расстояния, на котором регистрируется распределение интенсивности, так как уравнение (2) справедливо только в приближении ближнего поля. Однако численные расчеты показывают, что даже при нестрогом выполнении критерия ближнего поля фаза определяется с удовлетворительной точностью.

Стандартная геометрия эксперимента на источнике СИ соответствует условию $z_0 \gg z_1$, и увеличение изображения практически отсутствует, так как $M \approx 1$. Для получения сильного увеличения необходимо использовать обратное условие $z_0 \ll z_1$, соответствующее конической геометрии. В этом случае $M \approx M - 1 = z_1/z_0$, и масштаб изображения

неограниченно растет с увеличением z_1 . Кроме того, критерий ближнего поля определяется эффективным расстоянием $z_e \approx z_0$, т.е. характер изображения практически не зависит от z_1 . При этом с ростом z_1 одновременно с увеличением изображения растет масштаб функции проекции источника $P(x, y)$. С учетом (5) видно, что в такой схеме разрешение восстановленного изображения фазы $\phi_d(Mx, My)$ определяется не проекцией источника СИ, а непосредственно его размером.

С практической точки зрения расположить исследуемый микрообъект близко к источнику СИ невозможно. Кроме того, размеры современных источников СИ составляют 10–100 мкм, поэтому размер проекции источника будет значительно больше размера изображения. Проблемы можно решить новым методом нанофокусировки пучка СИ с помощью планарной НСПЛ [7, 8] для формирования перед микрообъектом вторичного источника [4–6]. Экспериментальная схема ФКМ на основе планарной НСПЛ представлена на рис. 1.

Планарные НСПЛ состоят из большого числа N одинаковых фокусирующих элементов. Преломляющая поверхность элементов представляет собой параболический цилиндр, что обеспечивает линейную фокусировку в одной плоскости. Создаваемые сегодня кремниевые НСПЛ с апертурой 50 мкм отличаются высокой точностью изготовления и обеспечивают фокусировку когерентного пучка СИ до поперечного размера менее 50 нм [14]. Аналитическая теория фокусировки СИ с помощью НСПЛ развита в [15–19]. Для проведения расчетов фокусировки СИ на основе уравнений развитой теории доступна программа XRWP [20], а также онлайн-программа [21], позволяющая рассчитывать параметры сфокусированного пучка.

Из теории следует, что для сильно поглощающих СПЛ волновая функция сфокусированного излучения представляет собой функцию Гаусса, которая характеризуется полушириной в фокусе w_f и угловой расходимостью $\Delta\theta$. Эти параметры связаны соотношением $w_f = 0.441(\lambda/\Delta\theta)$. Для достаточно большого расстояния от фокуса $z_0 \gg z_R$, где $z_R = 2.27(w_f/\lambda)$ – длина Рэлея, поперечная

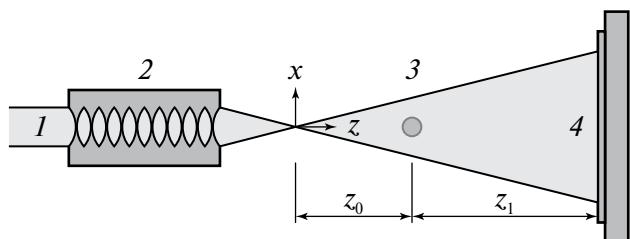


Рис. 1. Экспериментальная схема ФКМ с использованием планарной НСПЛ: 1 – монохроматический пучок СИ, 2 – НСПЛ, 3 – исследуемый микрообъект, 4 – детектор.

зависимость фазы является параболической, что соответствует точечному источнику в параксиальном приближении. Это означает, что НСПЛ может быть использована для увеличения изображения микрообъекта аналогично точечному источнику. Разница между этими двумя случаями в том, что для гауссова пучка необходимо учитывать конечную расходимость $\Delta\theta$ для обеспечения полного освещения микрообъекта. При этом полуширина интенсивности пучка на образце w_0 должна быть больше размера образца для выполнения условия равномерного освещения в (2). Например, для энергии фотонов $E = 12$ кэВ ($\lambda = 0.1$ нм), если размер пучка в фокусе $w_f = 50$ нм, угловая расходимость $\Delta\theta = 911$ мкрад. Тогда на расстоянии $z_0 = 20$ мм полуширина пучка $w_0 = 18$ мкм, что достаточно для освещения микрообъекта с характерным размером $D = 10$ мкм. Условие близкого поля $D^2 \gg \lambda z_0$ в этом случае также выполняется.

Для протяженного источника СИ в фокусе НСПЛ формируется его уменьшенное изображение. Каждой точке источника СИ соответствует наноразмерный гауссов пучок в фокусе. Как показано в предыдущем абзаце, каждый такой гауссов пучок можно приблизенно считать точечным источником. Тогда вторичный источник СИ можно также рассматривать как набор точечных источников, излучающих некогерентно. Таким образом, с учетом (5) разрешение восстановленного изображения фазы микрообъекта ограничено некогерентным размером вторичного источника СИ в фокусе НСПЛ. Отметим, что в реальном эксперименте данный размер может быть увеличен за счет других факторов, например из-за наличия вибраций элементов оптической схемы.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент выполнен на станции РКФМ (Рентгеновская кристаллография и физическое материаловедение) источника “КИСИ-Курчатов”. На станции РКФМ СИ генерируется поворотным магнитом, расположенным на расстоянии $z_s = 15$ м от исследуемого образца. Источник СИ аппроксимируется двумерной функцией Гаусса с полушириной ~ 100 мкм в вертикальном направлении и ~ 1000 мкм в горизонтальном. Монохроматизация пучка СИ осуществляется с помощью двухкристального монохроматора Si(111), угловое положение которого было настроено на энергию фотонов $E = 12$ кэВ. Детальное техническое описание станции РКФМ представлено в [22].

Модельный образец представлял собой коммерчески доступное углеродное волокно (УВ) марки ВМН-4 [23]. На рис. 2 представлена фотография одиночных УВ, полученная с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). УВ ВМН-4 имеют приблизительно эллиптическое сечение размером ~ 8 и 5 мкм вдоль большой и малой оси

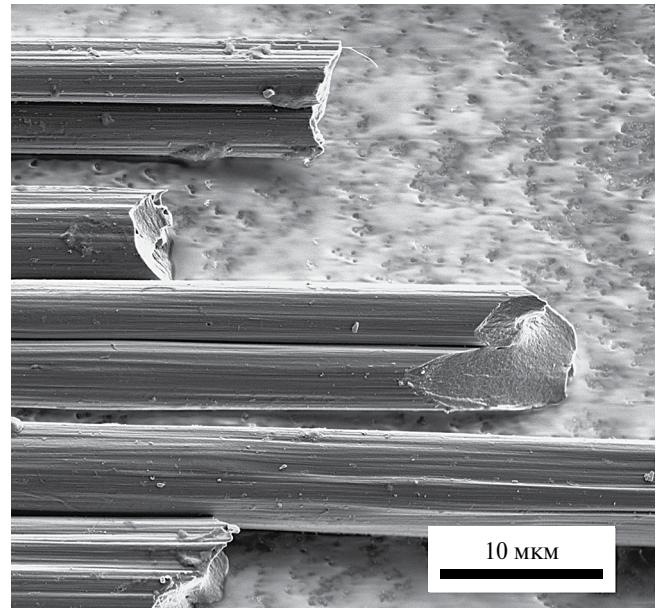


Рис. 2. СЭМ-изображение УВ ВМН-4.

соответственно. Средняя плотность составляет ~ 1.7 г/см³. Из рис. 2 также видно, что отдельные УВ имеют характерное углубление по всей длине, возникающее в результате высокотемпературного отжига. Поскольку исследуемый образец представляет собой линейный микрообъект, использовали схему с одномерным увеличением в направлении, перпендикулярном оси УВ.

Для формирования вторичного линейного источника использовали НСПЛ из кремния с апертурой 50 мкм и числом элементов $N = 104$. НСПЛ была закреплена на гониометре для пространственного и углового позиционирования при настройке экспериментальной схемы. Фокусировку осуществляли в вертикальной плоскости, соответствующей наименьшему размеру источника СИ. Для указанных параметров эксперимента теоретический когерентный размер пучка в фокусе НСПЛ составлял $w_f = 68$ нм. Это значение соответствует расходимости пучка $\Delta\theta = 670$ мкрад. Образец был закреплен на пьезоподвижках, обеспечивающих его позиционирование с нанометровой точностью, на расстоянии $z_0 = 20$ мм после фокуса НСПЛ. С учетом расходимости полуширины пучка на позиции образца составляла $w_0 = 13.4$ мкм, что больше диаметра УВ.

Распределение интенсивности регистрировали с использованием двумерного рентгеновского детектора XSight Micron (Rigaku) на основе сцинтилляционного экрана и sCMOS-камеры. Детектор был расположен на расстоянии $z_1 = 275$ мм после образца. Для указанных значений z_0 и z_1 геометрическое увеличение изображения составляло $M = 14.75$. В эксперименте сначала регистрировали

изображение прямого пучка, т.е. распределение интенсивности без образца $I_0(x, y)$ для дальнейшего учета фона фазово-контрастного изображения. После этого позиционировали исследуемый образец в расходящемся после НСПЛ пучке СИ и регистрировали изображение фазового контраста $I_1(x, y)$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Увеличенные изображения прямого пучка СИ после вторичного источника $I_0(x, y)$ и фазового контраста УВ $I_1(x, y)$ представлены на рис. 3. Увеличение изображений реализовано только в вертикальной плоскости, поэтому число пикселей по вертикали больше, чем по горизонтали. Масштаб в вертикальном направлении соответствует размерам на позиции образца с учетом (3). Эффективный размер пикселя детектора в вертикальном направлении с учетом геометрического увеличения составляет 22 нм.

Распределение интенсивности прямого пучка (рис. 3а) в вертикальном направлении достаточно точно описывается функцией Гаусса, что соответствует аналитической теории фокусировки с помощью НСПЛ. Незначительные отклонения от идеальной гауссовой формы связаны с неравномерным распределением интенсивности падающего на НСПЛ пучка СИ. Введение в пучок УВ приводит к возникновению сильного контраста в распределении интенсивности в вертикальном направлении (рис. 3б). В горизонтальном направлении изображение сильно размыто из-за относительно большого размера источника СИ в этом направлении и отсутствия фокусировки в горизонтальной плоскости. Однако для одномерного образца это не является ограничением, так как его толщина приблизительно постоянна вдоль x .

Помимо контраста на границах УВ наблюдаеться усиление интенсивности в центре изображения,

связанное с градиентом толщины УВ в области характерного углубления (рис. 2). Отметим, что для использованной энергии фотонов теоретическое поглощение в самой толстой части УВ составляет менее 0.2%, т.е. УВ можно считать рентгенопрозрачным объектом, и контраст интенсивности на рис. 3б является чисто фазовым.

Для восстановления фазы из измеренных изображений была рассчитана функция $I(x, y) = I_1(x, y)/I_0(x, y)$ в уравнении (2). Изображение $I(x, y)$ представлено на рис. 4а. Можно приближенно считать, что данное изображение соответствует случаю падающей плоской волны с единичной интенсивностью. Видно, что на изображении присутствует высокочастотный фон, связанный с дробовым шумом при регистрации сигнала детектором. Тем не менее контраст интенсивности достаточно яркий по сравнению с уровнем шума. Восстановление распределения фазы из изображения $I(x, y)$ проведено путем численного решения (2) с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье. После этого распределение толщины было рассчитано как $t(x, y) = -\phi(x, y)/(k\delta)$.

Восстановленное изображение $t(x, y)$ представлено на рис. 4б. На изображении отчетливо видны границы УВ, а также характерное углубление в центральной части. Диаметр УВ в плоскости изображения равен приблизительно 8.5 мкм, что немного больше реального большого диаметра УВ ~8 мкм. Максимальная восстановленная толщина вдоль оптической оси составляет ~4.5 мкм при реальном значении малого диаметра УВ ~5 мкм. Увеличение размера в плоскости изображения и снижение толщины могут быть объяснены размытием изображения в соответствии с (5) из-за конечного размера вторичного источника в фокусе НСПЛ. Это приводит как к размытию границ в плоскости изображения, так и к уменьшению значений толщины $t(x, y)$.

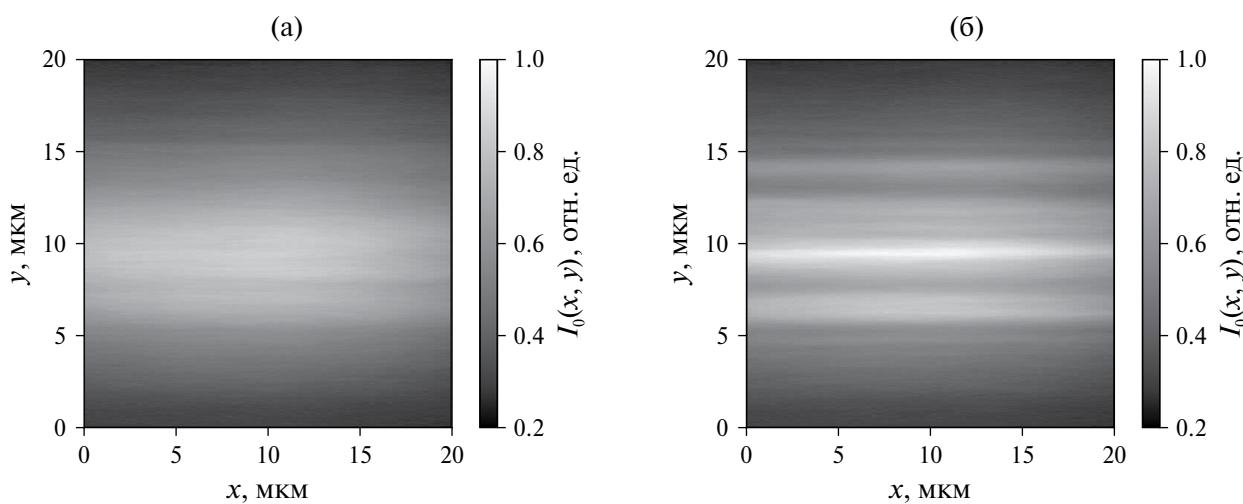


Рис. 3. Зарегистрированные изображения пучка СИ после НСПЛ (а) и фазового контраста УВ (б).

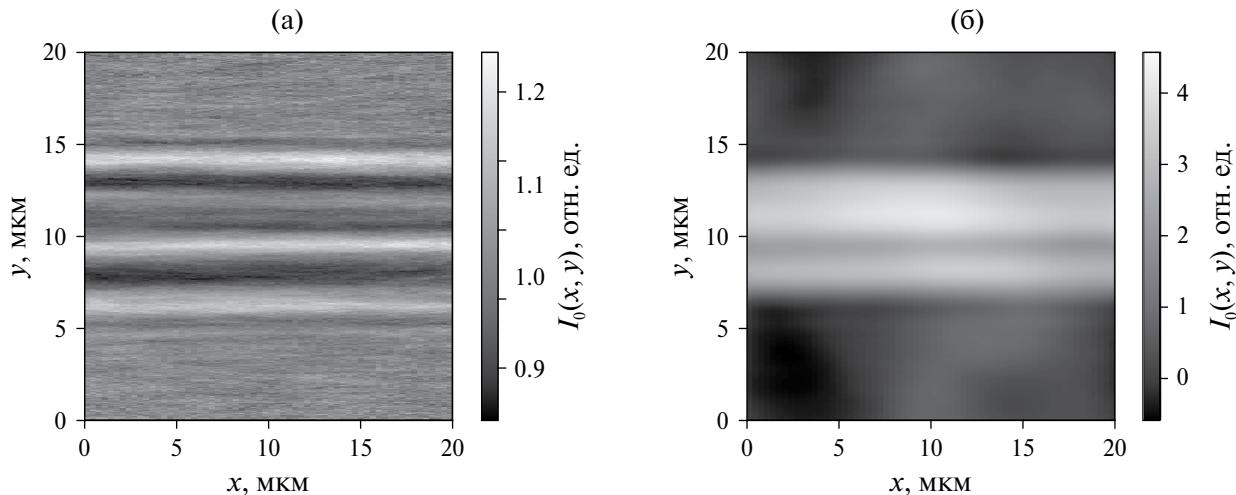


Рис. 4. Распределение интенсивности, использованное для восстановления (а), и восстановленное распределение толщины УВ (б).

На восстановленном изображении можно заметить наличие артефактов в виде искажений вокруг УВ. Такие искажения связаны с шумом на изображении фазового контраста. При решении уравнения (2) с использованием преобразования Фурье происходит усиление высоких частот, что проявляется в виде артефактов на восстановленном изображении [11, 12]. Такие артефакты могут значительно искажать результат восстановления. Однако при использовании источника СИ с высокой яркостью это не является значительной проблемой, так как соотношение сигнал/шум будет достаточно большим.

Как следует из теории, точность восстановленного с использованием уравнения (2) изображения определяется некогерентным размером вторичного источника в фокусе НСПЛ. Этот размер определяется как размером источника СИ, так и наличием колебаний элементов экспериментальной схемы. Для использованных параметров эксперимента теоретический размер пучка в фокусе НСПЛ с учетом конечного размера источника СИ составляет 100 нм. Однако, как было показано ранее [6, 24], реальный размер пучка в фокусе НСПЛ на станции РКФМ для указанных параметров составляет ~ 0.5 мкм из-за колебаний. Таким образом, разрешение восстановленного изображения толщины составляет ~ 0.5 мкм и ограничено в первую очередь механической нестабильностью элементов экспериментальной схемы, а не конечной пространственной когерентностью пучка СИ. При исключении данного фактора теоретически может быть достигнуто пространственное разрешение ~ 100 нм даже на источнике СИ второго поколения. Реализация предложенной экспериментальной схемы на источнике СИ третьего или четвертого поколения позволит достичь еще лучшего разрешения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрирована применимость уравнения транспорта интенсивности для количественного восстановления распределения толщины рентгено-прозрачного микрообъекта методом фазово-контрастной микроскопии при использовании вторичного источника СИ в фокусе нанофокусирующей составной преломляющей линзы. Показано, что пространственное разрешение восстановленного изображения определяется некогерентным размером пучка СИ в фокусе линзы.

На станции РКФМ источника “КИСИ-Курчатов” реализована экспериментальная схема с использованием линзы из кремния с апертурой 50 мкм и получено изображение УВ диаметром ~ 8 мкм. Это изображение восстановлено из экспериментальных данных по измерению интенсивности и согласуется с данными СЭМ. Пространственное разрешение полученного изображения составляет ~ 500 нм и ограничено в первую очередь механической нестабильностью элементов экспериментальной схемы. При исключении данного фактора возможно достижение разрешения ~ 100 нм на источнике СИ второго поколения. На источнике СИ третьего или четвертого поколения использование линзы теоретически позволит достичь еще большего разрешения.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”. Работа В.А. Юнкина по созданию кремниевых преломляющих линз частично поддержана в рамках госзадания № 075-00295-25-00 (STATE TASK № 075-00295-25-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ковалчук М.В., Благов А.Е., Нарайкин О.С. и др. // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 5. С. 726. <https://doi.org/10.31857/S0023476122050071>

2. *Snigirev A., Snigireva I., Kohn V. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66 (12). P. 5486.
<https://doi.org/10.1063/1.1146073>
3. *Аргунова Т.С., Кон В.Г.* // Успехи физ. наук. 2019. Т. 189. № 6. С. 643.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038371>
4. *Кон В.Г.* // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 2. С. 892.
<https://doi.org/10.31857/S0023476122060133>
5. *Kohn V.G., Argunova T.S.* // Phys. Status Solidi. B. 2022. V. 259. № 4. P. 2100651.
<https://doi.org/10.1002/pssb.202100651>
6. *Фоломешкин М.С., Кон В.Г., Серёгин А.Ю. и др.* // Кристаллография. 2024. Т. 69. № 6. С. 919.
<https://doi.org/10.31857/S0023476124060017>
7. *Yunkin V., Grigoriev M.V., Kuznetsov S. et al.* // Proc. SPIE. 2004. V. 5539. P. 226.
<https://doi.org/10.1117/12.563253>
8. *Snigirev A., Snigireva I., Kohn V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 064801.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.064801>
9. *Teague M.R.* // J. Opt. Soc. Am. 1983. V. 73. № 11. P. 1434.
<https://doi.org/10.1364/JOSA.73.001434>
10. *Paganin D., Mayo S.C., Gureyev T.E. et al.* // J. Microscopy. 2002. V. 206. № 1. P. 33.
<https://doi.org/10.1046/j.1365-2818.2002.01010.xTomography>
11. *Burvall A., Lundström U., Takman P.A.C. et al.* // Opt. Express. 2011. V. 19. № 11. P. 10359.
<https://doi.org/10.1364/OE.19.010359>
12. *Krenkel M., Bartels M., Salditt T.* // Opt. Express. 2013. V. 21. № 2. P. 2220.
<https://doi.org/10.1364/OE.21.002220>
13. *Paganin D.M.* Coherent X-Ray Optics. New York: Oxford University Press, 2006. 411 p.
14. *Фоломешкин М.С., Кон В.Г., Серегин А.Ю. и др.* // Кристаллография. 2023. Т. 68. № 1. С. 5.
<https://doi.org/10.31857/S0023476123010071>
15. *Кон В.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. С. 701.
16. *Кон В.Г.* // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. С. 224.
17. *Kohn V.G.* // J. Synchrotron Radiat. 2018. V. 25. P. 1634.
<https://doi.org/10.1107/S1600577518012675>
18. *Kohn V.G., Folomeshkin M.S.* // J. Synchrotron Radiat. 2021. V. 28. P. 419.
<https://doi.org/10.1107/S1600577520016495>
19. *Kohn V.G.* // J. Synchrotron Radiat. 2022. V. 29. P. 615.
<https://doi.org/10.1107/S1600577522001345>
20. *Кон В.Г.* 2024. <https://xray-optics.ucoz.ru/XR/xrwp.htm>
21. *Кон В.Г.* 2024. <https://kohnvict.ucoz.ru/jsp/1-crldpar.htm>
22. *Кон В.Г., Просеков П.А., Серегин А.Ю. и др.* // Кристаллография. 2019. Т. 64. № 1. С. 29.
<https://doi.org/10.1134/S0023476119010144>
23. *Virgil'ev Yu.S., Kalyagina I.P.* // Inorgan. Mater. 2004. V. 40. Suppl. 1. P. S33.
<https://doi.org/10.1023/B:INMA.0000036327.90241.5a>
24. *Sorokovikov M.N., Zverev D.A., Barannikov A.A. et al.* // Nanobiotechnology Reports. 2023. V. 1. Suppl. 1. P. S210.
<https://doi.org/10.1134/S2635167623601183>

A NEW METHOD OF PHASE-CONTRAST MICROSCOPY OF MICROOBJECTS USING A NANOFOCUSING LENS IN SYNCHROTRON RADIATION

**M. S. Folomeshkin^{a,*}, V. G. Kohn^a, A. Yu. Seregin^a, Yu. A. Volkovsky^a,
A. V. Aleksandrov^a, P. A. Prosekov^a, V. A. Yunkin^b, A. A. Snigirev^c,
Yu. V. Pisarevsky^a, A. E. Blagov^a, M. V. Kovalchuk^a**

^a*National Research Centre “Kurchatov Institute”, 123182, Moscow, Russia*

^b*Institute of Microelectronics Technology and High-Purity Materials RAS, 142432, Chernogolovka, Russia*

^c*Immanuel Kant Baltic Federal University, 236016 Kaliningrad, Russia*

**E-mail: folmaxim@gmail.com*

Abstract. We present the first results of a new experimental method for phase-contrast microscopy of microobjects based on synchrotron radiation and a nanofocusing lens in a conical geometry. In the experiment, a secondary radiation source is formed at the lens focus, located at a short distance from the microobject, enabling the acquisition of its magnified image. Under near-field conditions, the structure of the microobject can be relatively easily retrieved from the experimental image using the transport-of-intensity equation. The experiment was conducted at the KISI-Kurchatov synchrotron radiation source. A model weakly absorbing microobject, namely a commercially available carbon fiber of grade VMN-4, was used. The fiber dimensions and structural features were obtained with submicron spatial resolution, in agreement with the electron microscopy results.