

## 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<sup>1,\*</sup>, В. Г. Кон<sup>1</sup>, А. Ю. Серёгин<sup>1</sup>, Ю. А. Волковский<sup>1</sup>,  
А. В. Александров<sup>1</sup>, П. А. Просеков<sup>1</sup>, В. А. Юнкин<sup>2</sup>, А. А. Снигирёв<sup>3</sup>,  
Ю. В. Писаревский<sup>1</sup>, А. Е. Благов<sup>1</sup>, М. В. Ковальчук<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия

<sup>3</sup>Балтийский 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 ближнего 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  $\lambda$ , 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 ближнего поля связано с двумя принципиальными ограничениями.

Первое ограничение связано с тем, что разрешения современных двумерных детекторов ( $\sim 0.5$  мкм) недостаточно для детальной регистрации изображений объектов размерами  $\sim 1$  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  $\lambda$  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 высоко-разрешающим 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  $\delta$  описывает фазовый сдвиг, а  $\beta$  – 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  $\varphi(x, y) = -k\delta t(x, y)$ , где  $k = 2\pi/\lambda$ . Изменение интенсивности СИ после микрообъекта вдоль оси  $z$  в параксиальном приближении описывается УТИ [9]:

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

где  $\nabla_{\perp}$  – 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:

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

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  $\varphi(x, y)$  с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье [10–12]. Далее при известном значении параметра  $\delta$  толщина микрообъекта рассчитывается как  $t(x, y) = -\varphi(x, y)/(k\delta)$ . 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. Проблему 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

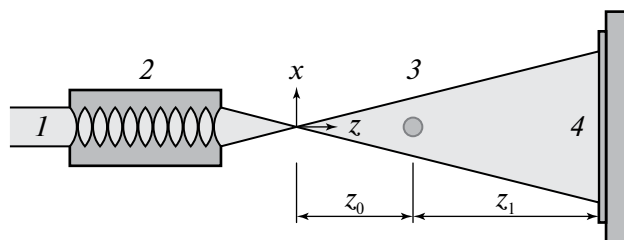


Рис. 1. Экспериментальная схема ФКМ с использованием планарной НСПЛ: 1 – монохроматический пучок СИ, 2 – НСПЛ, 3 – исследуемый микрообъект, 4 – детектор.

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 гауссового 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 ближнего 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 приближенно 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  $\sim 100$  мкм в вертикальном направлении и  $\sim 1000$  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  $\sim 8$  и  $5$  мкм вдоль большой и малой оси

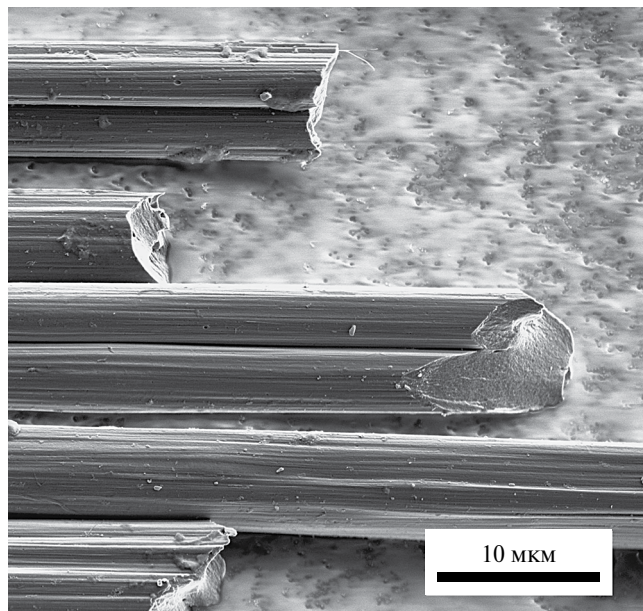


Рис. 2. СЭМ-изображение УВ ВМН-4.

соответственно. Средняя плотность составляет  $\sim 1.7$  г/см<sup>3</sup>. 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 закреплён на пьезоподвижках, обеспечивающих его позиционирование с нанометровой точностью, на расстоянии  $z_0 = 20$  мм после фокуса НСПЛ. С учетом расходимости полуширина 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 наблюдается 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  $I_f(x, y) = I_1(x, y)/I_0(x, y)$  в уравнении (2). Изображение  $I_f(x, y)$  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  $I_f(x, y)$  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  $t(x, y)$ .

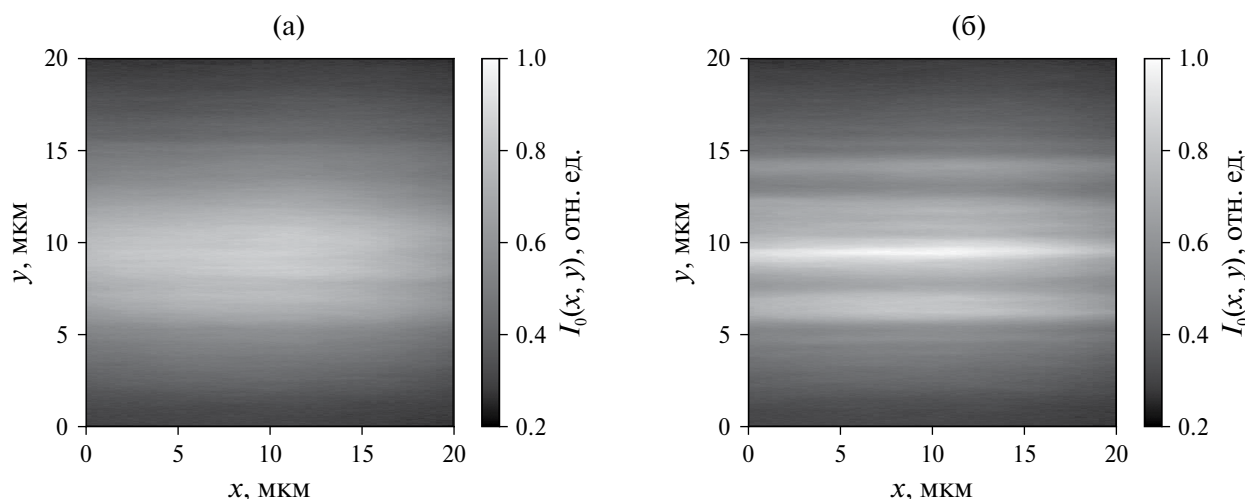


Рис. 3. Зарегистрированные изображения пучка СИ после НСПЛ (а) и фазового контраста УВ (б).

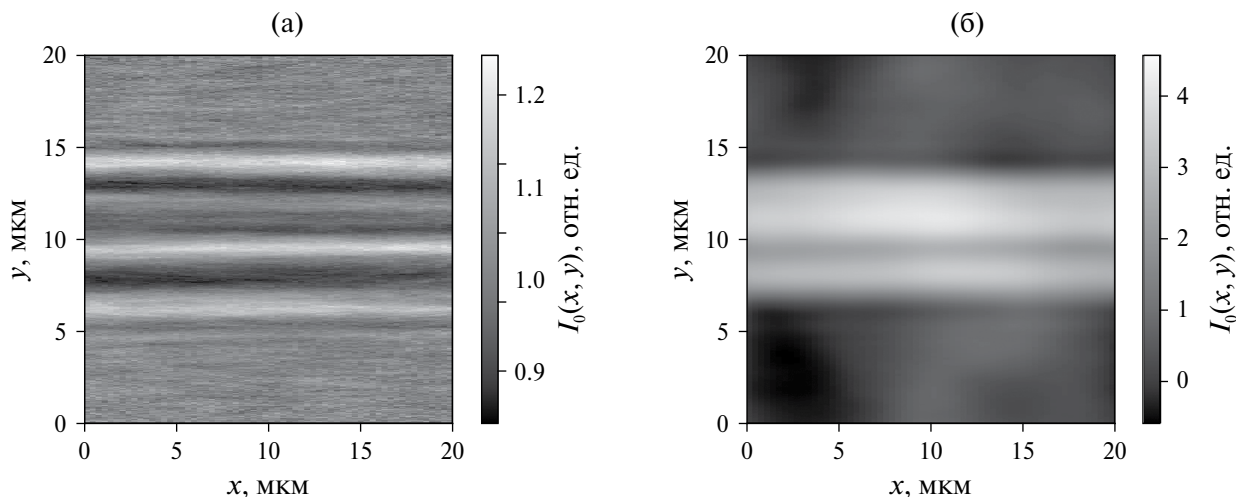


Рис. 4. Распределение интенсивности, использованное для восстановления (а), и восстановленное распределение толщины УВ (б).

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 исказить 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 вибраций 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 вибраций. 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 рентгенопрозрачного 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. Ковальчук 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., Серёгин 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-crlpar.htm>
22. *Кон В.Г., Просеков П.А., Серёгин 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<sup>a,\*</sup>, V. G. Kohn<sup>a</sup>, A. Yu. Seregin<sup>a</sup>, Yu. A. Volkovsky<sup>a</sup>,  
A. V. Aleksandrov<sup>a</sup>, P. A. Prosekov<sup>a</sup>, V. A. Yunkin<sup>b</sup>, A. A. Snigirev<sup>c</sup>,  
Yu. V. Pisarevsky<sup>a</sup>, A. E. Blagov<sup>a</sup>, M. V. Kovalchuk<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>National Research Centre “Kurchatov Institute”, 123182, Moscow, Russia

<sup>b</sup>Institute of Microelectronics Technology and High-Purity Materials RAS, 142432, Chernogolovka, Russia

<sup>c</sup>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.