

ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ И ДРУГИЕ ВОПРОСЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

О лазерной отражательной рентгеновской микроскопии наклонных объектов

И.А.Артюков, А.С.Бусаров, А.В.Виноградов, Н.Л.Попов

Предложена оптическая схема рентгеновского микроскопа, работающего на отражении излучения от объекта при скользких углах падения. Особое внимание уделено записи изображения с минимальными искажениями. С помощью численного моделирования выполнены оценки пространственного разрешения и поля зрения, проведено сравнение с результатами исследований поверхностно-модифицированных объектов отражательным лазерным рентгеновским микроскопом, работающим на длине волны 13.9 нм.

Ключевые слова: рентгеновская микроскопия, рентгеновские лазеры, когерентная оптика, наклонный объект, интеграл Френеля.

1. Введение

В настоящее время существует потребность в наномасштабных исследованиях поверхностей различных материалов и процессов. Речь идет об абляции, фазовых переходах, самоорганизации, физико-химических превращениях и др. [1, 2]. Поскольку исследуются поверхности и пленки на них, то изображения естественно получать с помощью микроскопа, использующего отражение излучения от поверхности образца. При этом нужна длина волны, которая сможет обеспечить соответствующее разрешение. С одной стороны, чем меньше длина волны, тем выше разрешение можно получить. С другой стороны, для некоторых задач важную роль играет глубина проникновения излучения в материал. В частности, нежелательно проникновение зондирующего излучения на глубину больше толщины исследуемого слоя [1], который может быть значительно тоньше скин-слоя в ИК и оптическом диапазонах длин волн. Наконец, с уменьшением длины волны источники и оптика становятся менее доступны и дороже. С учетом указанных факторов во многих задачах нанотехнологий наблюдения ведутся с помощью излучения с энергией фотонов 0.1–10 кэВ. Однако при таких длинах волн существенная доля излучения отражается лишь при малых ($\leq 10^\circ$) углах скольжения. Таким образом, появляется идея создания рентгеновского микроскопа, работающего на отражении излучения от объекта при скользких углах падения (reflection-mode X-ray microscope). При этом особое предпочтение отдается микроскопам с лазерными или другими когерентными источниками излучения [1, 2] для освещения объекта. В настоящей работе рассматривается одна из возможных оптических схем микроскопа данного типа. Среди его актуальных применений – диагностика субмикронных электронных пучков современных ускорителей [3].

И.А.Артюков, А.С.Бусаров, А.В.Виноградов, Н.Л.Попов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: albusarov@mail.ru, vinograd@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 28 января 2018 г., после доработки 26 апреля 2018 г.

2. Предварительный анализ, двумерный случай

Обобщенная схема предлагаемого микроскопа изображена на рис.1. Излучение с волновым вектором k отражается от поверхности наклонного образца 1 и проходит через линзу 2. При этом формируемое линзой промежуточное изображение в приближении геометрической оптики получается на плоскости, оптически сопряженной с плоскостью объекта. Другими словами, объект и изображение лежат на луче sAx' , проходящем через линзу. Как было показано в [4], в паракиальной оптике это приближенно остается справедливым и для когерентных изображений.

Если поместить детектор в плоскости изображения, то угол скольжения θ' по отношению к нему можно записать как

$$\tan \theta' = \frac{1}{M_0} \tan \theta, \quad (1)$$

где $M_0 = L_2/L_1$ – увеличение вертикально расположенного объекта. Увеличение $M(\theta)$ наклонного объекта определяется формулой

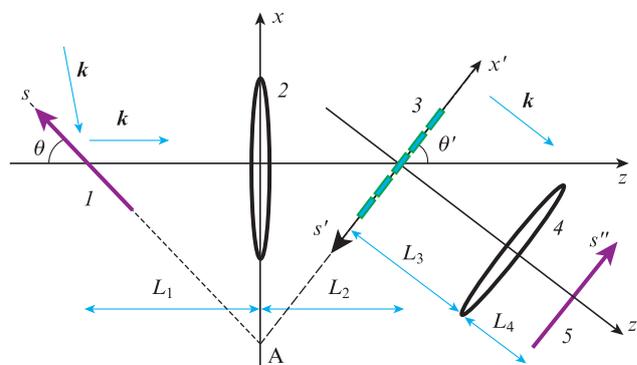


Рис.1. Оптическая схема микроскопа (двумерный случай): 1 – объект; 2 и 4 – линзы; 3 – дифракционная решетка (фазовый экран); 5 – изображение (детектор). Плоскости объекта и дифракционной решетки являются оптически сопряженными относительно линзы 2, а плоскости решетки и изображения – оптически сопряженными относительно линзы 4.

$$M^2(\theta) = M_0^2 \sin^2 \theta + M_0^4 \cos^2 \theta, \quad (2)$$

которая, как показано в [5], может быть получена путем преобразования амплитуды поля когерентного пучка. Очевидно, что при больших значениях $M(\theta)$

$$M_0 \approx \sqrt{\frac{M(\theta)}{\cos \theta}}, \quad (3)$$

т. е. по крайней мере $M_0 > 1$. Отсюда с учетом (1) следует, что $\theta' < \theta$, т. е. плоскость изображения располагается под меньшим углом, чем образец. Это обстоятельство крайне нежелательно из-за полного внешнего отражения излучения не только от образца, но и от детектора. Избежать этого можно, поместив в плоскость s' дифракционную решетку 3, направляющую пучок в перпендикулярном (к решетке) направлении (см. рис. 1). Далее линза 4 переносит промежуточное изображение при нормальном падении на детектор 5.

Промежуточное изображение, его увеличение и положение определяются соотношениями [5]

$$I(s') = \frac{1}{M_0} I_0 \left[\frac{s'}{M(\theta)} \right], \quad (4)$$

$$M(\theta) = M_0 (\sin \theta) / (\sin \theta'), \quad (5)$$

$$\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} = \frac{1}{f_1}, \quad \tan \theta' = \frac{1}{M_0} \tan \theta, \quad M_0 = \frac{L_2}{L_1}, \quad (6)$$

где f_1 – фокусное расстояние линзы 2; $I(s')$ и $I_0(s)$ – интенсивности промежуточного изображения и объекта.*

Таким образом, схема предлагаемого микроскопа состоит из двух частей, разделенных дифракционной решеткой. Выбор длины волны и оптические параметры каждой из частей определяются конкретной задачей и имеющимися оптическими элементами. Задача первой части схемы, состоящей из объекта 1, линзы 2 и решетки 3, заключается в развороте изображения таким образом, чтобы его можно было далее легко увеличить и записать. При этом величина $M(\theta)$ в данной части оптической схемы принципиальной роли не играет. После решетки 3 излучение проходит через линзу 4 и падает нормально на детектор 5, который находится на плоскости, сопряженной с плоскостью решетки относительно линзы 4. Это вторая часть оптической схемы. Она собственно и формирует увеличенное изображение.

3. Трехмерная геометрия

Рассмотрим трехмерный случай. Распределение интенсивности промежуточного изображения (рис. 2) определяется выражением [5]

$$I(s', y') = \frac{1}{M_0^2} I_0 \left[\frac{s'}{M(\theta)}, \frac{y'}{M_0} \right], \quad (7)$$

где $M(\theta)$, M_0 и соотношения между углами θ и θ' определяются так же, как и в двумерной геометрии, формулами (5) и (6).

*Приведенные здесь выражения (4) и (5) приближенные, более строгие соотношения имеются в [5].

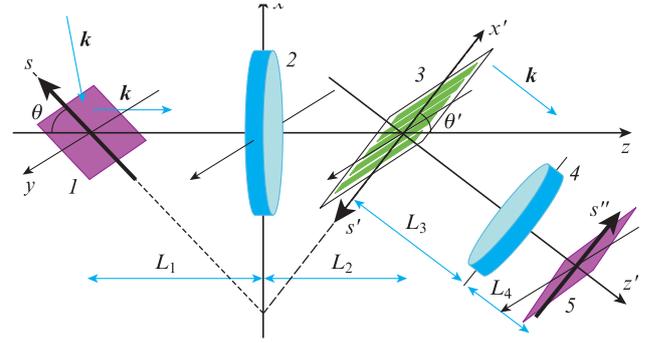


Рис. 2. Оптическая схема микроскопа (трехмерная геометрия): 1 – объект; 2 и 4 – линзы; 3 – дифракционная решетка (фазовый экран); 5 – изображение (детектор). Плоскости объекта и дифракционной решетки являются оптически сопряженными относительно линзы 2, а плоскости решетки и изображения – оптически сопряженными относительно линзы 4.

Таким образом, по оси s' увеличение равно $M(\theta)$, а по оси y' – M_0 . Приведем также формулу для увеличения изображения вдоль направления, заданного в плоскости объекта углом ψ :

$$M(\theta, \psi) = M_0 \sqrt{1 + (M_0^2 - 1) \cos^2 \theta \cos^2 \psi}. \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) обобщают формулы для промежуточного изображения (4) и (5) на трехмерный случай.

4. Численное моделирование

Для оценки пространственного разрешения было проведено численное моделирование схемы, представленной на рис. 2. С этой целью в плоскости объекта 1 задавалось тестовое распределение поля. Исходя из него, двигаясь вдоль оптической оси последовательно, рассчитывалось поле в плоскостях оптических элементов 2–4 с учетом преобразования поля этими элементами; после чего результирующее поле вычислялось в плоскости детектора 5.

Для расчета поля на левой поверхности линзы 2, создаваемого тестовым распределением в плоскости объекта 1, использовался аналог интеграла Френеля для наклонного расположения объекта (TOI – tilted object integral) [6] в трехмерном случае:

$$u(x, y, z) = \frac{k(x + z \tan \theta)}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_{-\infty}^z \frac{u_0(y', z') dz'}{(z - z')^2} \times \exp \left[ik \frac{(y - y')^2 + (x + z' \tan \theta)^2}{2(z - z')} \right], \quad x > -z \cos \theta. \quad (9)$$

Поле на правой стороне линзы 2 получалось как произведение поля $u(x, y, z)$ и множителя

$$T(x, y) = \exp[-ik(x^2 + y^2)/(2f_1)], \quad (10)$$

описывающего преобразование, осуществляемое линзой (f_1 – фокусное расстояние линзы 2).

Затем для расчетов поля в плоскости промежуточного изображения 3 применялся обычный интеграл Френеля. Дифракционная решетка 3, не изменяя амплитуды медленного поля u , поворачивает направление распространения на угол $\pi/2 - \theta'$, т. е. после прохождения через решетку излучение распространяется перпендикулярно ей.

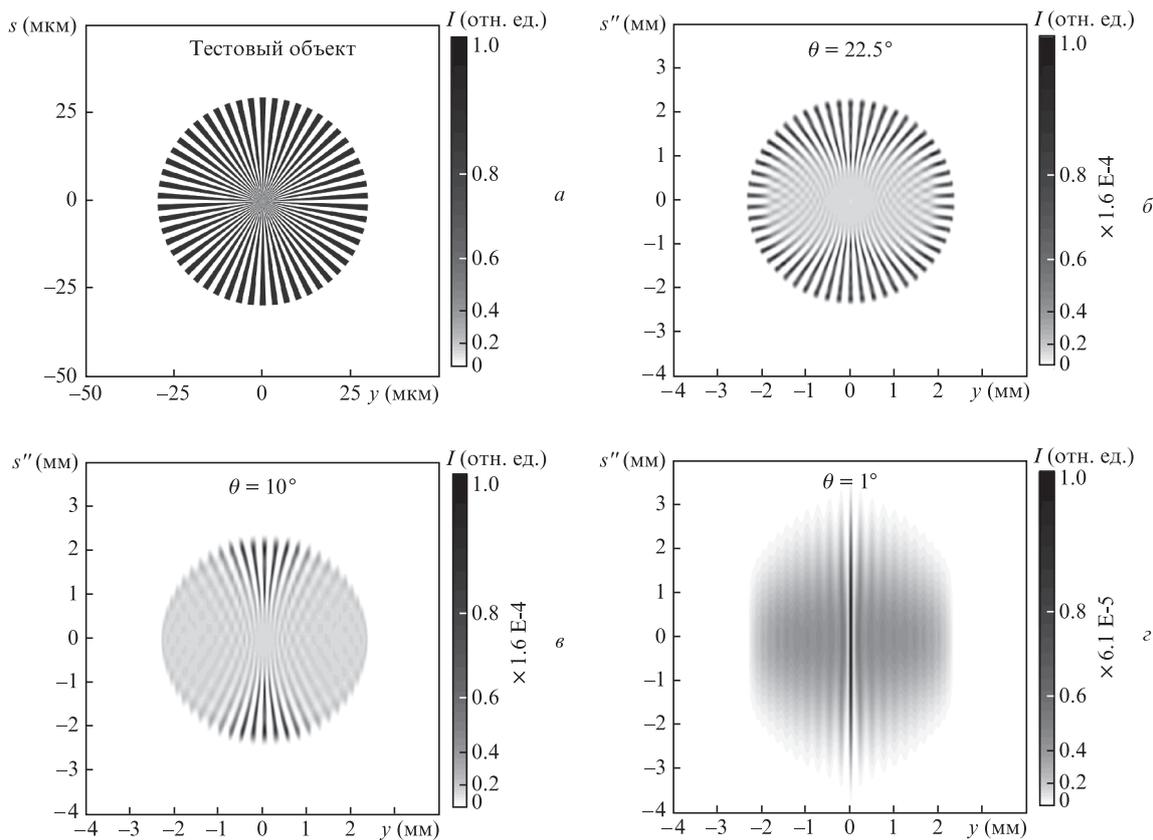


Рис.3. Тестовый объект в виде звезды (а) и результаты численного моделирования изображения объекта для различных углов скольжения пучка: $\theta = 22.5$ (б), 10 (в) и 1° (z).

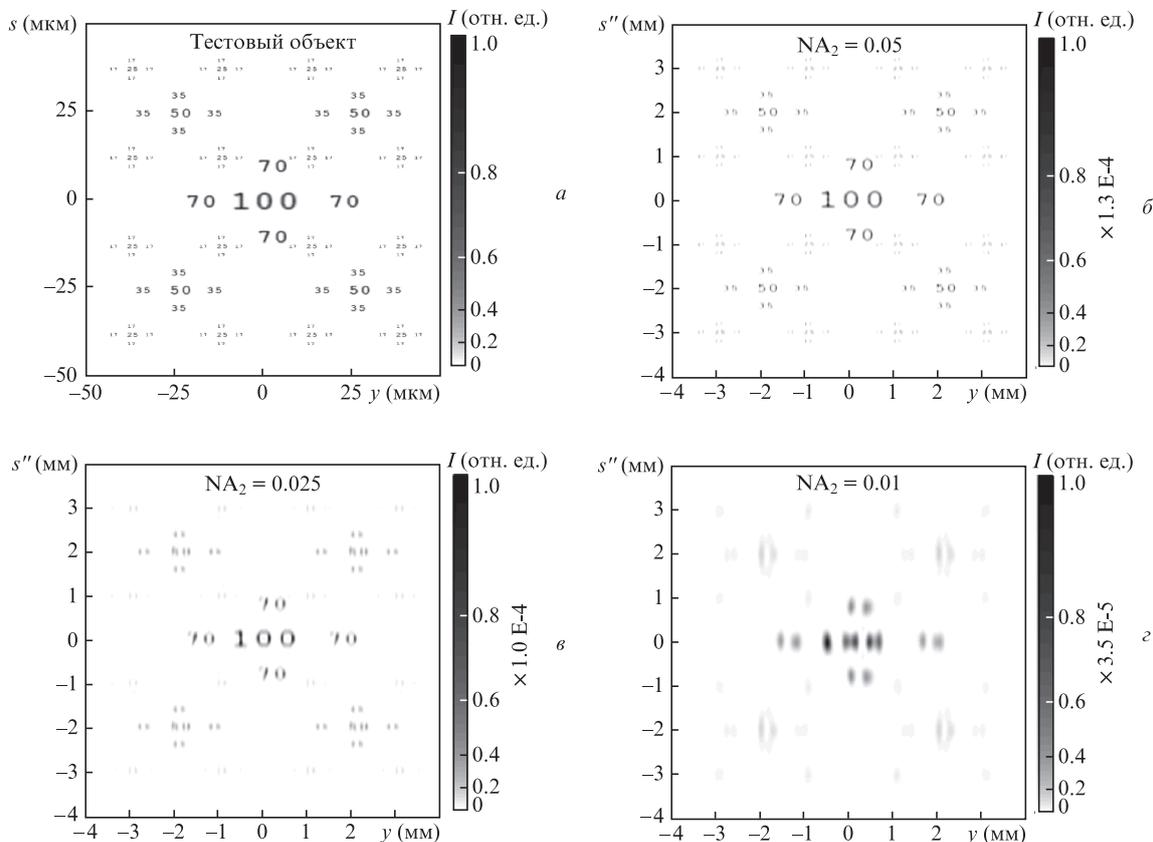


Рис.4. Тестовый объект в виде цифр различного размера, расположенных на разных расстояниях от оптической оси (а) и результаты численных расчетов изображения объекта для апертур второй линзы $NA_2 = 0.05$ (б), 0.025 (в) и 0.01 (z).

Далее поле на линзе 4 вновь рассчитывалось с помощью обычного интеграла Френеля. Линза 4 действует так же, как и линза 2, в соответствии с формулой (10), только с фокусным расстоянием f_2 . После чего также с помощью интеграла Френеля находилось поле на детекторе. Расчеты поля наклонного объекта (9), как и интеграл Френеля, выполнялись методом быстрого преобразования Фурье [7].

На рис.3 представлены результаты расчетов, из которых можно оценить влияние угла наклона θ на разрешение оптической системы, показанной на рис.2. Расчет проводился для следующих параметров: длина волны $\lambda = 13.9$ нм, числовые апертуры линз 2 и 4 $NA_1 = NA_2 = 0.025$, $f_1 = f_2 = 1$ см, $L_1 = L_2 = 2f_1$, $L_3 = 1.0127$ см, $L_4 = 80$ см. Объект (размером 100×100 мкм) наклонен под углом 22.5° к оптической оси. Для проверки на рис.3,а показаны результаты моделирования изображения вертикального объекта. Видно, что оно мало отличается от исходного поля в предметной плоскости.

Рассмотрим теперь влияние апертуры второй линзы (рис.4). Расчет проводился для следующих параметров: $\lambda = 13.9$ нм, $\theta = 22.5^\circ$, $NA_1 = 0.025$, $f_1 = f_2 = 1$ см, $L_1 = L_2 = 2f_1$, $L_3 = 1.0127$ см, $L_4 = 80$ см; при этом значения апертуры NA_2 были 0.025, 0.05 и 0.01 (размеры объекта: 100×100 мкм). Из рисунка видно, что, как и следовало ожидать, уменьшение апертуры NA_2 приводит к постепенному размытию изображений.

Представляет интерес сравнить действия предложенной нами схемы (рис.2) и оптической схемы, описанной в работе [1] (рис.5). На рис.6 представлены результаты расчетов, с помощью которых можно оценить эффективность обеих схем.

Изображение тестового объекта (рис.6,а) рассчитано для нашей схемы (рис.2) при $\lambda = 13.9$ нм, $NA_1 = NA_2 = 0.025$, $f_1 = f_2 = 1$ см, $L_1 = L_2 = 2f_1$, $L_3 = 1.0127$ см и $L_4 = 80$ см. Угол скольжения пучка относительно объекта $\theta = 22.5^\circ$ (рис.6,б) и 10° (рис.6,в). На рис.6,г приведены результаты расчета оптической схемы, представленной на рис.5, при следующих параметрах: $\lambda = 13.9$ нм, $NA = 0.025$, $f = 1$ см, $L = 80$ см, $L_0 = 1.0127$ см, $\theta = 22.5^\circ$. Сравнение рис.6,б и рис.6,г показывает, что при использовании предложенной нами схемы качество изображения несколько падает, зато увеличивается поле зрения.

Отметим, что присутствующие в предложенной схеме оптические элементы – линзы и дифракционная решетка, для которых проводилось численное моделирование, считались идеальными и характеризовались фазовыми экранами. В случае реальной решетки ее изображение частично накладывается на изображение объекта, т.е. можно сказать,

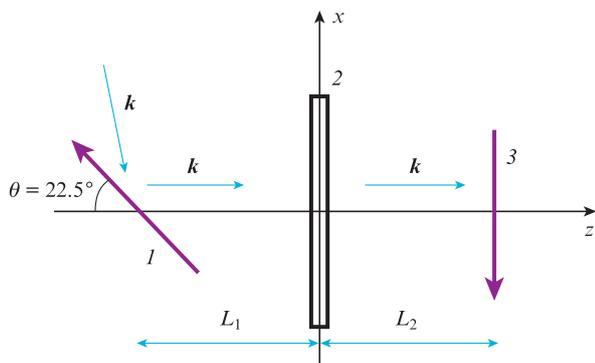


Рис.5. Упрощенная оптическая схема эксперимента, описанного в [1]: 1 – образец; 2 – линза (зонная пластинка Френеля); 3 – детектор.

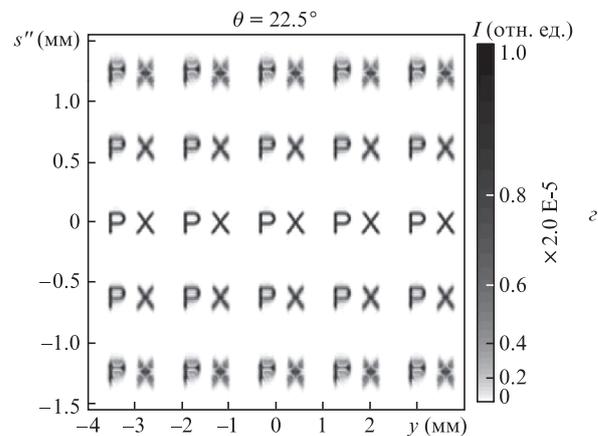
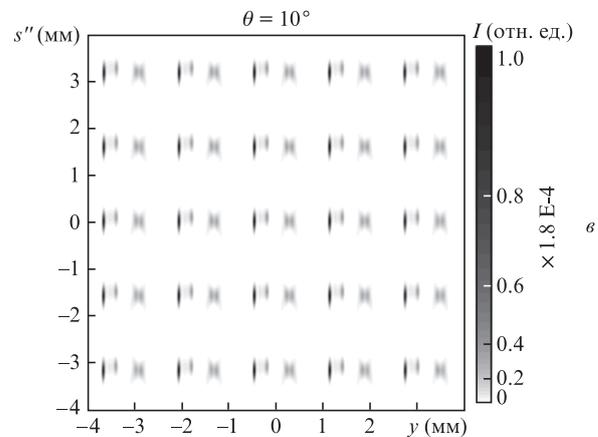
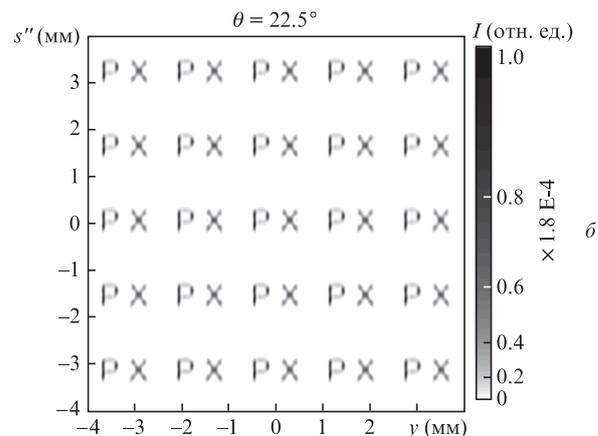
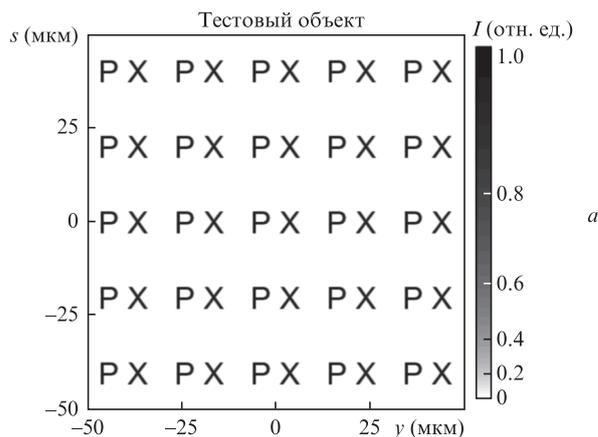


Рис.6. Тестовый объект (а) и результаты численных расчетов для оптических схем, представленных на рис.2 (б и в) и рис.5 (г).

что решетка освещается промежуточным изображением. Искажение результирующего изображения в плоскости s'' будет невелико, если характерный размер деталей промежуточного изображения больше периода решетки d . Поэтому, если на характерный размер элемента промежуточного изображения δ , которое получается на входной поверхности решетки, намного больше периода решетки d , т.е. $\delta \gg d^{**}$, искажение итогового изображения, связанное с рельефом или структурой решетки, несущественно. Однако если размер элемента изображения сравним с периодом решетки, то возникают существенные искажения. Поскольку период решетки

$$d = n\lambda/\cos\theta', \quad (11)$$

то появляется дополнительное ограничение на размер элемента изображения на решетке: $\delta \gg \lambda$.

5. Заключение

В настоящей работе предложена оптическая схема отражательного рентгеновского микроскопа, работающего при скользких углах падения излучения на объект. В этом случае снимаются ограничения, связанные с низкой отражательной способностью исследуемых образцов. Оптическая схема включает два фокусирующих элемента и дифракционную решетку, обеспечивающую нормальное падение пучка на детектор. Прямое численное моделирование подтверждает подобие изображения и объекта вплоть до углов скольжения $\sim 10^\circ$. Предложенный микроскоп обладает существенно большим полем зрения по сравнению

с простейшей схемой, основанной на одном оптическом элементе (зонной пластинке в случае [1]). Модельные расчеты и сравнение с экспериментом выполнены для длины волны $\lambda = 13.9$ нм лабораторных рентгеновских лазеров. Дальнейшим развитием предложенной оптической схемы может быть смещение дифракционной решетки из плоскости промежуточного изображения с тем, чтобы улучшить качество изображения на детекторе. Моделирование в этом случае также может быть выполнено с помощью разработанных нами программ.

Результаты настоящей работы могут представлять интерес для нанометрового исследования поверхностей, а также для субмикронной диагностики электронных пучков по переходному излучению в вакуумном УФ диапазоне.

Работа поддержана Программой научных исследований Президиума РАН «Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов» (ПП РАН №7).

1. Baba M., Nishikino M., Hasegawa N., Tomita T., Minami Y., Takei R., Yamagiwa M., Kawachi T., Suemoto T. *Japan. J. Appl. Phys.*, **53**, 080302 (2014).
2. Laanait N., Callagon E.B.R., Zhang Z., Sturchio N.C., Lee S.S., Fenter P. *Science*, **349**, 6254 (2015).
3. Sukhikh L.G., Kube G., Bajt S., Lauth W., Popov Yu.A., Potylitsyn A.P. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **17**, 112805 (2014).
4. Artyukov I.A., Busarov A.S., Popov N.L., Vinogradov A.V. *Proc. of the 13th Int. Conf. on X-Ray Lasers* (Paris, France: Springer Proceedings in Physics, 2014, Vol. 147, pp 19–27).
5. Артюков И.А., Бусаров А.С., Виноградов А.В., Попов Н.Л. *Квантовая электроника*, **46** (9), 839 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (9), 839 (2016)].
6. Artyukov I.A., Feshchenko R.M., Popov N.L., Vinogradov A.V. *J. Opt.*, **16** (3), 035703 (2014).
7. Delen N., Hooker B. *J. Opt. Soc. Am. A*, **15**, 857 (1998).
8. Voronov D.L., Anderson E.H., Cambie R., Cabrini S., Dhuey S.D., Goray L.I., Gullikson E.M., Salmassi F., Warwick T., Yashchuk V.V., Padmore H.A. *Opt. Express*, **19** (7), 6320 (2011).

**Здесь возникает ограничение на разрешающую способность микроскопа, связанное с минимальным достижимым периодом решетки. В частности, в работе [8] изготовлены и испытаны решетки с периодом 100 нм.