УДК 548.73

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО КОНТРАСТА ЦЕРНИКЕ В ЖЕСТКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРЕЛОМЛЯЮЩИХ ЛИНЗ И ЗОННЫХ ПЛАСТИНОК

© 2010 г. В. Г. Кон¹, М. А. Орлов²

¹Российский научный центр "Курчатовский институт", Москва, Россия ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия Поступила в редакцию 22.03.2010 г.

Проведено численное моделирование эксперимента по визуализации прозрачных (фазовых) микрообъектов с использованием метода фазового контраста Цернике в жестком рентгеновском излучении. В расчетах использованы параметры пучков, характерные для источников синхротронного излучения третьего поколения. В качестве фокусирующего элемента рассмотрены как преломляющая линза, так и зонная пластинка. Фазосдвигающая четвертьволновая пластинка ставится в точке изображения точечного источника. Результаты расчета показали, что метод может быть успешно использован для объектов с размерами более 0.1 мкм вдоль и 1 мкм поперек пучка. Показано, что контраст обусловлен не только увеличением интенсивности в точках изображения объектов, но и уменьшением в областях вне объектов, что необходимо для сохранения интегральной интенсивности.

ВВЕДЕНИЕ

Пучки жесткого рентгеновского излучения, получаемые на источниках синхротронного излучения третьего поколения, обладают высокой степенью пространственной когерентности. Это позволяет наблюдать когерентные эффекты, связанные с изменением фазы волны, среди которых наибольшую популярность приобрел метод фазового контраста [1] для исследования внутренней структуры слабопоглощающих некристаллических объектов. Его главное преимущество перед методом контраста по поглощению заключается в том, что исследуется изменение интенсивости, обусловленное изменением набега фазы, вносимого различными участками объекта в волновой фронт падающего пучка. Так как набег фазы происходит намного быстрее, чем изменение ампдитуды волны из-за поглощения, то фазовый контраст позволяет существенно снизить дозу поглощенного излучения, что может быть важно, например, при исследовании биологических объектов. Однако в этом методе преобразование фазовых изменений в изменение интенсивности происходит на некотором расстоянии от объекта и, вообще говоря, зависит от этого расстояния. Изменение на малых расстояниях очень слабое и может рассматриваться как локальная микрофокусировка или дефокусировка пучка. А на больших расстояниях контраст растет, но изменение интенсивности похоже на голограмму, которую еще требуется восстановить для получения структуры фазовых изменений в объекте.

Типичными объектами изучения в методе фазового контраста являются медико-биологические образцы миллиметровых размеров. Вместе с тем при переходе к микро- и наномасштабам, когда фазовый сдвиг, вносимый объектами, становится достаточно малым, данный метод в своей исходной форме оказывается малоэффективным. В качестве альтернативного подхода весьма привлекательной представляется идея применить в рентгеновском диапазоне длин волн известный из оптики видимого света метод фазового контраста Цернике [2]. Если в оптических исследованиях эта техника широко используется для визуализации прозрачных объектов, то в рентгеновской области на данный момент она является малоизученной. Метод был использован лишь в нескольких экспериментальных работах [3-5], увенчавшихся определенным успехом. Однако теоретических исследований не проводилось. В настоящей работе проведено численное моделирование метода фазового контраста Цернике в жестком рентгеновском диапазоне с использованием модельных объектов и некоторой модификации самого метода. Показано, что в данном частотном интервале метод приобретает некоторые новые свойства, учет которых может в дальнейшем повысить его эффективность.

СХЕМА МЕТОДА ЦЕРНИКЕ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Основное отличие в реализации метода Цернике в оптической и в рентгеновской областях длин волн заключается в следующем. Как известно, ключевым элементом оптической схемы фазового контраста является преломляющая линза. В рентгеновской же области возможности преломляющих линз стали исследоваться только начиная с 1996 года [6], и до настоящего времени идет развитие методики их изготовления и тестирование их свойств в целях при-



Рис. 1. Схема фазового контраста Цернике при использовании преломляющей линзы. Почти параллельный пучок СИ падает слева: *1* – объект, *2* – преломляющая линза, *3* – фазосдвигающая пластинка, *4* – координатный детектор. При изображении без увеличения объект и детектор ставятся на двойном фокусном расстоянии от линзы, а фазосдвигающая пластинка – в точке фокусировки источника.



Рис. 2. Схема фазового контраста Цернике при использовании зонной пластинки. Цифрами отмечены те же объекты, что и на рис. 1, только 2 – зонная пластинка. В данном случае объект смещен из оптической оси, чтобы разделить вли-яние первого и минус первого порядков фокусировки.

менения в качестве фокусирующих и изображающих элементов [7]. Причиной такого состояния является наличие целого ряда проблем. Во-первых, поскольку рентгеновские лучи обладают весьма незначительным коэффициентом преломления, такие линзы должны иметь очень маленький радиус кривизны и, следовательно, большую длину, поэтому процесс их изготовления достаточно трудоемок.

Кроме того, для рентгеновских лучей нет прозрачных материалов, а фокусирующие линзы являются не выпуклыми, а вогнутыми. Поэтому они пропускают излучение в той части, где мало материала, но их апертура определяется не геометрическими размерами, а поглощением, так как при отклонении траектории лучей от центра линзы они проходят все больший путь внутри материала. По этой причине преломляющие линзы используются исключительно в жестком рентгеновском диапазоне, когда роль поглощения уменьшается по сравнению с набегом фазы. Создание в рентгеновской области двухлинзовой системы и тем более многолинзовых систем формирования изображений до сих пор находится за пределами возможного. В то же время известно, что стандартная оптическая схема Цернике включает в себя три линзы: коллектор, собирающий расходящееся излучение от источника в почти параллельный пучок, конденсор, сжимающий пучок и направляющий его на образец, и объектив.

На первый взгляд может показаться, что перенос метода Цернике на рентгеновский диапазон представляет собой трудновыполнимую задачу. Но возможности синхротронных источников третьего поколения позволяют ограничиться лишь одной линзой — объективом. Действительно, поскольку источник излуче-

ния обладает весьма малыми размерами – порядка 50 мкм — и удален от исследуемого объекта на очень большое расстояние порядка 50 м, исходный пучок оказывается практически параллельным, поэтому необходимость в коллекторе отпадает. Кроме того, становится ненужным и конденсор, фокусирующий пучок на объекте для усиления интенсивности подсветки, поскольку синхротронное излучение само по себе обладает очень высокой яркостью. Таким образом, принципиальных ограничений на использование в рентгеновской области метода Цернике нет. Тем не менее, на практике линзы в качестве объективов до сих пор не использовались, и во всех попытках экспериментальной реализации метода Цернике вместо них применялись зонные пластинки, так как техника изотовления зонных пластинок более развита. Однако зонные пластинки не являются идеально фокусирующим элементом, что приводит к ухудшению качества изображения. В данной работе были рассмотрены оба случая — как преломляющей линзы, так и зонной пластинки в роли объектива. Рассмотренные экспериментальные схемы для реализации метода Цернике представлены на рис. 1 и 2.

МЕТОД РАСЧЕТА

При решении задач переноса и рассеяния жесткого рентгеновского излучения с высокой точностью выполняется параксиальное приближение. Перенос излучения в воздухе описывается с помощью интегральной формы Кирхгофа для решения уравнения Максвелла. Пусть ось *z* декартовой системы координат направлена вдоль оптической оси, т.е. вдоль распростанения пучка излучения. За-

+

дача состоит в вычислении зависимости амплитуды волнового поля от поперечных координат x и y в каждой точке на оси z. При этом характерный интервал существенного изменения волнового поля вдоль оси z равен десяткам сантиметров, в то время как в поперечных направлениях волновое поле меняется на расстояниях в несколько микрон и меньше. Так как поляризация в рассматриваемых процессах не изменяется, то достаточно ограничиться скалярной волновой функцией поля. Более того, для упрощения задачи будем рассматривать только одномерные объекты, однородные вдоль оси y.

Пусть $E_1(x)$ – волновая функция в точке z_1 . Тогда волновая функция E(x) в точке z при условии, что между z_1 и z нет объектов, определяется следующим образом:

$$E(x) = \int dx_{1} P(x - x_{1}, z - z_{1}) E_{1}(x_{1}),$$

$$P(x, z) = \frac{1}{(i\lambda z)^{1/2}} \exp\left(i\pi \frac{x^{2}}{\lambda z}\right).$$
(1)

Здесь P(x, z) – пропагатор Кирхгофа в параксиальном приближении, λ – длина волны излучения. Что касается объектов, то если их продольные размеры не слишком сильно отличаются от поперечных, можно пренебречь изменением траектории лучей при прохождении объекта, поскольку углы рассеяния весьма малы (обычно десятки микрорадиан). Также можно пренебречь длиной объекта вдоль оптической оси и считать его плоским. Тогда взаимодействие излучения с однородным объектом описывается путем умножения волновой функции поля излучения на так называемую транспарантную функцию

$$T(x) = \exp\left(-i[\delta - i\beta]\frac{2\pi}{\lambda}t(x)\right), \qquad (2)$$

где t(x) — локальное изменение толщины объекта вдоль оси z, при условии, что он состоит из одного материала, а δ и β есть части комплексного показателя преломления $n = 1 - \delta + i\beta$ материала, из которого состоит объект.

Расчет начинается с точечного источника. Волновая функция в точке источника формально может быть взята в виде дельта-функции $E_0(x) = \delta(x)$. Подставляя это в (1), сразу получаем волновую функцию перед исследуемым объектом в виде пропагатора Кирхгофа $E_1(x) = P(x, r_1)$, где r_1 – расстояние от источника до объекта. Далее необходимо умножить волновую функцию на транспарантную функцию объекта, в которой конкретно учесть зависимость t(x) и применить формулу (1) еще раз. Однако в формуле (1) пределы интегрирования бесконечные, в то время как в конкретных численных расчетах область интегрирования конечна. Поэтому для проведения расчетов будем предполагать, что транспарантная функция не меняется за пределами конкретной области интегрирования и равна константе, т.е. $T(x) = T_0$, где T_0 описывается формулой (2) при $t(x) = t_0$. В частности, может быть $t_0 = 0$. Тогда интеграл (1) можно преобразовать к виду:

$$E_{2}(x) = T_{0}P(x,r_{2}) + \int dx_{1}P(x-x_{1},r_{2}-r_{1})[T(x)E_{1}(x_{1}) - T_{0}P(x_{1},r_{1})].$$
(3)

В этой формуле r_2 — расстояние от точки наблюдения до источника. В общем случае предполагается, что $E_1(x) = P(x, r_1)$ за пределами области интегрирования. В первом расчете это равенство выполняется и внутри области интегрирования, но при следующих расчетах ситуация более сложная.

В первом расчете r_2 равно расстоянию от источника до фокусирующей линзы (преломляющей линзы или зонной пластинки, рис. 1 и 2). Затем расчет по формуле (3) нужно повторить с новым объектом с виде фокусирующей линзы. При этом надо сделать замену $r_2 \rightarrow r_3, r_1 \rightarrow r_2$, где r_3 – расстояние от источника до точки его фокусировки, в которой стоит фазосдвигающий элемент. В случае двояковогнутой преломляющей параболической линзы $t(x) = x^2/R$, где R – радиус кривизны у вершины параболы. В данном случае бесконечные пределы интегрирования эффективно обрезаются из-за поглощения в линзе, если линза на краях апертуры достаточно толстая. В случае зонной пластинки поглощением можно пренебречь и проблема с пределами интегрирования остается. Зонная пластинка имеет конечную апертуру, а за пределами апертуры она однородная с толщиной t_0 . Внутри апертуры у зонной пластинки t(x) = 0 в зонах, где нет материала, и $t(x) = t_0$ в зонах с материалом. Границы зон описываются формулой $x_n = r_1(n)^{1/2}$, где r_1 – радиус первой зоны, *n* – номер зоны. В третьем расчете объектом является фазосдвигающий элемент с размерами порядка размера пучка в фокусе линзы. В этом случае в формуле (3) надо сделать замену $r_2 \rightarrow r_4$, $r_1 \rightarrow r_3$, где r_4 – расстояние от источника до координатного детектора.

Интеграл (3) представляет собой свертку двух комплексных функций, и его прямой расчет является достаточно сложной задачей. Поэтому расчет проводился с использованием преобразования Фурье. Сначала вычисляется фурье-образ функции в квадратных скобках, затем он умножается на фурье-образ пропагатора Кирхгофа, который имеет аналитический вид $P(q, r) = \exp(-i\lambda r q^2/4\pi)$, и вычисляется обратное преобразование Фурье. Оно вычислялось с использованием известной процедуры быстрого преобразования Фурье [8]. Компьютерная программа была написана на языке программирования Java [9].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ДЛЯ СХЕМЫ С ЛИНЗОЙ

Был проведен численный эксперимент в соответствии со схемой, изображенной на рис. 1. Источник жесткого рентгеновского излучения с размером S_0 удален от объекта наблюдения *1* на расстояние r_1 . Объект *1* находится на двойном фокусном расстоянии от

ренттеновской преломляющей линзы 2, т.е. $r_2 - r_1 = 2F$. Фазосдвигающая пластинка 3 помещается в точке изображения источника $r_3 = r_2 + F/(1 - F/r_2)$, определяемой по формуле линзы. Детектор 4 располагается на расстоянии $r_4 - r_2 = 2F$ от линзы, вследствие чего изображение получается перевернутым и неувеличенным.

Для расчетов были выбраны стандартные параметры синхротронных источников третьего поколения, а именно: расстояние от источника до объекта $r_1 = 50$ м и размер источника $S_0 = 50$ мкм. В качестве объектива была рассмотрена бериллиевая линза со следующими параметрами: фокусное расстояние F = $= R/2\delta = 20$ см; длина линзы $p = A^2/4R = 4.6$ см; радиус кривизны линзы R = 0.88 мкм; геометрическая апертура A = 400 мкм. Расчеты проводились для энергии падающего излучения E = 12.4 кэB, что соответствует длине волны $\lambda = 0.1$ нм. Источник является некогерентным в том смысле, что каждая его точка светит независимо по фазе. Так как источник имеет конечный размер S₀, то его изображение в фокусе также будет иметь определенный размер S = $=S_0(r_3-r_2)/(r_1+r_2)$, и в нашем случае этот размер равен 0.2 мкм, что превышает размер пучка при фокусировке точечного источника (дифракционный предел).

Учет размеров источника проводился вычислением свертки распределения конечной интенсивности от точечного источника с гауссовой кривой, полуширина которой равна $S_d = S_0(r_4 - r_2)/(r_1 + r_2)$. Радиус фазосдвигающей пластинки также подбирался с учетом значения S. Надо отметить, что даже в отсутствие объектов поглощающая линза приводит к гауссовому распределению интенсивности, т.е. интенсивность уменьшается на краях апертуры. Чтобы выделить изображение объекта в чистом виде, в экспериментах часто применяют специальный прием, а именно, записывают изображение в отсутствие объекта и с объектом и затем вычитают первое изображение из второго. При построении графиков распределения интенсивности был использован такой же прием, т.е. для получения изображения объектов из полного профиля интенсивности вычитался профиль интенсивности, формируемый линзой в отсутствие объекта.

Сформулируем основные задачи численного эксперимента с преломляющей линзой. Прежде всего, необходимо было сделать анализ применимости метода, т.е. дать рекомендацию на форму и размер объектов, которые в принципе можно наблюдать с его помощью. Для этого были рассмотрены различные мелкие объекты, размеры которых уменьшались до такого предела, когда эти объекты уже становились неразличимыми на уровне фона. На рис. 3 показано изображение трех объектов с прямоугольным и эллиптическим сечением при различных значениях продольного размера d. Минимальный продольный размер объектов, которые еще можно было наблюдать, составил около 0.1 мкм, а разрешение системы в поперечном направлении равно примерно 1 мкм. Необходимо отметить, что ограничение на попереч-



Рис. 3. Распределение разности интенсивностей излучения с объектами и без объектов в методе Цернике с преломляющей линзой для трех объектов с прямоугольным и круглым сечением при различных значениях продольного размера *d*. Значения *d* в мкм проставлены у кривых.

ный размер отчасти обусловлено усреднением по проекции источника.

На рис. 3 отчетливо видна пропорциональность высоты пиков удвоенному сдвигу фазы $2\phi = 4\pi\delta t/\lambda$, линейно растущему с продольным размером t, что и должно наблюдаться в методе фазового контраста Цернике. Вместе с тем расчет показал, что помимо ожидаемого усиления контраста изображения объектов с ростом вносимой ими фазы имеет место также эффект проседания фона, особенно заметный при увеличении продольного размера объектов. Очевидно, что такое поведение обусловлено принципом сохранения интегральной интенсивности. Отметим, что из известных формул, иллюстрирующих идею Цернике, снижение интенсивности вокруг изображений объектов непосредственно не вытекало. Это чисто дифракционный эффект, который нельзя объяснить в рамках приближенных теорий метода фазового контраста Цернике. Таким образом, численное моделирование показывает, что идея Цернике представляет собой лишь наводку на эффект усиления контраста, а реальный механизм формирования изображений намного сложнее.

Следующим важным вопросом было определение того, как зависит качество изображения от положения объекта на апертуре линзы. Для этой цели в работе был смоделирован набор объектов, расставленных вдоль всей апертуры. Объекты обладали разной формой и толщиной и по-разному сдвигали фазу, что позволяло видеть на одном графике целый спектр различных ситуаций. Расчетное распределение интенсивности (рис. 4а) нормировалось на значение интенсивности от источника без объектов, поэтому в идеальном случае высота пиков интенсивности на уровне фона должна быть равна удво-



Рис. 4. Распределение разности интенсивностей излучения с объектами и без объектов в методе Цернике с преломляющей линзой для серии разных объектов, распределенных по апертуре линзы (а). Профиль удвоенного сдвига фазы, создаваемый рассмотренными объектами (б).

енной фазе, вносимой объектами. Для более удобного сравнения точные значения удвоенных фаз также показаны (рис. 4б)) и можно видеть форму и толщину моделируемых объектов.

Как следует из расчетов и видно на рис. 4, наиболее качественно преломляющая линза изображает объекты, расположенные в центральной части апертуры. При удалении объекта от середины апертуры качество его изображения заметно падает, а также исчезает пропорциональность между фазой объекта и контрастом изображения. Кроме того, утрачивается информация о форме объектов, а именно, изображения смещенных от центра апертуры образцов, изначально имевших прямоугольную конфигурацию, принимают форму трапеций. Искажение изображения на краях апертуры связано с особенностями структуры рентгеновских преломляющих линз. Поскольку эти линзы вогнуты и обладают весьма маленьким радиусом кривизны, то на краях, в наиболее толстых областях линзы, особенно сильно влияние поглощения. Легко понять, что основную информацию об объекте несут лучи, рассеянные на небольшой угол и прошедшие практически прямо. Поэтому сильное поглощение на краях апертуры приводит, прежде всего, к утере информации об объектах, удаленных от середины апер-



Рис. 5. Пространственное распределение разности интенсивностей с объектами и без них при использовании зонной пластинки в схеме Цернике. Объектами являлись три бруска с прямоугольным сечением и с разными продольными размерами *d*. Значения *d* в мкм проставлены у кривых.

туры, в то время как центральные объекты изображаются практически без искажений.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ДЛЯ СХЕМЫ С ЗОННОЙ ПЛАСТИНКОЙ

Схема для расчетов фазового контраста Цернике с зонной пластинкой изображена на рис. 2. Как и в предыдущем разделе, образец располагается на двойном фокусном расстоянии от зонной пластинки, и на двойном фокусном расстоянии формируется перевернутое изображение образца без увеличения. В работе рассматривалась золотая зонная пластинка со следующими параметрами: число зон N = 400; апертура A = 160 мкм; фокусное расстояние F = 16 см.

Характерной особенностью данной схемы является то, что зонная пластинка, в отличие от преломляющей параболической линзы, имеет много порядков фокусировки. В каждом из этих порядков фокусируется определенная часть исходного пучка, несущая в себе ту или иную долю его интенсивности. Даже для идеальной зонной пластинки, сдвигающей фазу волнового поля в зонах на π , непосредственно за формирование изображения в схеме отвечает первый порядок, на который приходится около 40% общей интенсивности. Оставшиеся 60% излучения не приходят в фокус первого порядка и не участвуют напрямую в формировании результирующей картины изображения объектов. Это излучение также попадает в детектор и интерферирует с основной волной, оказывая тем самым пагубное воздействие на качество изображения. Поэтому в случае с зонной пластинкой стандартная схема Цернике не позволяет отчетливо наблюдать фазовые объекты.

В данной работе рассматривается идеальная зонная пластинка (ЗП), у которой отсутствует нулевой порядок. Для того, чтобы исключить влияние минус первого порядка фокусировки на изображение, исследуемый объект помещался не по центру, а был смещен в сторону от оптической оси (на рис. 2 вверх). При этом, как показано на рис. 2, перевернутое изображение объекта в первом порядке фокусировки формируется в нижней части апертуры ЗП, в то время как несфокусированное изображение в минус первом порядке возникает в верхней части апертуры и за пределами апертуры. Таким образом, они не перекрываются.

Еще одна причина ухудшения изображения заключается в слишком высокой степени когерентности падающего пучка. Известно, что подобный уровень когерентности зачастую приводит к образованию деструктивных спеклов [10], поэтому в некоторых экспериментах специально создается фазовый шум, например, за счет вращающихся рассеивателей. В данной работе для подавления паразитной интерференции разных порядков применялось усреднение расчетной картины с гауссовой функцией определенной полуширины. Оптимальная полуширина составила S = 2 мкм. Заметим, что у линзы разных порядков фокусировки нет, и требуемая степень усреднения меньше.

Применение указанной выше модификации привело к тому, что контрастность изображения повысилась и фазовые объекты стали видны, хотя разрешение изображения, полученного в схеме с зонной пластинкой, не такое высокое, как у линзы. При этом, как и в случае использования линзы, наблюдаются пропорциональность высоты пика двойной фазе объекта и проседание фона, обеспечивающее сохранение интегральной интенсивности. На рис. 5 показано пространственное распределение разности интенсивностей с объектами и без них при использовании зонной пластинки в схеме Цернике. Объектами являлись три бруска с прямоугольным сечением и с разными продольными размерами: 0.5, 2 и 4 мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что и преломляющая параболическая линза, и зонная пластинка могут быть успешно использованы в качестве объективов в методе фазового контраста Цернике в жестком рентгеновском излучении. У каждого из этих рентгено-оптических приборов есть свои особенности, преимущества и недостатки. Преломляющая линза наиболее качественно восстанавливает структуру объектов, расположенных в центральной части апертуры, в то время как образцы на периферии практически не изображаются. Минимальные продольный и поперечный размеры кремниевых объектов, которые можно наблюдать с помощью линзы, составили, соответственно, 0.1 и 1 мкм. Зонная пластинка после модификации схемы Цернике также позволяет восстановить структуру объектов, однако обладает меньшим разрешением. В целом методика Цернике в рентгеновской области демонстрирует лучшие возможности, чем обычная техника фазового контраста. Из результатов проведенной работы можно сделать вывод о том, что метод формирования изображений микрообъектов с помощью схемы Цернике в жестком рентгеновском диапазоне является перспективным и требует дальнейшего изучения. В частности, имеет смысл изучить возможности применения не только на существующих синхротронных источниках, но и на будущих лазерных источниках на свободных электронах.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 09-02-12297-офи_м и № 09-02-12239офи_м).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Snigirev A., Snigireva I., Kohn V. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66. P. 5486.
- 2. Zernike F. // Z. Tech. Phys. 1935. B. 16. S. 454.
- 3. Schmahl G., Rudolph D., Guttmann P. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 88. P. 1282.
- 4. Yokosuka H., Watanabe N., Ohigashi T. et al. // J. Synchrotron Rad. 2002. V. 9. P. 179.
- Chu Y.S., Yi J.M., De Carlo F. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 103119.
- Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B. // Nature. 1996. V. 384. P. 49.
- Аристов В.В., Шабельников Л.Г. // Успехи физических наук. 2008. Т. 178. С. 61.
- 8. Интернет-ресурс: http://alglib.sources.ru/fft
- 9. Интернет-ресурс: http://java.sun.com
- White D.L., Wood II O.R., Bjorkholm J.E. // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66. P. 1930.

Computer Simulations of the Zernike Phase Contrast in the Hard X-Ray Radiation with a Usage of Refractive Lenses and Zone Plates V. G. Kohn, M. A. Orlov

Computer simulation of the experiment on imaging transparent (phase) microobjects using the Zernike phase contrast method under the hard X-ray radiation is performed. In calculations the beam parameters are assumed to be typical for the synchrotron radiation sources of the third generation. Both the refracting lens and the zone plate are considered as a focusing element. The phase shifting quarter-wave plate is located at the spot of the point source imaging. The results of calculations show that the method can be successfully used for the objects having the sizes greater than $0.1 \,\mu$ m along and $1 \,\mu$ m across the beam. It is shown that the contrast is formed not only by increasing the intensity within the shadow of the objects but also by decreasing the intensity in the space between the objects. That is necessary for saving the integral intensity.