

Особенности формирования изображения в составных преломляющих линзах в мягком рентгеновском диапазоне длин волн

© П.Ю. Глаголев, Г.Д. Демин, В.И. Корнеев, Н.А. Дюжев

Национальный исследовательский университет „МИЭТ“,
124498 Зеленоград, Москва, Россия
e-mail: glagolev@skp-miet.ru

Поступило в Редакцию 17 мая 2024 г.

В окончательной редакции 17 мая 2024 г.

Принято к публикации 17 мая 2024 г.

Обсуждена возможность использования составных преломляющих линз в качестве элементов рентгеновской оптики, предназначенных для формирования изображения на рентгенорезисте в мягком рентгеновском диапазоне длин волн. Для этой цели проведено математическое моделирование преобразования волнового фронта при его прохождении через рассматриваемую оптическую систему. Рассчитано распределение интенсивности волнового фронта рентгеновского излучения с длиной волны от 2 до 14 нм на входе/выходе составной преломляющей линзы и в плоскости подложки с рентгенорезистом. Рассмотрены перспективные материалы (Si, Be, алмаз) составной преломляющей линзы, обладающие высокой прозрачностью в выбранном диапазоне длин волн. Показано, что переход к дифракционным и киноформным линзам минимизирует степень поглощения рентгеновского излучения в выбранном материале линзы на несколько порядков, что позволяет увеличить разрешающую способность вплоть до 14 нм.

Ключевые слова: рентгеновская нанолитография, рентгеновское излучение, составная преломляющая линза, киноформные линзы, разрешающая способность, числовая апертура.

DOI: 10.61011/JTF.2024.07.58355.177-24

Введение

В настоящее время в условиях санкционных ограничений и политики импортозамещения особенно остро ощущается потребность в создании отечественного производства наноэлектронной продукции для проектных норм 28 нм и ниже. Для создания интегральных микросхем (ИМС) на указанных проектных нормах микроэлектронные предприятия должны быть оснащены соответствующей технологической инфраструктурой, которая обеспечит выполнение базовых технологических операций, включающих в себя механическую и химическую обработку полупроводниковых пластин, создание маскирующего покрытия, процедуру фото- или рентгенолитографии, операции по введению примесей и формированию омических контактов, пассивацию поверхности пластины, резку пластины на кристаллы, сборку и монтаж кристалла в корпус, а также выходной контроль партии и маркировку.

В вышеперечисленном списке одной из ключевых операций является литография, поскольку она определяет норму техпроцесса, производительность технологической линии и стоимость конечного изделия. На данный момент на территории Российской Федерации сосредоточено более 20 микроэлектронных производств, занимающихся мелко- и среднесерийным выпуском ИМС, а также разработкой опытных партий на проектных нормах от нескольких микрон до 130 и 90 нм [1,2]. Однако сейчас только осуществляется освоение техпроцессов 90 и 65 нм, тогда как переход к меньшим

проектным нормам требует наличия литографической установки, позволяющей осуществлять литографию с таким разрешением. Поскольку существует запрет на закупку такой высокотехнологичной единицы оборудования у зарубежных фирм-производителей, разработка отечественной литографической установки, обеспечивающей масштабирование размеров к уровню от 28 нм и ниже, является для страны стратегической задачей.

До недавнего времени наиболее передовым видом литографии являлась проекционная фотолитография на длине волны $\lambda = 193$ нм, в которой за счет метода двойного или тройного экспонирования (multiple patterning) удавалось достичь разрешения на уровне 0.14 λ (28 нм) и 0.1 λ (20 нм) соответственно [3]. При этом многократное экспонирование увеличивало в несколько раз количество технологических операций с фотошаблонами, что удорожало изготовление микросхем и снижало производительность литографической установки. Современное мировое производство наноэлектроники уже вышло на уровень проектных норм 3 нм, тогда как 2 нм техпроцесс на данный момент находится на стадии внедрения. Такого прогресса удалось добиться за счет уменьшения длины волны экспонирующего излучения в область экстремального ультрафиолета (ЭУФ). Например, ЭУФ-литографы последнего поколения, работающие на длине волны $\lambda = 13.5$ нм (Twinscan NXE:3600D и NXE:3800E компании ASML), обладают разрешением в области 13 нм (half-pitch), что обеспечивает переход к проектным нормам от 5 нм и ниже [4].

Одной из главных проблем на пути создания отечественной нанолитографической установки является отсутствие в стране мощного источника ЭУФ или рентгеновского излучения, который обеспечит необходимую для микроэлектроники производительность (более 100 пластин в час). В зарубежных ЭУФ-литографах для этой цели применяется лазерно-плазменный источник (ЛПИ) на оловянной (Sn) плазме, генерирующий излучение с длиной волны $\lambda = 13.5$ nm. В ряде работ также рассматривается применение ЛПИ на ксеноне (Xe) с длиной волны $\lambda = 10.8\text{--}11.2$ nm [5,6]. Проблемой ЛПИ являются большие потоки пара и ионов плазмы на коллектор и в литографическую установку, что снижает чистоту литографического процесса. Альтернативой ЛПИ может стать синхротронный источник (СИ), обеспечивающий создание рентгеновского излучения высокой мощности в широком диапазоне длин волн ($\lambda = 0.01\text{--}15$ nm).

Помимо источника экспонирующего излучения, неотъемлемой частью нанолитографа является его оптическая система, фокусирующая данное излучение после его прохождения через маску и определяющая разрешение формируемого изображения. На сегодня хороший уровень достигнут в области разработки многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) на базе различных типов структур — Si/Mo, Mo/Be, Ru/Be, Ru/Cr, La/B и т.д. [7–10]. Такие зеркала имеют чередующуюся структуру слоев, при прохождении которой излучение частично отражается от каждого слоя и усиливается за счет эффекта интерференции. Однако к недостаткам МРЗ следует отнести следующие особенности:

1) даже в случае достижения рекордных экспериментальных коэффициентов отражения, находящихся в области 60–70% (для зеркал на базе Si/Mo с буферным слоем Be — около 71% для $\lambda = 13.5$ nm, для зеркал на базе Mo/Be — около 70.3% для $\lambda = 11.2$ nm [11,12] для зеркал на базе La/B — 64.1% для $\lambda = 6.6$ nm [13]), предполагаемые потери энергии при прохождении оптической системы литографической установки, состоящей из 11 МРЗ, в совокупности составляют порядка 98–99% (энергия излучения почти полностью расходуется на многократное отражение);

2) предельная межслоевая шероховатость, находящаяся на уровне 0.3 nm, не позволяет дальше увеличить коэффициент отражения МРЗ за пределы 30% на длинах волн $\lambda < 6$ nm, что делает их неприменимыми для литографии в указанном спектральном диапазоне [14,15].

Для преодоления вышеперечисленных ограничений предлагается рассмотреть преломляющую рентгеновскую оптику, которая ранее успешно применялась в работах [16–18] для фокусировки излучения в области жесткого рентгена ($\lambda < 1$ nm). Выбор такого рабочего диапазона длин волн был связан с тем, что излучение в мягком рентгеновском и ЭУФ диапазонах сильно поглощалось материалом преломляющей линзы, что не позволяло развить данную концепцию для случая

вариации λ от 1 до 10 nm и выше. К недостаткам преломляющей оптики также можно отнести малое значение коэффициента рефракции, что приводит к большому фокусному расстоянию линзы, и соответственно к малой числовой апертуре, которая, в свою очередь, не позволяет собирать достаточное количество дифрагированного излучения от маски (информации о волновом фронте), чтобы получить четкое изображение.

Преодоление вышеперечисленных ограничений позволит достигнуть существенного прогресса в использовании преломляющей рентгеновской оптики в области рентгеновской литографии, в частности, для создания экспериментальных партий ИМС или рентгеношаблонов. Кроме того, перспективной областью использования преломляющей рентгеновской оптики в мягком рентгеновском диапазоне длин волн является рентгеновская микроскопия. После преодоления указанных выше ограничений оптическая система преломляющих рентгеновских линз будет обладать следующими преимуществами:

1) использование более коротких длин волн ($\lambda < 6.5$ nm) по сравнению с оптической системой МРЗ с целью достижения лучшего разрешения;

2) возможность исследования биологических объектов в спектральном диапазоне „водного окна“ ($2.3 < \lambda < 4.4$ nm) с разрешением 20 nm и менее.

Настоящая работа направлена на поиск путей ослабления коэффициента поглощения рентгеновского излучения преломляющей рентгеновской оптикой, что позволило бы ее использовать на длинах волн мягкого рентгеновского диапазона ($\lambda = 2\text{--}14$ nm), применимых к задачам рентгеновской нанолитографии. Для фокусировки мягкого рентгеновского излучения следует использовать двояковогнутые преломляющие линзы, в которых действительная часть показателя преломления меньше единицы. Увеличения числовой апертуры можно достичь за счет использования составной преломляющей линзы (СПЛ), состоящей из набора последовательных элементарных двояковогнутых линз [19–21]. При использовании N элементарных двояковогнутых линз фокусное расстояние уменьшается в N раз. На формирование изображения преломляющей оптикой и ее разрешающую способность оказывают негативное влияние два ключевых фактора: во-первых, дифракционное расплывание, связанное с конечным размером входной диафрагмы, и во-вторых, расплывание, связанное с поглощением излучения в материале линзы. В большинстве случаев фактор, связанный с поглощением, оказывает большее влияние на формирование конечного изображения на рентгенорезисте. Нами рассмотрены способы повышения разрешающей способности СПЛ, уменьшающие данный фактор, в том числе, с применением материалов (Be, алмаз) с малым коэффициентом поглощения излучения в мягком рентгеновском диапазоне.

1. Теория фокусировки рентгеновского излучения составной преломляющей оптикой

На рис. 1 показана схема формирования изображения преломляющей рентгеновской оптикой для случая источника синхротронного излучения (СИ). Плоский фронт от источника СИ освещает прозрачную маску. Стоящая за рентгеновской маской линза фокусирует рентгеновское излучение на пластину с фоторезистом. Прозрачная маска представляет собой двухслойную перфорированную мембрану с квадратными отверстиями. Первый прозрачный слой выполняет роль несущей конструкции и теплоотвода поглощенной в маске энергии излучения. Второй непрозрачный слой выполняет функцию маски, задерживая в себе рентгеновское излучение с целью создания высокого (не менее 20:1) контраста сигнала. Толщина маскирующего слоя прозрачной маски составляет десятки нанометров, поэтому в численном эксперименте было произведено допущение для непрозрачной, бесконечно тонкой маски с идеальными отверстиями.

Далее волновой фронт, прошедший через объект, доходит до преломляющей линзы. При прохождении волнового фронта через линзу часть дифрагированного излучения от маски теряется из-за конечного размера геометрической апертуры линзы, а другая часть теряется за счет поглощения излучения в материале линзы. Следует сказать, что в большинстве случаев потери дифрагированного излучения от маски (информации о волновом фронте) вследствие поглощения значительно больше, чем из-за потерь, связанных с конечной апертурой линзы. В конечном итоге „искаженный“ волновой фронт доходит до фокальной плоскости (пластины с рентгенорезистом) с некоторым уменьшением. Качество конечного изображения во многом зависит от того сколько информации о волновом фронте потерялось при прохождении излучения через линзу.

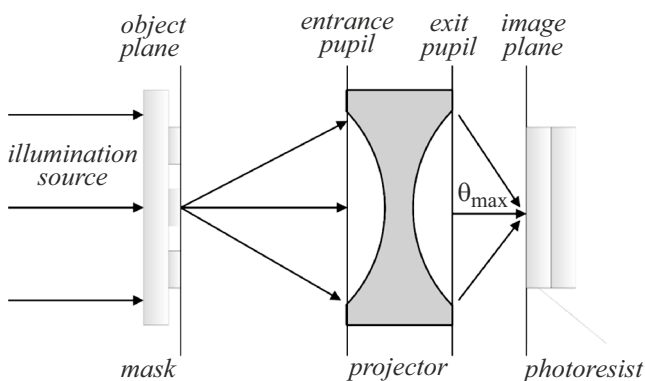


Рис. 1. Схема формирования изображения преломляющей рентгеновской оптикой на платформе рентгеновской нанолитографии.

СПЛ может быть рассмотрена как тонкая линза, поэтому для нее справедливо уравнение:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}, \quad (1)$$

где F — фокусное расстояние СПЛ, d — расстояние от предмета (транспарентной динамической маски) до линзы, f — расстояние от линзы до изображения (рентгенорезиста на экспонируемой пластине). В свою очередь, фокусное расстояние можно рассчитать по формуле

$$F = R/2\delta N, \quad (2)$$

где R — радиус кривизны преломляющей поверхности линзы, δ — декремент показателя преломления ($n = 1 - \delta + i\beta$), N — количество элементарных двояковогнутых линз в СПЛ.

Основными параметрами любой оптической системы являются коэффициент уменьшения изображения и числовая апертура NA , которая характеризуется углом раскрытия θ_{\max} и показателем преломления среды между линзой и фокальной плоскостью. Поскольку вся оптическая система находится в вакууме, будем считать, что показатель преломления среды равен единице, поэтому для числовой апертуры справедлива формула

$$NA = \frac{A_{\text{eff}}}{2F}, \quad (3)$$

где A_{eff} — эффективная геометрическая апертура линзы на выходе линзы. Геометрической апертурой линзы обычно называют диаметр линзы. Если учитывается поглощение в линзе, то на выходе линзы образуется гауссов пучок с шириной, меньшей геометрической апертуры. В научной литературе ширину гауссова пучка называют A_{eff} — эффективная апертура линзы.

Увеличение числовой апертуры позволяет получить более детализированное и качественное изображение на резисте. Это объясняется тем, что преломляющая оптика с более высокой NA собирает большее количество дифрагированного излучения от объекта (транспарентной маски или шаблона). Дополнительные порядки дифракции создают все более четкое и контрастное распределение интенсивности в фокальной плоскости.

Оптическая система характеризуется передаточными функциями, которые могут быть получены с помощью различных подходов. Наиболее простой подход — использование идеализированных передаточных функций, например подход Кирхгофа для бесконечно тонкой маски с идеальными отверстиями. Существуют более сложные и физические (качественные) методы получения передаточной функции, например, строгий расчет электромагнитного излучения, прошедшего сквозь маску, полученный с помощью математического моделирования. Необходимо сказать, что толщина маскирующего слоя прозрачной маски составляет десятки нанометров, поэтому в численном эксперименте было произведено допущение для непрозрачной, бесконечно тонкой маски

с идеальными отверстиями. Однако в зависимости от конфигурации транспарентной маски и длины волны излучения не во всех случаях маскирующий слой на 100% непрозрачный и на выходе из оптического канала идеальная плоская волна.

Пусть поле излучения на заданной длине волны между плоскостью объекта и входной плоскостью линзы известно в плоскости объекта $z = 0$ и задается векторными полями $\mathbf{E}(x, y, 0)$, $\mathbf{H}(x, y, 0)$. Найти распределение поля излучения в любой точке области между плоскостью объекта и входной плоскостью линзы можно, решив уравнение Гельмгольца. Уравнение Гельмгольца для любой проекции электрического и магнитного полей выглядит одинаково, и, если не рассматривать поляризационные эффекты, то можно ограничиться скалярной теорией. Тогда уравнение Гельмгольца примет вид

$$\Delta u + k^2 u = 0. \tag{4}$$

Здесь поле излучения $u(x, y, z)$ является любой проекцией электрического или магнитного поля. В нашем случае рентгеновское излучение имеет вид поперечной волны, поэтому для определенности будем считать, что u — это проекция электрического поля E_x .

Таким образом, надо найти решение уравнения Гельмгольца (4) с заданным граничным условием $u(x, y, z = 0)$ на плоскости объекта. Для решения поставленной задачи используем интеграл Френеля–Кирхгофа:

$$u(\mathbf{r}_0) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S_1} u(x, y, 0) 2ik \frac{e^{ikR}}{R} \left(1 - \frac{1}{ikR}\right) \frac{z_0}{R} dS. \tag{5}$$

Здесь $R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z_0^2}$, S_1 — плоскость объекта, а интегрирование идет по координатам (x, y) в плоскости объекта. Точка $P(x_0, y_0, z_0)$ — это точка, в которой ищется поле излучения. Таким образом, z_0 — расстояние от плоскости объекта до входной плоскости линзы, а (x_0, y_0) — координаты точки наблюдения во входной плоскости линзы.

Следует сказать, что расстояние между плоскостью объекта (транспарентной маски) и плоскостью на входе линзы на несколько порядков превышает длину волны ($z_0 \gg \lambda$), откуда следует, что $kR \gg 1$. В данном приближении интеграл (5) принимает вид интеграла Френеля–Кирхгофа:

$$u(\mathbf{r}_0) = -\frac{k}{4\pi i} \iint_{S_1} u(x, y, 0) \frac{e^{ikR} z_0}{R^2} dS. \tag{6}$$

Если рассматривать объект, характерный размер которого намного меньше расстояния между плоскостью объекта (транспарентной маски) и плоскостью на входе линзы, то в данном случае величины $|x|/z_0 \ll 1$ и $|y|/z_0 \ll 1$ будут малыми параметрами. Кроме того, в данном случае лучи будут идти под малыми углами к оси Oz, т.е. они будут параксиальными, вследствие

чего величины $|x - x_0|/z_0 \ll 1$ и $|y - y_0|/z_0 \ll 1$ также являются малыми параметрами. Данный факт дает возможность расстояние R разложить в ряд Тейлора по малым параметрам $|x - x_0|/z_0$ и $|y - y_0|/z_0$, т.е. $R \approx z_0 + ((x - x_0)^2 + (y - y_0)^2)/(2z_0)$. В результате данных приближений интеграл (6) принимает вид дифракционного интеграла Френеля:

$$u(\mathbf{r}_0) = \frac{e^{ikz_0}}{i\lambda z_0} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy u_0(x, y) \times \exp\left[ik \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2z_0}\right]. \tag{7}$$

2. Моделирование параметров составной киноформной линзы в мягком рентгеновском диапазоне длин волн

Для понимания работы преломляющей оптики рассмотрим элементарную двояковогнутую линзу, представленную на рис. 2.

Дифракционный предел разрешения элементарной преломляющей линзы определяется формулой

$$\Delta x = \frac{\lambda}{NA}. \tag{8}$$

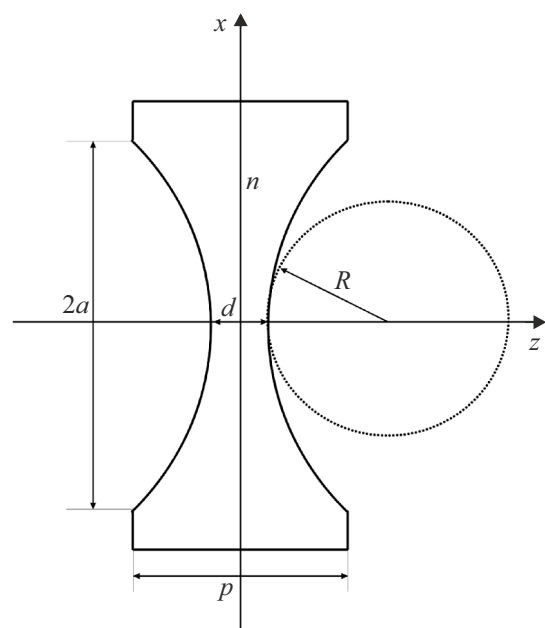


Рис. 2. Элементарная двояковогнутая преломляющая рентгеновская линза; p — толщина линзы, R — радиус кривизны параболической поверхности линзы, 2a — диаметр диафрагмы линзы, d — толщина перешейка линзы.

Подставив формулы (2) и (3) в уравнение (8), получим

$$\Delta x = \frac{\lambda R}{a\delta}, \tag{9}$$

где R — радиус кривизны преломляющей поверхности линзы, a — радиус линзы, равный половине геометрической апертуры линзы.

СПЛ нашли свое применение в рентгеновской оптике в диапазоне длин волн жесткого рентгена ($\lambda < 1$ nm). Этому способствовал тот факт, что поглощение рентгеновского излучения для данных длин волн ничтожно мало $\delta \sim 10^{-5} - 10^{-9}$. Однако при переходе к длинам волн в мягком рентгеновском диапазоне, поглощение в материале линзы становится более существенным ($\delta \sim 10^{-2} \dots 10^{-5}$) в зависимости от материала линзы и длины волны). На рис. 3 представлена зависимость пропускания рентгеновского излучения кремниевой (Si), бериллиевой (Be) и алмазной (Diamond) мембраной от длины волны рентгеновского излучения и толщины мембраны.

Из рисунка видно, что для всего диапазона длин волн имеется материал с пропускной способностью $T_{XR} > 10\%$ для мембран толщиной 100 nm. Но при увеличении толщины мембраны до 1 μm пропускная способность резко снижается, и условию удовлетворяют узкие диапазоны длин волн: $\lambda < 3.6$ nm и $\lambda > 11.2$ nm для бериллия (Be) и $4.4 < \lambda < 6.8$ nm для алмазных пленок. Из вышесказанного можно сделать вывод, что сильное поглощение рентгеновского излучения в материале преломляющей линзы затрудняет ее использование в качестве элемента оптической системы в выбранном диапазоне длин волн ($2 < \lambda < 14$ nm) при толщине $p > 1000$ nm.

Толщина самой тонкой части линзы обычно составляет $d \sim 0.1 \mu\text{m}$, в то время как толщина линзы будет составлять

$$p = d + \frac{a^2}{R}. \tag{10}$$

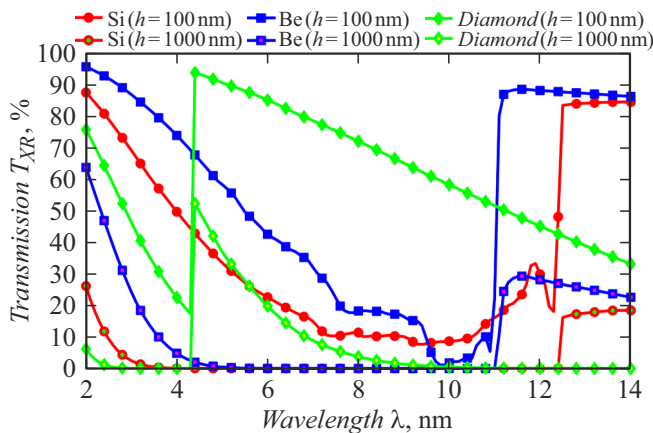


Рис. 3. Зависимость пропускной способности рентгеновского излучения мембраной (Si, Be, diamond) от длины волны рентгеновского излучения и толщины мембраны.

Если придерживаться условия $T_{XR} > 10\%$, то предельная толщина бериллиевой (Be) линзы $p = 5.1 \mu\text{m}$ на длине волны $\lambda = 2$ nm. Для оценки числовой апертуры NA бериллиевой (Be) линзы в зависимости от радиуса кривизны поверхности линзы R приведен график на рис. 4, из которого видно, что числовая апертура NA увеличивается при уменьшении радиуса кривизны R . Однако получение преломляющей линзы с высокой числовой апертурой $NA > 0.2$ возможно только при радиусах кривизны поверхности $R \leq 10$ nm.

Таким образом, можно сказать, что подобрать преломляющую линзу с высокой числовой апертурой $NA > 0.2$ затруднительно вследствие сильного поглощения рентгеновского излучения в материале линзы. Возникает вопрос: каким образом возможно снизить потери в линзе? Решить данную задачу возможно за счет удаления участков материала из линзы, длина которых выбирается такой, чтобы набег фазы был кратен 2π [22,23]. Оставшаяся часть линзы работает как плоская линза. Такую линзу принято называть дифракционной. Опишем дифракционную линзу, взяв за основу линзу, рассмотренную на рис. 2. Удалим некоторый объем линзы, вырезав горизонтальные полоски, длина которых кратна фазовому сдвигу 2π . На рис. 5 представлена схема получения элементов дифракционной линзы. В верхней части линзы имеется многоугольник, ограничивающий удаленную часть материала линзы в виде n горизонтальных слоев. Координаты точек, лежащих на правой параболе, определяются по формулам $z_n = d/2 + nL_0$, $x_n = \sqrt{2RnL_0}$. Длина ступеней L_0 на преломляющей поверхности определяется по формуле $L_0 = M \cdot L_\pi$, $M = 2, 4, \dots$, где $L_\pi = \lambda/2\delta$ — длина, на которой фазовый сдвиг равен π . Горизонтальные размеры треугольных ступеней одинаковы, а вертикальные размеры определяются по формуле

$$\Delta x_n = x_{n+1} - x_n = \sqrt{2R \cdot L_0}(\sqrt{n+1} - \sqrt{n}). \tag{11}$$

Также следует упомянуть о такой разновидности линз, как киноформная линза. Киноформные линзы занимают

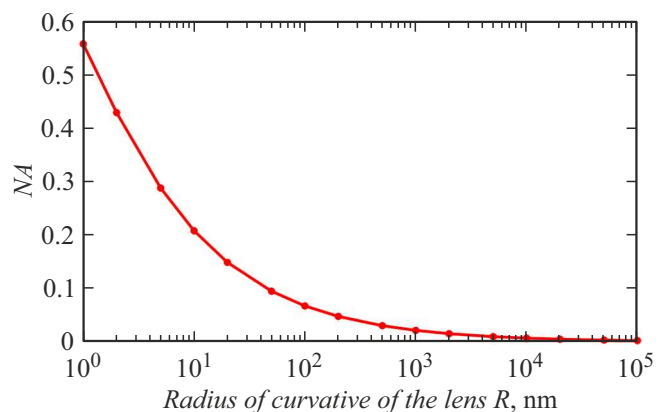


Рис. 4. Зависимость числовой апертуры NA бериллиевой (Be) линзы от радиуса кривизны поверхности линзы R ($\lambda = 2$ nm).

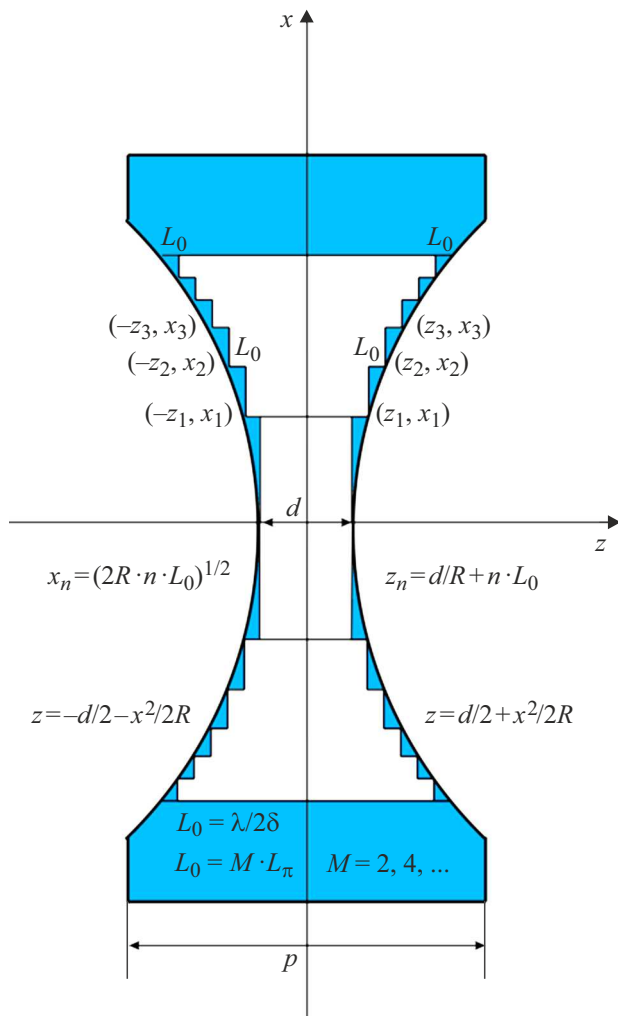


Рис. 5. Дифракционная линза, полученная за счет удаления участков материала из линзы, длина которых выбирается такой, чтобы набег фазы был кратен 2π .

промежуточное положение между элементарными преломляющими линзами и дифракционными линзами. Киноформную линзу можно получить путем сдвига каждой ступени дифракционной линзы на длину $L = L_0 \cdot k$, где $k = 0, 1, 2, \dots$ — номер ступени, и $k = 0$ соответствует центральной ступени. Таким образом, все ступени оказываются в одной плоскости, что продемонстрировано на рис. 6. Ключевыми конструктивными параметрами составной киноформной линзы (СКЛ) являются: R — радиус кривизны преломляющей поверхности линзы; L_0 — длина ступеней киноформной линзы; W_{center} — ширина центральной ступени; W_{edge} — ширина крайней ступени; N — количество элементарных линз в СКЛ; N_{step} — количество ступеней в элементарной линзе.

При выборе материала линзы следует учитывать значение δ — декремента показателя преломления на данной длине волны, так как от него зависит фокусное расстояние линзы, числовая апертура и разрешение линзы. Согласно формуле (2), чем больше значение δ ,

тем меньше фокусное расстояние, следовательно, тем больше числовая апертура NA и разрешение линзы соответственно. Также следует учитывать коэффициент поглощения β материала линзы для конкретной длины волны, который должен быть минимален. Таким образом, перспективным с точки зрения рентгеновской преломляющей оптики будет материал с высоким δ и низким β . На рис. 7 показана зависимость отношения δ/β от длины волны, которая позволяет определить перспективные материалы для создания киноформных (дифракционных) линз. Обращаясь к рис. 7, необходимо выделить оптимальные материалы с точки зрения

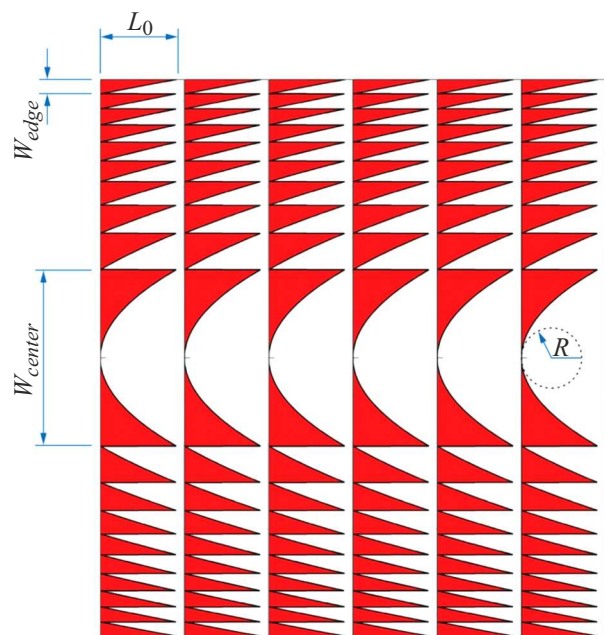


Рис. 6. СКЛ. W_{center} — ширина центральной ступени, W_{edge} — ширина крайней ступени, L_0 — длина ступени, R — радиус кривизны преломляющей поверхности.

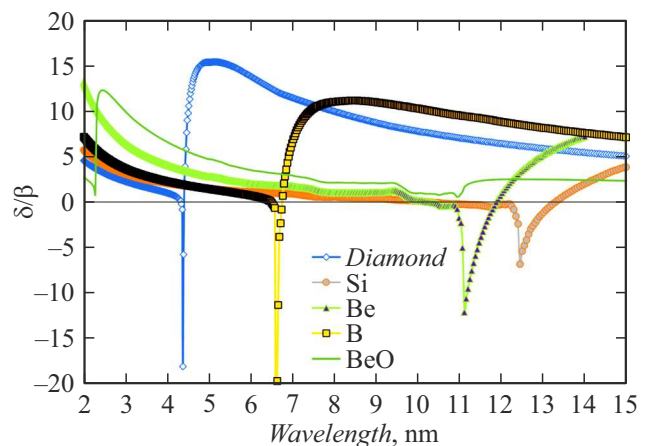


Рис. 7. Зависимость отношения δ/β (значение декремента δ показателя преломления к коэффициенту поглощения β) от длины волны.

наибольшего значения отношения δ/β на определенных интервалах длин волн:

- 1) на длине волны $\lambda < 2.5 \text{ nm}$ оптимальным материалом является бериллий (Be);
- 2) на длине волны $2.5 < \lambda < 4.5 \text{ nm}$ — оксид бериллия (BeO);
- 3) на длине волны $4.5 < \lambda < 8 \text{ nm}$ — алмаз (diamond);
- 4) на длине волны $8 < \lambda < 13.5 \text{ nm}$ — алмаз (diamond) и бор (B);
- 5) на длине волны $\lambda > 14 \text{ nm}$ — бериллий (Be).

После определения перспективных материалов для различных длин волн было проведено моделирование изменения волнового фронта при прохождении разных участков оптической системы:

- 1) от прозрачной маски до линзы,
- 2) в материале линзы с учетом эффекта поглощения излучения,
- 3) от выходной плоскости линзы до фокальной плоскости (плоскость подложки с рентгенорезистом).

Для всех вычислений установлено четырехкратное уменьшение линзы, т.е. предполагается, что рисунок на фоторезисте должен быть в 4 раза меньше размера отверстий в прозрачной маске. Размер отверстий подбирается таким образом, чтобы добиться минимально возможного разрешения (half pitch) для конкретной длины волны и материала СКЛ.

Первоначально произведен расчет интенсивности излучения в фокальной плоскости СКЛ, представленный на рис. 8, в окрестности длины волны 13.5 nm для материалов бериллий (Be), алмаз (diamond), бор (B). Для трех материалов во время численного моделирования были зафиксированы параметры: длина волны 13.5 nm, радиус кривизны поверхности линзы 1 μm . Численное моделирование показало, что оптимальным материалом на длине волны $\lambda = 13.5 \text{ nm}$ является алмаз, с помощью которого можно добиться разрешения 28 nm. Обращаясь к рис. 8, можно увидеть, что алмазная СКЛ линза имеет резкий вертикальный профиль распределения интенсивности излучения и минимальный уровень

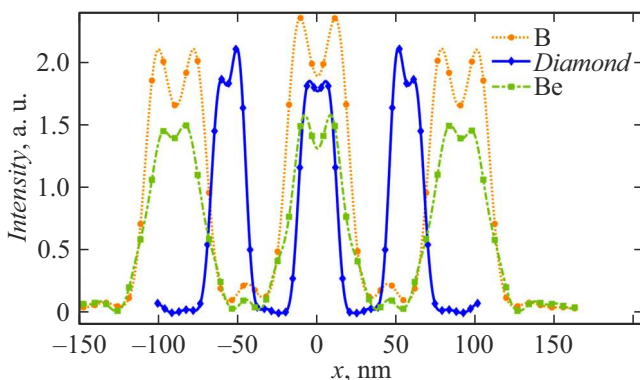


Рис. 8. Распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости СКЛ на основе материалов: бериллий (Be), алмаз (diamond), бор (B). Изображение получено от маски с тремя отверстиями в окрестности длины волны 13.5 nm.

шума (1.9%), что также подтверждает выбор алмаза в качестве наиболее перспективного материала на длине волны 13.5 nm. Необходимо пояснить, что уровень шума — это отношение интенсивности паразитного излучения, попадающего в фокальную плоскость СКЛ, к интенсивности полезного излучения в фокальной плоскости СКЛ. В табл. 1 приведены сравнительные параметры СКЛ, выполненных из бериллия (Be), алмаза (diamond) и бора (B). Для разных материалов и геометрий линз имеют место быть дифракционные эффекты на краю ступеней, с учетом различных значений декрементов δ показателя преломления это вносит ограничение на увеличение разрешения линзы. В табл. 1–5 приведены параметры СКЛ, при которых были получены оптимальные результаты для разрешающей способности СКЛ.

Также проанализировано излучение в окрестности длины волны $\lambda = 8 \text{ nm}$. Согласно рис. 7, наиболее перспективными материалами на данной длине волны являются алмаз (diamond) и бор (B). По этой причине произведено математическое моделирование, в результате которого получено распределение интенсивности в фокальной плоскости, представленное на рис. 9, от прозрачной маски с тремя отверстиями. Так же как и в первом случае ($\lambda = 13.5 \text{ nm}$), во время численного моделирования были зафиксированы параметры: длина волны 8 nm, радиус кривизны поверхности линзы 1 μm . СКЛ, выполненные из алмаза (diamond) и бора (B), показали одинаковые результаты по разрешающей способности (half pitch) — 28 nm. Алмазная СКЛ содержала 4 простейшие линзы в отличие от линзы из бора, которая состояла из 6 простейших линз, поэтому интенсивность первой на 16% выше, а уровень шума на 3.5% ниже. В связи с этим можно утверждать, что на длине волны $\lambda = 8 \text{ nm}$ алмазная СКЛ является оптимальной для достижения наилучших результатов в литографии. В табл. 2 приведены сравнительные показатели СКЛ из алмаза (diamond) и бора (B).

Следующим шагом исследования было определение наиболее перспективного материала на длине волны $\lambda = 5 \text{ nm}$. Данные рис. 7 показывают, что алмаз (diamond) с отрывом лидирует по соотношению δ/β на данной длине волны. По этой причине алмаз (diamond) выбран в качестве материала линзы для расчетов оптической системы. Кроме алмаза проанализирован оксид бериллия (BeO), который также имеет большое соотношение δ/β на длине волны $\lambda = 5 \text{ nm}$. На рис. 10 представлены результаты численного моделирования, в результате которого получено распределение интенсивности излучения ($\lambda = 5 \text{ nm}$) в фокальной плоскости, полученное от прозрачной маски с тремя отверстиями, для оптической системы с СКЛ из алмаза (diamond) и оксида бериллия (BeO). При моделировании были зафиксированы следующие параметры: длина волны $\lambda = 5 \text{ nm}$, радиус кривизны поверхности линзы $R = 1 \mu\text{m}$, уменьшение изображения — 4 крат. Результаты численного моделирования подтвердили данные

Таблица 1. Параметры СКЛ на базе различных материалов (бериллий (Be), алмаз (diamond), бор (B)) для излучения $\lambda = 13.5$ nm

Параметр	Материал линзы		
	Бериллий (Be)	Бериллий (Be)	Бор (B)
Разрешение (half pitch), nm	45	28	45
Количество линз	4	2	4
Уровень шума, %	7.2	1.9	11.1
Интенсивность излучения, а.е.	1.5	1.85	2
Потери энергии в СКЛ, %	62.5	53.75	50
Числовая апертура NA	0.693	0.774	0.605
Фокусное расстояние F , μm	26.03	20.44	7.903
Теоретическое разрешение линзы, nm	19.5	17.4	22.3
Количество ступеней линзы	888	2264	168
Длина ступеней линзы, nm	703	110	213
Ширина центральной ступени, nm	1186	743	653
Ширина крайней ступени, nm	28	11	36

Таблица 2. Параметры СКЛ на базе различных материалов (алмаз (diamond), бор (B)) для длины волны излучения $\lambda = 8$ nm

Параметр	Материал линзы	
	Алмаз (diamond)	Бор (B)
Разрешение (half pitch), nm	28	28
Количество линз	4	6
Интенсивность излучения, а.е.	2.05	1.76
Потери энергии в СКЛ, %	48.75	56
Уровень шума, %	4.9	7.4
Числовая апертура NA	0.637	0.605
Фокусное расстояние F , μm	12.11	20.21
Теоретическое разрешение линзы, nm	12.6	11.4
Количество ступеней линзы	516	824
Длина ступеней линзы, nm	194	485
Ширина центральной ступени, nm	623	985
Ширина крайней ступени, nm	19.4	24.2

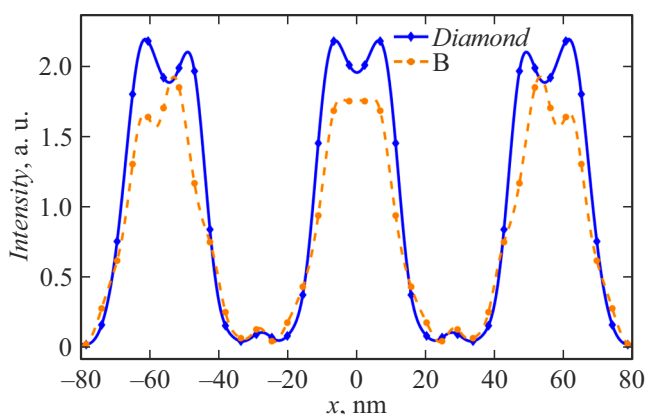
**Рис. 9.** Распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости СКЛ на основе материалов: алмаз (diamond), бор (B). Изображение получено от маски с тремя отверстиями в окрестности длины волны 8 nm.

рис. 7: с помощью алмазной СКЛ можно добиться разрешения (half pitch) 20 nm. Также следует отметить, что интенсивность излучения в фокальной плоскости алмазной линзы на 35% выше, чем у линзы из BeO, и уровень шума ниже на 8.8%. Далее приведена табл. 3 для сравнения показателей СКЛ из алмаза и бериллия.

Следующая исследуемая область мягкого рентгеновского диапазона стала окрестность длины волны $\lambda = 3$ nm. Согласно рис. 7, наиболее перспективными материалами в этой области являются бериллий (Be) и его оксид (BeO). В связи с этим произведен численный расчет распространения излучения в оптической системе СКЛ из бериллия и оксида бериллия, в результате которого получено распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости от транспарентной маски с тремя отверстиями. Распределение интенсивности представлено на рис. 11. Как и в предыдущих случаях, зафиксированы следующие параметры: длина волны $\lambda = 3$ nm, радиус кривизны поверхности линзы $R = 1 \mu\text{m}$, уменьшение изображения — 4 крат.

Таблица 3. Параметры СКЛ на базе различных материалов (алмаз (diamond), оксид бериллия (BeO)) для длины волны излучения $\lambda = 5 \text{ nm}$

Параметр	Материал линзы	
	Алмаз (diamond)	Оксид бериллия (BeO)
Разрешение (half pitch), nm	20	28
Количество линз	8	4
Интенсивность излучения, a.u.	1.35	1
Потери энергии в СКЛ, %	66.25	75
Уровень шума, %	2.6	11.4
Числовая апертура NA	0.502	0.398
Фокусное расстояние F , μm	103.4	28.85
Теоретическое разрешение линзы, nm	10	12.6
Количество ступеней линзы	1740	540
Длина ступеней линзы, nm	414	289
Ширина центральной ступени, nm	2034	760
Ширина крайней ступени, nm	34.5	23.1

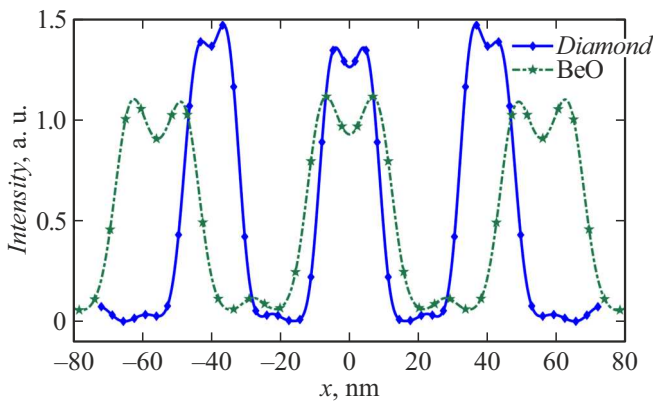


Рис. 10. Распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости СКЛ на основе материалов: алмаз (diamond), оксид бериллия (BeO). Изображение получено от маски с тремя отверстиями в окрестности длины волны 5 nm.

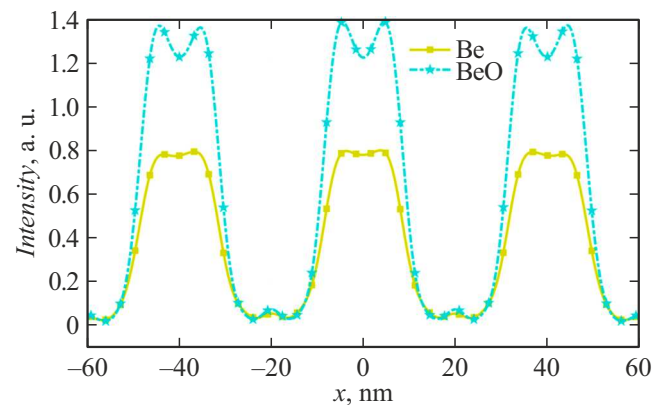


Рис. 11. Распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости СКЛ на основе материалов: бериллий (Be), оксид бериллия (BeO). Изображение получено от маски с тремя отверстиями в окрестности длины волны 3 nm.

Из рис. 11 легко увидеть, что с помощью линз из бериллия и его оксида возможно получить разрешение (half pitch) 20 nm, но интенсивность излучения в фокальной плоскости, полученного с помощью СКЛ из оксида бериллия (BeO), на 60% выше. В табл. 4 приведены сравнительные показатели оптических систем СКЛ из бериллия (Be) и оксида бериллия (BeO).

Большой интерес также представляет рентгеновское излучение в окрестности длины волны $\lambda = 2 \text{ nm}$. Согласно рис. 7, сразу несколько материалов являются перспективными на данной длине волны: бериллий (Be), бор (B), кремний (Si) и алмаз (diamond). Проведено численное моделирование оптической системы СКЛ, выполненных из вышеперечисленных материалов, по результатам которого получено распределение интенсивности в фокальной плоскости, представленное на рис. 12. Во время расчетов зафиксированы следующие параметры: длина волны $\lambda = 2 \text{ nm}$, радиус кривизны поверхности линзы

$R = 1 \mu\text{m}$, уменьшение изображения — 4 крат. Результаты численного моделирования показывают, что все вышеперечисленные материалы позволяют создать СКЛ с разрешением (half pitch) 14 nm на данной длине волны ($\lambda = 2 \text{ nm}$). Из рис. 12 видно, что наибольшую интенсивность можно достичь с помощью бериллиевой СКЛ, состоящей из 14 элементарных линз. Также следует отметить, что наименьшего уровня шума можно добиться с помощью системы алмазных СКЛ, состоящей из 6 элементарных линз. Сравнительные показатели СКЛ приведены в табл. 5.

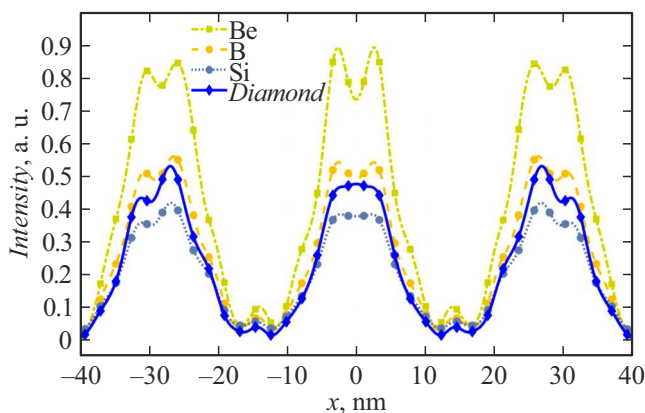
Подводя промежуточные итоги, можно утверждать, что уменьшение длины волны позволяет достичь большей разрешающей способности (half pitch); при этом интенсивность излучения снижается за счет использования большего количества элементарных линз в СКЛ. Среди параметров, характеризующих оптическую систему, можно выделить следующие ключевые: разрешение

Таблица 4. Параметры СКЛ на базе различных материалов (оксид бериллия (BeO), бериллий (Be)) для длины волны излучения $\lambda = 3 \text{ nm}$

Параметр	Материал линзы	
	Бериллий (Be)	Оксид бериллия (BeO)
Разрешение (half pitch), nm	20	20
Количество линз	6	6
Интенсивность излучения, а.е.	0.8	1.3
Потери энергии в СКЛ, %	80	67.5
Уровень шума, %	6.6	5.5
Числовая апертура NA	0.309	0.335
Фокусное расстояние $F, \mu\text{m}$	77.1	56.27
Теоретическое разрешение линзы, nm	9.7	9
Количество ступеней линзы	900	788
Длина ступеней линзы, nm	694	506
Ширина центральной ступени, nm	1178	1006
Ширина крайней ступени, nm	27.8	25.3

Таблица 5. Параметры СКЛ на базе различных материалов (бериллий (Be), бор (B), кремний (Si), алмаз (diamond)) для длины волны излучения $\lambda = 2 \text{ nm}$

Параметр	Материал линзы			
	Бериллий (Be)	Бор (B)	Кремний (Si)	Алмаз (diamond)
Разрешение (half pitch), nm	14	14	14	14
Количество линз	14	10	10	6
Интенсивность излучения, а.е.	0.8	0.5	0.38	0.48
Потери энергии в СКЛ, %	80	87.5	90.5	88
Уровень шума, %	12.5	14	15.3	8.6
Числовая апертура NA	0.467	0.448	0.433	0.428
Фокусное расстояние $F, \mu\text{m}$	75.85	79.94	83.33	84.47
Теоретическое разрешение линзы, nm	4.3	4.5	4.6	4.7
Количество ступеней линзы	1506	2000	1920	3156
Длина ступеней линзы, nm	1062	800	833	507
Ширина центральной ступени, nm	1457	1264	1291	1007
Ширина крайней ступени, nm	26.5	20	20.8	12.7

**Рис. 12.** Распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости СКЛ на основе материалов: бериллий (Be), бор (B), кремний (Si), алмаз (diamond). Изображение получено от маски с тремя отверстиями в окрестности длины волны 2 nm.

(half pitch) оптической системы, относительная интенсивность, уровень шума.

Согласно данным критериям, исходя из результатов моделирования, необходимо выделить наиболее успешные материалы и интервалы длин волн. Алмазные киноформные линзы лидируют на большом отрезке длин волн: $4.4 < \lambda < 14 \text{ nm}$. Слева этот интервал ограничен тем, что на длине волны $\lambda \sim 4.3 \text{ nm}$ происходит смена знака декремента δ показателя преломления (рис. 7). Также необходимо отметить тот факт, что алмаз обладает превосходной теплопроводностью ($900\text{--}2300 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$), что способствует быстрому отводу тепла из оптической системы. Далее следует интервал длин волн $2.4 < \lambda < 4.4 \text{ nm}$, на котором более предпочтительным является оксид бериллия (BeO). Слева данный интервал ограничен резким уменьшением декремента δ показателя преломления для оксида бериллия на длине волны $\lambda \sim 2.3 \text{ nm}$ из-за содержания атомов

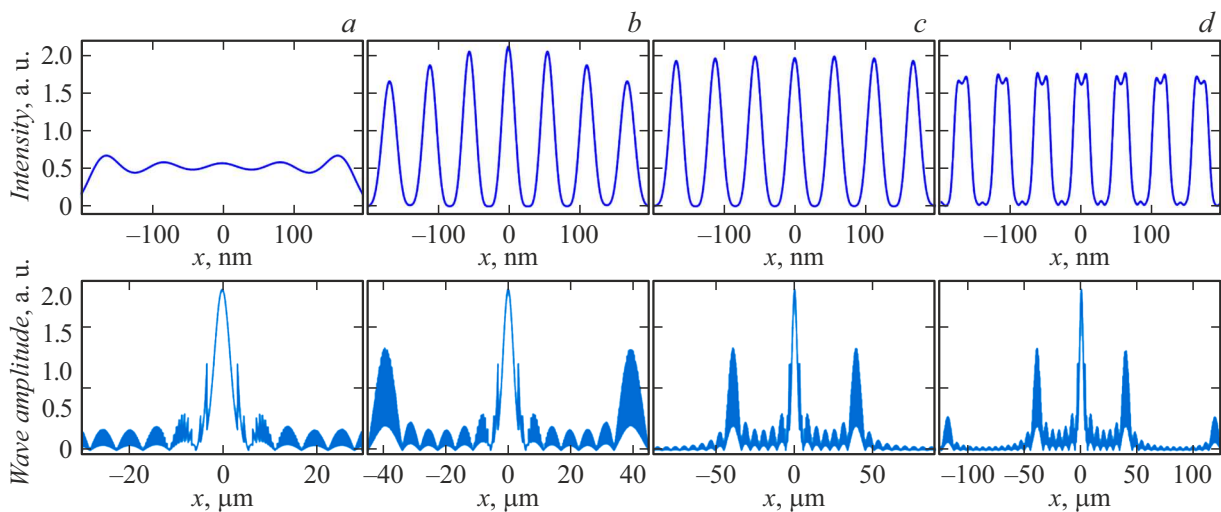


Рис. 13. Зависимость распределения интенсивности излучения в фокальной плоскости и распределения волнового фронта на выходе из СКЛ от различных радиусов апертур входного зрачка линзы: *a* — $a = 30 \mu\text{m}$ ($NA = 0.067$); *b* — $a = 45 \mu\text{m}$ ($NA = 0.101$); *c* — $a = 90 \mu\text{m}$ ($NA = 0.197$); *d* — $a = 125 \mu\text{m}$ ($NA = 0.27$).

кислорода, у которого декремента δ показателя преломления меняет знак в окрестности $\lambda \sim 2.3 \text{ nm}$. На крайнем левом интервале длин волн $\lambda < 2.3 \text{ nm}$ предпочтителен бериллий (Be), так как он имеет наибольшее соотношение δ/β , а также с помощью бериллиевых линз получена максимальная интенсивность излучения в фокальной плоскости.

На примере оптической системы бериллиевых киноформных линз проанализировано влияние апертуры входного зрачка линзы и соответственно числовой апертуры NA на форму сигнала (волнового фронта) в фокальной плоскости. Во время численных расчетов зафиксированы следующие параметры системы: длина волны рентгеновского излучения $\lambda = 2 \text{ nm}$, количество элементарных линз — 6, количество отверстий в транспарентной маске — 7, четырехкратное уменьшение оптической системы.

На рис. 13 представлена зависимость формы волнового фронта в фокальной плоскости от радиуса апертуры выходного зрачка a . В первом случае (рис. 13, *a*) радиус апертуры составляет $a = 30 \mu\text{m}$ ($NA = 0.067$). В данном случае распределение интенсивности имеет равномерный характер без каких-либо выраженных пиков. Это объясняется тем, что во входной зрачок линзы попадает недостаточное количество дифрагированного излучения от маски, что подтверждается графиком с амплитудой волнового фронта, на котором видно только центральный дифракционный порядок.

На рис. 13, *b* представлено распределение интенсивности волнового фронта в фокальной плоскости для радиуса апертуры входного зрачка $a = 45 \mu\text{m}$ ($NA = 0.101$). На данном рисунке прослеживаются четкие пики в распределении интенсивности, и их количество соответствует количеству отверстий в транспарентной маске. Данное качественное улучшение распределения интен-

сивности объясняется появлением дополнительного дифракционного порядка в волновом фронте на входе и выходе из оптической системы. Однако интенсивность пиков неравномерная — центральные пики имеют большую интенсивность, нежели крайние.

Далее на рис. 13, *c* радиус апертуры увеличен вдвое $a = 90 \mu\text{m}$ ($NA = 0.197$). Интенсивность пиков в фокальной плоскости стала более равномерной — крайние пики имеют практически такую же интенсивность, что и центральные. Однако, как и на рис. 13, *b*, интенсивность каждого отдельного пика имеет вид нормального распределения (распределение Гаусса), что недостаточно для литографии, так как исходный технологический рисунок будет искажаться на экспонируемой пластине из-за малого количества дифракционных порядков, попадающих на входной зрачок линзы.

На рис. 13, *d* радиус апертуры входного зрачка линзы составляет $a = 125 \mu\text{m}$ ($NA = 0.27$). На графике с амплитудой волнового фронта можно заметить, что во входной зрачок линзы попадает второй дифракционный порядок, что позволяет получить дополнительную информацию о волновом фронте. На графике интенсивности излучения в фокальной плоскости интенсивность отдельного пика уже не имеет вид распределения Гаусса, так как интенсивность каждого пика выходит на „плато“. Таким образом, можно утверждать, что минимальное количество дифракционных порядков, необходимых для качественного переноса изображения на рентгенорезист, равно двум.

Исследована зависимость влияния количества N элементарных линз в СКЛ на качество волнового фронта в фокальной плоскости. С этой целью проанализирована оптическая система из бериллиевых киноформных линз на длине волны $\lambda = 2 \text{ nm}$. Бериллий на данной длине волны наиболее подходит для демонстрации данной за-

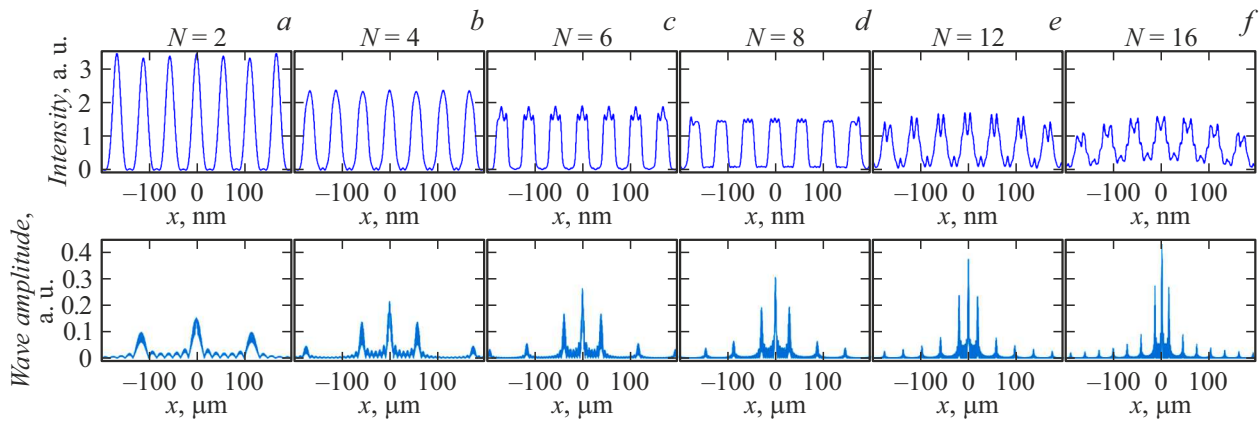


Рис. 14. Распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости и волнового фронта на выходе из СКЛ в зависимости от количества элементарных линз: *a* — $N = 2$ ($NA = 0.076$); *b* — $N = 4$ ($NA = 0.151$); *c* — $N = 6$ ($NA = 0.223$); *d* — $N = 8$ ($NA = 0.292$); *e* — $N = 12$ ($NA = 0.416$); *f* — $N = 16$ ($NA = 0.521$).

висимости, так как он обладает минимальным поглощением, что позволяет использовать большое количество линз. Радиус апертуры входного зрачка линзы составлял $R = 5 \mu\text{m}$, уменьшение изображения — 4 крат.

На рис. 14 представлены результаты численного расчета бериллиевых СКЛ, для которых варьировалось количество N элементарных линз. На рис. 14, *a* СКЛ состояла из $N = 2$ элементарных линз. Числовая апертура такой системы $NA = 0.076$, что недостаточно для создания качественного изображения на рентгенорезисте, так как распределения интенсивности каждого отдельного пика имеют вид нормального распределения. Это связано с тем, что во входную апертуру зрачка линзы попадает только центральный и первый дифракционный порядок.

Далее на рис. 14, *b* количество элементарных линз увеличено вдвое, соответственно числовая апертура увеличилась практически вдвое $NA = 0.151$. Из рисунка видно, что во входном зрачке добавился один дифракционный порядок, однако распределения интенсивности по-прежнему имеют вид нормального распределения, но вид распределений становится все более приближен к прямоугольному сигналу, позволяющему создавать качественный дифракционный рисунок.

СКЛ на рис. 14, *c* состоит из 6 элементарных линз, при этом числовая апертура $NA = 0.223$. Дополнительный дифракционный порядок позволил получить распределение интенсивности в фокальной плоскости, приближенное к прямоугольному. Обращаясь к рис. 14, *a–c*, следует отметить, что величина интенсивности уменьшается пропорционально количеству N элементарных линз.

На рис. 14, *d* количество элементарных линз увеличено до 8, а числовая апертура — до $NA = 0.292$. Как видно из рисунка, распределение интенсивности наиболее приближено к прямоугольному, что позволит создать качественный рисунок на рентгенорезисте.

Обращаясь к рис. 14, *e, f*, можно увидеть, что дальнейшее увеличение количества элементарных линз в СКЛ приводит к резкому возрастанию уровня сигнала шума

в центральной области распределения интенсивности в фокальной плоскости, следствием чего является разность уровней интенсивности в центре и по краям.

Таким образом, необходимо сделать вывод о том, что увеличение количества элементарных линз в СКЛ приводит к увеличению числовой апертуры, что, в свою очередь, улучшает качество распределения интенсивности в фокальной плоскости. Однако это же приводит к снижению величины интенсивности и увеличению уровня шумовых помех. Поэтому оптимальное количество элементарных линз в СКЛ необходимо подбирать индивидуально, как в зависимости от длины волны излучения, так и от материала линзы.

3. Оценка производительности литографа на основе системы киноформных линз

Плоский фронт диаметром 10 mm от источника СИ попадает на оптическую систему сжатия пучка, которая сжимает пучок в одном направлении до $10 \mu\text{m}$. Далее сжатый пучок освещает прозрачную маску (рис. 1). Мощность пучка СИ P_S в зависимости от длины волны варьируется в пределах от 3 до 20 W. Стоящая за прозрачной маской СКЛ фокусирует рентгеновское излучение на пластину с фоторезистом, обладающим чувствительностью $D = 20 \text{ mJ/cm}^2$. Учитывая потери энергии (50%) в оптической системе, сжимающей синхротронный пучок до его попадания на прозрачную маску, получим плотность мощности излучения на прозрачной маске: $P_{TM} = 0.5P_S/S$, где S — площадь прозрачной маски. Зная потери энергии p_{los} и кратность уменьшения $k = 4$ в СКЛ, можно оценить плотность мощности на рентгенорезисте: $P_R = P_{TM}(1 - p_{los})k^2$. Время экспонирования пикселя на рентгенорезисте рассчитывается по формуле $\tau_{pix} = D/P_R$. Если взять медианные значения $P_S = 10 \text{ W}$

и $p_{los} = 0.6$, то время экспонирования одиночного пикселя на рентгенорезисте будет составлять $\tau_{pix} = 0.65 \mu s$.

Скорость экспонирования пластины с помощью литографической установки на основе системы СКЛ ограничивается, с одной стороны, геометрическими размерами входного зрачка линзы (порядка 1 mm) и засвечиваемой области транспарентной маски, а с другой стороны, временем срабатывания МЭМС затвора $\tau_{MEMS} = 20 \mu s$, который открывает или закрывает нужный оптический канал. Полное время одного цикла экспонирования составляет $\tau = \tau_{MEMS} + \tau_{pix} = 20.65 \mu s$. Транспарентная маска представляет собой набор отверстий, выстроенных в линию, со скважностью 1:3. С учетом четырехкратного уменьшения оптической системы СКЛ для получения пикселя $28 \times 28 \text{ nm}$ необходимо использовать квадратные отверстия размером 112 nm. Таким образом, количество отверстий транспарентной маски, уместяющихся на отрезке 1 mm, составляет $N \approx 3 \cdot 10^3$. Отсюда для единичного пикселя $28 \times 28 \text{ nm}$ получаем площадь, засвечиваемую за один цикл, порядка $S_{cycle} = 2.35 \mu m^2$. Поскольку полезная площадь 200 mm пластины $S_{eff} = 2 \cdot 10^4 \text{ mm}^2$, количество циклов $M = S_{eff}/S_{cycle} = 8.5 \cdot 10^9$, а время ее засветки составляет $t_{tot} = \tau M \approx 48 \text{ h}$.

Заключение

В работе показана возможность создания составных преломляющих оптических систем на базе киноформных линз в диапазоне длин волн мягкого рентгеновского излучения ($\lambda = 2\text{--}14 \text{ nm}$). Результаты моделирования показали, что переход от стандартных преломляющих к киноформным линзам значительно уменьшает поглощение, что позволяет увеличить разрешающую способность линзы. По результатам численного моделирования определены оптимальные материалы для всего диапазона длин волн мягкого рентгеновского излучения. На большом интервале длин волн $4.4 < \lambda < 14 \text{ nm}$ наиболее предпочтительны алмазные (diamond) киноформные линзы. В интервале длин волн $2.4 < \lambda < 4.4 \text{ nm}$ наиболее перспективным материалом для создания преломляющей оптики является оксид бериллия (BeO). Бериллиевые (Be) киноформные линзы обеспечивают наилучший результат в области длин волн $\lambda < 2.4 \text{ nm}$. Установлено, что по мере уменьшения длины волны возможно использование большего количества элементарных линз в СКЛ, так как для большинства материалов прослеживается тенденция уменьшения коэффициента поглощения β и декремента δ при уменьшении длины волны. Результаты моделирования показали, что максимальное разрешение (half pitch), которое возможно достичь с помощью СКЛ в мягком рентгеновском диапазоне, составляет 14 nm на длине волны $\lambda = 2 \text{ nm}$ для материалов бериллий (Be), алмаз (diamond), оксид бериллия (BeO) и кремний (Si).

По результатам численных расчетов получена зависимость интенсивности излучения в фокальной плоскости (плоскость экспонируемой пластины с рентгенорезистом) от радиуса апертуры входного зрачка. Также проанализирована зависимость интенсивности излучения в фокальной плоскости от количества элементарных линз в СКЛ. Необходимо сделать вывод, что увеличение количества элементарных линз в СКЛ приводит к увеличению числовой апертуры, что, в свою очередь, улучшает качество распределения интенсивности в фокальной плоскости. Однако это же приводит к снижению величины интенсивности и увеличению уровня шумовых помех. Поэтому оптимальное количество элементарных линз в СКЛ для каждой отдельной конфигурации необходимо подбирать индивидуально, как в зависимости от длины волны излучения, так и от материала линзы. Результаты исследования могут быть использованы при разработке литографической системы на основе транспарентной маски и СКЛ.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской Федерации в лице Министерства науки и высшего образования, соглашение № 075-15-2021-1350 от 5 октября 2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0004).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.V. Sirotin. *Econ. Rev. Rus.*, **3** (69), 105 (2021). DOI: 10.37930/1990-9780-2021-3-69-105-122
- [2] Н.Н. Куликова. Теория и практика общественного развития, **12**, 87 (2017). DOI: 10.24158/tipor.2017.12.19
- [3] V. Bakshi. *EUV Lithography*, Second edition (SPIE Press, Bellingham, Washington, USA, 2018)
- [4] C. Smeets, N. Benders, F. Bornebroek, J. Carbone, R. Van Es, A. Minnaert, G. Salmaso, S. Young. *Optical and EUV Nanolithography XXXVI*, ed. by A. Lio, M. Burkhardt (SPIE, San Jose, United States, 2023), p. 9, DOI: 10.1117/12.2658046
- [5] S. Amano, K. Masuda, A. Shimoura, S. Miyamoto, T. Mochizuki. *Appl. Phys. B*, **101** (1–2), 213 (2010). DOI: 10.1007/s00340-010-3997-7
- [6] M. Richardson, C.-S. Koay, K. Takenoshita, C. Keyser, M. Al-Rabban. *J. Vacuum Sci. Technol. B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, **22** (2), 785 (2004). DOI: 10.1116/1.1667511
- [7] N.I. Chkhalo, K.V. Durov, A.N. Nechay, A.A. Perekalov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko. *J. Surf. Investig.*, **17** (S1), S226 (2023). DOI: 10.1134/S1027451023070078
- [8] В.Н. Полковников, Н.Н. Салашенко, М.В. Свечников, Н.И. Чхало. *УФН*, **190** (1), 92 (2020). DOI: 10.3367/UFNr.2019.05.038623 [V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, M.V. Svechnikov, N.I. Chkhalo. *Phys.-Usp.*, **63** (1), 83 (2020). DOI: 10.3367/UFNe.2019.05.038623]

- [9] N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, A.N. Nechay, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, M.G. Sertsu, A. Sokolov, M.V. Svechnikov, D.A. Tatarsky. *Opt. Lett.*, **42** (24), 5070 (2017). DOI: 10.1364/OL.42.005070
- [10] N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko. *AIP Adv.*, **3** (8), 082130 (2013). DOI: 10.1063/1.4820354
- [11] C. Montcalm, S. Bajt, P. Mirkarimi, E. Spiller, F. Weber, J. Folta. *SPIE*, **3331**, 42 (1998). DOI: 10.1117/12.309600
- [12] M.V. Svechnikov, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, A.N. Nechay, D.E. Pariev, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, D.A. Tatarskiy, N.N. Salashchenko, Y.A. Vainer, M.V. Zorina, F. Schafers, M.G. Sertsu, A. Sokolov. *Opt. Express*, **26** (26), 33718 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.033718
- [13] D.S. Kuznetsov, A.E. Yakshin, J.M. Sturm, R.W.E. Van De Kruijs, E. Louis, F. Bijkerk. *Opt. Lett.*, **40** (16), 3778 (2015). DOI: 10.1364/OL.40.003778
- [14] C. Burcklen, S. de Rossi, E. Meltchakov, D. Denetiere, B. Capitanio, F. Polack, F. Delmotte. *Opt. Lett.*, **42** (10), 1927 (2017). DOI: 10.1364/OL.42.001927
- [15] I.A. Artyukov, Y. Bugayev, O.Yu. Devizenko, R.M. Feschenko, Y.S. Kasyanov, V.V. Kondratenko, S.A. Romanova, S.V. Saveliev, F. Schafers, T. Feigl, Y.A. Uspenski, A.V. Vinogradov. *Proc. SPIE*, **5919**, 59190E (2005). DOI: 10.1117/12.620037
- [16] I. Snigireva, M. Polikarpov, A. Snigirev. *Synchrotron Radiation News*, **34** (6), 12 (2021). DOI: 10.1080/08940886.2021.2022387
- [17] В.Г. Кон. *Письма в ЖЭТФ*, **76** (10), 701 (2002). [V.G. Kohn, *JETP Lett.*, **76** (10), 600 (2002). DOI: 10.1134/1.1541043]
- [18] V. Kohn, I. Snigireva, A. Snigirev. *Opt. Commun.*, **216** (4–6), 247 (2003). DOI: 10.1016/S0030-4018(02)02285-X
- [19] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler. *Nature*, **384** (6604), 49 (1996). DOI: 10.1038/384049a0
- [20] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, A. Souvorov, B. Lengeler. *Appl. Opt.*, **37** (4), 653 (1998). DOI: 10.1364/AO.37.000653
- [21] V.G. Kohn, M.S. Folomeshkin. *J. Synchrotron Rad.*, **28** (2), 419 (2021). DOI: 10.1107/S1600577520016495
- [22] V. Aristov, M. Grigoriev, S. Kuznetsov, L. Shabelnikov, V. Yunkin, T. Weitkamp, C. Rau, I. Snigireva, A. Snigirev, M. Hoffmann, E. Voges. *Appl. Phys. Lett.*, **77** (24), 4058 (2000). DOI: 10.1063/1.1332401
- [23] D. Faklis, G.M. Morris. *Appl. Opt.*, **34** (14), 2462 (1995). DOI: 10.1364/AO.34.002462