

07

Собирающая мультилинза для преломляющей рентгеновской и нейтронной оптики

© В.А. Чуриков

Томский государственный университет, Томск

Поступило в Редакцию 8 апреля 2003 г.

В окончательной редакции 24 июня 2003 г.

Для рентгеновского и нейтронного излучения с длинами волн $\lambda = 1-30 \text{ \AA}$ предлагается создавать линзы макроскопических размеров на основе систем согласованно работающих микролинз и корректирующих микропризм.

В работах [1–6] была показана принципиальная возможность создания преломляющей рентгеновской оптики с помощью линз достаточно малого размера — микролинз. Если коэффициент преломления материала линзы $n = 1 + \delta$, δ — декремент коэффициента преломления, тогда радиус кривизны R , фокусное расстояние f и δ в односторонних микролинзах будут связаны соотношением $f = R/\delta$. Для рентгеновского излучения $\delta < 0$ это значит, что собирающая рентгеновская линза будет вогнутая.

В работах [5,6] предложено создавать линзы макроскопического размера для рентгеновского излучения на основе системы микролинз и корректирующих микропризм, объединяя их в одну линзу достаточно больших размеров. Фокусы микролинз должны совмещаться. Таковую линзу будем называть мультилинзой, а общий фокус — мультифокусом.

Создавать мультилинзы из микролинз можно различными способами. Рассмотрим один из них. Перпендикулярно оси z , на которой лежит оптическая ось мультилинзы, расположена центральная микролинза L_0 , через центр которой проходит оптическая ось мультилинзы. Оптическая ось центральной микролинзы совпадает с оптической осью мультилинзы (рис. 1). На оптической оси мультилинзы расположен мультифокус f , с которым будет совпадать фокус центральной микролинзы. Вокруг центральной микролинзы L_0 расположена кольцевая микролинза L_1 ,

под некоторым углом, таким, чтобы лучи, проходящие через линзу L_1 сходились в фокусе мультилинзы f . У кольцевой микролинзы оптические оси будут расположены по всему периметру, пробегая по которому они будут описывать конус, который будем называть фокальным конусом кольцевой микролинзы. Вершина конуса будет совпадать с мультифокусом, его образующей будет любая оптическая ось кольцевой микролинзы, а осью симметрии конуса будет оптическая ось мультилинзы.

Аналогично вокруг микролинзы L_1 расположена кольцевая микролинза L_2 с фокусом в f и т.д. Для обеспечения общего фокуса всех микролинз мультилинзы необходимо, чтобы образующие фокальных конусов кольцевых линз были под некоторым углом α_n ($n = 1, 2, \dots, N$) к оптической оси мультилинзы. Для этого нужно, чтобы поток рентгеновских лучей, падающий на мультилинзу параллельно оптической оси мультилинзы, падая на кольцевые микролинзы, изменял свое направление на углы α_n , где для каждой микролинзы будет свой угол отклонения. Изменять направления рентгеновского потока можно с помощью корректирующих микропризм, которые расположены с плоской стороны кольцевых микролинз. У всех микролинз в такой мультилинзе будут одинаковы фокусные расстояния, поэтому мультилинзы с таким свойством будем называть равнофокусными.

Найдем геометрические соотношения для мультилинзы из $N + 1$ микролинзы с одинаковыми для всех микролинз радиусами кривизны R и полуширинами ρ (рис. 1 и 2).

Угол между оптической осью мультилинзы и оптической осью n -й микролинзы будет $\alpha_n = \alpha \cdot n$, $n = 0, 1, 2 \dots N$, $\alpha = 2 \arctg(\rho\delta/R) = 2 \arctg(\rho/f)$.

Углы γ_n в корректирующих призмах необходимы для поворота потока рентгеновских лучей в n -х микролинзах, чтобы обеспечить нормальное падение потока к плоской стороне микролинзы (рис. 2). Их легко найти, исходя из закона преломления $\sin \varphi_1 = n' \sin \varphi_2$, где φ_1 — угол падения на призму, φ_2 — угол преломления в призме; считая, что $\varphi_1 = \gamma_n - \alpha \cdot n$ и $\varphi_2 = \gamma_n$, получим

$$\gamma_n = \arctg \left\{ \frac{\sin(n \cdot \alpha)}{1 + \cos(n \cdot \alpha) - \delta} \right\}.$$

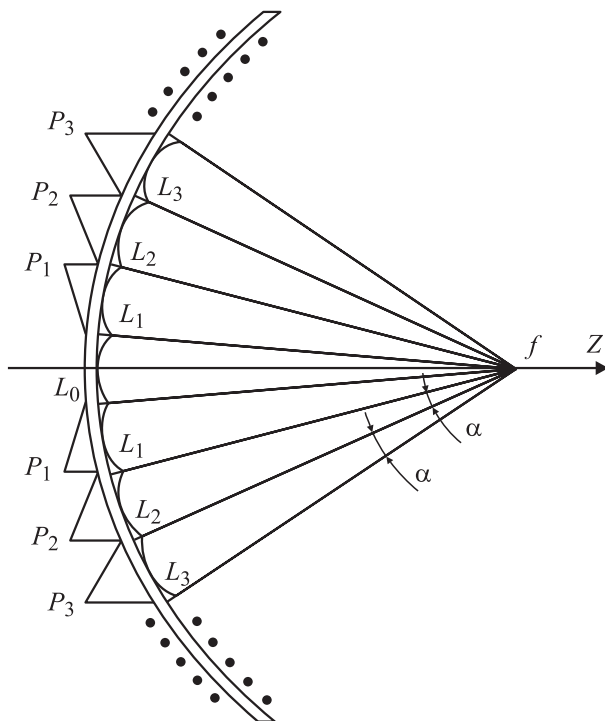


Рис. 1. Собирающая рентгеновская мультилинза.

Из этого соотношения видно, что центральная микролинза L_0 не должна иметь корректирующей призмы, так как $\gamma_0 = 0$. Ширина выступа ВС (рис. 2), образованного n -й корректирующей призмой t_n , равна

$$t_n = 2\rho \frac{\cos(n \cdot \alpha) \cdot \operatorname{tg} \gamma_n}{\cos(\gamma_n - n \cdot \alpha)},$$

длина стороны призмы АВ — P_n равна

$$P_n = 2\rho \frac{\cos(n \cdot \alpha)}{\cos(\gamma_n - \alpha \cdot n)}.$$

Получение изображений в таких мультилинзах будут сопровождать различные дефекты и особенности, которых больше в силу сложной

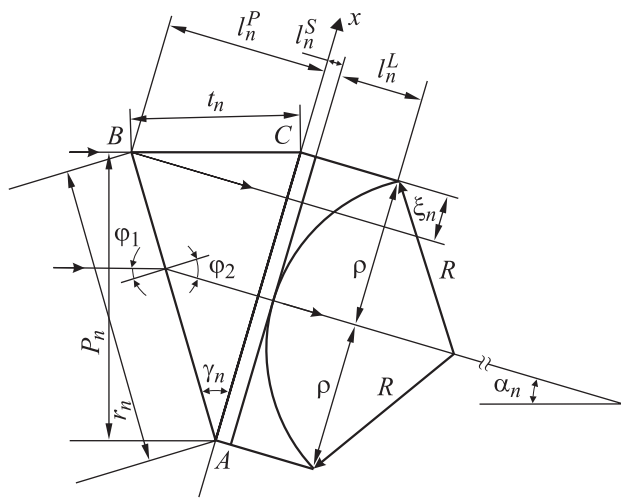


Рис. 2. Микролинза и корректирующая микропризма собирающей рентгеновской мультлинзы.

геометрии, чем в линзах оптического диапазона, и которые условно можно разделить на три группы.

1) Дефекты, свойственные как линзам оптического диапазона, так и рентгеновским мультлинзам (хроматические и сферические aberrации, дисторсия, кома и др.). У мультлинз эти aberrации будут принимать ряд особенностей, связанных с тем, что они формируются многими микролинзами, имеют кольцевую геометрию (только центральная будет сферической) и снабжены микропризмами, которые будут вносить свой вклад в aberrации.

2) Дефекты, связанные с геометрическими свойствами мультлинз, с отклонениями от заданной геометрии и неоднородностями плотности материала мультлинз.

3) Дефекты, связанные с квантовым характером взаимодействия излучения и материала мультлинз, которое может иметь достаточно сложную зависимость от длин волн и свойств материала микролинз.

Эти вопросы частично рассмотрены в [7], но требуют более широкого и глубокого исследования. Рассмотрим некоторые особенности мультлинз.

В рассматриваемых типах мультилинз в каждой кольцевой микролинзе предполагаются участки, через которые не будут проходить лучи, проходящие через мультилинзу. Это видно из того, что в точке B на углах корректирующих призм поток фотонов будет разделяться на два. Один из них будет претерпевать преломление в призме, а другой будет распространяться дальше, вдоль BC , без преломления. В результате в кольцевой линзе будет кольцевой участок, через который рентгеновские кванты не будут проходить. Такое кольцо будем называть слепым кольцом. Ширина слепых колец ξ_n в микролинзах будет

$$\xi_n = 2\rho \frac{\sin(n \cdot \alpha) \sin \gamma_n}{\cos(\gamma_n - \alpha \cdot n)}.$$

Отсюда видно, что у центральной микролинзы L_0 слепое кольцо отсутствует, так как $\gamma_0 = 0$, а отношение ширины слепых колец к ширине микролинз будет $\Theta_n = \xi_n/2\rho$, которое возрастает с номером микролинзы.

Наличие слепых колец будет приводить к разбиению потока излучения, прошедшего через мультилинзу, на отдельные потоки, сходящиеся в мультифокусе. Эту особенность мультилинз будем называть мозаичностью.

Излучение, прошедшее через мультилинзу, будет концентрироваться в мультифокусе мультилинзы, который в идеальном случае будет представлять совмещение фокусов всех микролинз. Площадь фокусировки излучения от n -й микролинзы S_F^n в идеальном случае будет определяться волнами с наибольшей длиной волны λ_M в потоке $S_F^n \approx 2\pi\lambda_M^2$. Достичь полного совмещения фокусов и указанного предела концентрации практически невозможно из-за дефектов построения изображений в мультилинзах. Реально фокусы микролинз будут размыты и иметь радиусы $r_f^n > \lambda_M$, а площади больше чем S_F^n . Кроме того, фокусы микролинз обычно будут совмещаться не полностью или вообще не совмещаться, а будут рассредоточены в некоторой области фокусировки F мультилинзы. Степень разброса фокусов всех микролинз δ_F можно определить по формуле

$$\delta_F = \max |\mathbf{f}_n - \mathbf{f}_j|,$$

где \mathbf{f}_n и \mathbf{f}_j — векторы координат центров фокусов n -й и j -й микролинз.

Излучение, прошедшее через мультилинзу, будет фокусироваться на площади S_F :

$$S_F \approx \frac{\pi}{2}(\delta_F + \bar{r}_f)^2, \quad \bar{r}_f = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N r_f^n,$$

где введен средний радиус фокуса микролинз \bar{r}_f .

Степень разброса фокусов δ_F и их средний радиус \bar{r}_f будут определяться главным образом отклонениями от „идеальной“ мультилинзы, т.е. точностью ее изготовления, которая зависит от возможностей технологии. Для оценки линейного размера области фокусировки мультилинзы примем величину, пропорциональную радиусу кривизны микролинзы

$$\delta_F + \bar{r}_f \approx 2R.$$

Рассмотрим спектральный диапазон применимости мультилинз для рентгеновского излучения и свойства материалов для их изготовления. Верхняя рабочая граница рентгеновской оптики определяется проникающей способностью рентгеновских фотонов в веществе мультилинзы.

По зависимости коэффициента ослабления μ от длины волны рентгеновских лучей [8] оценим максимальную длину волны λ_{\max} для эффективной преломляющей рентгеновской оптики

$$\mu = \tau + \sigma \approx \frac{\eta N_A}{A} \left(CZ^4 \lambda^3 + \frac{8\pi e^4 Z^2}{3m^2 c^2} \right),$$

где τ — коэффициент поглощения, связанный с резонансным взаимодействием рентгеновского излучения и внутренних электронов оболочки атома (внутренний фотоэффект), σ — коэффициент рассеяния, C — коэффициент, зависящий от λ и от атомной структуры вещества, приведенные в [8], Z — заряд ядра элемента, из которого сделана линза или призма, η — плотность вещества призмы, N_A число Авогадро, A — вес одного грамм-атома (атомный вес), e — заряд электрона, m — масса электрона, c — скорость света.

Из приведенной формулы видно, что наиболее подходящими для преломляющей рентгеновской оптики представляются вещества с малыми зарядами ядер $Z = 3 \div 6$. В частности для $Z = 3$ (Li) $\lambda_{\max} \approx 30 \text{ \AA}$, а для $Z = 6$ (C) $\lambda_{\max} \approx 8 \text{ \AA}$.

Нижняя граница для длин фотонов λ_{\min} ограничена размерами атомов вещества r_a , т.е. $\lambda_{\min} \approx r_a \approx 1 \text{ \AA}$.

Спектральный диапазон, в котором осуществима такая оптика, будет $1\text{Å} \leq \lambda \leq 8 \div 30\text{Å}$, а для энергетической шкалы соответственно $12\text{keV} \geq hv \geq 1.5 \div 0.4\text{keV}$.

Для $Z = 3 \div 6$ в диапазоне длин волн от 1 до 10Å величина δ находится в пределах: $10^{-4} \leq \delta \leq 10^{-6}$, фокусное расстояние принимает значение по величине $f = 10^3 \div 10\text{cm}$.

Излучения при прохождении через мультилинзу кроме потерь на поглощение и на рассеяние будет испытывать потери на отражение и дифракционные потери.

Падающее со стороны микропризм излучение будет частично отражаться от граней АВ. Углы падения равным углом $\angle ABC$, у корректирующих микропризм будут острыми, но на 1–2 порядка больше, чем критические углы полного отражения $\theta_c \approx \sqrt{2\delta}$. Поэтому полного внешнего отражения от микропризм не будет. При падении излучения со стороны микролинз коэффициент отражения будет меньше, чем при падении со стороны микропризм, поскольку средний угол падения со стороны микролинз меньше, чем со стороны микропризм. Такая асимметрия в работе является следствием геометрической асимметрии, которую будем называть отражательной асимметрией мультилинз.

Дифракционные потери будут малы ввиду того, что характерные размеры микропризм и микролинз, близкие к радиусу кривизны микролинз R , на 2–5 порядков больше длины волны излучения.

Потери в мультилинзе падающего потока I_0 можно выразить соотношением

$$I = I_0 K_D K_O \exp(-\mu \bar{l}_{opt}) \approx I_0 K_D K_O (1 - \mu \bar{l}_{opt}),$$

где I — плотность потока излучения, прошедшего через мультилинзу, K_D и K_O — коэффициенты дифракционных потерь и потерь на отражение, \bar{l}_{opt} — средний оптический путь в мультилинзе, вычисление которого достаточно громоздкое [6], но приближенно его можно выразить через радиус кривизны микролинзы

$$\bar{l}_{opt} \approx 2R.$$

Коэффициент усиления излучения мультилинзой k_{ml} можно выразить через площадь мультилинзы S , представляющую сумму площадей

микролинз s_n , и через потери в мультилинзе

$$k_{ml} \approx \frac{S}{s_F} K_D K_O \exp(-2\mu R), \quad S = \sum_{i=0}^N s_n = 2\pi(nR)^2, \quad s_F \approx 2\pi R^2.$$

Дифракционными потерями и потерями на отражения можно пренебречь ввиду их малости по сравнению с потерями на поглощение и рассеяние, тогда получим

$$k_{ml} \approx n^2(1 - 2\mu R).$$

При прохождении через мультилинзу 1% излучения эффективная мультилинза должна иметь более 10 микролинз, но существенные концентрации излучения возможны при количестве микролинз на 2–3 порядка больше.

Аналогичные рассуждения для мультилинз с некоторыми оговорками применимы к нейтронному излучению ввиду того, что коэффициенты преломления для рентгеновского и нейтронного излучения с длинами волн $1\text{Å} \leq \lambda \leq 30\text{Å}$ (для нейтронного излучения это соответствует области холодных и тепловых нейтронов) близки друг к другу по величине. Но в отличие от рентгеновского излучения, взаимодействующего с электронами оболочки, нейтроны взаимодействуют с ядрами. Для нейтронного излучения в указанном диапазоне длин волн материалы имеют величины $|\delta|$, по порядку совпадающие со значениями для рентгеновского излучения $10^{-4} \leq |\delta| \leq 10^{-6}$, причем, если для рентгеновского излучения $\delta < 0$, то для нейтронного тоже $\delta < 0$ или, реже, $\delta > 0$ в зависимости от конкретных нуклидов материала [9–11]. Для случая $\delta > 0$ собирающие микролинзы должны быть выпуклыми, а ориентация корректирующих микропризм относительно оптической оси должна быть обратной (выступы ВС должны быть ближе к оптической оси мультилинзы).

Нейтроны в рассматриваемом диапазоне поглощаются в материалах, как правило, меньше, чем рентгеновское излучение. Поэтому для нейтронов мультилинзы могут оказаться даже более эффективными, чем для рентгеновского излучения.

Если создать мультилинзу только из системы корректирующих микропризм (без микролинз), то можно получить их упрощенный вариант, который будет во многом аналогичен линзам Френеля из оптики видимого диапазона.

Список литературы

- [1] *Snigirev A., Kuhn V., Snigireva I. et al. // Nature. 1996. V. 384. N 7. P. 49–51.*
- [2] *Snigirev A., Kohn V., Snigireva I. et al. // Appl. Optics. 1998. V. 37. N 4. P. 1–10.*
- [3] *Elleaume P. // J. Synchrotron Rad. 1998. N 5. P. 1–5.*
- [4] *Дудчик Ю.И., Кольчевский Н.Н., Комаров Ф.Ф. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 24. С. 19–23.*
- [5] *Чуриков В.А. // Труды региональной научно-практич. конф. студентов, аспирантов и молодых ученых „Сибирская школа молодого ученого“. (21–23 декабря 1998 г.). Том IV. Физика, математика, информационные технологии. Томск: Изд-во Томского пед. гос. ун-та, 1999. 56 с.*
- [6] *Чуриков В.А. Преломляющая рентгеновская оптика. ВИНИТИ. № 3205-В00 от 20.12.2000.31 с.*
- [7] *Чуриков В.А. // Мат. VII межд. конф. студентов, аспирантов и молодых ученых „IV сибирская школа молодого ученого“ (17–19 декабря 2001). Том IV. Естественные и точные науки. Томск: Изд-во Томского гос. пед. ун-та, 2001. С. 313–316.*
- [8] *Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. М.: ГИТТЛ, 1957. 518 с.*
- [9] *Александров Ю.А. Фундаментальные свойства нейтронов. М.: Энергоиздат, 1982. 166 с.*
- [10] *Власов Н.А. Нейтроны. М.: Наука, 1971. 552 с.*
- [11] *Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.*