

07

Интерференционный эффект увеличения коэффициента отражения трехкомпонентных рентгеновских зеркал

© М.М. Барышева, А.М. Сатанин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

E-mail: maria@ipm.sci.-nnov.ru

Поступило в Редакцию 9 июля 2007 г.

Обсуждается возможность увеличения пикового коэффициента отражения бинарных многослойных периодических структур путем введения дополнительных слоев (создание трехкомпонентных зеркал). Найдены параметры веществ, при которых трехкомпонентные зеркала оказываются более выгодными по сравнению с традиционными бинарными.

PACS: 07.85.Fv, 41.50.+h, 83.85.Hf, 68.65.Ac, 61.10.Kw

Многослойные периодические структуры (МПС) с нанометровыми и субнанометровыми толщинами слоев широко используются в рентгеновской оптике в качестве отражающих элементов. Например, системы формирования изображения в установках проекционной рентгеновской литографии могут содержать до 11 отражающих элементов [1,2], поэтому увеличение коэффициента отражения каждого из них даже на несколько процентов имеет большое значение.

Ранее было показано, что оптимальный коэффициент отражения МПС, полученных чередованием двух материалов (бинарных систем), определяется отношением диэлектрических проницаемостей слоев и их соотношением в периоде (элементарной ячейке) [3,4]. Наилучшими коэффициентами отражения в области мягкого рентгеновского излучения обладают интерференционные зеркала, характеризующиеся большим скачком реальных частей диэлектрических проницаемостей материалом МПС при слабом отличии мнимых частей. Отметим, что зеркала с большим скачком мнимых частей диэлектрических проницаемостей пар материалов (так называемые „бормановские“ зеркала) в этой области имеют меньшие коэффициенты отражения ввиду больших потерь. Примером трехкомпонентных интерференционных зеркал может служить

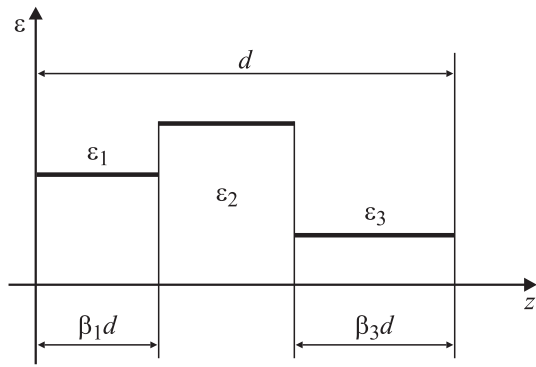


Рис. 1. Схематически представлена пространственная зависимость диэлектрической проницаемости трехкомпонентного рентгеновского зеркала.

МПС на основе пары Mo/Si, имеющая пиковое значение коэффициента 75.15% на длине волны $\lambda = 13.5$ nm для совершенной (бездефектной) структуры при нормальном падении. Параметры других МПС, широко используемых в приложениях, можно найти, например, в [1,2,4].

В данной работе обсуждается влияние дополнительного слоя вещества, вводимого в каждый период (элементарную ячейку) МПС, на пиковое значение коэффициента отражения (рис. 1). Особый интерес представляет случай, когда добавление третьего слоя увеличивает скачок реальной части диэлектрической проницаемости по сравнению с исходной структурой. При этом, как правило, добавленный материал характеризуется бóльшим (по сравнению с исходными составляющими МПС) поглощением, поэтому простая замена одного из веществ МПС в бинарной структуре оказывается невыгодной с точки зрения максимизации коэффициента отражения. Вместе с тем, как следует из качественных соображений, такого сорта слои могут привести к увеличению коэффициента отражения, если их поместить близко к узлам поля. Однако заранее неясно, в какой пропорции следует выбирать дополнительные слои и как их располагать в ячейке.

Пусть период трехкомпонентной МПС образован слоями с проницаемостями ϵ_1 , ϵ_2 и ϵ_3 , а их толщины соответственно равны $\beta_1 d$, $(1 - \beta_1 - \beta_3)d$ и $\beta_3 d$ (рис. 1). Коэффициент отражения структуры для s -поляризованного излучения в области главного дифракционного

максимума может быть найден методом укороченных уравнений [3,4]:

$$r_{\pm} = \frac{i\Delta_{\pm}\text{th}(SL)}{S - iu\text{th}(SL)}, \quad (1)$$

где

$$S = \sqrt{\Delta_+\Delta_- - u^2}, \quad u = \frac{2\pi d}{\lambda^2}(\varepsilon_0 - \sin^2\theta - (\lambda/2d)^2), \quad \Delta_{\pm} = \frac{2\pi d}{\lambda^2}\varepsilon_{\pm}, \quad (2)$$

θ — угол падения, отсчитанный от нормали, λ — длина волны рентгеновского излучения, $L = Nd$ — толщина структуры;

$$\varepsilon_0 = \beta_1\varepsilon_1 + (1 - \beta_1 - \beta_3)\varepsilon_2 + \beta_3\varepsilon_3,$$

$$\varepsilon_{\pm} = \frac{1}{\pi} [(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\sin(\pi\beta_1)e^{\pm i\pi\beta_1} + (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)\sin(\pi(1 - \beta_3))e^{\pm i\pi(1 - \beta_3)}] \quad (3)$$

— фурье-компоненты диэлектрической проницаемости. Выбор знаков в (1), (3) соответствует падению волны на МПС справа (+) либо слева (-). Реальная часть параметра u имеет смысл отстройки от резонанса: только она зависит от угла падения, а при учете $|\varepsilon_0| \cong 1$ значение $\text{Re}u = 0$ соответствует условию Брэгга; $\text{Im}u$ характеризует среднее поглощение в системе.

В случае бинарной системы ($\beta_3 = 0$) максимизация (1) дает условия на параметры системы, приведенные в работе [3]. Особенно просто они выглядят в кинематическом приближении, когда $L \ll 1/\sqrt{|\Delta_+\Delta_-|}$ и пик отражения достигается при нулевой отстройке $\text{Re}u = 0$. В этом случае пиковый коэффициент отражения равен $R_{\pm} = (2Nd^2/\lambda^2)^2|\varepsilon_1 - \varepsilon_2|^2\sin^2(\pi\beta_1)$ и достигает своего максимума при отношении долей сильно и слабо поглощающих веществ $\beta_1 = 0.5$. Для трехкомпонентной МПС в кинематическом приближении амплитудный коэффициент отражения определяется выражением

$$r_{\pm}^{kin} = i \frac{2d^2}{\lambda^2} N \{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)e^{\mp i\pi\beta_1}\sin(\pi\beta_1) + (\varepsilon_3 - \varepsilon_2)e^{\pm i\pi\beta_3}\sin(\pi\beta_3)\}. \quad (4)$$

Видно, что амплитуда отражения представляет собой сумму отражений от пар слоев, составляющих элементарную ячейку, причем между отраженными волнами имеется интерференция. Отметим также, что для трехкомпонентных систем случаи „правого“ и „левого“ отражения волн

будут отличаться не только фазами (которые не фиксируются в большинстве экспериментов), но и амплитудами. Коэффициент отражения по интенсивности $R_{\pm} = r_{\pm}^{kin} (r_{\pm}^{kin})^*$ в этом случае имеет вид

$$R_{\pm} = \left(\frac{2Nd^2}{\lambda^2} \right)^2 \{ |\varepsilon_1 - \varepsilon_2|^2 \sin^2(\pi\beta_1) + |\varepsilon_3 - \varepsilon_2|^2 \sin^2(\pi\beta_3) + 2|\varepsilon_1 - \varepsilon_2| |\varepsilon_3 - \varepsilon_2| \sin(\pi\beta_1) \sin(\pi\beta_3) \cos(\pi(\beta_1 + \beta_3) \pm \varphi_{\pm}) \}, \quad (5)$$

где введена фаза $\varphi_{\pm} = \text{Arg}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \pm \text{Arg}(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)$. Таким образом, (5) представляет собой интерференционную формулу для когерентного отражения от двух рассеивателей и может быть представлена в виде

$$R_{\pm} = R_{12} + R_{23} + 2\sqrt{R_{12}R_{23}} \cos(\pi(\beta_1 + \beta_3) \pm \varphi_{\pm}), \quad (6)$$

где

$$R_{12} = \left(\frac{2Nd^2}{\lambda^2} \right)^2 |\varepsilon_1 - \varepsilon_2|^2 \sin^2(\pi\beta_1),$$

$$R_{23} = \left(\frac{2Nd^2}{\lambda^2} \right)^2 |\varepsilon_2 - \varepsilon_3|^2 \sin^2(\pi\beta_3).$$

Из (6) следует, что для увеличения коэффициента отражения необходимо уменьшить суммарную фазу $\pi(\beta_1 + \beta_3) \pm \varphi_{\pm}$, что можно сделать путем подбора материалов и их долей в элементарной ячейке МПС.

Экстремум коэффициента отражения (5) находится решением уравнений:

$$\begin{cases} |\varepsilon_1 - \varepsilon_2| \sin(2\pi\beta_1) - 2|\varepsilon_2 - \varepsilon_3| \sin(\pi\beta_3) \cos(2\pi\beta_1 + \pi\beta_3 \mp \varphi_{\pm}) = 0, \\ |\varepsilon_2 - \varepsilon_3| \sin(2\pi\beta_3) - 2|\varepsilon_1 - \varepsilon_2| \sin(\pi\beta_1) \cos(2\pi\beta_3 + \pi\beta_1 \mp \varphi_{\pm}) = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Решения (7) дают соотношения для скачков фаз проницаемостей, не зависящие от их модулей: $\pi(\beta_1 + \beta_3) = \pm\varphi_{\pm}$ и $3\pi(\beta_1 + \beta_3) = \pm 2\varphi_{\pm}$, и, в свою очередь, позволяют найти оптимальные значения β_1 и β_3 . Кинематическое приближение указывает на существование максимума, но не может быть использовано для большепериодных МПС, поэтому мы обратимся к выражению (1).

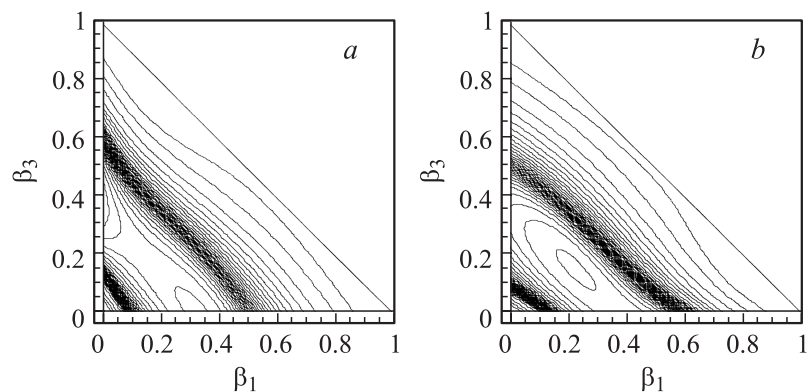


Рис. 2. Линии уровня коэффициента отражения тринарных систем: *a* — структура Ru/Si/Mo и *b* — Mo/Si/Ru.

Проанализируем (1) численно на примере Mo/Si структуры с прослойкой Ru. Для излучения с длиной волны $\lambda = 13.5 \text{ nm}$, согласно [5], имеем: $\varepsilon_1 \equiv \varepsilon_{\text{Mo}} \cong 0.848 + 0.013i$ (доля β_1 на периоде), $\varepsilon_2 = \varepsilon_{\text{Si}} \cong 0.998 + 0.004i$ (доля β_2) и $\varepsilon_3 = \varepsilon_{\text{Ru}} \cong 0.773 + 0.034i$ (доля β_3). Согласно кинематическому рассмотрению для конфигурации Mo/Si/Ru (последовательность слоев указана со стороны поверхности в глубь МПС), получаем фазу $\varphi_+ = 0.073$; для инвертированной конфигурации Ru/Si/Mo находим, очевидно, $\varphi_- = -0.073$. Таким образом, в случае Mo/Si/Ru выражение (5) демонстрирует заметное возрастание интерференционного вклада.

Согласно расчетам (рис. 2), для структуры Mo/Si/Ru максимальный коэффициент отражения, равный 76.15%, достигается при толщинах слоев $d_{\text{Mo}} = 0.22d$, $d_{\text{Si}} = 0.62d$ и $d_{\text{Ru}} = 0.16d$.

Имеются и другие материалы, которые могут увеличивать коэффициент отражения Mo/Si зеркала, например Pt, Os, Re. Вместе с тем не все трехкомпонентные системы могут быть реализованы ввиду известных технологических ограничений.

Таким образом, в работе обнаружено, что коэффициент отражения МПС может быть увеличен за счет добавления в период сильнопоглощающей прослойки, в то время как при полной замене одного из веществ в исходной бинарной системе на эту компоненту коэффициент

отражения уменьшится. Показано, что в основе обнаруженного эффекта лежит интерференционное усиление отраженного электромагнитного поля на сложной ячейке. Приведен пример расчета реальной структуры, которая может быть использована для экспериментальной проверки предсказанного эффекта.

Авторы выражают благодарность Н.Н. Салащенко, С.С. Андрееву, А.Е. Пестову, В.Н. Полковникову, Н.И. Чхало за внимание к работе и полезные обсуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-01132.

Список литературы

- [1] Салащенко Н.Н. // Поверхность. Рентг., синхр. и нейтр. исслед. 1999. № 1. С. 50–60.
- [2] Виноградов А.В. // Квант. электрон. 2002. Т. 32. № 12. С. 1113–1121.
- [3] Виноградов А.В., Зельдович Б.Я. // Appl. Opt. 1977. V. 16. P. 89–93.
- [4] Виноградов А.В. и др. Зеркальная рентгеновская оптика. Л.: Машиностроение. 1989. С. 75–99.
- [5] [http://www-cxro.lbl.gov/optical constants](http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants).