

07;12

## Срезанные линейные зонные пластинки для жесткого рентгеновского излучения

© И.А. Артюков,<sup>1</sup> В.А. Бурцев,<sup>2</sup> А.В. Виноградов,<sup>1</sup> А.Ю. Девизенко,<sup>3</sup> Н.В. Калинин,<sup>2</sup>  
И.А. Копылец,<sup>3</sup> В.В. Кондратенко,<sup>3</sup> В.Е. Пуха,<sup>3</sup> Б.А. Савицкий,<sup>3</sup> Р.М. Фещенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
119991 Москва, Россия

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Национальный технический университет „Харьковский политехнический институт“,  
Харьков, Украина  
e-mail: rusl@sci.lebedev.ru

(Поступило в Редакцию 12 декабря 2011 г.)

Рассмотрены линейные зонные пластинки для жесткого ( $E > 10 \text{ keV}$ ) рентгеновского излучения на основе срезов многослойных покрытий  $\text{W}_5\text{Si}_3/\text{Si}$ , изготовленных методом магнетронного распыления. Из численных расчетов следует, что эта пара материалов обеспечивает высокую эффективность в первом и втором порядках дифракции. Экспериментально установлено, что возможен синтез многослойных структур высокого качества, содержащих сотни слоев на кремниевых и стеклянных подложках. Показано, что их срезы могут быть получены путем ионного травления многослойного покрытия через маску.

### Введение

В оптике жесткого рентгеновского излучения (энергия фотонов больше  $10 \text{ keV}$ ) важную роль играют дифракционные оптические элементы — дифракционные решетки и френелевские зонные пластинки. Эти оптические элементы могут быть как отражающими, так и пропускающими и могут использоваться для получения рентгеновских спектров, так же как и для построения изображений объектов в рентгеновских лучах. Основной проблемой здесь является технология изготовления. В случае отражательных решеток/зонных пластинок максимальная плотность штрихов, которую можно достичь путем механической нарезки или голографическим способом, не превышает  $5000 \text{ mm}^{-1}$  [1]. Это, с одной стороны, не обеспечивает дисперсии, необходимой для достижения высокого спектрального разрешения для коротковолнового рентгеновского излучения, а с другой — ведет к большим фокусным расстояниям у зонных пластинок. В случае решеток и зонных пластинок, работающих на пропускание, хотя высокая плотность штрихов может быть достигнута с помощью электронно-лучевой литографии, достижимые при этом аспектные отношения оказываются слишком маленькими, что ведет к низкой дифракционной эффективности пропускающих дифракционных рентгенооптических элементов.

Указанные выше проблемы можно решить, если в качестве решеток/линейных зонных пластинок использовать срезы многослойных покрытий (под разными углами), изготовленные с применением как традиционной для рентгеновской оптики технологии магнетронного распыления, так и волоконно-оптических технологий. Из последних наибольший интерес представляет технология вакуумного плазмохимического осаждения в

поверхностном разряде (SPCVD) [2,3]. Периоды многослойных покрытий, созданных с применением указанных технологий, могут варьироваться от одного до сотен нанометров. При их срезании получают структуры, у которых плотность штрихов может достигать  $10\,000 \text{ mm}^{-1}$  и более. Поскольку толщина срезов ничем не ограничена, решается проблема с аспектным отношением, что особенно важно в случае дифракционных элементов на пропускание.

Идея использования срезов многослойных структур была впервые предложена в начале 80-х годов XX века Шмалем и Рудольфом [4]. Попытки создания кольцевых срезов зонных пластинок предпринимались как за рубежом, так и в России в 80–90-е годы [5–7]. В последнее время проводятся исследования по созданию линейных зонных пластинок на пропускание на основе срезов многослойных покрытий, изготовленных с помощью технологии магнетронного распыления [8,9]. Разработка и изготовление отражательных дифракционных решеток на основе срезов многослойных покрытий — срезов многослойных решеток проводятся в России и на Украине с начала 1990-х [10–12]. С их помощью, в частности, были получены спектры лазерной плазмы [11] и плазмы мощного электрического разряда [13]. Еще один метод создания срезованной решетки основывается на напылении многослойного покрытия на решетку большего периода, асимметрично вытравленную в кремниевой подложке, с последующим сошлифованием верхней части многослойного покрытия [14]. Достигнутые результаты являются в целом обнадеживающими и позволяют надеяться на создание в будущем рентгеновских спектрометров с разрешением до  $10^6$ , а также линейных зонных пластинок, способных строить изображения объектов в жестких рентгеновских лучах с нанометровым разрешением.

В настоящей работе авторы представляют последние результаты, полученные в ФИАНе в сотрудничестве с НТУ „ХПИ“, в области создания линейных зонных пластинок на основе срезов многослойных покрытий, изготовленных с помощью технологии магнетронного распыления.

## 1. Теория линейных срезанных зонных пластинок

### 1.1. Основные соотношения

Основные параметры линейных зонных пластинок определяются из тех же формул, что для кольцевых зонных пластинок (см. рис. 1). Ниже приведена их сводка, а также рассчитаны параметры различных вариантов линейной зонной пластинки с заданным фокусным расстоянием, длиной волны, апертурой и разрешением [15].

Пусть заданы длина волны  $\lambda$ , толщина покрытия  $D$  и пространственное разрешение  $\delta$ , тогда

$$f = \frac{D\delta}{\lambda}. \quad (1)$$

Остальные величины можно определить через ширину первой зоны  $d_1$  из следующих формул, справедливых для любой зонной пластинки:

$$d_1 = \sqrt{r_0^2 + 2\lambda f} - r_0, \quad D = \sqrt{r_0^2 + 2N\lambda f} - r_0. \quad (2)$$

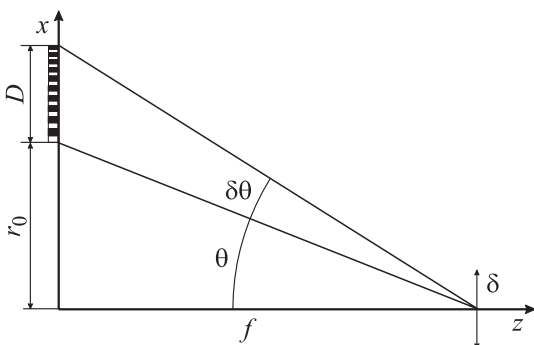
В итоге получаем

$$r_0 = D \left( \frac{\delta}{d_1} - \frac{d_1}{2D} \right), \quad N = \frac{D + 2r_0}{2\delta} = \frac{D}{2\delta} + \left( \frac{D}{d_1} - \frac{d_1}{2\delta} \right). \quad (3)$$

Ширина последней  $N$ -й зоны (одна зона соответствует одному периоду — двум слоям из различных материалов) равна

$$D_N = \frac{\delta D}{D + r_0}. \quad (4)$$

Можно рассмотреть два случая. Первый случай это полная, начинающаяся на оптической оси, но асимметричная срезанная зонная пластинка (СЗП). Из (2) видно,



**Рис. 1.** Схема линейной срезанной зонной пластинки ( $D$  — толщина покрытия,  $\delta$  — разрешение,  $d_1$  — ширина первой зоны,  $N$  — число зон,  $f$  — фокусное расстояние,  $r_0$  — расстояние до оси).

**Таблица 1.** Параметры зонных пластинок

№	$r_0, \mu\text{m}$	$d_1, \text{nm}$	$d_N, \text{nm}$	$N$
1	20	100	50	300
2	40	50	33	500
3	60	33	25	700

что максимальное  $d_1$  определяется из условия  $r_0 = 0$  и равно

$$(d_1)_{\max} = \sqrt{2\delta D}.$$

При этом число зон равно  $N = D/2\delta$ , СЗП начинается от оси, а ее разрешение  $\delta$  совпадает с шириной последней зоны  $d_N$ .

Во втором случае  $r_0 \neq 0$ , а также должно выполняться неравенство

$$d_1 \ll (d_1)_{\max} = \sqrt{2\delta D}.$$

Уменьшение  $d_1$  приводит к увеличению  $N$  и  $r_0$ :

$$r_0 = \frac{\delta D}{d_1}, \quad N = \frac{D}{2\delta} \left( 1 + \frac{2\delta}{d_1} \right), \quad d_N = \frac{d_1 \delta}{d_1 + \delta}. \quad (5)$$

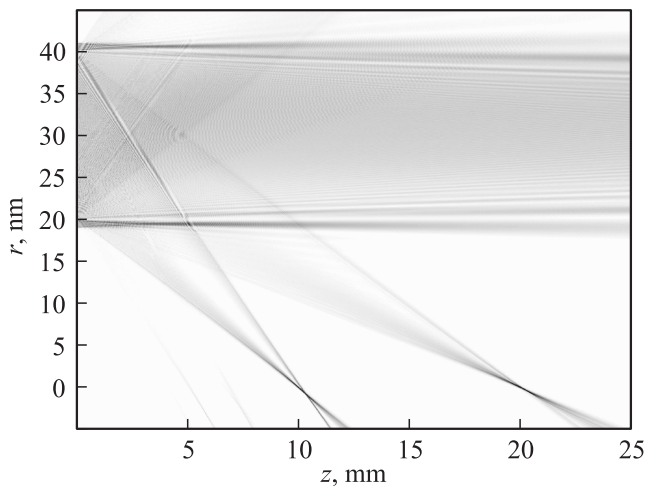
Ниже в табл. 1 приведены три примера СЗП, рассчитанных для второго случая по формулам (5) для одинаковых величин  $\lambda = 0.1 \text{ nm}$ ,  $D = 20 \mu\text{m}$  и  $\delta = 0.1 \mu\text{m}$ . Для этих параметров фокусное расстояние тоже одинаково и равно  $f = 20 \text{ mm}$  (см. (1)). Еще одним важным параметром СЗП является толщина среза. В отсутствие поглощения дифракционная эффективность в заданном дифракционном порядке является осциллирующей функцией толщины. В частности, для первого порядка оптимум достигается при толщине

$$T = \frac{\pi}{2} \frac{\lambda}{|\varepsilon - 1|}, \quad (6)$$

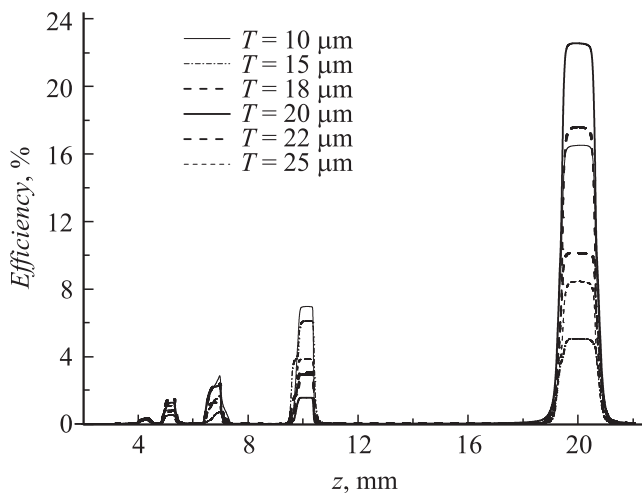
которая для жесткого излучения с  $E > 20 \text{ keV}$  составляет порядка  $100 \mu\text{m}$  (для материалов, указанных в разд. 2) и растет обратно пропорционально длине волны. В формуле (6)  $\varepsilon$  — это средняя диэлектрическая проницаемость материалов покрытия. В более мягкой области  $\sim 10 \text{ keV}$  оптимальная толщина из-за наличия поглощения будет существенно меньше, порядка  $20\text{--}50 \mu\text{m}$ .

### 1.2. Численное моделирование

Для расчета дифракционной эффективности, формы фокуса и других характеристик линейных зонных пластинок удобно использовать метод параболического уравнения. Из-за близости диэлектрической проницаемости материалов в жесткой рентгеновской области спектра к единице (отличие порядка  $10^{-6}$ ) параболическое уравнение остается справедливым как внутри, так и вне зонной пластинки. Для решения параболического уравнения существуют эффективные конечно-разностные схемы с прозрачным граничным условием, которые позволяют рассчитать амплитуду поля во всем пространстве за разумное время [16].



**Рис. 2.** Распределение квадрата амплитуды поля после прохождения через срезанную зонную пластинку (вариант 1 в табл. 1) с толщиной в продольном направлении  $15\ \mu\text{m}$  и равной толщиной слоев  $\text{W}_5\text{Si}_3$  и Si.



**Рис. 3.** Энергия света, сосредоточенная в коридоре  $\pm 10\delta$  от оптической оси для СЗП, изображенной на рис. 2, для пяти разных толщин и длины волны  $0.1\ \text{nm}$ . Четко видны 5 первых порядков дифракции (5 фокусов).

На рис. 2 приведено распределение квадрата модуля амплитуды поля в пространстве после прохождения линейной СЗП на основе  $\text{W}_5\text{Si}_3/\text{Si}$  многослойного покрытия (см. разд. 2), с геометрическими параметрами, соответствующими варианту 1 в табл. 1 и толщиной  $15\ \mu\text{m}$ . На рис. 3 показана концентрация излучения вблизи фокуса как функция расстояния вдоль оптической оси от той же СЗП для ряда значений ее толщины. Четко наблюдаются фокусы пяти первых порядков. Эффективность дифракции в первый порядок достигает 22% при оптимальной толщине, которая составляет около  $20\ \mu\text{m}$ . При толщине  $15\ \mu\text{m}$  во второй порядок фокусируется больше излучения, чем в первый. Присутствие фокусов второго и других четных порядков объясняется

конечностью толщины зонной пластинки в продольном направлении.

## 2. Срезанные зонные пластинки на основе технологии магнетронного распыления

### 2.1. Выбор материалов и основные проблемы

Изготовление линейной СЗП на основе классического многослойного покрытия предполагает напыление на подложку сотен или даже тысяч слоев двух чередующихся материалов с помощью метода магнетронного распыления. Один из них должен иметь низкую оптическую плотность и малое поглощение в жесткой области спектра, а другой, соответственно высокую оптическую плотность. Поглощение обоих слоев также необходимо учитывать при проектировании СЗП.

В качестве подложек могут использоваться кремниевые или стеклянные пластины. Выбор пары материалов (в дополнение к оптическим свойствам) диктуется их технологичностью, т.е. способностью формировать тонкие слои с низкой межслоевой шероховатостью и малыми механическими напряжениями. Используемые материалы также должны находиться в термодинамическом равновесии друг с другом во избежание образования нежелательных химических соединений на границах. В качестве рабочей была выбрана равновесная система  $\text{WSi}_2/\text{Si}$ , в которой механические напряжения минимальны в сравнении с другими системами [17]. Выбор вольфрама позволит использовать дифракционные решетки в диапазоне энергий до  $60\ \text{keV}$  (K-скачок). В то же время кремний является практически прозрачным для рентгеновского излучения с энергиями фотонов больше  $10\ \text{keV}$ .

Создание СЗП предполагает решение следующих проблем: обеспечение изменения толщины слоев в покрытии по заданному закону, уменьшение влияния механических напряжений с целью недопущения отслоения многослойного покрытия и разрушения СЗП, изучение возможного межслоевого взаимодействия с целью последующего его учета при оптимизации конструкции СЗП.

### 2.2. Технология изготовления

Образцы зонных пластинок изготавливались по методу прямого магнетронного распыления. Постоянная скорость осаждения слоев достигалась благодаря применению высокостабильных источников питания магнетронов, а также поддержанию постоянного давления рабочего газа (Ar) в вакуумной камере с помощью системы напуска. Заданная толщина пленки обеспечивалась временем экспозиции, которое контролировалось с точностью до  $1\ \text{ms}$  с помощью автоматизированной системы управления перемещением подложки. Для снятия имеющихся механических напряжений проводились отжиги напыленных покрытий в вакууме.

Проведенные рентгенофазовый и рентгеноспектральный анализы имеющейся в наличии мишени силицида вольфрама, а также выполненная оценка плотности ( $\approx 15.7 \text{ g/cm}^3$ ) приготовленной распылением пленки показали, что мишень в основном состоит из силицида  $\text{W}_5\text{Si}_3$ . Возможно наличие незначительного количества  $\text{W}$  и  $\text{WSi}_2$ . По этой причине все многослойные покрытия, обсуждаемые в дальнейшем, состоят из чередующихся слоев  $\text{W}_5\text{Si}_3$  и  $\text{Si}$ . Тем не менее оценки показывают, что это должно привести лишь к небольшому изменению характеристик СЗП.

Подложками служили плоские кремниевые и стеклянные пластины со среднеквадратичной шероховатостью менее  $0.4 \text{ nm}$  и с толщинами  $0.33$  и  $\approx 4 \text{ mm}$  соответственно. Для повышения адгезии покрытия проводилась предварительная „чистка“ поверхности подложек ионами  $\text{Ar}$  в течение  $4 \text{ min}$  с помощью ионной пушки. Процесс формирования покрытий начинался и заканчивался слоем  $\text{Si}$ . Отжиг образцов проводился при давлении ниже  $10^{-2} \text{ Pa}$  и в интервале температур  $200\text{--}550^\circ\text{C}$ . Время отжига составляло  $1 \text{ h}$ .

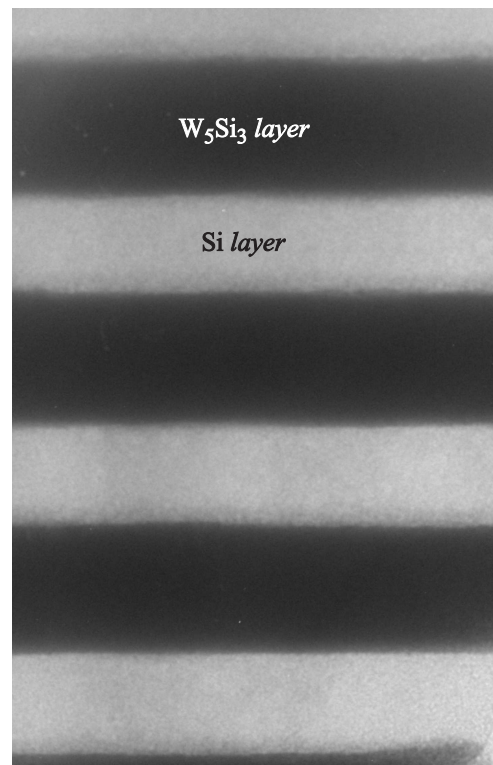
Определение параметров (толщина и плотность слоев и среднеквадратичная межслоевая шероховатость) многослойного периодического покрытия выполнялось по результатам численного моделирования малоугловой дифракции от многослойных покрытий в  $\text{Cu-K}\alpha_1$ -излучении при помощи программы, основанной на формулах Френеля [18,19]. Варьированием этих параметров достигалось наилучшее совпадение теоретической и экспериментальной кривых дифракции.

Процессы межслоевого взаимодействия исследовались с помощью метода электронной микроскопии поперечных срезов и малоугловой рентгеновской дифракции. Сочетание этих методов позволяет эффективно контролировать самые ранние стадии диффузионного взаимодействия.

### 2.3. Результаты напыления многослойных покрытий

Были изготовлены многослойные покрытия на кремниевых и стеклянных подложках с общей толщиной до  $16 \mu\text{m}$ . Как и ожидалось, покрытие вызывало изгиб кремниевой подложки с радиусом кривизны до  $0.24 \text{ m}$ . В отличие от кремниевой пластины, подложка из стекла толщиной  $4 \text{ mm}$  не изгибалась и не обеспечивала за счет собственного изгиба релаксацию напряжений в покрытии. Вследствие этого величина адгезии была недостаточной, и покрытие отделялось от стекла на стадии формирования или при напуске воздуха в камеру.

Отжиг при температуре  $200\text{--}550^\circ\text{C}$  привел к существенному уменьшению механических напряжений и увеличению радиуса изгиба. Так, для пробного периодического покрытия с периодом  $49 \text{ nm}$ , соотношением толщин слоев ( $\text{W}_5\text{Si}_3$  и  $\text{Si}$ )  $1:1$ , числом периодов  $325$  (общая толщина  $16 \mu\text{m}$ ) радиус изгиба увеличился до  $2 \text{ m}$ . Кроме этого, отжиг сопровождается изменением периода и



**Рис. 4.** Электронно-микроскопический снимок поперечного сечения многослойного периодического покрытия  $\text{W}_5\text{Si}_3/\text{Si}$  после отжига при  $500^\circ\text{C}$ . Параметры покрытия после отжига: период  $\approx 49.6 \text{ nm}$ , соотношение толщин слоев  $\text{W}_5\text{Si}_3$  и  $\text{Si}$   $1:0.78$ .

соотношения толщин слоев в многослойном периодическом покрытии. После отжига при температуре  $500^\circ\text{C}$  период уменьшился на  $0.5 \text{ nm}$  (по данным малоугловой рентгеновской дифракции), а толщины слоев  $\text{W}_5\text{Si}_3$  и  $\text{Si}$  стали соотноситься как  $1:0.78$  (см. рис. 4) вместо  $1:1$ . Это подтверждает результаты моделирования малоугловой рентгеновской дифракции для этого покрытия: толщина слоев с вольфрамом увеличилась на  $1.8 \text{ nm}$ , а толщина кремниевых слоев уменьшилась на  $2.3 \text{ nm}$ . По-видимому, такие изменения связаны с межслоевым взаимодействием  $\text{W}_5\text{Si}_3$  и  $\text{Si}$  с образованием  $\text{WSi}_2$ , что хорошо согласуется с диаграммой равновесия  $\text{W-Si}$  [20]. На электронно-микроскопической фотографии поперечного сечения многослойного покрытия  $\text{W}_5\text{Si}_3/\text{Si}$  (см. рис. 4) после отжига  $500^\circ\text{C}$  видно, что покрытие состоит из сплошных слоев  $\text{W}_5\text{Si}_3$  и  $\text{Si}$  с гладкими границами. Зоны с составом  $\text{WSi}_2$  не выявляются, по-видимому, вследствие того, что силициды  $\text{W}_5\text{Si}_3$  и  $\text{WSi}_2$  находятся в аморфном состоянии и не формируют дифракционный контраст. Следует отметить, что, согласно проведенному рентгенофазовому анализу, в этом покрытии отсутствуют видимые фазовые превращения во всем интервале температур отжига  $200\text{--}550^\circ\text{C}$ .

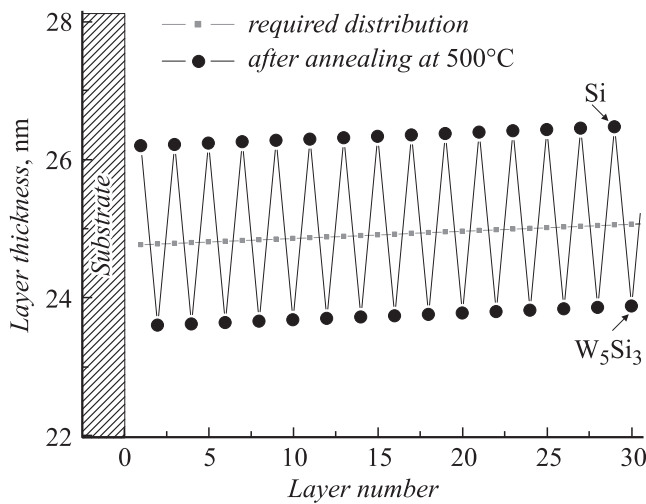
С целью компенсации изменений толщины слоев при нагреве была проведена коррекция толщины слоев  $\text{W}_5\text{Si}_3$  и  $\text{Si}$  в многослойном покрытии для зонной пластинки в



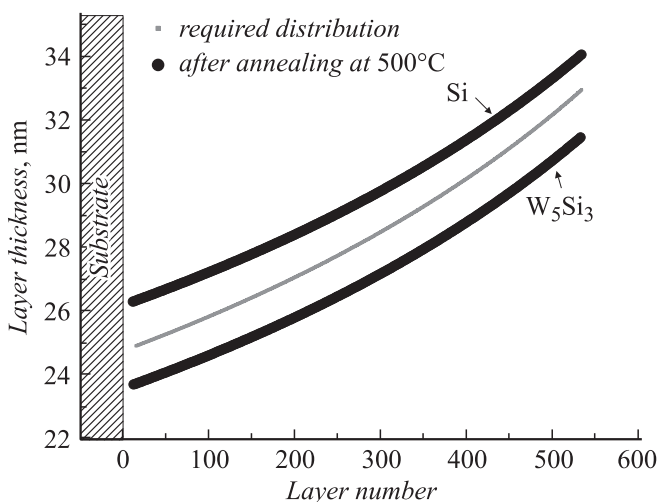
**Таблица 2.** Параметры неперiodических многослойных покрытий после отжига при температуре 500°C. Первый слой считается от подложки. Общее число слоев везде 535.

Номер покрытия	Толщина первого слоя Si, nm	Толщина первого слоя W <sub>5</sub> Si <sub>3</sub> , nm	Толщина последнего слоя Si, nm	Толщина последнего слоя W <sub>5</sub> Si <sub>3</sub> , nm
1103311	23.6	26.2	31.6	34.2
1103312	23.7	26.3	31.55	34.15
1105131	31.6	33.8	23.5	25.7
1105132	31.4	33.6	23.3	25.5
1105211	32.3	33.4	24.2	25.4

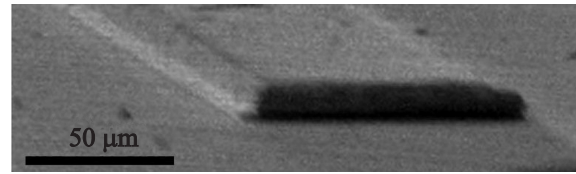
исходном состоянии (см. параметры образцов в табл. 2). Данные о распределении толщины слоев W<sub>5</sub>Si<sub>3</sub> и Si по-



**Рис. 5.** Закон распределения толщин слоев W<sub>5</sub>Si<sub>3</sub> и Si в направлении роста покрытия W<sub>5</sub>Si<sub>3</sub>/Si (образец 1103311) после отжига при температуре 500°C. График изображен для первых 30 слоев.



**Рис. 6.** Закон распределения толщин слоев W<sub>5</sub>Si<sub>3</sub> и Si в направлении роста покрытия W<sub>5</sub>Si<sub>3</sub>/Si (образец 1103311) после отжига при температуре 500°C. Число слоев — 535.



**Рис. 7.** Изображение в сканирующем электронном микроскопе линейной зонной пластинки W<sub>5</sub>Si<sub>3</sub>/Si на кремниевой подложке после ионного травления.

сле отжига для образца 1103311 приведены на рис. 5 и 6. Они получены из проведенных расчетов по результатам моделирования спектров малоугловой рентгеновской дифракции от верхних слоев покрытия W<sub>5</sub>Si<sub>3</sub>/Si. Слои Si имеют большую, а слои W<sub>5</sub>Si<sub>3</sub> меньшую толщину по сравнению с ожидаемыми толщинами. Разность между полученной и требуемой толщинами слоя составляет менее 1.6 nm. Необходимо отметить, что в случае отсутствия проведенной коррекции толщины слоев, разность в толщине соседних слоев W<sub>5</sub>Si<sub>3</sub> и Si будет еще больше. Для достижения необходимого распределения толщины слоев после отжига требуется проведение дополнительных экспериментов по оптимизации исходной толщины слоев и температуры отжига.

#### 2.4. Изготовление срезов

Для получения линейной зонной пластинки необходимо срезать изготовленные многослойные покрытия под углом 90°. Толщина среза определяется длиной волны излучения, для которой предназначена зонная пластинка. В диапазоне 10–60 keV она составляет 10–200 μm. Срезы могут изготавливаться как механически, так и с использованием ионного травления многослойного покрытия. Последний метод предпочтителен для срезов малой толщины, когда использование механической резки может быть проблематичным.

На рис. 7 показана линейная зонная пластинка (см. параметры зонной пластинки в табл. 2 для 1105211), изготовленная по методу ионного травления из многослойного покрытия W<sub>5</sub>Si<sub>3</sub>/Si, нанесенного на кремниевую подложку. Травление зонной пластинки проводилось ионами Ag с применением маски. Использовался источник ионов оригинальной конструкции, который обеспечивал параллельный пучок. Энергия ионов составляла 1.5 keV. Время травления — 8 h. Зонная пластинка имеет толщину ≈ 80 μm, высоту ≈ 15 μm. Кремниевая пластина является держателем зонной пластинки и экраном для рентгеновского излучения.

#### Заключение

В настоящей работе приведены результаты по расчету, оптимизации и изготовлению линейных зонных пластинок для жесткого рентгеновского излучения на основе СЗП, полученных с помощью технологии магнетронного распыления. Рассчитаны параметры СЗП,

пригодных для работы в области жесткого рентгеновского излучения с энергией фотонов более 10 keV. Для достижения пространственного разрешения порядка 0.1  $\mu\text{m}$  при фокусном расстоянии 20 mm с помощью СЗП требуется многослойное покрытие, содержащее 600–1400 слоев. Разработан метод расчета дифракции излучения на толстых срезах многослойных покрытий и определения дифракционной эффективности на основе численного решения параболического уравнения в среде с прозрачными граничными условиями.

Для структур, изготавливаемых по методу магнетронного распыления, выбрана пара материалов  $\text{WSi}_2/\text{Si}$ , которая является термодинамически стабильной и обладает большой оптической плотностью для жесткого рентгеновского излучения. Экспериментально установлено, что на основе реально доступной пары материалов  $\text{W}_5\text{Si}_3/\text{Si}$  можно синтезировать многослойные структуры высокого качества, содержащие сотни слоев на кремниевых и стеклянных подложках. Механические напряжения, неизбежно возникающие в процессе напыления, устранялись путем отжига при температуре 500°C. Показано, что срезы многослойных покрытий могут быть получены путем их частичного ионного травления через маску. Из численных расчетов следует, что линейные СЗП на основе  $\text{W}_5\text{Si}_3/\text{Si}$ -структур должны обладать высокой эффективностью для жесткого рентгеновского излучения как в первом, так и во втором порядках дифракции (до 22 и 8% соответственно на длине волны 0.1 nm при оптимальной толщине). В результате процесса травления линейные СЗП формируются непосредственно на исходной подложке, что упрощает их испытание и использование.

Результаты, изложенные в работе, были получены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), гранты № 10-02-00991-а, 10-08-01042-а и 11-08-01100-а.

## Список литературы

- [1] Markert T. H., Förster E. X-Ray Spectroscopy / Digital Encyclopedia of Applied Physics. Wiley-VCH., 2009. P. 89–113.
- [2] Golant K.M., Lavrishchev S.V., Popov A.V., Artyukov I.A., Feshchenko R.M., Mitrofanov A.N., Vinogradov A.V. // Appl. Opt. 2007. Vol. 46. N 23. P. 5964–5966.
- [3] Artyukov I.A., Bukreeva I.N., Chernov V.A., Feshchenko R.M., Golant K.M., Jark W., Lavrishchev S.V., Mitrofanov A.N., Popov A.V., Vinogradov A.V. // NIM A. 2009. Vol. 603. P. 66–68.
- [4] Шмаль Г., Рудольф Д. Рентгеновская оптика и микроскопия / Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 463 с.
- [5] Bionta R.M. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. P. 725–727.
- [6] Kamijo N., Tamura S., Suzuki Y., Handa K., Takeuchi A., Yamamoto S., Ando M., Ohsumi K., Kihara H. // Rev. Sci. Instrum. 1997. Vol. 68. P. 14–16.
- [7] Asadchikov V.E., Beloglazov V.I., Vinogradov A.V., Voronov D.L., Kondratenko V.V., Kopylov Yu.V., Lebedev N.F., Ponomarenko A.G., Popov A.V., Postnov A.A., Fedorenko A.I. // Proc. SPIE. 1997. Vol. 3113. P. 384–392.
- [8] McColgan M.W., Zukic M., Kim J., Torr D.G., Fennelly A.J., Fry E.L. // Proc. SPIE. 1994. Vol. 2283. P. 189–199.
- [9] Kang H.C., Yan H., Winarski R. P., Holt M.V., Maser J., Liu C., Conley R., Vogt S., Macrander A.T., Stephenson G.B. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. P. 221 114–16.
- [10] Levashov V.E., Vinogradov A.V. // Appl. Opt. 1993. Vol. 32. N 7. P. 1130–1135.
- [11] Levashov V.E., Zubarev E.N., Fedorenko A.I., Kondratenko V.V., Poltseva O.V., Yulin S.A., Struk I.I., Vinogradov A.V. // Opt. Commun. 1994. Vol. 109. P. 1–4.
- [12] Bugaev E.A., Feshchenko R.M., Vinogradov A.V., Voronov D.L., Tokarev V.A., Petukhov V.P. // Proc. SPIE. 2005. Vol. 5918. P. 309–318.
- [13] Kantsyrev V.L., Safronova A.S., Williamson K.M., Wilcox P., Ouart N.D., Yilmaz M.F., Struve K.W., Voronov D.L., Feshchenko R.M., Artyukov I.A., Vinogradov A.V. // Rev. Sci. Instrum. 2008. Vol. 79. P. 10F542 (1–5).
- [14] Voronov D.L., Cambie R., Gullikson E.M., Yashchuk V.V., Padmore H.A., Pershin Y.P., Ponomarenko A.G., Kondratenko V.V. // Proc. SPIE. 2008. Vol. 7077. P. 707 708.
- [15] Atwood D. Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation. Cambridge; N.Y.: Cambridge University Press, 2000. 486 p.
- [16] Kopylov Yu.V., Popov A.V., Vinogradov A.V. // Opt. Commun. 1995. Vol. 118. P. 619–636.
- [17] Liu Chian, Conley R., Macrander A.T. // Proc. SPIE. 2006. Vol. 6317. P. 631 70J.
- [18] Виноградов А.В., Брытов И.А., Грудский А.Я., Коган М.Т., Кожевников И.В., Слемзин В.А. Зеркальная рентгеновская оптика / Под ред. А.В. Виноградова. Л.: Машиностроение, 1989. 463 с.
- [19] Пеньков А.В., Зубарев Е.Н., Польцева О.В., Пономаренко А.Г., Кондратенко В.В., Бобков В.В., Перегон Т.И., Тищенко Л.П. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений. 2006. Т. 89. № 4. С. 157–163.
- [20] Диаграммы состояния двойных металлических систем / Под ред. Н.П. Лякишева. М.: Машиностроение, 2000. Т. 3. С. 872.