

05;06

Относительная рентгеновская рефлектометрия дискретных слоистых структур

© А.Г. Турьянский, С.А. Апрелов, Н.Н. Герасименко,
И.В. Пиршин, В.М. Сенков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
Московский институт электронной техники, Зеленоград
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
E-mail: tour@sci.lebedev.ru

Поступило в Редакцию 22 сентября 2006 г.

Методом относительной рентгеновской рефлектометрии впервые измерены параметры дискретной слоистой структуры. Описана рентгенооптическая схема измерения с использованием двух длин волн, обоснованы условия применения метода и алгоритм обработки данных. Приведены результаты измерения тест-объекта, полученного магнетронным напылением Ta на подложку Si через маску с периодически расположенными окнами. Разработанная схема может быть использована в полупроводниковой технологии для контроля параметров приборных структур наноразмерной толщины.

PACS: 61.10.Kw, 78.20.Ci, 07.60.Hv, 42.25.Gy, 68.55.-a.

Рентгеновская рефлектометрия скользящего падения с использованием рентгеновского излучения с фиксированной длиной волны $\lambda \sim 0.1$ nm в настоящее время широко применяется для неразрушающей диагностики слоистых наноструктур [1–3]. Площадь облучаемого участка s при характерных для рефлектометрии углах скольжения $\theta < 10$ mrad обычно > 1 cm², причем s является функцией угла θ . Поэтому стандартный метод является по существу интегральным и при последующей математической обработке данных предполагается, что исследуемые структуры являются однородными по площади образца и сплошными. Указанные особенности метода и допущения исключают из рассмотрения достаточно важный класс объектов, включающий в себя, например, полученные напылением через маску или с помощью литографии двумерные структуры, а также подвергшиеся локальному воздействию тонкие пленки. В [4] было показано, что параметры

локально сформированной пленки на плоской подложке могут быть определены путем регистрации угловой зависимости коэффициента отражения с использованием двух длин волн.

В настоящей работе впервые методом относительной рентгеновской рефлектометрии измерены параметры дискретной слоистой структуры, а также предложен и обоснован алгоритм обработки данных для рассматриваемого случая.

Тест-объектом являлась пленочная структура, которая изготавливалась методом магнетронного напыления Ta через маску. Размер окон маски и среднее расстояние между ними составляли соответственно 2.3×2.3 и 3.5 nm. Технологически заданная толщина пленки Ta — 16 nm. В качестве подложки использовался стандартный диск Si(100) с оптически гладкой поверхностью. Исследуемые образцы, вырезанные из диска, имели форму прямоугольника размером 12×24 mm.

Измерения проводились на опытном образце двухволнового рентгеновского рефлектометра X-Ray MiniLab (производство Unisantis S.A.) с использованием спектральных линий CuK_α (0.154 nm) и CuK_β (0.139 nm). В качестве источника излучения применялась рентгеновская трубка БСВ-22 с рабочей проекцией фокуса 8×0.04 mm. Селекция спектральных линий CuK_α и CuK_β из полихроматического спектра осуществлялась с помощью соответственно полупрозрачного и объемного монохроматоров из пиролитического графита с углом мозаичности 0.5° [5]. Регистрация интенсивности в каждой угловой точке осуществлялась одновременно двумя независимыми сцинтилляционными детекторами. Используемая двухволновая схема измерения показана на рис. 1.

Одна из основных проблем рентгеновской рефлектометрии при малых углах скольжения θ — неполный перехват отражающей поверхностью образца падающего пучка. В результате экспериментально измеренное отношение $I^R(\theta)/I_0(\theta)$, где $I_0(\theta)$ и $I^R(\theta)$ — соответственно интенсивности прямого и зеркально отраженного пучков, в общем случае не равно коэффициенту отражения $R(\theta)$. Это особенно актуально для реальных приборных структур, которые обычно имеют размеры ≤ 1 см. Покажем, что для дискретной структуры отношение коэффициентов отражения на 2 длинах волн $R(\theta, \lambda_1)/R(\theta, \lambda_2)$ может быть корректно измерено с достаточной точностью при выполнении условий, сформулированных в [6].

Рассмотрим полихроматический рентгеновский пучок, в спектре которого содержатся, по меньшей мере, две интенсивные спектраль-

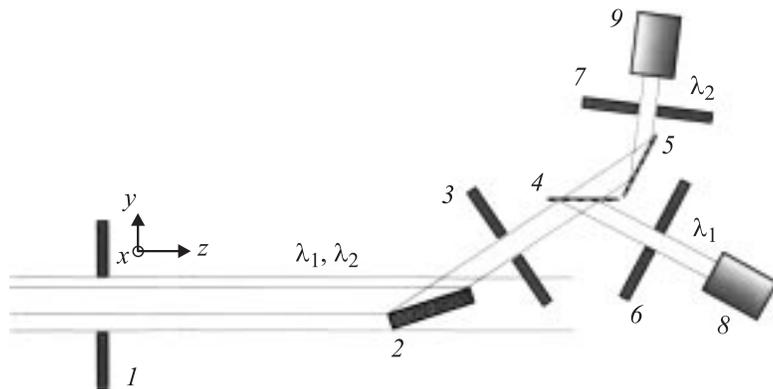


Рис. 1. Экспериментальная схема измерения: 1, 3, 6, 7 — щелевые диафрагмы; 2 — образец; 4 — полупрозрачный монохроматор; 5 — объемный монохроматор; 8, 9 — детекторы излучения.

ные линии λ_1, λ_2 . Будем считать, что парциальные плотности потока $P(x, y, \lambda_1)$ и $P(x, y, \lambda_2)$ за коллимационной щелью 1, расположенной на расстоянии L_s от фокуса трубки F , в общем случае неизвестны, однако в любой точке сечения выполняется условие $P(x, y, \lambda_1)/P(x, y, \lambda_2) = c_p = \text{const}$. Для выполнения указанного условия необходимо: во-первых, чтобы нормированное распределение яркости в фокальном пятне источника на выбранных спектральных линиях было идентичным, во-вторых, чтобы длина пути излучения в поглощающей среде от области генерации до любого сечения пучка за выходной щелью была неизменной. Первое из указанных требований реализуется при генерации спектральных линий K -серии анодом рентгеновской трубки [7], второе — при использовании схемы регистрации с полупрозрачным монохроматором, показанной на рис. 1.

Разобъем исследуемую поверхность на участки равной площади ΔS , в центре которых находится локальная пленочная структура (рис. 2). Будем полагать, что $\Delta S \ll S$, где S — площадь образца, причем при фиксированном угле θ в пределах участка ΔS плотность потока $P(x, y, \lambda)$ меняется слабо. Обозначим $q = \Delta S_f / \Delta S$, где ΔS_f — площадь элемента локальной структуры. Тогда непрерывное распределение плотности потока можем заменить дискретными величинами $P_{ij}(\lambda)$, равными среднему значению плотности потока, падающего на ij -й элемент

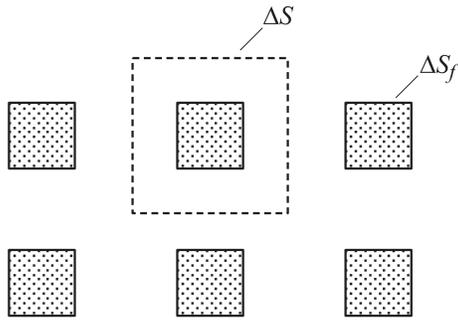


Рис. 2. Схематическое изображение элементов дискретного разбиения поверхности образца.

разбиения. В предположении параксиального пучка при произвольном угле θ для отношения интенсивностей отраженного излучения можем записать

$$\frac{I^R(\theta, \lambda_1)}{I^R(\theta, \lambda_2)} \approx \frac{\sum_j^n \sum_i^m [qP_{ij}(\lambda_1)R_{ij}^{(f)}(\theta, \lambda_1) + (1-q)P_{ij}(\lambda_1)R_{ij}^{(s)}(\theta, \lambda_1)]\Delta S}{\sum_j^n \sum_i^m [qP_{ij}(\lambda_2)R_{ij}^{(f)}(\theta, \lambda_2) + (1-q)P_{ij}(\lambda_2)R_{ij}^{(s)}(\theta, \lambda_2)]\Delta S}, \quad (1)$$

где $R_{ij}^{(f)}$ и $R_{ij}^{(s)}$ — соответственно коэффициенты отражения от пленочной структуры и подложки, m, n — число элементов разбиения площади образца по строкам и столбцам. Будем считать, что для любых ij коэффициенты отражения от дискретных элементов пленочной структуры и подложки при фиксированном значении θ постоянны и равны соответственно $R^{(f)}(\theta, \lambda_1)$, $R^{(f)}(\theta, \lambda_2)$ и $R^{(s)}(\theta, \lambda_1)$, $R^{(s)}(\theta, \lambda_2)$. Тогда (1) можно представить в виде

$$\frac{I^R(\theta, \lambda_1)}{I^R(\theta, \lambda_2)} \approx \frac{[qR^{(f)}(\theta, \lambda_1) + (1-q)R^{(s)}(\theta, \lambda_1)]I_0(\theta, \lambda_1)}{[qR^{(f)}(\theta, \lambda_2) + (1-q)R^{(s)}(\theta, \lambda_2)]I_0(\theta, \lambda_2)}, \quad (2)$$

где $I_0(\theta, \lambda_1)$, $I_0(\theta, \lambda_2)$ — части потока прямого пучка, перехватываемые поверхностью образца при угле скольжения θ , численно равные суммам членов $P_{ij}(\lambda_1)\Delta S$, $P_{ij}(\lambda_2)\Delta S$. В соответствии со сформулированным выше требованием отношение плотностей потока на спектральных

линиях постоянно при любых x и y , что при дискретном разбиении эквивалентно $P_{ij}(\lambda_1)P_{ij}(\lambda_2) = c_p = \text{const}$ при любых фиксированных i, j . В используемой геометрии измерения (см. рис. 1) очевидно, что $I_0(\theta, \lambda_1)/I_0(\theta, \lambda_2) = P_{ij}(\lambda_1)/P_{ij}(\lambda_2)$. Тогда для отношения сигналов окончательно получаем

$$\frac{I^R(\theta, \lambda_1)}{I^R(\theta, \lambda_2)} \approx c_p \frac{qR^{(f)}(\theta, \lambda_1) + (1-q)R^{(s)}(\theta, \lambda_1)}{qR^{(f)}(\theta, \lambda_2) + (1-q)R^{(s)}(\theta, \lambda_2)}. \quad (3)$$

Отношение (3) не содержит неопределенных геометрических параметров и поэтому может быть непосредственно использовано для математической обработки. Расчет коэффициентов отражения $R^{(p)}(\theta, \lambda_p)$ осуществляется с помощью рекуррентных соотношений [8,9]. Подбор параметров структуры может проводиться, например, по генетическому алгоритму [10]. Величина c_p определяется путем измерения отношения интенсивностей на прямом пучке $I_0(0, \lambda_1)/I_0(0, \lambda_2)$ со щелью фиксированной ширины. Альтернативная возможность измерения c_p — определение отношения интенсивностей зеркального отражения при $\theta \rightarrow 0$. Поскольку при этом $R(\theta, \lambda_1)/R(\theta, \lambda_2) \rightarrow 1$, то $c_p \cong I^R(\theta, \lambda_1)/I^R(\theta, \lambda_2)$. Формально величина q задана технологически, например геометрическими размерами маски. Однако в силу конечной ширины пучка и размера образца плотность потока и отношение $\Delta S_f/\Delta S$ для краевых зон может резко меняться. Поэтому при математической подгонке данных целесообразно также варьирование величины q .

Результаты экспериментальных измерений угловой зависимости интенсивности отражения дискретной пленочной структуры Ta/Si на спектральных линиях CuK_α и CuK_β показаны на рис. 3, а. В области углов полного внешнего отражения (ПВО) интенсивность отраженного излучения монотонно возрастает, что указывает на неполный перехват отражающей поверхностью зондирующего пучка и неравномерность калибровки кривой по интенсивности прямого пучка.

На рис. 3, б представлены нормированная угловая зависимость отношения $RR(\theta) = I^R(\theta, \lambda_1)/I^R(\theta, \lambda_2)$ и результаты ее математической обработки с использованием выражения (2). Видно, что на кривой отношения в области углов ПВО кривая идет горизонтально и не зависит от угла поворота. Экспериментальная и расчетная кривые получены без введения каких-либо геометрических или аппаратных поправок и удовлетворительно совпадают. Это обеспечивает возможность корректно определить характеристики материала подложки и

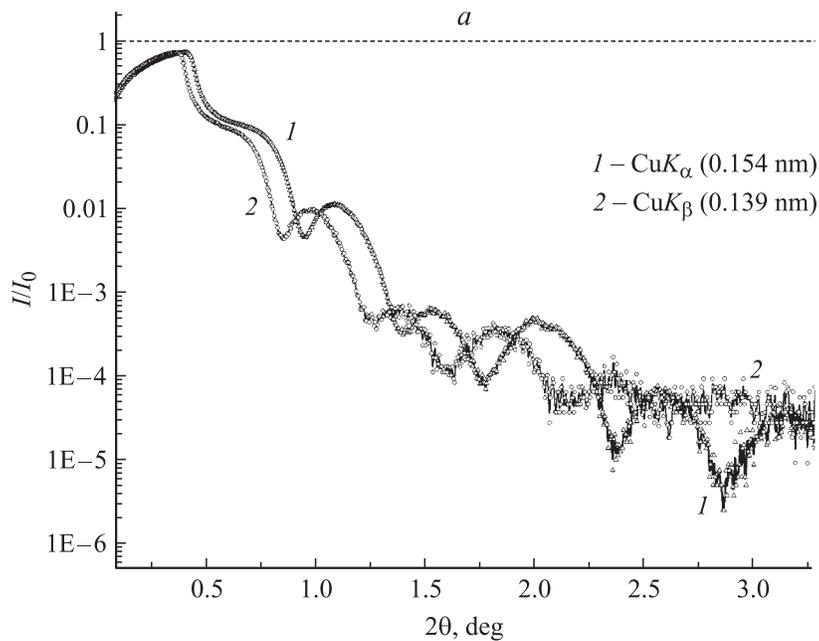


Рис. 3. *a* — угловые зависимости интенсивности отражения от дискретной структуры Ta/Si на спектральных линиях CuK_α (кривая 1) и CuK_β (кривая 2); *b* — угловые зависимости отношения коэффициентов отражения. Точки — экспериментальные значения, сплошная линия — результаты расчета.

пленочной структуры путем варьирования их параметров. Первый и второй пики на зависимости $RR(\theta)$ обусловлены резким падением коэффициента отражения вблизи критических углов ПВО и позволяют идентифицировать материалы отражающей структуры: соответственно кремний и окись Ta. Согласно данным обработки, в полном угловом диапазоне пленочные островки состоят из Ta_2O_5 с плотностью 8.44 g/m^3 . Толщина пленки равна 15.8 nm , шероховатость внешней и внутренней границ раздела, характеризуемые параметром σ , равны соответственно ~ 0.5 и $\sim 0.5 \text{ nm}$. Таким образом, пленка Ta почти полностью окислена, а ее плотность близка к табличным данным для объемного Ta_2O_5 (8.2 g/cm^3) [11].

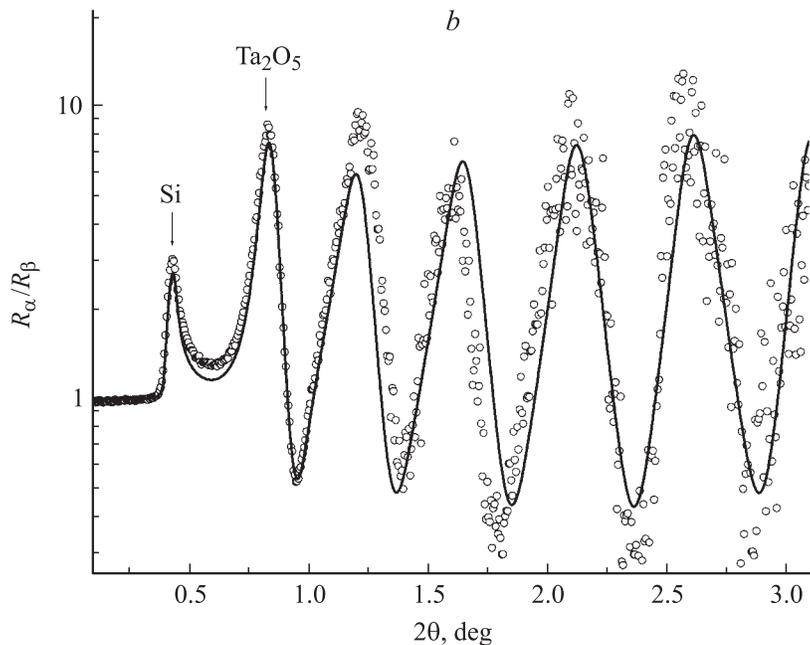


Рис. 3 (продолжение).

Подчеркнем, что предложенный метод измерения и алгоритмы обработки неприменимы, если сформированная структура создает интенсивное дифракционное рассеяние или в силу малости размера участков ΔS коэффициент отражения не может быть корректно определен из формул Френеля [12]. Поэтому на практике применение относительной рефлектометрии, по-видимому, наиболее перспективно для исследования структур в виде контактных дорожек, приборных линеек, оптических окон, создаваемых напылением, литографическими методами или ионной имплантацией.

Список литературы

- [1] Stoev K., Sakurai K. // The Rigaku Journal. 1997. V. 14. N 2. P. 22.
- [2] Петраков А.П. // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 4. С. 129.
- [3] Njeh A., Wieder T., Fuess H. // Surf. Interface Anal. 2002. V. 33. P. 626.

- [4] Турьянский А.Г., Пиришин И.В. Патент РФ № 2166184, G 01В 15/08 (2001).
- [5] Турьянский А.Г., Пиришин И.В. // ПТЭ. 1998. № 5. С. 118.
- [6] Турьянский А.Г., Виноградов А.В., Пиришин И.В. // ПТЭ. 1999. № 1. С. 105.
- [7] *Dyson N.A.* // X-Rays in Atomic and Nuclear Physics. London: Longman Group Ltd, 1973.
- [8] *Parratt L.G.* // Phys. Rev. 1954. V. 95. N 2. P. 359.
- [9] Бернинг П.Х. // Теория и методы расчета оптических свойств тонких пленок. Сб. Физика тонких пленок. М.: Мир. 1967. Т. 1. С. 91. [*Berning P.H.* Theory and calculations of optical thin films in Physics of Thin Films. V. 1. G. Hass Ed. New York: Academic Press, 1963].
- [10] *Wormington M., Panaccione C., Matney K.M., Bowen D.K.* // Characterization of structures from X-ray scattering data using genetic algorithms. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 1999. V. 357. P. 2827.
- [11] *Lange's Handbook of Chemistry.* McGraw-Hill, Inc., 1979. 12th Ed.
- [12] Борн М., Вольф Э. // Основы оптики. М.: Наука. 1973. [Born M., Volf E. Principles of Optics Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light/2nd ed. by Max Born, Emil Wolf. New York, NY: Pergamon Press, 1964].