

# Определение параметров многослойных наноструктур с помощью двухволновой рентгеновской рефлектометрии

© Н.Л. Попов<sup>¶</sup>, Ю.А. Успенский, А.Г. Турьянский, И.В. Пиршин, А.В. Виноградов, Ю.Я. Платонов\*

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

\* Osmic Inc.,

48326 Auburn Hills, MT, USA

(Получена 9 сентября 2002 г. Принята к печати 16 октября 2002 г.)

Рассмотрен метод определения параметров многослойных наноструктур с помощью измерения угловой зависимости коэффициента отражения рентгеновских лучей на двух длинах волн. Предложена схема расчета, учитывающая специфику данного метода, которая позволяет работать с образцами любого размера и формы. Ее практическое опробование проведено на многослойных структурах C/Ni/C, Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>, Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Показано, что двухволновая рефлектометрия позволяет исключить влияние аппаратных ошибок и, таким образом, надежно определять толщину, плотность и состав слоев как поли-, так и монокристаллических наноструктур.

## 1. Введение

Рентгеновская рефлектометрия в диапазоне длин волн  $\lambda \approx 0.1$  нм широко используется для определения параметров тонких пленок, сверхгладких подложек и многослойных наноструктур. Измерения в этой области спектра особенно удобны из-за наличия ярких лабораторных источников, эффективных монохроматоров и возможности проводить измерения в воздухе. Обычная процедура определения параметров пленочной структуры включает в себя измерение угловой зависимости коэффициента отражения  $R$  на одной длине волны (например, на линии  $\text{CuK}_\alpha$ ) и вычисление параметров модели, описывающей структуру, путем подгонки расчетной кривой к экспериментальной. Поскольку отражение от образца имеет заметную величину лишь при углах скольжения  $\theta < 2-4^\circ$ , корректные измерения  $R(\theta)$  могут быть проведены только на сравнительно больших образцах. В самом деле, зондирующий рентгеновский пучок начинает частично проходить мимо поверхности образца, не отражаясь от нее, уже при углах  $\theta < h/L$ , где  $h$  и  $L$  — диаметры пучка и образца. При типичных значениях  $\theta \leq \sim 0.5\theta_c \approx 0.2^\circ$  ( $\theta_c$  — угол полного внешнего отражения) и  $h \geq 0.1$  мм минимальный диаметр образца составляет около 30 мм. Тем самым оказывается невозможным определение параметров наноструктур на образцах с  $L < 10$  мм, типичных в лабораторной практике.

Решение указанной проблемы было предложено в работах [1,2]. Суть его сводится к одновременному измерению  $R$  сразу на двух длинах волн (например, на линиях  $\text{CuK}_\alpha$  и  $\text{CuK}_\beta$ ) и к использованию отношения интенсивностей отраженных сигналов  $\xi = I_\beta/I_\alpha$ . Поскольку геометрический фактор (форма и размер образца) одинаковым образом сказывается на  $I_\alpha$  и  $I_\beta$ , то величина  $\xi$  от него практически не зависит. По той же причине не влияют на  $\xi$  и флуктуации интенсивности источника, изменения ширин коллимационных щелей

и многие другие факторы. Таким образом, используя отношение интенсивностей отраженных сигналов на двух длинах волн, можно определять параметры наноструктур на малых образцах и на образцах неправильной формы, причем помехозащищенность процедуры заметно возрастает.

Использование  $\xi(\theta)$  в качестве основной величины для нахождения параметров структур вносит в вычислительную схему ряд специфических особенностей. Применение стандартной расчетной процедуры, используемой в рефлектометрии, не приводит к удовлетворительным результатам. В настоящей работе анализируются причины трудностей и предлагается метод, позволяющий проводить корректное определение толщины, плотности и состава слоев, шероховатости границ раздела на малых образцах. В качестве иллюстрации приводятся результаты измерений и расчета параметров ряда структур, полученных методами магнетронного напыления и молекулярно-лучевой эпитаксии.

## 2. Особенности расчетной схемы при использовании отношения интенсивностей отраженных сигналов

Расчет параметров многослойной структуры включает: а) калибровку интенсивностей отраженных сигналов, б) процедуру подгонки расчетной кривой к экспериментальной. Для калибровки обычно используют поведение  $R(\theta)$  при  $\theta \rightarrow 0$ . В диапазоне длин волн  $\lambda \approx 0.1$  нм для диэлектрических проницаемостей всех материалов справедливы оценки:  $0 \leq \text{Re}(1 - \varepsilon) \leq 10^{-4}$  и  $0 \leq \text{Im}(\varepsilon)/\text{Re}(1 - \varepsilon) \leq 10^{-2}$ . Согласно формулам Френкеля [3],

$$R(\theta) \approx 1 - 2\theta \text{Im} \varepsilon / \theta_c^3 + o(\theta \cdot \theta_c^2) \quad \text{при } \theta \ll \theta_c, \quad (1)$$

где  $\theta_c = \sqrt{1 - \text{Re}(\varepsilon)}$ . Из (1) следует, что  $1 \geq R(\theta) \geq 0.99$  уже при  $\theta < 0.5\theta_c$ . Это дает естественный способ нормировки экспериментальной кривой на

<sup>¶</sup> E-mail: nlpopov@zmail.ru

единицу при  $\theta \rightarrow 0$ . Формула вида (1) имеет место и для многослойных структур, однако она справедлива только для отражения от неограниченной поверхности. Как отмечалось выше, для образца конечных размеров при  $\theta < h/L$  часть падающего излучения проходит мимо поверхности, не отражаясь от нее, так что  $I(\theta) \approx \sin \theta$  при  $\theta \rightarrow 0$ . Даже если образец имеет правильную форму, восстановить зависимость  $R(\theta)$  при  $\theta \ll \theta_c$  не удастся, поскольку из-за неоднородного распределения интенсивности в сечении пучка  $I(\theta)$  лишь очень приближенно напоминает  $\sin \theta$ . При использовании отношения интенсивностей  $\xi(\theta) = I_\beta(\theta)/I_\alpha(\theta)$  трудности с калибровкой не возникают, так как  $\xi(\theta) \rightarrow \text{const}$  при  $\theta \rightarrow 0$  и  $\tilde{\xi}(\theta) \equiv R_\beta(\theta)/R_\alpha(\theta) = \text{const}^{-1} I_\beta(\theta)/I_\alpha(\theta)$ . Таким образом, двухволновой метод позволяет легко определить отношение  $\tilde{\xi}$ , которое является функцией состава и структуры образца, но не его формы.

Практически параметры структуры  $\{X_k\}$  находят путем минимизации функционала невязки:

$$F\{X_k\} = \sum_i \left( f^{th}(\theta_i, \{X_k\}) - f^{\text{exp}}(\theta_i) \right)^2 w_i. \quad (2)$$

В формуле (2), как правило, полагают:  $w_i = 1$  и  $f(\theta) = \ln R(\theta)$  (последнее из-за большого диапазона изменения  $R(\theta)$ ). При определении параметров по  $\tilde{\xi}^{\text{exp}}(\theta)$  естественно положить  $f(\theta) = \ln(R_\beta(\theta)/R_\alpha(\theta))$ . Легко заметить, что функция  $f(\theta)$  имеет наибольшую абсолютную величину в точках, где  $R_\alpha(\theta) \approx 0$  или  $R_\beta(\theta) \approx 0$ . Такие точки зашумлены больше, чем остальные, из-за значительной статистической погрешности числа фотонов  $n_f$ . Например, при  $n_f \leq 10$  относительная погрешность  $\delta n_f/n_f \geq 1/\sqrt{10} \approx 0.32$ . При использовании  $w_i = 1$  эти точки дают наибольший вклад в  $F\{X_k\}$  и тем самым очень существенно влияют на величину параметров  $\{X_k\}$ . Чтобы избежать ситуации, когда измеряемые с наибольшей ошибкой участки кривой во многом определяют параметры структуры, мы использовали весовую функцию

$$w_i = \delta f_i^2 / \left[ \sqrt{\delta f_i^2 + \Delta_i^2} + \Delta_i \right]^2, \quad (3)$$

где  $\delta f_i \equiv f^{th}(\theta_i) - f^{\text{exp}}(\theta_i)$ . Фигурирующая в (3) величина случайной экспериментальной ошибки  $\Delta_i$  может быть определена следующим образом. Известно, что на масштабе  $\Delta\theta \ll \lambda/4D$  ( $D$  — наименьшая из двух величин: толщина многослойной структуры или глубина проникновения излучения)  $R(\theta)$  является гладкой, медленно меняющейся функцией  $\theta$ . Вводя экспериментальную функцию  $\overline{f^{\text{exp}}}(\theta)$ , сглаженную на масштабе  $\Delta\theta$ , определим  $\Delta_i$  как

$$\Delta_i^2 = \sum_{j=i-m}^{i+m} \left( \overline{f^{\text{exp}}}(\theta_j) - f^{\text{exp}}(\theta_j) \right)^2 / (2m+1), \quad (4)$$

где суммирование ведется по  $-\Delta\theta/2 \leq \theta_j - \theta_i \leq +\Delta\theta/2$ . Нетрудно видеть, что введенная весовая функция мала,

когда  $\delta f_i$  попадает в коридор доверия  $\pm\Delta_i$  (это соответствует интуитивному представлению о равной пригодности теоретических кривых, отличающихся от  $f^{\text{exp}}(\theta)$  меньше, чем ошибка эксперимента), и велика, когда  $\delta f_i$  выходит за границы этого коридора:

$$w_i \approx \delta f_i^2 / 4\Delta_i^2 \quad \text{при} \quad |\delta f_i| \ll \Delta_i, \\ w_i \approx 1 \quad \text{при} \quad |\delta f_i| \gg \Delta_i. \quad (5)$$

Таким образом, весовая функция (3) дает возможность определять параметры  $\{X_k\}$  по наиболее достоверной экспериментальной информации.

Фактическая минимизация функционала  $F\{X_k\}$  производилась в настоящей работе в два этапа. На первом с помощью генетического алгоритма [4] приближенно находились наборы параметров, отвечающие наиболее глубоким минимумам невязки. На втором этапе эти наборы параметров уточнялись с помощью симплекс-метода, после чего выбиралось наилучшее решение  $\{X_k^{\text{min}}\} = \arg \min F\{X_k\}$ . Для оценки возможной погрешности набора параметров  $X^{\text{min}} = \{X_k^{\text{min}}\}$  рассматривалось множество  $M = \{X : F(X) - F(X^{\text{min}}) \leq F^{\text{exp}}\}$ . Радиус сечения  $\Delta X_k = \sup_{X \in M} |X_k - X_k^{\text{min}}|$  интерпретировался как возможная погрешность параметра  $X_k$ , вызванная неточностью экспериментальных данных. Множество  $M$  строилось из точек, выбранных случайным образом из пространства параметров  $X$  и удовлетворяющих условию  $F(X) - F(X^{\text{min}}) \leq F^{\text{exp}}$ . Множество  $M$ , полученное таким образом, не содержало локальных минимумов  $F$  ни для одного из рассмотренных образцов, поэтому для ускорения процедуры множество  $M$  можно искать в некоторой окрестности глобального минимума  $X^{\text{min}}$ . Проведенные нами численные эксперименты, в которых зависимости  $R_\alpha(\theta)$  и  $R_\beta(\theta)$  рассчитывались, зашумлялись и использовались в качестве экспериментальных данных, показали хорошую точность описанного выше подхода.

Предложенная схема расчета не зависит от особенностей исследуемой гетероструктуры и модели, выбранной для ее описания. Однако в ходе численных расчетов набор параметров  $\{X_k\}$  и вид функции  $f^{th}(\theta, \{X_k\})$  должны быть конкретизированы. В приведенных далее примерах в число варьируемых параметров включались толщины всех слоев гетероструктуры. В тех случаях, когда точное значение плотности не было известно, допускалось также варьирование плотности слоя в пределах  $\pm 5\%$ . Вызванное диффузией размывание границ раздела не учитывалось, так как пробные расчеты показали, что для исследованных нами структур этот фактор несуществен. Шероховатость границ раздела описывалась простейшей моделью Дебая—Уоллера [5], отвечающей полностью скоррелированным шероховатостям всех границ. При исследовании гетероструктур, включающих толстые слои, учитывалась угловая расходимость падающего рентгеновского пучка, которая в наших измерениях составляла  $40''$ .

### 3. Приготовление образцов, измерение отражения на двух длинах волн

Исследованные нами пленочные структуры различались по своим размерам, качеству и функциональному назначению. Они представляли два наиболее распространенных типа структур.

1) *Многослойные рентгеновские зеркала.* Такие зеркала являются важнейшим элементом оптических систем мягкого рентгеновского диапазона, используемых в рентгеновской литографии, астрофизике, физике плазмы, биологии и материаловедении. В нашем распоряжении была экспериментальная структура C/Ni/C/Si, созданная для отработки технологии изготовления зеркал.

2) *Полупроводниковые гетероструктуры.* Гетероструктуры, формирующие квантовые ямы, широко используются для изготовления высокочастотных биполярных и полевых транзисторов, оптических детекторов, резонансных туннельных диодов, полупроводниковых лазеров и других квантовых приборов. В настоящей работе были исследованы гетероструктуры на основе  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

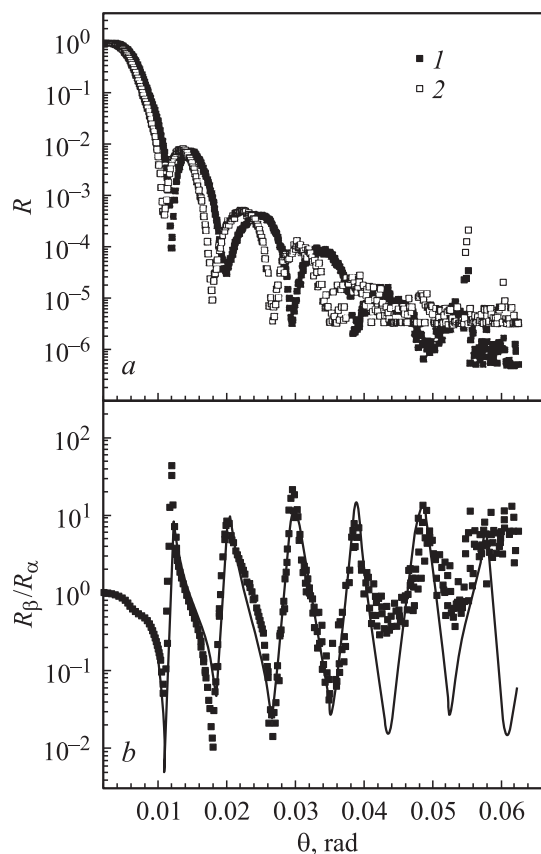
Экспериментальная трехслойная структура C/Ni/C/Si была нанесена методом магнетронного напыления. В процессе изготовления обрабатывалась технология получения сплошных сверхтонких пленок Ni, для чего применялась техника ионного травления. Гетероструктура на основе Si и твердого раствора  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  варьируемого состава была получена методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Она включала 3 слоя Si, 5 —  $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$  и 1 —  $\text{Si}_{0.3}\text{Ge}_{0.7}$ . Слои одинакового состава, но разного функционального назначения, отличались режимом нанесения и легирования. Поскольку рентгеновская рефлектометрия не позволяет заменить различие между слоями очень близкого состава, то фактически данная структура содержала 4 слоя разного состава, параметры которых и определялись в работе. Другая исследованная нами гетероструктура была спроектирована на основе твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Эта структура, содержащая 8 слоев и 4 квантовые ямы, также была приготовлена методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Измерения угловых зависимостей коэффициента отражения были проведены на двухволновом рефлектометре с гониометром горизонтального типа. Рентгеновская трубка имела медный анод и проекцию фокуса  $8 \times 0.04 \text{ мм}^2$ . Падающий на образец рентгеновский пучок формировался щелями коллиматора и подвижным поглощающим экраном, расположенным непосредственно перед образцом. Поперечные размеры пучка составляли около  $4 \times 0.04 \text{ мм}^2$ . Расщепитель рентгеновского пучка, размещенный на поворотном кронштейне детектора, позволял проводить одновременное измерение отраженного сигнала на двух характеристических длинах волн. Линия  $\text{CuK}_\alpha$  выделялась из отраженного излучения полупрозрачным монохроматором, изготовленным из

(0001) пиролитического графита, толщиной 46 мкм. Монохроматор отражал 22% сигнала на длине волны  $\text{CuK}_\alpha$  и пропускал 85% сигнала  $\text{CuK}_\beta$ . Выделение линии  $\text{CuK}_\beta$  производилось 2-м графитным монохроматором. Полученные сигналы регистрировались двумя различными детекторами и записывались в компьютер. Более подробное описание использованной двухволновой схемы измерений можно найти в работе [2].

### 4. Определение параметров многослойных структур, обсуждение результатов

Расчеты параметров 3 измеренных пленочных структур позволили практически проверить предложенную схему вычислений и выяснить ее характерные особенности. Структура C/Ni/C на Si имела диаметр 40 мм. Для нее „завал“  $R(\theta)$  при  $\theta \rightarrow 0$  наблюдался лишь при  $\theta < 0.3\theta_c$  (рис. 1). В этом случае расчеты проводились двумя способами: по одной линии  $\text{CuK}_\alpha$ , как в традиционной рефлектометрии, и по двум линиям  $\text{CuK}_\alpha$  и  $\text{CuK}_\beta$  с использованием отношения  $\xi(\theta)$ . Результаты расчетов прекрасно согласуются между собой и с толщинами слоев, планировавшимися при нанесении покрытия



**Рис. 1.** Отражение от структуры C/Ni/C как функция угла скользкого падения ( $\theta$ ): *a* — коэффициенты отражения на  $\text{CuK}_\alpha$  (1) и  $\text{CuK}_\beta$  (2) линиях, *b* — отношение  $R_\beta/R_\alpha$ , линия — теоретическая кривая.

**Таблица 1.** Параметры структуры C/Ni/C

Номер слоя	Материал	$d_0$ , нм	$d$ , нм	$d'$ , нм	$\varepsilon$ , %
1	C	4.0	4.03	4.11	1
2	Ni	8.0	8.02	8.06	0.3
3	C	4.0	4.06	3.99	2

*Примечание.*  $d_0$  — запроектированная толщина слоя;  $d$  — толщина слоя, вычисленная двухволновым методом;  $d'$  — толщина слоя, вычисленная традиционным способом при  $\lambda = 0.154$  нм;  $\varepsilon$  — относительная погрешность толщины слоя. Высота шероховатостей  $\sigma = 0.166$  нм. Минимальная величина невязки  $F^{\min} = 4.2F^{\text{exp}}$  (для толщин  $d_0$  невязка  $F = 4.8F^{\text{exp}}$ ).

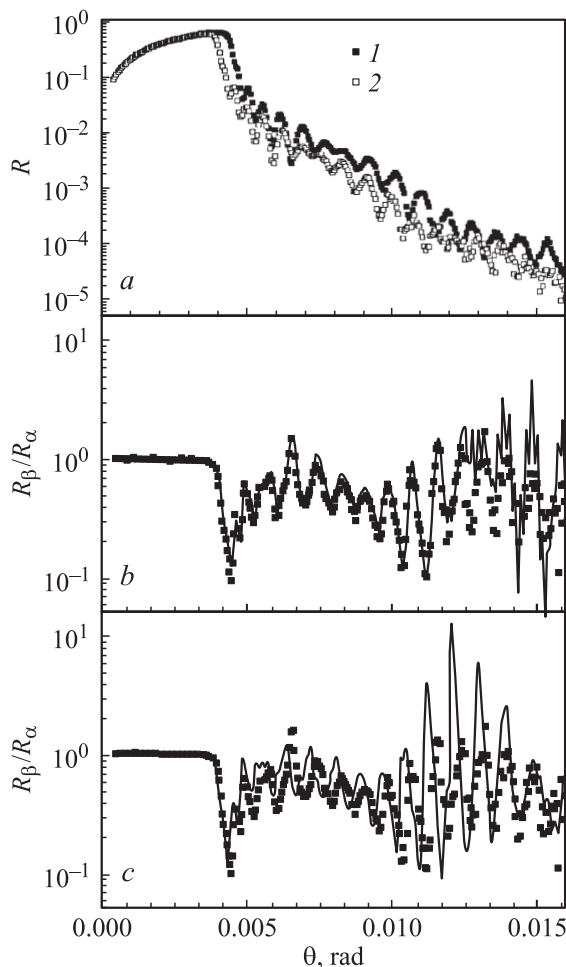
**Таблица 2.** Параметры структуры Si/Si<sub>0.7</sub>Ge<sub>0.3</sub>/Si<sub>0.3</sub>Ge<sub>0.7</sub>/Si<sub>0.7</sub>Ge<sub>0.3</sub>/Si

Номер слоя	Материал	$d_0$ , нм	$d$ , нм	$\varepsilon$ , %
1	Si	10.0	10.1	6
2	Si <sub>0.7</sub> Ge <sub>0.3</sub>	62.0	58.4	2
3	Si <sub>0.3</sub> Ge <sub>0.7</sub>	10.0	11.9	7
4	Si <sub>0.7</sub> Ge <sub>0.3</sub>	200	188	30

*Примечание.* Обозначения аналогичны табл. 1.  $\sigma = 0.89$  нм,  $F^{\min} = 5.25F^{\text{exp}}$  (для толщин  $d_0$  невязка  $F = 33.0F^{\text{exp}}$ ).

(табл. 1). Теоретические кривые  $R(\theta)$  и  $\tilde{\xi}(\theta)$  хорошо аппроксимируют соответствующие экспериментальные зависимости. Это говорит об адекватности использованной модели однородных слоев со скоррелированными шероховатостями. Количественный мерой качества подгонки может служить отношение  $F^{\min}/F^{\text{exp}} = 4.2$ , где  $F^{\text{exp}}$  — величина невязки между экспериментальной кривой  $\xi(\theta)$  и сглаженной экспериментальной кривой  $\tilde{\xi}(\theta)$ . Поскольку плотность аморфного углерода может несколько изменяться в зависимости от способа его нанесения, величина  $\rho_C$  была также включена в число варьируемых параметров. Полученное значение  $\rho_C = 2.12$  г/см<sup>3</sup> отличается от табличного [6] всего на 2%. Небольшая величина шероховатости  $\sigma = 0.17$  нм свидетельствует, что с помощью данной технологии была получена сплошная пленка Ni достаточно высокого качества.

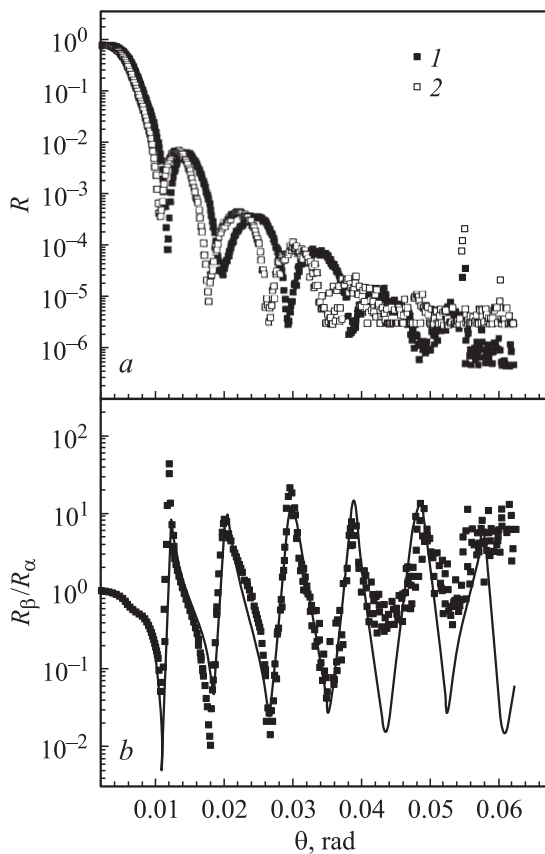
Образец гетероструктуры на основе твердого раствора Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> имел неправильную форму и средний диаметр около 7 мм. Для этого образца область „завала“  $R(\theta)$  при  $\theta \rightarrow 0$  захватывала даже критический угол (рис. 2, *a*), поэтому определение параметров структуры производилось только по отношению  $\xi(\theta)$ . Рассчитанная величина  $\sigma = 0.89$  нм (табл. 2) указывает на некоторую неточность для данного образца модели резких межслойных границ с полностью скоррелированными шероховатостями. По-видимому, это объясняется наличием диффузии на границе между кремнием и твердым раствором кремния с германием. Заметим, что толщина последнего слоя структуры составляет  $\sim 200$  нм, поэтому кривые отражения содержат осцилляции с периодом  $\Delta\theta \approx 80''$ . Такие частые осцилляции сравнимы с угловой расходимостью падающего пучка и угловым размером приемной щели ( $40''$ ). Для учета этого эффекта теоретическая кривая сглаживалась гауссианом шириной  $40''$ . Сглаживание уменьшило невязку с величины  $25.5F^{\text{exp}}$  до величины  $5.25F^{\text{exp}}$ , что говорит о важности учета угловой расходимости в теоретической модели. Высокая погрешность определения последнего слоя  $\sim 30\%$  (табл. 2) также объясняется конечной угловой расходимостью. Для остальных слоев этот фактор несуществен, поэтому они найдены с точностью до нескольких процентов. В процессе подгонки плотность Si считалась равной табличному значению ( $2.33$  г/см<sup>3</sup>). Плотности слоев Si<sub>0.7</sub>Ge<sub>0.3</sub> и Si<sub>0.3</sub>Ge<sub>0.7</sub> варьировались в пределах 5% от значений, найденных по формуле Вегарта. Это делалось для учета возможных отклонений от заданного состава в процессе напыления. Отметим также довольно заметное отклонение рассчитанных толщин слоев от тех, которые проектировались при его изготовлении (7.3%). Для сравнения на рис. 2, *c* приведена теоретическая кривая, соответствующая запроектированным толщинам  $d_0$ . Значение невязки для нее существенно больше  $F = 33.0F^{\text{exp}}$ .



**Рис. 2.** Отражение от гетероструктуры Si/Si<sub>0.7</sub>Ge<sub>0.3</sub>/Si<sub>0.3</sub>Ge<sub>0.7</sub>/Si<sub>0.7</sub>Ge<sub>0.3</sub>/Si как функция угла скользящего падения ( $\theta$ ): *a* — коэффициенты отражения на линиях CuK $_{\alpha}$  (1) и CuK $_{\beta}$  (2), *b* — отношение  $R_{\beta}/R_{\alpha}$ , линия — теоретическая кривая, *c* — отношение  $R_{\beta}/R_{\alpha}$ , соответствующее запроектированным толщинам  $d_0$ , линия — теоретическая кривая.

Похожие качественные результаты были получены и для гетероструктуры на основе твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Данный образец также имел малые размеры (средний диаметр около 6 нм) и неправильную форму. Эта структура интересна тем, что величины  $\text{Re}(\varepsilon - 1)$  для GaAs и AlGaAs отличаются только на 10%. По этой причине экстремумы на кривых  $R(\theta)$  имеют небольшую амплитуду, кое-где сравнимую с шумом (рис. 3). Кривая  $\xi(\theta)$  выглядит более контрастно. Отношение сигнал/шум для нее заметно больше, поскольку экстремумы  $\xi(\theta)$  соответствуют экстремумам обеих кривых:  $R_\alpha(\theta)$  и  $R_\beta(\theta)$ . Величина шероховатости для данной структуры (0.58 нм) оказывается меньше, чем в случае  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ , что говорит о достаточно резких межслойных границах. Однако невязка и отклонения от запроектированных толщин получаются существенно большими — ( $6.31F^{\text{exp}}$ ) и 11.8% соответственно (табл. 3).

Расчитанные погрешности толщин можно интерпретировать следующим образом. Ясно, что точность определения слоев малой толщины прямо определяется диапазоном измеряемых углом  $\theta_{\text{max}}$ , поскольку при  $d \leq \lambda/2\theta_{\text{max}}$  положение брэгговских пиков оказывается неопределенным. В то же время на точность определения слоев с большой толщиной влияет угловая расходимость падающего пучка  $\delta\theta$ , так как для слоев



**Рис. 3.** Отражение от гетероструктуры GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As как функция угла скользкого падения ( $\theta$ ): *a* — коэффициенты отражения на  $\text{CuK}_\alpha$  (1) и  $\text{CuK}_\beta$  (2) линиях, *b* — отношение  $R_\beta/R_\alpha$ , линия — теоретическая кривая.

**Таблица 3.** Параметры структуры GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As

Номер слоя	Материал	$d_0$ , нм	$d$ , нм	$\varepsilon$ , %
1	GaAs	10.0	8.88	3
2	Al <sub>0.34</sub> Ga <sub>0.66</sub> As	20.0	17.5	2
3	GaAs	10.0	7.93	5
4	Al <sub>0.34</sub> Ga <sub>0.66</sub> As	30.0	25.4	3
5	GaAs	20.0	16.2	6
6	Al <sub>0.34</sub> Ga <sub>0.66</sub> As	12.0	11.0	10
7	GaAs	30.0	27.6	43
8	Al <sub>0.34</sub> Ga <sub>0.66</sub> As	30.0	23.0	50

*Примечание.* Обозначения аналогичны табл. 1.  $\sigma = 0.58$  нм,  $F^{\text{min}} = 6.31F^{\text{exp}}$  (для толщин  $d_0$  невязка  $F = 33.9F^{\text{exp}}$ ).

с  $d \geq \lambda/2\delta\theta$  отдельные брэгговские пики уже не различаются. Кроме того, точность определения параметров глубоких слоев ниже, поскольку эти слои меньше влияют на коэффициент отражения. Результаты определения толщин, приведенные в табл. 1–3, показывают, что данные факторы заметно снижают точность определения толщин только для наиболее глубоких слоев гетероструктур, которые являются буферными. Наиболее же интересные участки гетероструктур определены с достаточно высокой точностью.

## 5. Заключение

В настоящей работе представлена схема определения параметров многослойных наноструктур по отношению коэффициентов отражения на двух длинах волн. Расчеты, проведенные для различных типов пленочных структур, показали, что двухволновая рефлектометрия в комбинации с разработанной схемой вычислений позволяет определять толщины, плотность и шероховатость слоев на малых образцах с той же точностью, как и на образцах больших размеров. Сделанные оценки погрешностей определения параметров показывают, что точность определения параметров можно улучшить. Для этого надо выбирать индивидуально для каждой структуры ширину приемной щели таким образом, чтобы достигалось оптимальное соотношение между диапазоном измеряемых углов и угловой расходимостью падающего луча. Данная методика может быть без труда обобщена и на случай одновременного использования трех, четырех и большего числа длин волн. Такое расширение объема информации, получаемой за одно измерение, дает возможность заметно повысить точность определения параметров и, что более существенно, включить в число изучаемых объектов сложные неоднородные структуры, недоступные для стандартной рефлектометрии на отдельных или последовательно выбираемых линиях спектра.

Мы признательны И.П. Казакову, М.М. Рзаеву, Ю.П. Першину и В.М. Роцину за предоставленные образцы многослойных структур.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований (гранты № 01-02-17432а, 02-02-17349, 02-02-06644(мас) и 00-15-96698), CRDF (грант RP1-2267) и Федеральной программе „Интеграция“ (гранты Б0056 и И0859), а также грант МНТЦ № 2997 за частичную поддержку настоящей работы.

## Список литературы

- [1] A.G. Turyanski, I.V. Pirshin. *Instrumentation and Experimental Techn.*, **41** (5), 118 (1998).
- [2] А.Г. Турьянский, А.В. Виноградов, И.В. Пиршин. ПТЭ, **1**, 105 (1999).
- [3] А.В. Виноградов, И.А. Брытов, А.Я. Грудский. *Зеркальная рентгеновская оптика*, под ред. А.В. Виноградова (Л., Машиностроение, 1989) с. 47.
- [4] J.H. Holland. *Adaptation in Natural and Artificial Systems* (Ann Arbor, The University of Michigan Press, 1975).
- [5] E. Spiller. *Soft X-ray Optics* (Bellingham, SPIE, 1994).
- [6] *Физические величины*, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М., Энергоатомиздат, 1991) с. 98.

Редактор Л.В. Беляков

## Finding of parameters of multy-layer nanostructures by using the two-waves X-ray reflectometry

*N.L. Popov, Yu.A. Uspenskii, A.G. Turyanskii, I.V. Pirshin, A.V. Vinogradov, Yu.Ya. Platonov\**

P.N. Lebedev Physical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
119991 Moscow, Russia

\* Osmic Inc., 1900 Tailor RD,  
Auburn Hills MT 48326