

07;11;12

Метод рентгеновской рефлектометрии и его применение для исследования лазерного испарения окисной пленки с поверхности кремния

© А.П. Петраков

Сыктывкарский государственный университет,
167001 Сыктывкар, Россия
e-mail: petrakov@ssu.komi.com

(Поступило в Редакцию 19 июня 2002 г. В окончательной редакции 2 октября 2002 г.)

Приведен анализ литературы по рентгеновской рефлектометрии. Возможности метода рентгеновской рефлектометрии продемонстрированы в процессе исследования лазерного испарения окисной пленки с поверхности кремния.

Введение

Метод рентгеновской рефлектометрии основан на измерении отражательной способности рентгеновских лучей поверхностью материала вблизи критического угла полного внешнего отражения (ПВО) ϑ_k . Результаты измерений могут быть использованы для определения геометрических и физических свойств поверхности [1]. Угловой диапазон измерений составляет десятки угловых минут, а полуширина падающего на образец излучения измеряется угловыми секундами. Данные условия съемки предъявляют жесткие требования к аппаратуре. Наибольшее распространение получили рефлектометры, созданные на базе дифрактометров [2–5]. Для получения слабо расходящегося пучка применяются щелевые монохроматоры с многократным отражением.

Все кривые, получаемые в рамках рефлектометрии, делятся на интегральные и дифференциальные. Для получения интегральных кривых образец устанавливается так, что рентгеновский пучок делится пополам. Это угловое положение принимается за нулевое. Далее детектор с широкой щелью, поворачиваясь с угловой скоростью, в два раза большей, чем образец, регистрирует угловую зависимость интенсивности отраженного образца излучения.

При получении дифференциальных кривых между образцом и детектором устанавливается кристалл-анализатор под брэгговским углом к одной из систем плоскостей. Детектором фиксируется зависимость интенсивности рентгеновского излучения от угла поворота анализатора с фиксированным поворотом образца. Можно снять и зависимость интенсивности рентгеновского излучения от угла поворота образца с фиксированным углом анализатора.

Интегральные кривые представляют собой увеличение коэффициента отражения с углом от 0.5 почти до 1, а затем резкий спад без малого до нуля. Первоначальное увеличение коэффициента отражения связано с ростом площади рентгеновского луча, перекрываемого поверхностью образца, а поскольку угол меньше критического

угла ПВО, то почти все излучение отражается. Падение происходит в области критического угла. Угол, при котором коэффициент отражения падает до половины, соответствует критическому [6].

Дифференциальные кривые представляют собой два пика, один из которых является зеркальным, а другой аномальным, называемым пиком Йонеды [7,8]. Угловое положение максимума Йонеды не зависит от угла падения излучения на образец и составляет $\sim 0.9\vartheta_k$ [1].

Вид интегральных и дифференциальных кривых зависит от микрогеометрии поверхности образца. Ухудшение качества поверхности приводит к снижению максимального коэффициента отражения на интегральных кривых, уменьшению крутизны в области критического угла [9] и смещению его в сторону меньших углов. На дифференциальных кривых наблюдаются падение интенсивности зеркального пика и рост аномального [10]. Для характеристики шероховатости поверхности вводятся среднеквадратичная высота шероховатости (σ) и длина корреляции. В первом приближении коэффициент отражения зеркального пика связан с σ через фактор Дебая–Валлера [11]

$$R = R_0 \exp[-(4\pi\sigma \cos \vartheta/\lambda)^2],$$

R_0 — коэффициент отражения, вычисляемый по формуле Френеля.

Среди физических характеристик, определяемых методом рефлектометрии, следует выделить возможность определения плотности поверхностных слоев, тонких пленок и толщины их. Плотность определяется по формуле [12]

$$\rho = \rho_m (\vartheta_{\text{exp}}/\vartheta_{\text{cr}})^2,$$

где ρ_m — плотность массивного материала, ϑ_{exp} — экспериментально определенный критический угол, ϑ_{cr} — вычисленный критический угол.

Критический угол можно найти по формуле $\vartheta_{\text{cr}} = (|\chi_{\text{hr}}|)^{1/2}$, где χ_{hr} — реальная часть поляризуемости.

Толщина пленки определяется по интерференции рентгеновских лучей, рассеянных верхней и нижней

границами пленки. В результате интерференции на интегральных кривых в области падения коэффициента отражения появляются максимумы и минимумы. Номер интерференционного максимума или минимума (N) связан с толщиной (L) следующим образом [13]:

$$N = M + (2L/\lambda)(\vartheta_N^2 - \vartheta_{\text{exp}}^2)^{1/2},$$

где M — фазовая константа, ϑ_N — угловое положение интерференционного максимума или минимума.

Толщина определяется по наклону прямой N от $(\vartheta_N^2 - \vartheta_{\text{exp}}^2)^{1/2}$. Интерференционные максимумы или минимумы отсчитываются от первого, находящегося вблизи критического угла, для максимумов $N = N_i$, а для минимумов $N = N_i + 0.5$, где N_i — целое число.

Рентгенофлюорометрические исследования относятся к диагностике тонких приповерхностных слоев, поскольку глубина проникновения рентгеновских лучей составляет десятки ангстрем при угле падения менее критического и десятые доли микрона, если угол превышает критический.

При падении рентгеновских лучей под малыми углами на кристаллический объект может происходить дифракционное рассеяние от плоскостей, перпендикулярных поверхности [9]. Данная зеркально отраженная дифрагированная волна несет информацию о кристаллической структуре пленки, нанесенной на кристаллическую подложку [14]. Целью работы является обобщение опубликованных исследований по рентгеновской рефлектометрии и применение их для изучения возможности лазерной очистки поверхности монокристаллов кремния.

Метод исследования

Схема рентгеновского рефлектометра приведена на рис. 1. Стрелками показан ход рентгеновских лучей. Интегральная кривая снимается без кристалла-анализатора. Форма интегральной кривой рентгеновской рефлектометрии не зависит от фазового состояния образца (аморфного или кристаллического), а в случае кристаллического — от ориентации. Коэффициент отражения

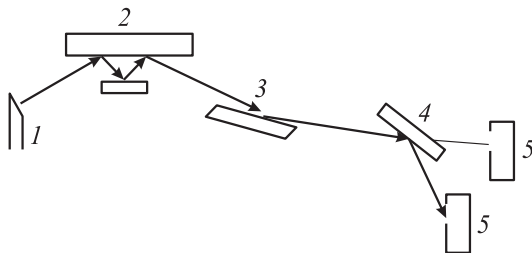


Рис. 1. Схема рентгеновского рефлектометра. 1 — рентгеновская трубка, 2 — кристалл-монохроматор, 3 — образец, 4 — кристалл-анализатор, 5 — детектор.

определяется формулой Френеля [9]

$$R = \left\{ \sin \vartheta_1 - [\sin^2 \vartheta_1 + 2(n-1)]^{1/2} \right\} / \left\{ \sin \vartheta_1 + [\sin^2 \vartheta_1 + 2(n-1)]^{1/2} \right\}^2,$$

где ϑ_1 — скользкий угол падения на образец; n — показатель преломления.

При скользких углах падения (малых, так что $\sin \vartheta \approx \vartheta$) различием между σ - и π -поляризацией можно пренебречь.

Отражение от многослойной среды описывается соотношением Паратта [15]

$$R_{n-1,n} = a_{n-1}^4 (R_{n,n+1} + F_{n-1,n}) / (R_{n,n+1} F_{n-1,n} + 1),$$

где $a_n = \exp(-i\pi f_n d_n / \lambda)$, $R_{n,n+1} = a_n^2 (E_n^R / E_n)$; $F_{n-1,n} = (f_{n-1} - f_n) / (f_{n-1} + f_n)$; $f_n = [\sin^2 \vartheta_1 + 2(n-1)]^{1/2}$; d_n — толщина n -го слоя; E_n^R, E_n — амплитуды отраженного и проходящего поля в среде n -го слоя соответственно; n_n — показатель преломления n -го слоя.

Хорошо разрешимая интерференционная картина наблюдается при толщине слоя от нескольких десятков до нескольких тысяч ангстрем. Верхний предел толщины однородной пленки можно оценить соотношением [16]

$$d \leq \lambda / 2\delta\vartheta,$$

где $\delta\vartheta$ — угловое разрешение, а нижнюю границу — формулой:

$$d \geq N\lambda \left\{ [(\vartheta_k^u)^{-4} + (\vartheta_k^d)^{-4}] / 4I_0\tau \right\}^{1/4},$$

где N — порядок интерференционного пика; $\vartheta_k^u, \vartheta_k^d$ — критические углы отражения от верхней и нижней поверхностей пленки соответственно; I_0 — интенсивность первичного рентгеновского излучения; τ — время экспозиции.

Интегральные кривые позволяют зарегистрировать прослойки между слоями из однородного материала [17]. Образование прослоек продемонстрировано на примере последовательного термического напыления двух слоев алюминия, разделенных временным промежутком.

В рамках борновского приближения искаженной волны интенсивность малоуглового рассеяния шероховатой поверхностью можно разбить на две составляющие: зеркальную и диффузную (Йонеда) [18]. Зеркальная компонента находится по формуле

$$I_3 = I_0 |R_{\text{ш}}|^2,$$

где I_0 — интенсивность излучения, падающего на образец,

$$R_{\text{ш}} \approx R \left(1 - q_z q_z^t \int_{-\infty}^{\infty} dz \omega z^2 / 2 \right),$$

$q_z = 2k_0 \sin \vartheta_1$; $q_z^t = 2k_0 \sin \vartheta_t$; k_0 — величина волнового вектора падающей волны; ϑ_t — скользкий угол

преломления; $\cos \vartheta_i = \cos \vartheta_1/n$, $\omega = [\exp(-z^2/2\sigma^2)] \times [\sigma(2\pi)^{1/2}]^{-1}$; координаты x, y — расположены в плоскости поверхности, а z — нормально к поверхности; R — коэффициент отражения гладкой поверхностью находится по формуле

$$|R| = |(1 - n^2)/4 \sin^2 \vartheta_1|.$$

Диффузная часть рассеяния определяется выражением

$$I_d = I_0(\Delta\Omega/A)(d\sigma/d\Omega)_{\text{dif}},$$

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{dif}} = (L_x L_y) |T(k_1)|^2 |T(k_2)|^2 S(q_i) |k_0^2 (1 - n^2)|^2 / 16\pi,$$

где $\Delta\Omega$ — растров углов, постоянно регистрируемого детектором излучения, рассеянного образцом; A — область луча; $(L_x L_y)$ — площадь поверхности образца; $T(k_i) = 2 \sin \vartheta_i / (\sin \vartheta_i + n \sin \vartheta_t)$, ϑ_2 — скользящий угол преломления.

Величина $S(q_i)$ находится по формуле

$$S(q_i) = \left\{ \exp[-[(q_z^t)^2 + (q_z^*)^2] \sigma^2 / 2] / |q_z^t|^2 \right\} \times \iint dx dy \left\{ \exp[|q_z^t|^2 C(xy) - 1] \exp i(q_x x + q_y y) \right\},$$

где интегрирование ведется по облучаемой поверхности, q_z^t — проекция волнового вектора преломления волны.

В рамках этого же приближения решена задача малоуглового рассеяния шероховатой многослойной средой [19]. Следует добавить, что на интегральных кривых малоуглового рассеяния рентгеновских лучей многослойной структурой появляется набор пиков, угловое положение которых определяется уравнением Брэгга. Роль межплоскостного расстояния играет период структуры. Методы рентгеновской рефлектометрии хорошо сочетаются с высокоразрешающими рентгенодифракционными исследованиями многослойных структур [20].

Угловое распределение малоуглового рассеяния шероховатой поверхностью можно рассчитать в рамках модели неоднородного переходного слоя [1]. Считая электронную плотность в слое случайной флуктуацией радиуса-вектора \mathbf{r} , диэлектрическая проницаемость представляется в виде

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0(\mathbf{z}) + \delta\varepsilon(\mathbf{r}),$$

где $\varepsilon_0(z) = \langle \varepsilon(\mathbf{r}) \rangle$ — усредненная по флуктуациям плотности диэлектрической проницаемости, ось z направлена в глубь кристалла, $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$ — флуктуация проницаемости.

Предположим, что на кристалл падает плоская волна с волновым вектором $\tau_0 = \{\tau_{\parallel}, \tau_z\}$, где $|\tau_{\parallel}| = \tau \sin \Theta_0$, $\tau = \omega/c$, Θ_0 — угол между падающим лучом и нормалью к поверхности, $\varepsilon_0(z) = 1 + [\exp(z/a)] / [1 + \exp(z/a)]$. Интенсивность рассеяния находится по формуле

$$I = I_0 \tau^4 |t_0|^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_{\parallel} \exp(2\tau_z \parallel z) |t/2i\tau_z|^2 K(s),$$

где $t_0 = t(\Theta_0)$, t — амплитуда преломленной волны.

В простейшем случае (плоских волн) $K(s)$ можно аппроксимировать выражением

$$K(s) = |\chi|^2 / (\tau_{0z} + \tau_z)^2 \left\{ (L/2\pi^{1/2}) [1 - \exp(\sigma^2(\tau_{0z} + \tau_z)^2)] \times \exp(-sL^2/4) + \left[\exp(-\sigma^2(\tau_{0z} + \tau_z)^2/2) \operatorname{sh} \pi a(\tau_{0z} + \tau_z) - \pi a(\tau_{0z} + \tau_z) / \operatorname{sh} \pi a(\tau_{0z} + \tau_z) \right]^2 \delta(s) \right\},$$

где вектор $\mathbf{s} = \boldsymbol{\tau}_{\parallel} - \mathbf{k}_{\parallel}$, \mathbf{k} — волновой вектор преломленной волны; $L = 1/(1 + \sigma^2(\tau_{0z} + \tau_z)^2)^{1/2}$, l — длина корреляции неоднородностей, σ — дисперсия, связанная с высотой неровностей d соотношением $\sigma = d/2$; первый член в формуле $K(s)$ описывает интенсивность рассеяния Йонеды, а второй — зеркальную компоненту.

Степень шероховатости описывается параметром $\sigma(\tau_{0z} + \tau_z)$, который определяет разность фаз между волнами, отраженными от верхней и нижней границ переходного слоя. Неоднородность переходного слоя может быть вызвана не только шероховатостью, но и объемными дефектами. Такие дефекты можно исследовать приведенным методом только в том случае, когда поверхность гладкая и шероховатостями можно пренебречь. Для этого поверхность должна соответствовать четырнадцатому классу обработки и выше. В этом случае можно исследовать, например, дефекты, вызванные ионной имплантацией [21]. При получении дифференциальных кривых следует обращать внимание на область освещения образца, потому что есть данные о зависимости их формы от расстояния до края [22].

Зависимость малоуглового рассеяния от флуктуации электронной плотности в приповерхностном слое подтверждается работой [23]. Теоретические формулы объясняются в результате экспериментальных исследований зависимости малоуглового рассеяния поверхности кремния от дозы облучения ионами As. Обработка поверхности соответствует четырнадцатому классу.

Описание шероховатости поверхности путем введения переходного слоя с меняющейся по глубине плотностью приведено в [24]. Полное внешнее отражение рентгеновских лучей описано на основе динамической теории Дарвина. Приповерхностный слой разбит на элементарные слои, параллельные поверхности. Волна частично проходит сквозь элементарный слой, а частично отражается в зеркальном направлении. Волна, отраженная от нижних слоев, частично отражается верхними слоями в направлении первичного пучка.

Введен критический параметр

$$S_0 = 2(t\lambda)^{1/2} / 3\vartheta_k^{3/2},$$

где t — толщина переходного слоя.

Если горизонтальные размеры неровностей меньше S_0 , то рассеяние на шероховатостях можно описать введением переходного слоя, плотность которого растет с глубиной. В противном случае имеет место макрошероховатость и отражение описывается законами геометрической оптики. Теоретические расчеты подтверждены экспериментальными интегральными кривыми.

Учесть шероховатость можно введением переходного слоя с усредненной плотностью [25]. Данное приближение применяется при нормальном распределении неровностей по высоте. В качестве модели использовались металлические пленки (Cr, Cu, Ni), напыленные в вакууме. Интегральные теоретические кривые хорошо совпали с экспериментальными.

Диффузное рассеяние, зарегистрированное в [26], объясняется на основе теории отражения рентгеновских лучей от поверхности, представляющей собой статистически распределенные микроплощадки.

Угловое положение диффузного пика связано с критическим углом рассеивающего материала, поэтому в [27] высказано предположение о возможном наблюдении двух диффузных максимумов у образцов, представляющих собой слой на подложке. Предположение аргументировано формой дифференциальной кривой рассеяния $\text{Mo K}\alpha_1$ -излучения органической пленкой на стеклянной подложке. Толщина пленки $\approx 50 \text{ \AA}$.

Эффект Йонеды наблюдается и в области ультрамягкого рентгеновского излучения [28]. Согласно критерию Рэлея $h \leq \lambda/(8\vartheta)$, где h — величина шероховатости поверхности, ϑ — угол рассеяния, чем меньше длина волны, тем больше проявляется шероховатость в виде диффузного рассеяния. Исследование зависимости малоуглового рассеяния гранью гексагонального нитрида бора, параллельной оси c , от длины волны в области 50–160 \AA показало следующее (скользящий угол падения превышал критический). Изменение длины волны может сопровождаться как увеличением, так и уменьшением интенсивности диффузного рассеяния относительно зеркального пика.

Особого внимания заслуживает отсутствие зеркального пика при некоторых длинах волн. Авторы предполагают, что это связано с наличием переходного слоя, приводящего к плавному, а не скачкообразному изменению диэлектрической проницаемости на границе вакуум–вещество.

Модельная подгонка теоретических интегральных кривых рассеяния рентгеновских лучей пленкой на подложке к экспериментальным позволяет не только уточнить толщину пленки, но и оценить профиль электронной плотности пленки [29]. Интенсивность отраженного излучения рассчитывается по формуле

$$I = \rho_0^{-2} \left| \int (d\rho/dz) \exp(iQz) dz \right|^2,$$

где ρ_0, ρ — электронные плотности подложки и пленки соответственно; $Q = (4\pi \sin \vartheta)/\lambda$; z — координата, перпендикулярная плоскости подложки.

Восстановление профиля плотности слоистой системы по интегральным кривым является сложной задачей. Прямое решение данной задачи невозможно, за исключением простейших случаев. Для решения обратной задачи профиль представляют в виде разложения по конечному набору заданных функций, а затем ищут

такие значения независимых параметров разложения, при которых достигается наилучшее согласие между рассчитанным рассеянием от модели и экспериментальной кривой [30].

Методика эксперимента

Проводились исследования поверхности монокристаллической пластинки кремния, совпадающей с плоскостью (111). Образец облучался рубиновым лазером, работающим в режиме свободной генерации. Характеристики облучения: длительность импульсов 0.5 ns, плотность энергии 18 J/cm², диаметр лазерного луча 8 mm. Площадь поверхности шириной 8 mm и длиной 25 mm облучалась последовательными импульсами с передвижением образца на подвижном механизме после каждого импульса на такую величину, что площадь перекрытия двух соседних импульсов составляла 27 mm².

До облучения и после снимались интегральные и дифференциальные кривые ПВО на $\text{Cu K}\alpha_1$ -излучении. Монохроматизация излучения, падающего на образец, производилась щелевым кремниевым монохроматором с трехкратным (111) отражением. Анализ углового распределения излучения, рассеянного образцом в дифференциальной схеме, производился с помощью кремниевго анализатора с однократным (111) отражением.

Интегральные кривые снимались в интервале углов поворота образца (α) от 0 до 25 ang. min. Дифференциальные кривые снимались в режиме сканирования анализатором (ϑ) от 0 до 50 ang. min с фиксированным углом поворота образца на 14 ang. min.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведены экспериментальные и теоретические интегральные кривые. Коэффициент отражения первоначально растет с углом от 0.5 и почти до 0.9. Далее коэффициент отражения падает, особенно резко от облученного образца. Дифференциальные кривые (рис. 3) имеют один максимум при $\vartheta = 2\alpha$, который у облученного образца интенсивнее и уже.

В интегральном методе исследуемая поверхность образца устанавливается в объектодержателе параллельно падающему пучку, перекрывая половину его. Если образец правильно выставлен, то в нулевом положении половина излучения попадает прямо в детектор, а другая половина задерживается гранью образца, перпендикулярной поверхности. По мере поворота образца интенсивность излучения, попадающего в детектор, растет, поскольку площадь луча, попадающего в грань, уменьшается, а попадающего на поверхность образца увеличивается. Излучение в области углов меньше критического, почти полностью отражается от поверхности и попадает в детектор. При угле поворота образца, близком к критическому, интенсивность отраженного луча

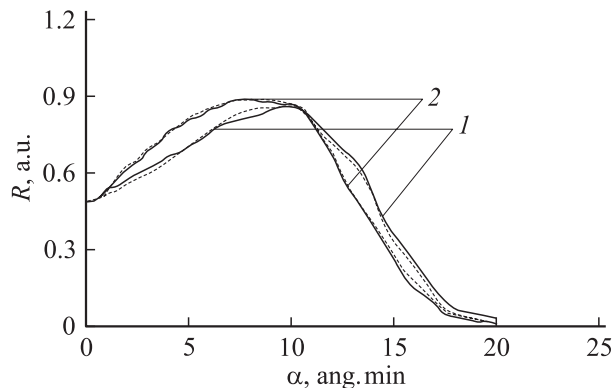


Рис. 2. Интегральные кривые ПВО. Сплошные линии — экспериментальные, пунктир — теоретические; 1 — до лазерного облучения, 2 — после облучения.

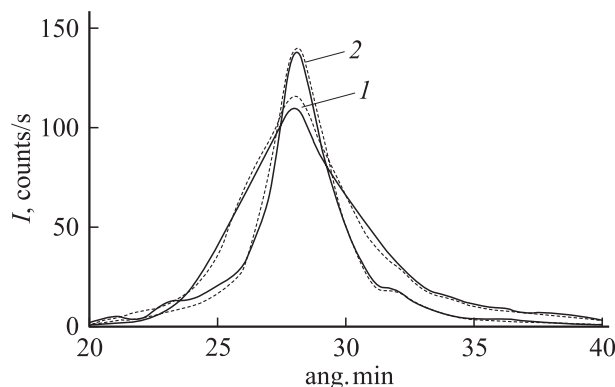


Рис. 3. Дифференциальные кривые. Обозначения такие же, как на рис. 2.

резко падает. Идеальная интегральная кривая возможна только в случае бесконечно узкого, прямоугольной формы первичного луча, отраженного идеально гладкой поверхностью и в отсутствие поглощения. В действительности первичный пучок имеет колоколообразную форму, поэтому интенсивность в области критического угла спадает более плавно до половины.

Критический угол, определенный по угловому положению точки с интенсивностью, равной половине максимальной, до облучения составляет $14.15'$, а после облучения — $13.48'$. Разница в значениях критического угла вызвана наличием окисной пленки на поверхности кремния, которая испаряется под лазерным воздействием. Это подтверждается плотностью приповерхностного слоя, вычисленного по значениям данных критических углов. Плотность приповерхностного слоя до облучения составляет $\sim 2.65 \text{ g/cm}^3$, что близко к плотности SiO_2 , а после облучения $\sim 2.42 \text{ g/cm}^3$ совпадает с плотностью Si.

Толщина окисной пленки, найденная подгонкой теоретических кривых к экспериментальным по методике [10], составляет $(55 \pm 5) \text{ \AA}$. Наличие пленки должно сопровождаться интерференционными максимумами.

Расстояние между ними обратно пропорционально толщине пленки. Отсутствие их означает, что разрешение используемого рефлектометра не позволяет зафиксировать интерференцию от столь тонкой пленки. Согласно проведенным дополнительным исследованиям, хорошо разрешимая интерференция наблюдается при толщине пленок от 150 до 1500 \AA .

Следует учесть, что для корректной подгонки теоретических кривых к экспериментальным необходимо знание среднеквадратичной высоты шероховатости поверхности. Данная информация была получена подгонкой теоретической зеркальной компоненты к экспериментальной на дифференциальных кривых аналогично [10]. Шероховатость до облучения была выше $(12 \pm 2) \text{ \AA}$, чем после облучения $(8 \pm 1) \text{ \AA}$. Таким образом, облучение поверхности кремния лазерными импульсами с приведенными выше параметрами приводит не только к удалению окисной пленки, но и уменьшению шероховатости.

Для характеристики шероховатости поверхности вводится еще длина корреляции, которая влияет на диффузную составляющую дифференциальной кривой. Для получения достоверной информации о длине корреляции по дифференциальным кривым необходимо иметь более мощный источник рентгеновских лучей. Интенсивность диффузного рассеяния с использованием обычной рентгеновской трубки в сочетании с трехкратным монохроматором была близка к фону, поэтому длину корреляции определить не удалось.

Из проведенных исследований следует, что шероховатость поверхности влияет на форму интегральных и дифференциальных кривых ПВО. Облучение поверхности кремния миллисекундными лазерными импульсами определенной энергии позволяет удалять окисную пленку. Испарение пленки сопровождается уменьшением шероховатости поверхности.

Список литературы

- [1] Андреев А.В. // УФН. 1985. Т. 145. № 1. С. 113–136.
- [2] Петраков А.П., Голубев Е.А. // Поверхность. 2000. № 9. С. 15–16.
- [3] Бушуев В.А., Петраков А.П. // ФТТ. 1993. Т. 35. Вып. 2. С. 355–364.
- [4] Бушуев В.А., Петраков А.П. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. С. 28–37.
- [5] Ломов А.А., Бушуев В.А., Караванский В.А. // Кристаллография. 2000. Т. 45. № 5. С. 915–920.
- [6] Guentert O.G. // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. N 4. P. 1361–1366.
- [7] Yoneda Y. // Phys. Rev. 1963. Vol. 131. N 5. P. 359–369.
- [8] Bindell J.B., Wainfan N. // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 3. N 6. P. 503–516.
- [9] Андреева М.А., Борисова С.Ф., Степанов С.А. // Поверхность. 1985. № 4. С. 5–26.
- [10] Бушуев В.А., Петраков А.П. // Докл. II Национальной конф. РСНЭ. Дубна, 1997. Т. 2. С. 188–193.
- [11] Christensen F.E. // Revue Phys. Appl. 1988. Vol. 23. P. 1701–1710.

- [12] *Синайский В.М., Сиденко В.И.* // ПТЭ. 1974. № 6. С. 5–13.
- [13] *Афанасьев А.М., Александров П.А., Имамов Р.И.* М.: Наука, 1989. 151 с.
- [14] *Александров П.А., Степанов С.А.* // Поверхность. 1986. № 6. С. 117–120.
- [15] *Parratt L.G.* // Phys. Rev. 1954. Vol. 95. P. 359–369.
- [16] *Синицын С.В.* // ПТЭ. 1994. № 1. С. 203–207.
- [17] *Начинов В.А., Елисеенко Л.Г., Достовалов В.Н.* // Опт. и спектр. 1982. Т. 53. Вып. 3. С. 546–548.
- [18] *Sinha S.K., Sirota E.B., Garoff S., Stanley H.B.* // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 38. N 4. P. 2297–2311.
- [19] *Holy V., Baumbach T.* // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. N 15. P. 10 668–10 676.
- [20] *Darhuber A.A., Schittenhelm P., Holy V., Stangl J., Bauer G., Abstreitre G.* // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 55. N 23. P. 15 652–15 663.
- [21] *Имамов Р.М., Кондрашкина Е.А., Александров П.А., Грабчак В.П., Уваров О.В.* // Поверхность. 1987. № 3. С. 41–47.
- [22] *Ковьев Э.К., Матвеев Ю.А.* // ФТТ. 1981. Т. 23. Вып. 2. С. 587–589.
- [23] *Петрашень П.В., Ковьев Э.К., Чуховский Ф.Н., Дегтярев Ю.Л.* // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 4. С. 1211–1214.
- [24] *Смирнов Л.А., Сотникова Т.Д., Анохин С.Б., Тайбин Б.З.* // Опт. и спектр. // 1979. Т. 46. Вып. 3. С. 593–598.
- [25] *Смирнов Л.А., Анохин С.Б.* Опт. и спектр. 1980. Т. 48. Вып. 3. С. 574–577.
- [26] *Ровинский Б.М., Синайский В.М., Сиденко В.И.* // ФТТ. 1972. Т. 14. Вып. 2. С. 409–412.
- [27] *Саркисов С.Р., Саркисов Э.Р.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 16. С. 87–90.
- [28] *Филатова Е.О., Благовещенская Т.А.* // ФТТ. 1991. Т. 33. Вып. 8. С. 2321–2325.
- [29] *Львов Ю.М., Дехер Г.* // Кристаллография. 1994. Т. 39. № 4. С. 696–716.
- [30] *Самойленко И.И., Коновалов О.В., Фейгин Л.А., Щедрин Б.М., Янусова Л.Г.* // Кристаллография. 1999. Т. 44. № 2. С. 347–355.