

УДК 535.51. 541.1

И.В. ИВАШКЕВИЧ, Н.А. КРЕКОТЕНЬ, А.Н. ПЕТЛИЦКИЙ,
И.У. ПРИМАК, Л.И. СОТСКАЯ, А.Б. СОТСКИЙ, Н.И. СТАСЬКОВ

КОНТРОЛЬ ОРИЕНТАЦИИ ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ ПОДЛОЖКИ ПРИ ПОМОЩИ ЭЛЛИПСОМЕТРА С БИНАРНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Предложена методика определения ориентации оптической оси подложки при помощи эллипсометра с бинарной модуляцией состояния поляризации света. Выполнены экспериментальные исследования сапфировой подложки на спектральном эллипсометре ES-2. Обсуждаются погрешности решения обратной задачи.

Введение

В микроэлектронике существует потребность в эллипсометрическом контроле кремниевых слоев, наносимых на одноосно-анизотропные подложки. Для решения соответствующих обратных задач необходимо предварительное определение ориентации оптической оси подложки, которая характеризуется углом θ_c ($0^\circ \leq \theta_c \leq 90^\circ$) между вектором оптической оси \mathbf{c} и нормалью к подложке, а также углом $\Delta\alpha$ ($0^\circ \leq \Delta\alpha \leq 360^\circ$) между проекцией вектора \mathbf{c} на плоскость подложки и некоторым реперным вектором \mathbf{a} , лежащим в этой плоскости (рис. 1). Известные методы исследования ориентации оптической оси кристалла [1, 2], ввиду своей общности, достаточно сложны. В настоящей статье предлагается более простой метод решения этой задачи, использующий обработку экспериментальных данных, получаемых с помощью автоматизированного спектрального эллипсометра ES-2 с бинарной модуляцией состояния поляризации света.

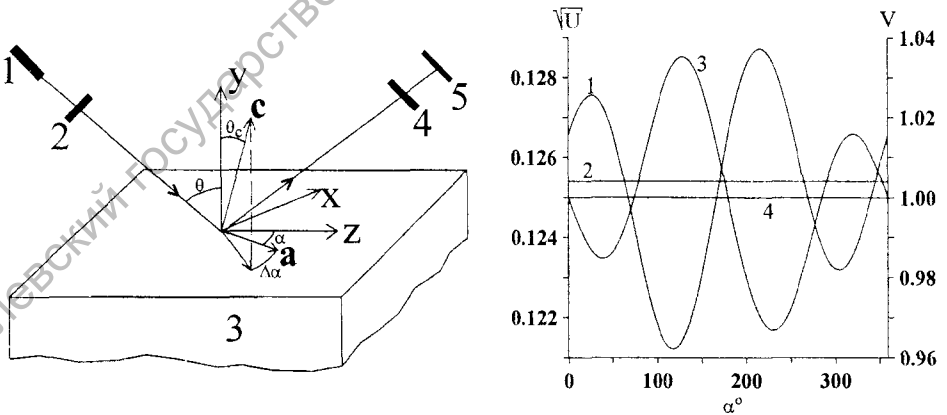


Рис. 1. Геометрия задачи (1 – источник оптического излучения, 2 – поляризатор, 3 – подложка, 4 – анализатор, 5 – фотоприемник) и расчетные зависимости $U(\alpha)$ (1,2), $V(\alpha)$ (3, 4). Зависимости 1 и 3 соответствуют монокристаллу сапфира ($\varepsilon_o = (1,766)^2$, $\varepsilon_e = (1,757)^2$); 2 и 4 – изотропной подложке с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 0,5(\varepsilon_o + \varepsilon_e)$. При вычислениях использо-

ваны значения $A = 9,5^\circ$, $P = 29,81^\circ$, $\theta = 65^\circ$, $\theta_c = 60^\circ$, $\Delta\alpha = 0^\circ$

Основная часть

Эллипсометр ES-2 имеет конфигурацию поляризатор-образец-анализатор (рис. 1) [3]. На вход фотодетектора прибора поступает интенсивность

$$I(A, P) = I_0 \left| \left(\frac{R_{pp}}{R_{ss}} \cos P - \frac{R_{ps}}{R_{ss}} \sin P \right) \cos A + \left(\sin P - \frac{R_{sp}}{R_{ss}} \cos P \right) \sin A \right|^2,$$

где I_0 – некоторая константа, A и P – азимуты анализатора и поляризатора; $R_{pp}, R_{ps}, R_{sp}, R_{ss}$ – элементы матрицы коэффициентов отражения, учитывающие взаимное преобразование волн s - и p -поляризации при их отражении от поверхности образца. В соответствии с решением граничной задачи для одноосной подложки (рис. 1) имеем

$$R_{pp} = \frac{(E_x^{(e)} + \bar{H}_z^{(e)})(H_x^{(o)} + \bar{E}_z^{(o)}) - (E_x^{(o)} + \bar{H}_z^{(o)})(H_x^{(e)} + \bar{E}_z^{(e)})}{\Delta},$$

$$R_{ps} = \frac{2((H_x^{(o)} \bar{E}_z^{(e)}) - H_x^{(e)} \bar{E}_z^{(o)})}{\Delta}, R_{sp} = \frac{2((E_x^{(o)} \bar{H}_z^{(e)}) - E_x^{(e)} \bar{H}_z^{(o)})}{\Delta},$$

$$R_{ss} = \frac{(H_x^{(o)} - \bar{E}_z^{(o)})(E_x^{(l)} - \bar{H}_z^{(l)}) + (H_x^{(e)} - \bar{E}_z^{(e)})(\bar{H}_z^{(o)} - E_x^{(o)})}{\Delta},$$

$$\Delta = (H_x^{(o)} - \bar{E}_z^{(o)})(E_x^{(e)} + \bar{H}_z^{(e)}) - (E_x^{(o)} + \bar{H}_z^{(o)})(H_x^{(e)} - \bar{E}_z^{(e)}),$$

$$\bar{E}_z^{(o)(e)} = \frac{\sqrt{\varepsilon_a} E_z^{(o)(e)}}{\cos \theta}, \quad \bar{H}_z^{(o)(e)} = \frac{H_z^{(o)(e)}}{\sqrt{\varepsilon_a} \cos \theta},$$

$$H_x^{(o)} = -\frac{\varepsilon_o c_x E_x^{(o)}}{k_y^{(o)} c_z - \beta c_y}, E_z^{(o)} = -\frac{k_y^{(o)} c_x E_x^{(o)}}{k_y^{(o)} c_z - \beta c_y}, H_z^{(o)} = -k_y^{(o)} E_x^{(o)}, k_y^{(o)} = -\sqrt{\varepsilon_o - \beta^2},$$

$$E_x^{(e)} = -\frac{c_x H_x^{(e)}}{k_y^{(e)} c_z - \beta c_y}, E_z^{(e)} = \frac{(c_z - \beta \varepsilon_o^{-1} (\beta c_z + k_y^{(e)} c_y)) H_x^{(e)}}{k_y^{(e)} c_z - \beta c_y}, H_z^{(e)} = -\frac{k_y^{(e)} c_x H_x^{(e)}}{k_y^{(e)} c_z - \beta c_y},$$

$$k_y^{(e)} = \frac{c_y c_z \beta (\varepsilon_e - \varepsilon_o) + \sqrt{\varepsilon_o \{ (\varepsilon_e - \beta^2) [\varepsilon_o + c_y^2 (\varepsilon_e - \varepsilon_o)] - \beta^2 c_z^2 (\varepsilon_e - \varepsilon_o) \}}}{c_y^2 (\varepsilon_o - \varepsilon_e) - \varepsilon_o},$$

$$\beta = \sqrt{\varepsilon_a} \sin(\theta), \quad \mathbf{c} = c_x \mathbf{i} + c_y \mathbf{j} + c_z \mathbf{k},$$

$$c_x = \sin \theta_c \sin(\alpha + \Delta\alpha), c_y = \cos \theta_c, c_z = \sin \theta_c \cos(\alpha + \Delta\alpha).$$

Здесь $\mathbf{E}^{(o)}, \mathbf{H}^{(o)}$ и $\mathbf{E}^{(e)}, \mathbf{H}^{(e)}$ – векторы напряженности электромагнитного поля обыкновенной и необыкновенной волн на границе $y = 0$, ε_a – диэлектрическая проницаемость воздуха, ε_o и ε_e – главные значения тензора диэлектри-

ческой проницаемости подложки, α – угол между вектором \mathbf{a} и плоскостью падения света (рис. 1).

После цикла измерений при фиксированной длине волны формируется файл значений величин

$$U = (\sin^2 A - B_1 B_2 \cos^2 A + C)(B_1 B_2 \sin^2 A - \cos^2 A + C)^{-1}, \quad (1)$$

$$V = \frac{B_1 \sin^2 P \cos^2 A - \sin^2 P \sin^2 A + U(B_1 \cos^2 P \sin^2 A - \cos^2 P \cos^2 A)}{(B_1 + 1)0,5 \sin(2A) \sin(2P) \sqrt{U}}, \quad (2)$$

где $B_1 = I_1 / I_2$, $B_2 = I_3 / I_4$,

$$I_1 = I(A, P), I_2 = I(A + 90^\circ, P), I_3 = I(A, P + 90^\circ), I_4 = I(A + 90^\circ, P + 90^\circ),$$

$$C = B_2(\sin^2 P \sin^2 A - \cos^2 P \cos^2 A) + B_1(\cos^2 P \sin^2 A - \sin^2 P \cos^2 A).$$

При исследовании изотропного образца имеют место равенства

$$R_{ps} = R_{sp} = 0, \quad \sqrt{U} = \tan \psi, \quad V = \cos \Delta, \quad \tan \psi \exp(i\Delta) = R_{pp} R_{ss}^{-1},$$

где ψ и Δ – эллипсометрические углы. Тогда параметры U и V не зависят от угла α ($0^\circ \leq \alpha \leq 360^\circ$). Однако при наличии анизотропии у исследуемой подложки зависимости U и V от α могут быть существенными (см. рис. 1). Из анализа выражений (1) и (2) следует, что в случае $\theta_c \neq 0$ уравнение

$$F(\alpha) = F(\alpha + 180^\circ) \quad (3)$$

имеет единственное решение $\alpha = \alpha_0$. Здесь $F(\alpha)$ – любая из функций $U(\alpha)$, $V(\alpha)$. При выполнении (3) вектор оптической оси \mathbf{c} лежит в плоскости падения света. Таким образом, измерив зависимости $U(\alpha)$, $V(\alpha)$ и решив уравнение (3), можно указать плоскость, образованную вектором \mathbf{c} и нормалью к подложке.

Для практического расчета α_0 целесообразно записать ряд Фурье

$$F(\alpha) = a + \sum_{\nu=1}^m b_\nu \sin(\nu\alpha) + \sum_{\nu=1}^m c_\nu \cos(\nu\alpha). \quad (4)$$

Здесь коэффициенты a, b_ν, c_ν определяются путем интегрирования функции $F(\alpha)$, что обеспечивает устойчивость результатов относительно шумов регистрации интенсивности.

Полагая в (4) $m = 2$, находим аналитическое решение уравнения (3):

$$\alpha_0 = g + 0,5\pi(1 - \sin g(g)), \quad g = -\arctg(c_1 b^{-1}).$$

Следует отметить, что при данном угле α_0 возможны два значения $\Delta\alpha$:

$$\Delta\alpha = 360^\circ - \alpha_0, \quad \Delta\alpha = 180^\circ - \alpha_0. \quad (5)$$

Истинное значение $\Delta\alpha$ и угол θ_c могут быть определены путем минимизации функционала

$$I(\theta_c, \Delta\alpha) = \sum_{j=1}^s \{ [U_j - U(\alpha_j, \theta_c, \Delta\alpha)]^2 + [V_j - V(\alpha_j, \theta_c, \Delta\alpha)]^2 \} \quad (6)$$

при нулевых приближениях (5). Здесь s – количество экспериментальных точек, U_j и V_j – экспериментальные значения U и V при угле α_j , $U(\alpha_j, \theta_c, \Delta\alpha)$,

$V(\alpha_j, \theta_c, \Delta\alpha)$ – теоретические значения этих параметров, вычисляемые на основании (1), (2).

Пример зависимостей $U(\alpha)$ и $V(\alpha)$ представлен на рис. 2. Экспериментальные данные получены путем вращения пластины монокристалла сапфира (Al_2O_3) матированной обратной поверхностью относительно плоскости падения света с длиной волны $648nm$. Вычисления по формулам (5) привели к значениям $\Delta\alpha = 326,4^\circ$ и $\Delta\alpha = 46,4^\circ$. В то же время минимизация функционала (6) дала результат $\Delta\alpha = 321^\circ$, $\theta_c = 51^\circ$. Близкое согласие значений $\Delta\alpha$, полученных двумя независимыми способами, подтверждает эффективность предлагаемого подхода.

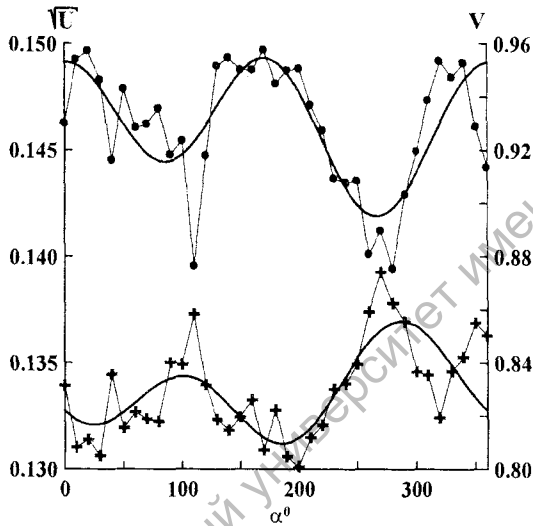


Рис. 2. Экспериментальные зависимости $U(\alpha)$ (крестики)

и $V(\alpha)$ (точки), соответствующие $A = 9,5^\circ$, $P = 29,81^\circ$, $\theta = 65^\circ$, и интерполяция этих зависимостей с помощью рядов (4) (гладкие кривые)

В заключение отметим, что точность определения ориентации оптической оси подложки можно поднять, снизив погрешности измерения эллипсометрических параметров (в нашем исследовании погрешности в основном обусловлены несовершенством механической части установки) и уменьшив шаг угловой дискретизации. При этом минимизация погрешностей U и V может быть достигнута как усовершенствованием установки, так и оптимизацией азимутов A и P .

Чтобы проиллюстрировать последнюю возможность, запишем погрешности эллипсометрических параметров в виде

$$\delta U = \frac{\partial U}{\partial B_1} \left(\frac{\partial B_1}{\partial I_1} \delta I_1 + \frac{\partial B_1}{\partial I_2} \delta I_2 \right) + \frac{\partial U}{\partial B_2} \left(\frac{\partial B_2}{\partial I_3} \delta I_3 + \frac{\partial B_2}{\partial I_4} \delta I_4 \right), \quad (7)$$

$$\delta V = \frac{\partial V}{\partial B_1} \left(\frac{\partial B_1}{\partial I_1} \delta I_1 + \frac{\partial B_1}{\partial I_2} \delta I_2 \right) + \frac{\partial V}{\partial B_2} \left(\frac{\partial B_2}{\partial I_3} \delta I_3 + \frac{\partial B_2}{\partial I_4} \delta I_4 \right), \quad (8)$$

где δI_i – шумы регистрации интенсивностей I_i ($i = \overline{1,4}$). Предположим, что квадрат относительной погрешности измерения интенсивности не превосходит значения S ($(\delta I_i / I_i)^2 < S$). Тогда в соответствии с (7), (8)

$$(\delta U)^2 \leq (\delta U)_{\max}^2, (\delta V)^2 \leq (\delta V)_{\max}^2,$$

где

$$(\delta U)_{\max}^2 = 4S\Phi_1, (\delta V)_{\max}^2 = 4S\Phi_2, \Phi_1 = \left(\frac{\partial U}{\partial B_1} B_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial B_2} B_2 \right)^2,$$

$$\Phi_2 = \left(\frac{\partial V}{\partial B_1} B_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial B_2} B_2 \right)^2.$$

Если основным источником погрешностей δI_i является аналого-цифровое преобразование, то можно считать, что величины Φ_k являются функциями переменных U, V, A, P , а S от A и P не зависит. Это позволяет свести задачу о минимизации величин $(\delta U)_{\max}^2$ и $(\delta V)_{\max}^2$ при заданных значениях U и V к исследованию функций $\Phi_k(A, P)$ ($k=1,2$). Численные расчеты при $U = 0,016, V = 1$ (эти U и V соответствуют изотропной подложке с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 0,5(\varepsilon_o + \varepsilon_c)$) показали, что наименьшее значение суммы $\Phi_1 + \Phi_2$ достигается при $A = 0,108^\circ$ и $P = 0,306^\circ$. Численное моделирование зависимостей $U(\alpha), V(\alpha)$ с использованием генератора случайных чисел для отношений $\delta I_i / I_i$ ($i=1,4$) показало, что переход от $A = 9,5^\circ$ и $P = 29,81^\circ$ к оптимальным $A = 0,108^\circ$ и $P = 0,306^\circ$ позволяет уменьшить погрешности определения θ_c и $\Delta\alpha$, вызванные шумами измерения интенсивности света, более чем на порядок.

Заключение

Предложена и апробирована экспериментально методика определения ориентации оптической оси одноосной подложки на базе эллипсометра с бинарной модуляцией состояния поляризации света. Оценены возможности минимизации погрешностей измерений за счет выбора азимутов поляризатора и анализатора прибора.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1970. – 856 с.
2. **Меркулов, В.С.** К обобщенной эллипсометрии анизотропных сред / В.С. Меркулов // Оптика и спектроскопия. – 2007. – Т. 103. – № 4. – С. 646-648.
3. Разработка оптических методов и аппаратуры для контроля технологии и параметров полупроводниковых структур нано- и микроэлектроники / В.И. Ковалев [и др.] // Радиотехника и электроника. – 1999. – Т. 44. – С. 1059-1062.