

УДК 535.5.511: 531.7

© А. И. Семенов, И. А. Семенов

О НОВЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ МЕТОДА ЭЛЛИПСОМЕТРИИ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ "НУЛЕВОЙ" ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМОЙ. ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ РЕАЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СТРУКТУР. 3. МЕТОДЫ ПРЕЦИЗИОННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ФАЗОВОГО КОМПЕНСАТОРА ЭЛЛИПСОМЕТРА

Предложен метод прецизионного определения трех комплексных параметров ρ, ρ_1, ρ_2 фазового компенсатора эллипсометра, основанный на совместном использовании юстировочной процедуры прибора и инвариантных соотношений эллипсометрии анизотропных сред. Юстировочная процедура позволяет выразить малые параметры ρ_1, ρ_2 через основной фазовый параметр ρ . Подстановка найденных выражений для ρ_1, ρ_2 в инварианты эллипсометрии позволяет свести соответствующую оптимизационную задачу к определению всего лишь одного комплексного параметра ρ (двух вещественных) вместо трех комплексных (шести вещественных) в старой методике. Роль экспериментальных ошибок и неоднородности отражающей поверхности, используемых для построения инвариантов образцов, при таком подходе резко уменьшается.

ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для "нулевой" эллипсометрии проблема достаточно точного определения параметров фазового компенсатора прибора является очень важной. Ошибки в их значениях вносят существенный вклад в приборную составляющую межзонного разброса поляризационных углов (см. [1]), т. е. данная проблема непосредственно связана с новой метрологией эллипсометрии [1]. В то же время в работах разных авторов проявляется существенная неоднозначность в подходе к описанию свойств этого сверхчувствительного оптического элемента (см., например, [2, 3]). В связи с этим возникает необходимость в дальнейшем развитии теории "нулевого" эллипсометра.

Известно, что свойства фазового компенсатора определяются не только основным комплексным фазовым параметром ρ , сводящимся к действительным величинам $\delta \approx 90^\circ$ и $f \approx 1$:

$$\rho = f \exp(-i\delta), \quad (1)$$

но также и комплексными параметрами ρ_1 и ρ_2 :

$$\rho_1 = f_1 \exp(-i\delta_1), \quad \rho_2 = f_2 \exp(-i\delta_2), \quad (2)$$

определяющими недиагональные элементы матрицы Джонса компенсатора и обусловленными не только оптической активностью (например, в случае кварцевого компенсатора), но также и погрешностями в оптической юстировке и отклоне-

ниями от идеальной пространственной ориентации пластины компенсатора. Юстировочный параметр K_0 компенсатора всегда определяется с какой-то погрешностью, а это означает, что при $K = K_0$, где K — показание лимба компенсатора, "быстрая" ось вообще-то не совпадает с плоскостью падения и, следовательно, матрица Джонса компенсатора в координатной системе, определяемой p и s направлениями, при $K = K_0$ недиагональна ($\rho_1 \neq 0, \rho_2 \neq 0$), даже если имеет место идеальная пространственная ориентация и отсутствует оптическая активность фазовой пластины. Если же последние два условия (или одно из них) нарушаются, то параметры ρ_1 и ρ_2 отличны от нуля и при идеальном значении K_0 . Изменяя юстировочный параметр K_0 и пространственную ориентацию фазовой пластины, мы изменяем и величины ρ_1 и ρ_2 (и в какой-то мере и основной фазовый параметр ρ). Это означает, что при определении всех трех параметров ρ, ρ_1 и ρ_2 ошибка в выборе K_0 , а также неидеальность пространственной ориентации учитываются и тем самым нивелируются. Это обстоятельство в значительной мере снимает вопрос о точности определения юстировочного параметра K_0 . Это касается и пространственной ориентации пластины компенсатора, но здесь, помимо обоснованного стремления к идеальной ориентации, может возникнуть необ-

ходимость в использовании особых типов ориентации, существенно изменяющих оптические свойства фазовой пластины. Все эти соображения делают очевидным тот факт, что параметры ρ , ρ_1 и ρ_2 надо определять только после установки компенсатора в прибор, т. е. все методы определения этих параметров обязательно должны быть связаны с соответствующими измерениями на данном эллипсометре, причем эллипсометр должен быть "нулевым" или же в приборе должна быть предусмотрена возможность перехода к "нулевой" схеме.

Наиболее распространенным способом определения параметров ρ , ρ_1 и ρ_2 является методика, использующая инварианты эллипсометрии [4]. При использовании данной методики выяснилось, что инварианты, относящиеся к случаю изотропных отражающих сред, дают неудовлетворительные результаты. На первый взгляд это связано с неучтенной поверхностной анизотропией. По этой причине в дальнейшем были использованы инварианты эллипсометрии анизотропных сред. Результаты улучшились, однако ситуация и в этом случае остается не совсем удовлетворительной. Для получения надежных результатов поверхность реальных образцов, по измерениям на которых строятся инварианты, должна быть очень однородной. Только в этом случае можно достаточно точно определить малые параметры ρ_1 и ρ_2 . В такой постановке данная задача трудно реализуема. Именно в связи с этим мы предлагаем новую методику определения 3 комплексных параметров фазового компенсатора. В этой методике малые ρ_1 и ρ_2 определенными соотношениями связываются с основным фазовым параметром ρ . Коэффициенты из этих соотношений зависят от выбора юстировочного параметра K_0 компенсатора, типа пространственной ориентации пластины компенсатора, а также от оптической активности, если таковой обладает материал пластины, и находятся в процессе оптической юстировки прибора, не связанной с измерениями на реальных образцах. После определения таким способом величин ρ_1 и ρ_2 остается найти основной фазовый параметр ρ . Остановимся на данном способе решения проблемы подробнее.

1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ РКА (ПОЛЯРИЗАТОР—КОМПЕНСАТОР—АНАЛИЗАТОР)

Рассмотрим эллипсометр с оптической схемой PKSA (поляризатор—компенсатор—образец—анализатор). Расположим все три оптических элемента на одной оси (рис. 1). Запишем матрицы

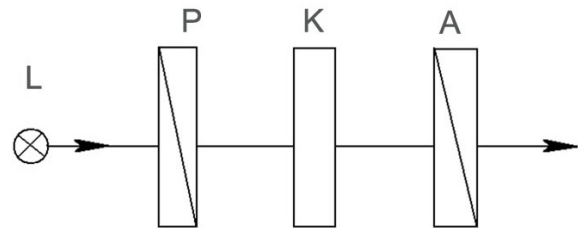


Рис. 1. Оптическая система РКА в процессе юстировки.

L — источник света; P — поляризатор; K — компенсатор; A — анализатор

Джонса поляризатора (M_p), анализатора (M_a) и компенсатора (M_k) (см. [4]):

$$M_{p(a)} \sim \begin{pmatrix} \cos^2 \gamma_{p(a)} & \sin \gamma_{p(a)} \cos \gamma_{p(a)} \\ \sin \gamma_{p(a)} \cos \gamma_{p(a)} & \sin^2 \gamma_{p(a)} \end{pmatrix}; \quad (3)$$

$$M_k \sim \begin{pmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} k_{11} &= \cos^2 \gamma_k + \rho \sin^2 \gamma_k - \rho_2 \sin \gamma_k \cos \gamma_k, \\ k_{12} &= (1 - \rho) \sin \gamma_k \cos \gamma_k + \rho_1 - \rho_2 \sin^2 \gamma_k, \\ k_{21} &= (1 - \rho) \sin \gamma_k \cos \gamma_k - \rho_1 + \rho_2 \cos^2 \gamma_k, \\ k_{22} &= \sin^2 \gamma_k + \rho \cos^2 \gamma_k + \rho_2 \sin \gamma_k \cos \gamma_k. \end{aligned} \quad (5)$$

В формулах (3)–(5) углы γ_p, γ_a и γ_k определяют соответственно отклонения направлений пропускания поляризатора и анализатора, а также "быстрой" оси компенсатора от плоскости падения. При этом выбранное положительное направление отсчета этих углов от плоскости падения должно быть одинаковым для всех оптических элементов. Нулевым значениям углов γ_p, γ_a и γ_k отвечают показания на лимбах поляризатора, анализатора и компенсатора, совпадающие с юстировочными параметрами P_0, A_0 и K_0 :

$$P = P_0, \quad A = A_0, \quad K = K_0. \quad (6)$$

Относительно угла γ_k необходимо сделать следующее уточняющее замечание. Матрица Джонса компенсатора при $K = K_0$ определяется формулой (см. (4) и (5) при $\gamma_k = 0$)

$$M_k \sim \begin{pmatrix} 1 & \rho_1 \\ -\rho_1 + \rho_2 & \rho \end{pmatrix}. \quad (7)$$

В силу некоторой неопределенности в выборе юстировочного параметра K_0 при $K = K_0$ "быстрая ось", как правило, не совпадает с плоскостью падения (с p -направлением). В этом случае целесообразно ввести эффективные главные оси, одна из которых (назовем ее "квазибыстрой" осью) при $K = K_0$ совпадает с плоскостью падения, а другая перпендикулярна ей (совпадает с s -направлением). Тогда можно строго утверждать, что при $K = K_0$ матрица Джонса M_k , имеющая вид (7), определена и в эффективных главных осях, и в p , и s направлениях. "Квазибыстрая" ось отклоняется от плоскости падения на угол γ_k , отсчитываемый на лимбе компенсатора от показания K_0 . Еще раз подчеркнем, каким бы ни было значение K_0 , параметры ρ , ρ_1 и ρ_2 отвечают именно этому значению K_0 . Для простоты в дальнейшем будем использовать термин "быстрая" ось.

Покажем, что в общем случае, когда $\rho_1 \neq 0$ и $\rho_2 \neq 0$, существует такое относительное расположение поляризатора и компенсатора, при котором на выходе компенсатора световая волна приобретает линейную поляризацию. При нулевых недиагональных элементах в матрице (7) ($\rho_1 = \rho_2 = 0$) волна становится линейно поляризованной, если "быстрая" ось параллельна или перпендикулярна направлению пропускания поляризатора. В общем случае для ответа на поставленный вопрос достаточно рассмотреть два положения компенсатора: в одном из них "быстрая" ось параллельна плоскости падения ($\gamma_k = 0$) и матрица компенсатора определяется формулой (7), а в другом — перпендикулярна плоскости падения ($\gamma_k = 90^\circ$) и матрица определяется формулой (см. (4) и (5) при $\gamma_k = 90^\circ$)

$$M_k \sim \begin{pmatrix} \rho & \rho_1 - \rho_2 \\ -\rho_1 + \rho_2 & 1 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Угол γ_p , определяющий положение направления пропускания поляризатора, будем считать произвольным.

Пусть Q_0 — амплитудный вектор-столбец на входе поляризатора, элементы которого определяются p и s составляющими полной амплитуды A_0 :

$$Q_0 = \begin{pmatrix} A_{0p} \\ A_{0s} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Матрица M_p (см. (3)) преобразует вектор Q_0

в вектор Q_1 на выходе поляризатора

$$Q_1 = M_p Q_0 = \begin{pmatrix} A_{1p} \\ A_{1s} \end{pmatrix} = A_1 \begin{pmatrix} \cos \gamma_p \\ \sin \gamma_p \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где

$$A_1 = A_{0p} \cos \gamma_p + A_{0s} \sin \gamma_p. \quad (11)$$

Рассмотрим сначала первое положение "быстрой" оси ($\gamma_k = 0$). В этом случае матрица (7) преобразует вектор Q_1 в вектор Q_2 на выходе компенсатора:

$$\begin{aligned} Q_2 &= M_k Q_1 = M_k (M_p Q_0) = (M_k M_p) Q_0 = \\ &= A_1 \begin{pmatrix} \cos \gamma_p + \rho_1 \sin \gamma_p \\ \rho \sin \gamma_p + (-\rho_1 + \rho_2) \cos \gamma_p \end{pmatrix} = \\ &= A_1 \cos \gamma_p \begin{pmatrix} 1 + \rho_1 \operatorname{tg} \gamma_p \\ \rho \operatorname{tg} \gamma_p + (-\rho_1 + \rho_2) \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} A_{2p} \\ A_{2s} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (12)$$

Понятно, что линейную поляризацию световой волны на выходе компенсатора обеспечивает то значение угла γ_p , при котором разность фаз элементов A_{2p} и A_{2s} вектора Q_2 составляет 0 или 180° , а это означает, что отношение

$$\frac{A_{2p}}{A_{2s}} = \frac{1 + \rho_1 \operatorname{tg} \gamma_p}{\rho \operatorname{tg} \gamma_p - (\rho_1 - \rho_2)} \quad (13)$$

в этом случае должно быть действительной величиной, т. е. угол γ_p , обеспечивающий линейную поляризацию, можно найти из условия равенства нулю мнимой части отношения (13). Несложные преобразования приводят к следующему уравнению относительно γ_p :

$$\alpha \operatorname{tg}^2 \gamma_p + p \operatorname{tg} \gamma_p + \beta = 0, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= f_1 f \sin(\delta - \delta_1), \\ \beta &= -f_1 \sin \delta_1 + f_2 \sin \delta_2, \\ p &= f \sin \delta - f_1 f_2 \sin(\delta_1 - \delta_2). \end{aligned} \quad (15)$$

Решение уравнения (14), очевидно, запишется:

$$\operatorname{tg} \gamma_p = \frac{p}{2\alpha} (-1 \pm \sqrt{1 - 4\alpha\beta/p^2}). \quad (16)$$

Выбор знака (+) в решении (16) обеспечивает малый угол $\gamma_p^{(1)}$, выбор же знака (-) дает угол $\gamma_p^{(2)}$, близкий к 90° . Таким образом, есть два положения поляризатора, обеспечивающие линейную поляризацию на выходе компенсатора. Второе по-

ложение целесообразно преобразовать, повернув систему поляризатор—компенсатор как целое на угол 90° , установив тем самым "быструю" ось перпендикулярно плоскости падения и приблизив направление пропускания поляризатора к плоскости падения, что автоматически дает решение для второго положения "быстрой" оси ($\gamma_k = 90^\circ$), описываемого матрицей (8). Полученные решения отличаются тем, что одному из них в силу малости ρ_1 и ρ_2 отвечают почти параллельные, а второму — почти перпендикулярные ось поляризатора и "быстрая" ось компенсатора. Поворачивая систему поляризатор—компенсатор как целое, т. е. сохраняя их относительное расположение, мы, очевидно, сохраняем линейную поляризацию волны на выходе данной системы, поворачивая вектор линейной поляризации вместе с системой. Понятно, что вектор линейной поляризации совпадет с плоскостью падения при соответствующей ориентации системы как целого.

2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЮСТИРОВОЧНОЙ ПРОЦЕДУРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ρ_1 И ρ_2 ЧЕРЕЗ ОСНОВНОЙ ФАЗОВЫЙ ПАРАМЕТР ρ

Теперь обратимся к основной задаче. Для проведения юстировочной процедуры все три оптических элемента расположим на одной оси (рис. 1). Найдем вектор Q_3 на выходе системы РКА:

$$\begin{aligned} Q_3 &= M_a M_k M_p Q_0 = M_a M_k (M_p Q_0) = \\ &= M_a M_k Q_1 = M_a (M_k Q_1) = M_a Q_2, \end{aligned} \quad (17)$$

где Q_1 определяется формулами (10) и (11). Здесь мы уже не фиксируем угол γ_k , поэтому матрица M_k определяется формулами (4) и (5), и вектор Q_2 в отличие от (12) запишется:

$$Q_2 = (M_k Q_1) = A_1 \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

$$\begin{aligned} b_1 &= k_{11} \cos \gamma_p + k_{12} \sin \gamma_p, \\ b_2 &= k_{22} \sin \gamma_p + k_{21} \cos \gamma_p. \end{aligned} \quad (19)$$

Исходя из (17) и (18), окончательно запишем Q_3 :

$$Q_3 = A_3 \begin{pmatrix} \cos \gamma_a \\ \sin \gamma_a \end{pmatrix}, \quad (20)$$

где A_3 — полная амплитуда световой волны на выходе анализатора,

$$A_3 = A_1 (b_1 \cos \gamma_a + b_2 \sin \gamma_a). \quad (21)$$

Рассмотрим юстировочную процедуру. Анализатор установим так, чтобы его ось (направление пропускания) была перпендикулярна плоскости падения. В этом случае

$$\gamma_a = 90^\circ. \quad (22)$$

Из результатов проведенного выше анализа следует, что существуют такие положения поляризатора и компенсатора, которые обеспечивают на входе анализатора (на выходе компенсатора) линейную поляризацию волны в плоскости падения и, следовательно, полное гашение этой волны на выходе анализатора, т. е. обеспечивают выполненные условия

$$A_3 = 0 \text{ или } k_{21} + k_{22} \operatorname{tg} \gamma_p = 0. \quad (23)$$

Уравнение (23) удовлетворяется в двух случаях.

Первый случай

Направление пропускания поляризатора и "быстрая" ось компенсатора, обеспечивающие полное гашение на выходе анализатора, находятся вблизи плоскости падения. На лимбах им отвечают отсчеты P_{1m} и K_{1m} (см. рис. 2, а, б). Соответствующие углы γ_p и γ_k в уравнении (23) для удобства переобозначим (новые обозначения указаны на том же рис. 2, а, б)

$$\gamma_p \equiv \gamma_1, \quad \gamma_k \equiv \chi_1. \quad (24)$$

С учетом (5) и (24) уравнение (23) для этого случая запишется:

$$\begin{aligned} -\rho_1 + \rho_2 (\cos^2 \chi_1 + \operatorname{tg} \gamma_1 \sin \chi_1 \cos \chi_1) = \\ = (1 - \rho) (\operatorname{tg} \gamma_1 \cos^2 \chi_1 - \sin \chi_1 \cos \chi_1) - \operatorname{tg} \gamma_1. \end{aligned} \quad (25)$$

Второй случай

Полное гашение на выходе анализатора наблюдается тогда, когда ось поляризатора по-прежнему находится вблизи плоскости падения, а "быстрая" ось компенсатора располагается вблизи перпендикулярного к плоскости падения направления (вблизи s-направления). На лимбах им отвечают отсчеты P_{2m} и K_{2m} (см. рис. 2, в, г). Опять-таки переобозначим угол γ_p , а угол γ_k еще и преобразуем (рис. 2, в, г):

$$\begin{aligned} \gamma_p \equiv \gamma_2, \\ \chi_2 = 90^\circ - \gamma_k \text{ или } \gamma_k = 90^\circ - \chi_2. \end{aligned} \quad (26)$$

Учитывая (26), запишем уравнение (23) для этого случая:

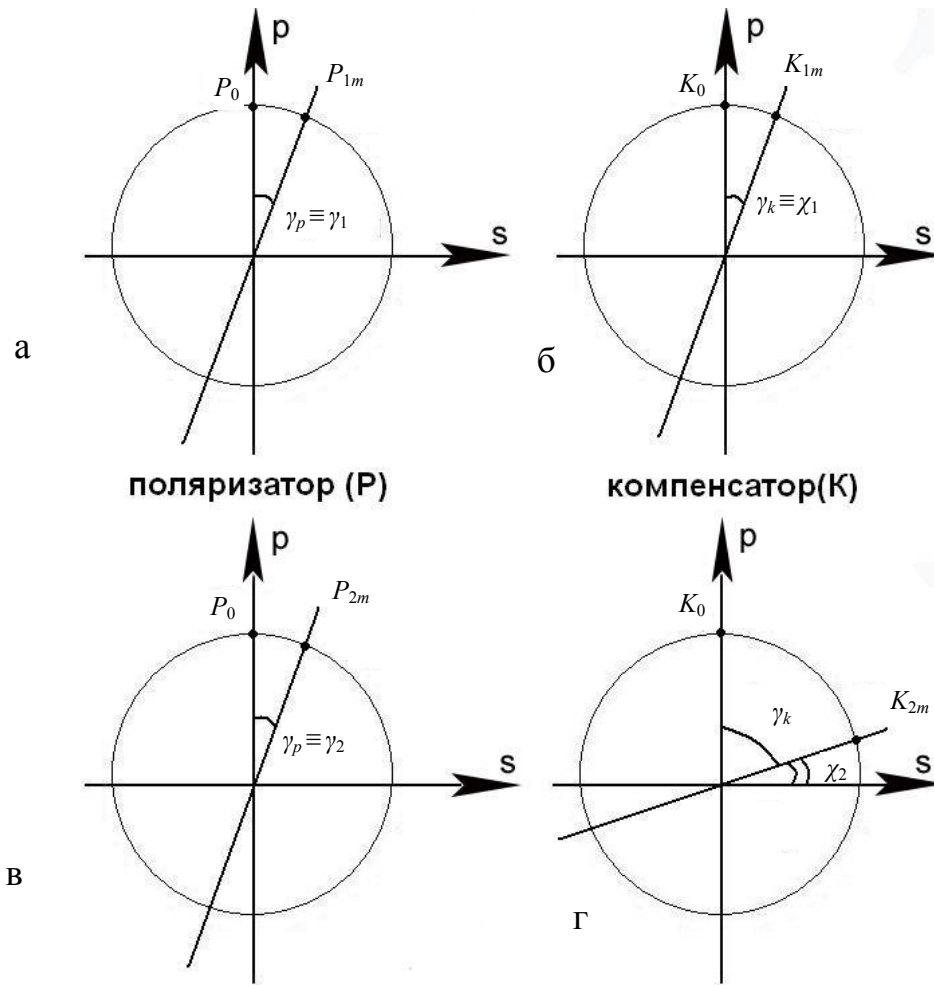


Рис. 2. Схематическое изображение юстировочной процедуры.
 а, б — положения минимума поляризатора и "быстрой" оси компенсатора
 вблизи р-направления; в, г — положения минимума поляризатора и "бы-
 строй" оси вблизи р и s направлений соответственно

$$\begin{aligned}
 &-\rho_1 + \rho_2(\sin^2 \chi_2 + \operatorname{tg} \gamma_2 \sin \chi_2 \cos \chi_2) = \\
 &= (1 - \rho)(\operatorname{tg} \gamma_2 \sin^2 \chi_2 - \sin \chi_2 \cos \chi_2) - \operatorname{tg} \gamma_2. \quad (27)
 \end{aligned}$$

Уравнения (25) и (27) образуют систему линейных относительно ρ_1 и ρ_2 уравнений:

$$\begin{aligned}
 -\rho_1 + a_{12}\rho_2 &= g_1(1 - \rho) - \operatorname{tg} \gamma_1; \\
 -\rho_1 + a_{22}\rho_2 &= g_2(1 - \rho) - \operatorname{tg} \gamma_2, \quad (28)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 a_{12} &= \cos^2 \chi_1 + \operatorname{tg} \gamma_1 \sin \chi_1 \cos \chi_1, \\
 a_{22} &= \sin^2 \chi_2 + \operatorname{tg} \gamma_2 \sin \chi_2 \cos \chi_2,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 g_1 &= \operatorname{tg} \gamma_1 \cos^2 \chi_1 - \sin \chi_1 \cos \chi_1, \\
 g_2 &= \operatorname{tg} \gamma_2 \sin^2 \chi_2 - \sin \chi_2 \cos \chi_2. \quad (29)
 \end{aligned}$$

Из системы (28) легко находим:

$$\rho_1 = \alpha_{11}(1 - \rho) + \alpha_{12}, \quad (30)$$

$$\rho_2 = \alpha_{21}(1 - \rho) + \alpha_{22}, \quad (31)$$

где

$$\begin{aligned}
 \alpha_{ik} &= D_{ik} / D_0, \quad (ik = 11, 12, 21, 22), \\
 D_{11} &= g_1 a_{22} - g_2 a_{12}, \quad D_{12} = \operatorname{tg} \gamma_2 a_{12} - \operatorname{tg} \gamma_1 a_{22}, \\
 D_{21} &= g_1 - g_2, \quad D_{22} = \operatorname{tg} \gamma_2 - \operatorname{tg} \gamma_1, \\
 D_0 &= a_{12} - a_{22}. \quad (32)
 \end{aligned}$$

Таким образом, используя юстировочную процедуру, можно выразить параметры ρ_1 и ρ_2 через основной фазовый параметр ρ (см. (30) и (31)). В силу малости ρ_1 и ρ_2 определяемые экспериментально углы γ_1, χ_1 и γ_2, χ_2 также малы. Отсюда следует, как видно из формул (29) и (32), малость коэффициентов α_{ik} , входящих в выражения (30) и (31) для ρ_1 и ρ_2 . Этим обеспечивается необходимый предельный переход к случаю $\rho_1 = \rho_2 = 0$. Здесь важно, что величина D_0 , входящая в знаменатели (см. (32)), в любом случае заметно не отклоняется от единицы.

Как уже указывалось, есть некоторый произвол в выборе юстировочного параметра K_0 . В частности, его можно совместить с положением минимума K_{1m} :

$$K_0 = K_{1m}. \quad (33)$$

В этом случае при $K = K_0$ "квазибыстрая" ось, расположенная уже несколько иначе относительно истинной "быстрой" оси, по-прежнему совпадает с p -направлением, и новый юстировочный параметр K_0 , очевидно, также надо совмещать с p -направлением. При выполнении условия (33), как легко понять, $\chi_1 = 0$, и формулы (29)–(32) упрощаются, но угол χ_2 , что видно и из рис. 2, изменяется. Понятно, что новому выбору K_0 отвечают несколько измененные параметры ρ , ρ_1 и ρ_2 .

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНВАРИАНТОВ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОСНОВНОГО ФАЗОВОГО ПАРАМЕТРА ρ

Теперь остается определить основной фазовый параметр ρ . Для этого можно воспользоваться инвариантами эллипсометрии, причем лучше всего использовать инварианты эллипсометрии анизотропных сред.

Инвариантные соотношения эллипсометрии имеют очень простой смысл, который легко понять, если рассмотреть систему измерительных зон эллипсометра и отвечающих им уравнений гашения [4]. В оптической системе PKSA (поляризатор—компенсатор—образец—анализатор) для анализатора и компенсатора вводится тип ориентации — положительный или отрицательный. Знак типа ориентации в координатной системе (p, s) (см. рис. 3) совпадает со знаком углового коэффициента соответствующей оси ("быстрой" оси компенсатора и направления пропускания анализатора). Для каждого типа ориентации отклонение оси от плоскости падения определяется положительным

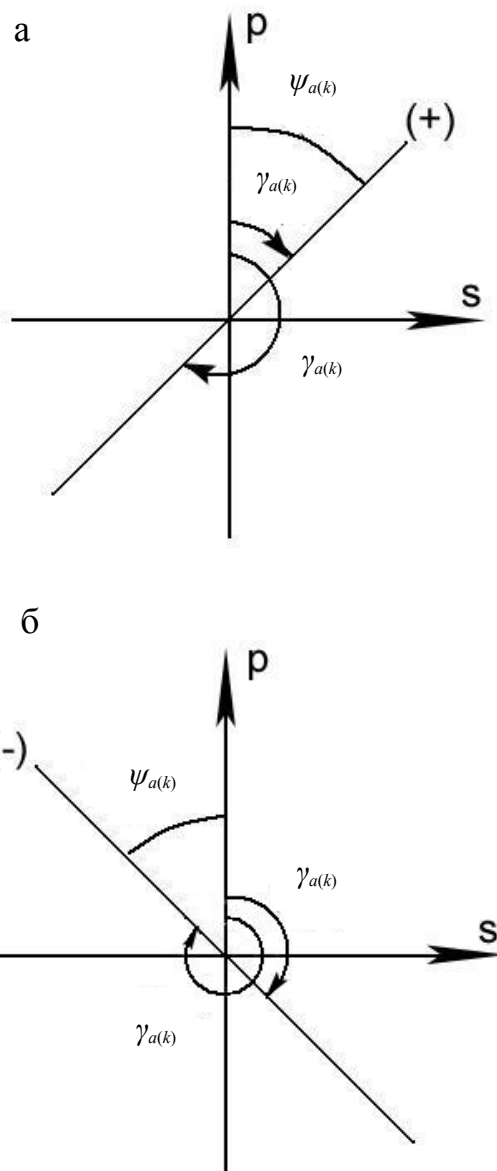


Рис. 3. Типы ориентации анализатора и компенсатора.

а — положительный тип ориентации;
б — отрицательный тип ориентации

углом, не превышающим 90° , т. е. всегда входящим в интервал $(0, 90^\circ)$. Каждая измерительная зона эллипсометра с оптической схемой PKSA — это сочетание типов ориентации анализатора и компенсатора, всего 4 зоны. В j -й измерительной зоне для анализатора тип ориентации и угол отклонения от плоскости падения обозначаются через ζ_j и $\psi_a^{(j)}$ соответственно, а для "быстрой" оси компенсатора — через η_j и $\psi_k^{(j)}$. Порядок нуме-

рации зон таков (см. [4]), что

$$\zeta_j = (-1)^{j+1}, \quad \eta_j = \begin{cases} 1 & \text{при } j=1, 2; \\ -1 & \text{при } j=3, 4; \end{cases} \quad (34)$$

$$\psi_a^{(j)} \in (0, 90^\circ), \quad \psi_k^{(j)} \in (0, 90^\circ).$$

Что касается поляризатора, то и в этом случае его положение описывается углом γ_p , который не ограничен никаким интервалом и имеет знак, связанный с направлением отсчета от плоскости падения.

Чтобы матрицы анализатора и компенсатора (см. (3) и (4)) содержали номер измерительной зоны, надо учесть следующие соотношения, непосредственно наблюдаемые на рис. 3:

$$\sin \gamma_a \cos \gamma_a = \zeta_j \sin \psi_a^{(j)} \cos \psi_a^{(j)}, \quad (35)$$

$$\sin^2 \gamma_a = \sin^2 \psi_a^{(j)}, \quad \cos^2 \gamma_a = \cos^2 \psi_a^{(j)},$$

где $j=1, 2, 3, 4$, и аналогично для "быстрой" оси с заменой $\gamma_a, \zeta_j, \psi_a^{(j)}$ на $\gamma_k, \eta_j, \psi_k^{(j)}$ соответственно.

Полная комплексная амплитуда A_a на выходе оптической системы PKSA определяется другим, нежели (21), выражением. Чтобы получить это выражение, надо учесть еще и матрицу образца, определяемую через поляризационные углы образца, а также соотношения (35), устанавливающие связь амплитуды с j -й измерительной зоной. Приравняв нулю амплитуду в каждой зоне (см. [4])

$$A_a^{(j)} = 0 \quad (j=1, 2, 3, 4), \quad (36)$$

мы получим систему из 4-х уравнений гашения. Перейдя затем от поляризационных углов к комплексным амплитудным коэффициентам отражения Френеля (а для анизотропных образцов это два диагональных и два недиагональных коэффициента отражения), мы приходим к однородной системе четырех линейных относительно данных коэффициентов уравнений. Условием существования нетривиального решения этой системы является равенство нулю определителя системы. Приравняв нулю такой определитель, мы и получим инвариант эллипсометрии анизотропных сред (см. [4, 5]). Для случая, когда "быстрая" ось в каждой измерительной зоне образует с плоскостью падения угол

$$\psi_k^{(j)} = 45^\circ \quad (j=1, 2, 3, 4) \quad (37)$$

запишем его:

$$|\zeta_j b_{1j}, \zeta_j b_{2j}, b_{1j} \operatorname{tg} \psi_a^{(j)}, b_{2j} \operatorname{tg} \psi_a^{(j)}| = 0, \quad (38)$$

где $j=1, 2, 3, 4$ — номер строки определителя,

$$b_{1j} = [1 + \rho - \eta_j \rho_2] \cos \gamma_p^{(j)} + [\eta_j(1 - \rho) - (2\rho_1 - \rho_2)] \sin \gamma_p^{(j)}, \quad (39)$$

$$b_{2j} = [1 + \rho + \eta_j \rho_2] \sin \gamma_p^{(j)} + [\eta_j(1 - \rho) + (2\rho_1 - \rho_2)] \cos \gamma_p^{(j)}, \quad (40)$$

$\gamma_p^{(j)}$ и $\psi_a^{(j)}$ — угловые положения гашения поляризатора и анализатора в пределах j -й измерительной зоны.

Теперь вместо ρ_1 и ρ_2 , входящих в инвариант (38), необходимо подставить их аналитические выражения (30) и (31), в которых коэффициенты α_{ik} ($ik=11, 12, 21, 22$) определены экспериментально с помощью юстировочной процедуры. Соответствующая обратная задача в этом случае включает в себя лишь один неизвестный комплексный параметр ρ (два вещественных) вместо трех комплексных (шесть вещественных) в старой методике. Учитывая неоднородность отражающей поверхности используемых образцов, целесообразно использовать набор инвариантных соотношений типа (38), отвечающих измерениям на разных образцах, а также на одном образце, но при разных углах падения светового пучка. Построив на таком наборе соответствующий функционал, используем затем методы оптимизации вычислительной математики.

Роль экспериментальных ошибок при таком подходе резко уменьшается. Данный комбинированный подход позволяет существенно повысить точность определения параметров ρ , ρ_1 и ρ_2 , увеличивая тем самым точность экспериментальных измерений на эллипсометре. Это очень важно для всех ситуаций, но особая необходимость в сверхточном определении параметров фазового компенсатора непосредственно связана с новой метрологией эллипсометрии, а также с исследованиями методом "нулевой" эллипсометрии неоднородной поверхности и эффектов поверхностной анизотропии.

Необходимо отметить, что практическая реализация нового подхода выдвигает определенные требования к термоустойчивости компенсатора (его параметров).

4. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ. О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВТОРОЙ ЮСТИРОВОЧНОЙ ПРОЦЕДУРЫ

Необходимо особо подчеркнуть, что использование формул (30) и (31), определяющих параметры ρ_1 и ρ_2 через основной фазовый параметр ρ ,

требует определенной осторожности. Это связано с влиянием погрешностей измеряемых величин γ_1, χ_1 и γ_2, χ_2 . Чем меньше по абсолютной величине ρ_1 и ρ_2 , тем меньше $\gamma_1, \chi_1, \gamma_2, \chi_2$ и связанные с ними величины α_{ik} ($ik = 11, 12, 21, 22$) и, следовательно, тем больше влияние погрешностей при заданной точности отсчета на лимбах оптических элементов. От точности нахождения коэффициентов, входящих в выражения (30) и (31), зависит и точность нахождения основного фазового параметра ρ по инвариантам эллипсометрии и в конечном итоге точность определения ρ_1 и ρ_2 . В то же время при использовании инвариантов основную роль может играть неоднородность отражающей поверхности используемых образцов. Однако в любом случае, желая увеличить точность определения параметров ρ, ρ_1 и ρ_2 , мы должны позаботиться в первую очередь об использовании лимбов, обеспечивающих соответствующую точность измерений. Это относится не только к юстировочной процедуре, но и к измерениям входящих в инварианты положений гашения оптических элементов. И конечно, надо позаботиться о подборе образцов с достаточно хорошей отражающей поверхностью.

Остановимся также на вопросе выбора положительного направления вращения оптических элементов. Этот выбор после определения параметров ρ_1 и ρ_2 уже не может быть произвольным. Здесь целесообразно руководствоваться следующими соображениями. Если параметры компенсатора ρ_1 и ρ_2 определены при заданном (общем для всех оптических элементов) положительном направлении, то с этими параметрами можно работать только при данном положительном направлении. Изменив это направление на обратное, мы должны поменять знаки величин ρ_1 и ρ_2 . Это легко понять, если учесть, что положительное направление вращения и направления координатных осей, в которых определена матрица Джонса компенсатора, связаны между собой [4]. При изменении положительного направления вращения изменяется и направление одной из координатных осей. В этом случае, очевидно, изменяются знаки недиагональных комплексных коэффициентов пропускания через пластину компенсатора. Но поскольку недиагональными коэффициентами пропускания определяются недиагональные элементы матрицы Джонса, то это и означает изменение знака величин ρ_1 и ρ_2 .

Для определения параметра ρ можно было бы рассмотреть и вторую юстировочную процедуру, для которой поляризатор и анализатор находятся в скрещенном положении, причем

$$\gamma_p = 0, \quad \gamma_a = 90^\circ. \quad (41)$$

В этом случае полная амплитуда A_3 на выходе анализатора запишется (см. (21) и (19)):

$$A_3 \sim b_2 = k_{21} = \frac{1}{2} [(1 - \rho) \sin 2\gamma_k - (2\rho_1 - \rho_2) + \rho_2 \cos 2\gamma_k]. \quad (42)$$

Используя (42), найдем выражение для интенсивности светового пучка на выходе анализатора:

$$I_a \sim |A_3|^2 \sim (a - b) \sin^2 2\gamma_k + c_2 \sin 2\gamma_k \cos 2\gamma_k - (2c_1 - c_2) \sin 2\gamma_k - 2(g - b) \cos 2\gamma_k + 2(2e + b - g), \quad (43)$$

где

$$\begin{aligned} a &= (1 - \rho)(1 - \rho^*), & b &= \rho_2 \rho_2^*, \\ c_1 &= (1 - \rho)\rho_1^* + (1 - \rho^*)\rho_1, \\ c_2 &= (1 - \rho)\rho_2^* + (1 - \rho^*)\rho_2, \\ e &= \rho_1 \rho_1^*, & g &= \rho_1 \rho_2^* + \rho_1^* \rho_2. \end{aligned}$$

Интенсивность I_a , при отличных от нуля параметрах ρ_1 и ρ_2 , ни при каких положениях "быстрой" оси в нуль не обращается. Однако существуют два положения этой оси (одно — вблизи плоскости падения, а второе — вблизи s-направления), которым отвечает минимум интенсивности I_a . Углы γ_k , соответствующие этим положениям, удовлетворяют уравнению, которое получится, если найдем и приравняем нулю производную от I_a по γ_k . В итоге приходим к следующему уравнению:

$$(a - b) \sin 4\gamma_k + c_2 \cos 4\gamma_k - (2c_1 - c_2) \cos 2\gamma_k + 2(g - b) \sin 2\gamma_k = 0. \quad (45)$$

Записав уравнение (45) для двух положений минимума интенсивности I_a и подставив в полученные выражения вместо ρ_1 и ρ_2 соотношения (30) и (31), мы придем к системе двух линейных относительно ($f \cos \delta$) и f^2 (см. (1)) уравнений. В принципе эта система позволяет определить параметр ρ (по найденным f и δ). Однако здесь мы имеем дело с отношениями очень малых величин, что является большим препятствием для решения задачи таким способом. Окончательно вопрос о возможности использования второй юстировочной процедуры может быть решен только при обработке результатов экспериментальных измерений.

В одной из следующих частей данного цикла

работ мы опробуем полученные теоретические результаты в эксперименте на конкретном приборе.

и др. Основы эллипсометрии. Новосибирск: Наука, 1979. 422 с.
5. Семененко А.И. // Укр. физ. журн. 1993. Т. 38, № 5. С. 675–682.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семененко А.И. // Научное приборостроение. 2005. Т. 15, № 2. С. 88–94.
2. Пахомов А.Г., Яковлев В.А., Константинова А.Ф. // ЖТФ. 1981. Т. 51, вып. 2. С. 442–444.
3. Свиташев К.К., Хасанов Т. // Опт. и спектр. 1986. Т. 61, вып. 2. С. 399–401.
4. Ржанов А.В., Свиташев К.К., Семененко А.И.

*Институт прикладной физики НАН Украины,
г. Сумы*

Материал поступил в редакцию 14.07.2005.

ON THE NEW POTENTIALS OF ELLIPSOMETRY ARISING FROM THE NULL OPTICAL CIRCUIT. ELLIPSOMETRY OF REAL SURFACE STRUCTURES. 3. METHODS FOR PRECISION DETERMINATION OF ELLIPSOMETER PHASE COMPENSATOR PARAMETERS

A. I. Semenenko, I. A. Semenenko

Institute of Applied Physics NAS, Ukraine, Sumy

The paper offers an approach to precision determination of three complex parameters ρ , ρ_1 , ρ_2 of the phase compensator of the ellipsometer using an instrument alignment procedure combined with invariant relationships for the ellipsometry of anisotropic media. The alignment procedure allows one to express the small parameters ρ_1 , ρ_2 in terms of the main phase parameter ρ . The substitution of the derived expressions for ρ_1 , ρ_2 into ellipsometry invariants reduces the respective optimization problem to determination of only one complex parameter ρ (two real values) instead of three complex parameters (six real values) in the old technique. This approach dramatically reduces the influence of experimental errors and inhomogeneity of the reflecting surface used to build specimen invariants.