ISSN 0868–5886 НАУЧНОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ, 2010, том 20, № 1, с. 65–77

ИССЛЕДОВАНИЯ, ПРИБОРЫ, МЕТОДИКИ

УДК 535.5.511: 531.7

© А. И. Семененко, И. А. Семененко

О НОВЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ МЕТОДА ЭЛЛИПСОМЕТРИИ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ "НУЛЕВОЙ" ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМОЙ. ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ РЕАЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СТРУКТУР. 17. МЕТРОЛОГИЯ "НУЛЕВОЙ" ЭЛЛИПСОМЕТРИИ. ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ ФАЗОВОГО КОМПЕНСАТОРА

Рассмотрены особенности эксперимента по определению параметров неидеального фазового компенсатора. Изучен характер межзонного разброса поляризационных углов, обусловленного неточным заданием не только основного фазового параметра ρ, но и малых параметров ρ_1 и ρ_2, определяющих недиагональные элементы матрицы Джонса компенсатора. Изучена также процедура усреднения поляризационных углов по измерительным зонам с учетом неидеальности компенсатора. Проанализированы выражения, полученные с использованием инвариантов эллипсометрии и определяющие основные параметры f и δ неидеального компенсатора. При этом параметры ρ_1 и ρ_2, входящие в инварианты, выражены через основной параметр ρ линейными соотношениями, полученными с помощью юстировочных процедур. Проведен анализ экспериментальных данных, полученных на четырех образцах кремния со сверхтонкими пленками SiO_2 на них. Сделан вывод о существенной неоднородности кварцевого компенсатора эллипсометра ЛЭФ-3М-1, работающего по нулевой схеме. Сделан также важный вывод о возможности оценки неоднородности отражающей поверхности образцов по характеру межзонного разброса поляризационных углов.

Кл. сл.: эллипсометрия, фазовый компенсатор, матрица Джонса, оптическая юстировка, инварианты эллипсометрии, межзонный разброс, поляризационные углы

ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Новая метрология "нулевой" эллипсометрии, основанная на использовании межзонного разброса поляризационных углов в качестве объективного метрологического критерия, объединяет в себе метрологию и прибора, и отражающей поверхности. Это несомненное достоинство данной метрологии. Однако для ее экспериментальной реализации необходимо выполнение одного из важнейших условий: параметры фазового компенсатора должны быть определены с достаточной точностью. Это трудная проблема. Она связана, в частности, и с тем, что компенсатор реального прибора, как правило, не является идеальным, он характеризуется не только основным фазовым параметром ρ, но также и двумя малыми параметрами ρ_1 и ρ_2. В предыдущей работе [1] подробно описаны два способа определения трех комплексных параметров ρ, ρ_1 и ρ_2. Один из этих способов основан на использовании только лишь юстировочных процедур и предполагает достаточно выраженную неидеальность компенсатора, обусловленную заметным отличием малых параметров ρ_1 и ρ_2 от нуля. Другой же способ представляет собой комбинированный подход, когда используются и юстировочные процедуры, и инварианты эллипсометрии изотропных сред. Первый способ трудно реализуем на обычных приборах, для его успешного использования необходимы прецизионные приборы, в частности приборы метрологического типа с высокой (секундной) точностью отсчета углов на лимбах оптических элементов. Второй способ также требует достаточной точности в отсчете углов на лимбах, но в принципе он может быть реализован и в обычных хорошо известных приборах ЛЭФ-3М-1.

Комбинированный подход к определению трех комплексных параметров неидеального компенсатора должен стать основным. Использование для этих целей только лишь инвариантов не позволяет с достаточной точностью определить малые параметры ρ_1 и ρ_2. Это связано с неоднородностью отражающей поверхности, проявляющейся не только через шероховатости, но также и через нарушенный поверхностный слой. В комбинированном же подходе с помощью соответствующих юс-

тировочных процедур [1, 2], не требующих привлечения образцов, малые параметры ρ_1 и ρ_2 выражаются через основной фазовый параметр ρ:

$$\rho_1 = g_{11}\rho + q_{11}, \quad \rho_2 = g_{22}\rho + q_{22}, \qquad (1)$$

где величины g_{11}, q_{11} и g_{22}, q_{22} зависят от угловых характеристик соответствующих юстировочных процедур. Очевидно, в силу малости параметров ρ_1 и ρ_2 эти величины имеют малые значения.

Соотношения (1) позволяют свести инварианты эллипсометрии к уравнениям с одним неизвестным [1], в качестве которого выступает основной фазовый параметр ρ. Определив параметр ρ, естественно, находим затем и малые параметры ρ_1 и ρ_2. Однако здесь надо иметь в виду неоднородность самого компенсатора, проявляющуюся, как показывает анализ экспериментальных данных, весьма заметно. В теоретическом плане этот вопрос подробно проанализирован в предыдущей работе [1]. Основные результаты этого анализа сводятся к следующему. Матрица Джонса, отвечающая разным угловым (относительно плоскости падения светового луча на образец) положениям компенсатора, в общем случае включает в себя различные значения параметров ρ, ρ_1 и ρ_2, что является следствием неоднородности компенсатора. В этом случае угловые характеристики соответствующих локальных юстировочных процедур (см. [1]), а значит, и отвечающие им величины g_{11}, q_{11} и g_{22}, q_{22} из соотношений (1) изменяются при переходе неоднородного компенсатора из одного положения в другое. Первой и второй парам измерительных зон отвечают разные положения "быстрой" оси компенсатора, а значит, и разные комплексы значений параметров ρ, ρ_1 и ρ_2. Соответствующие этим парам инварианты и соотношения (1) позволяют определить комплекс параметров ρ, ρ_1 и ρ_2 для каждой из указанных пар измерительных зон. В общем случае эти комплексы различны.

При использовании инвариантов проявляется также (через положения гашения оптических элементов) и неоднородность отражающей поверхности образцов. Это, очевидно, искажает параметры компенсатора, определяются не истинные, а некоторые эффективные значения параметров ρ, ρ_1 и ρ_2. По этой причине при определении параметров компенсатора необходимо стремиться к использованию эталонных образцов с минимальной неоднородностью отражающей поверхности.

Все измерения на приборах с "нулевой" оптической схемой, в том числе и на приборах ЛЭФ-3М-1, проводились до сих пор без учета неидеальности компенсатора. Это касается не только малых параметров ρ_1 и ρ_2, но также и неоднородности компенсатора. По этой причине большой интерес представляет анализ прежних экспериментальных данных. Этот анализ необходимо провести с учетом неоднородности компенсатора. Юстировочные процедуры, на основе которых получены соотношения (1), раньше для этих целей не применялись. По этой причине данный анализ целесообразно проводить, пренебрегая малыми параметрами ρ_1 и ρ_2. В то же время необходимо проанализировать точные (с учетом ρ_1 и ρ_2) зонные соотношения, определяющие поляризационные углы, а также точные (в том же смысле) выражения для основного параметра ρ, полученные из инвариантов для первой и второй пар зон. В результате появляется возможность оценить характер влияния параметров ρ_1 и ρ_2 на величину межзонного разброса и точность определения основного фазового параметра. Появляется также возможность оценить степень неоднородности компенсатора и отражающей поверхности. Понятно, что такого рода анализ необходим для выявления особенностей эксперимента по определению параметров фазового компенсатора. Он позволит более четко поставить новые задачи, связанные с экспериментальной реализацией метрологии "нулевой" эллипсометрии.

В соответствии с вышеизложенным в настоящей работе решаются следующие задачи:

1) анализ зонных соотношений для случая неидеального компенсатора ($\rho_1 \neq 0$, $\rho_2 \neq 0$), процедура усреднения поляризационных углов;

2) анализ точных (с учетом ρ_1 и ρ_2) выражений для основного фазового параметра ρ, полученных из инвариантов для первой и второй пар измерительных зон;

3) анализ экспериментальных данных, проведенный при условии пренебрежения малыми параметрами ρ_1 и ρ_2.

1. ЗОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ СЛУЧАЯ НЕИДЕАЛЬНОГО ФАЗОВОГО КОМПЕНСАТОРА

Для простоты и наглядности ограничимся рассмотрением классической измерительной конфигурации, для которой в каждой измерительной зоне "быстрая" ось компенсатора, имея соответствующий тип ориентации, определяемый параметром η_j, располагается относительно плоскости падения светового луча на образец под углом

$$\psi_k^{(j)} = \pi/4,$$
$$\eta_j = \begin{cases} 1, & j = 1, 2; \\ -1, & j = 3, 4; \end{cases} \quad (j = 1, 2, 3, 4), \tag{2}$$

В этом случае зонные соотношения, определяющие поляризационные углы Δ и Ψ в j-й измерительной зоне, независимо от характера компенсатора имеют следующий вид (см., например, [3]):

$$\Delta = -2\eta_j \gamma_p^{(j)} - \zeta_j \eta_j \frac{\pi}{2} + \nu_j^{(0)} + 2n\pi, \quad (n = 0, \pm 1, ...); \tag{3}$$

$$\Psi = \psi_a^{(j)} + \mu_j^{(0)}, \tag{4}$$

где $\gamma_p^{(j)}$ и $\psi_a^{(j)}$ — положения гашения поляризатора и анализатора в j-й зоне; ζ_j — единичный параметр, определяющий (в приборе с оптической схемой PKSA) тип ориентации анализатора, $\zeta_j = (-1)^{j+1}$. Величины $\nu_j^{(0)}$ и $\mu_j^{(0)}$, представляющие собой зонные поправки, определяются общими выражениями

$$\nu_j^{(0)} = \operatorname{arctg}\frac{s_j}{c_j}, \quad \mu_j^{(0)} = \operatorname{arctg}\frac{(\beta_j - 1)\operatorname{tg}\psi_a^{(j)}}{1 + \beta_j \operatorname{tg}^2 \psi_a^{(j)}}, \tag{5}$$

в которых

$$s_j = -\eta_j h_j \cos 2\gamma_p^{(j)} + q_j \sin 2\gamma_p^{(j)},$$
$$c_j = h_j \sin 2\gamma_p^{(j)} + \eta_j q_j \cos 2\gamma_p^{(j)}; \tag{6}$$

$$h_j = \operatorname{Re}(b_{2j} b_{1j}^*), \quad q_j = \operatorname{Im}(b_{2j} b_{1j}^*), \quad \beta_j = \frac{|b_{2j}|}{|b_{1j}|}. \tag{7}$$

Величины b_{1j} и b_{2j} из соотношений (7), определяющие в конечном итоге зонные поправки $\nu_j^{(0)}$ и $\mu_j^{(0)}$, зависят от типа компенсатора. В работе [3] они приведены для случая идеального компенсатора ($\rho_1 = 0$, $\rho_2 = 0$) и в полной мере использованы для описания зонных поправок. Здесь же нас интересует случай неидеального компенсатора, для которого величины b_{1j} и b_{2j} приведены в работе [1]. В этой же работе они преобразованы с учетом соотношений (1) к интересующему нас виду. Запишем их для рассматриваемой в настоящей работе классической измерительной конфигурации:

$$\begin{cases} b_{1j} = \left[z_{1j}^{(+)} + q_{11} z_{2j}^{(-)} + q_{12} z_{2j}^{(+)} \right] + \\ \qquad + \rho \left[z_{1j}^{(-)} + g_{11} z_{2j}^{(-)} + g_{12} z_{2j}^{(+)} \right], \\ b_{2j} = \left[z_{2j}^{(+)} - q_{11} z_{1j}^{(-)} - q_{12} z_{1j}^{(+)} \right] + \\ \qquad + \rho \left[z_{2j}^{(-)} - g_{11} z_{1j}^{(-)} - g_{12} z_{1j}^{(+)} \right], \end{cases} \tag{8}$$

где

$$q_{12} = q_{11} - q_{22}, \quad g_{12} = g_{11} - g_{22},$$
$$z_{1j}^{(\pm)} = \kappa_j^{(\pm)}, \quad z_{2j}^{(\pm)} = \pm \eta_j \kappa_j^{(\pm)}, \tag{9}$$
$$\kappa_j^{(\pm)} = \cos\gamma_p^{(j)} \pm \eta_j \sin\gamma_p^{(j)}.$$

Используя выражения (8) и (9), можно найти величины h_j, q_j, $|b_{1j}|^2$, $|b_{2j}|^2$ и зонные поправки. Но сначала выясним целесообразность использования тех или иных приближений по малым параметрам.

В выражениях для величин h_j, q_j, $|b_{1j}|^2$, $|b_{2j}|^2$ и зонных поправок $\nu_j^{(0)}$ и $\mu_j^{(0)}$ ограничимся линейным приближением по малым параметрам

$$q_{11}, \quad q_{12}, \quad g_{11}, \quad g_{12}. \tag{10}$$

Более высокие порядки по этим параметрам в реальной ситуации практического интереса не представляют. В то же время на малые параметры

$$(f - 1), \quad \cos\delta, \tag{11}$$

которые в отличие от параметров (10), определяющих малые величины ρ_1 и ρ_2, могут изменяться в относительно широких интервалах, такие ограничения не накладываем. Для них примем уже квадратичное приближение, т. е., кроме линейных, учитываем также и квадратичные члены

$$(f - 1)^2, \quad \cos^2\delta, \tag{12}$$

а более высокие порядки малости по данным параметрам отбрасываются.

Что касается перекрестных членов

$$q_{ik}(f - 1), \quad g_{ik}(f - 1), \quad q_{ik}\cos\delta, \quad g_{ik}\cos\delta, \quad (ik = 11, 12), \tag{13}$$

то для поставленной в настоящей работе задачи они не имеют принципиального значения и учитываться не будут. Это становится понятным, если рассмотреть два предельных случая. Первый из них характеризуется условиями:

$$|f-1| \gg |q_{ik}|\left(|g_{ik}|\right), \quad |\cos\delta| \gg |q_{ik}|\left(|g_{ik}|\right), \quad (i\,k = 11, 12). \tag{14}$$

В этой ситуации перекрестные члены (13) существенно меньше квадратичных (12), и их отбрасывание вполне оправдано. Неравенства (14) существенно нарушаются лишь в узкой области значений величин f и δ, для которой параметры (11) по абсолютной величине меньше или же имеют тот же порядок, что и величины (10):

$$|f-1| <\sim |q_{ik}|\left(|g_{ik}|\right), \quad |\cos\delta| <\sim |q_{ik}|\left(|g_{ik}|\right), \quad (i\,k = 11, 12). \tag{15}$$

Условия (15) определяют второй предельный случай. В процессе перехода к нему от предельного случая (14) квадратичные члены (12) сравниваются по порядку (или же становятся меньше) с перекрестными (13) и квадратичными по параметрам (10) членами

$$q_{11}^2, \quad q_{12}^2, \quad g_{11}^2, \quad g_{12}^2 \tag{16}$$

и практического интереса, как и отбрасываемые (13) и (16), не представляют. Такое сближение величин (12) и (13), сопровождающееся существенным уменьшением их роли, очевидно, не ставит под сомнение обоснованность отбрасывания перекрестных членов (13).

Следует отметить, что параметры (11) не связаны явным образом. Их поведение относительно предельных случаев (14) и (15) в той или иной степени может различаться. С этим мы столкнемся при анализе экспериментальных данных.

Учитывая разъяснения по поводу малых параметров и используя выражения (8) и (9), запишем сначала приближенные выражения для величин h_j, q_j и $|b_{1j}|^2$, $|b_{2j}|^2$:

$$h_j = (1+f^2)\sin 2\gamma_p^{(j)} - \eta_j(f^2-1) - 2(q_{11}+f^2 g_{12})\cos 2\gamma_p^{(j)}, \tag{17}$$

$$q_j = 2\eta_j f\cos 2\gamma_p^{(j)} - \eta_j f\cos^2\delta\cos 2\gamma_p^{(j)} + 2f[\eta_j(q_{11}+g_{12})\sin 2\gamma_p^{(j)} - (q_{11}-g_{12})], \tag{18}$$

$$|b_{1j}|^2 = (1+f^2) - \eta_j(f^2-1)\sin 2\gamma_p^{(j)} + 2f\cos\delta\cos 2\gamma_p^{(j)} + 2(q_{12}+f^2 g_{11})\sin 2\gamma_p^{(j)} - 2\eta_j(q_{11}-f^2 g_{12})\cos 2\gamma_p^{(j)} + 2\eta_j(q_{12}-f^2 g_{11}), \tag{19}$$

$$|b_{2j}|^2 = (1+f^2) - \eta_j(f^2-1)\sin 2\gamma_p^{(j)} - 2f\cos\delta\cos 2\gamma_p^{(j)} - 2(q_{12}+f^2 g_{11})\sin 2\gamma_p^{(j)} - 2\eta_j(q_{11}-f^2 g_{12})\cos 2\gamma_p^{(j)} - 2\eta_j(q_{12}-f^2 g_{11}). \tag{20}$$

Величины $|b_{1j}|^2$ и $|b_{2j}|^2$, как следует из (19) и (20), связаны простым соотношением

$$|b_{2j}|^2 = |b_{1j}|^2 - 4[f\cos\delta\cos 2\gamma_p^{(j)} + (q_{12}+f^2 g_{11})\sin 2\gamma_p^{(j)} + \eta_j(q_{12}-f^2 g_{11})]. \tag{21}$$

Затем на основе формул (17–21), используя соотношения (6) и (7), в том же приближении получим выражения для величин s_j, c_j и β_j, определяющих зонные поправки. Для величин s_j и c_j находим:

$$s_j = (f^2-1)\cos 2\gamma_p^{(j)} - \eta_j[(f-1)^2 + f\cos^2\delta]\sin 2\gamma_p^{(j)}\cos 2\gamma_p^{(j)} + 2\eta_j f(q_{11}+g_{12}) - 2f(q_{11}-g_{12})\sin 2\gamma_p^{(j)}, \tag{22}$$

$$c_j = 2f - \eta_j(f^2-1)\sin 2\gamma_p^{(j)} + (f-1)^2\sin^2 2\gamma_p^{(j)} - f\cos^2\delta\cos^2 2\gamma_p^{(j)} - 2\eta_j f(q_{11}-g_{12})\cos 2\gamma_p^{(j)}. \tag{23}$$

Что касается величины β_j, то сначала с помощью соотношения (21) найдем ее квадрат:

$$\beta_j^2 = \frac{|b_{2j}|^2}{|b_{1j}|^2} = 1 - \frac{4}{|b_{1j}|^2}[f\cos\delta\cos 2\gamma_p^{(j)} + (q_{12}+f^2 g_{11})\sin 2\gamma_p^{(j)} + \eta_j(q_{12}-f^2 g_{11})]. \tag{24}$$

Из формулы (24) находим величину β_j, представив ее в виде

$$\beta_j = 1 + \alpha_j, \tag{25}$$

где

$$\alpha_j = -\cos\delta\cos 2\gamma_p^{(j)} + \frac{1}{2}\cos^2\delta\cos^2 2\gamma_p^{(j)} -$$

$$-\eta_j(f-1)\cos\delta\,\sin 2\gamma_p^{(j)}\cos 2\gamma_p^{(j)} -$$
$$-(q_{12}+g_{11})\sin 2\gamma_p^{(j)} - \eta_j(q_{12}-g_{11}). \qquad (26)$$

Прежде чем переходить к определению зонных поправок, сделаем одно уточнение. Для дальнейшего от зонных соотношений (4) для поляризационного угла Ψ целесообразно перейти к соотношениям, которые непосредственно следуют из исходной формулы для величины $\operatorname{tg}\Psi$ (см. [3]):

$$\operatorname{tg}\Psi = \operatorname{tg}\psi_a^{(j)} + \mu_j, \quad (j = 1, 2, 3, 4), \qquad (27)$$

где

$$\mu_j = \alpha_j \operatorname{tg}\psi_a^{(j)}. \qquad (28)$$

Величина α_j из (28), очевидно, определяется формулой (26). Перейдя к новым зонным соотношениям (27), мы переходим и к новой зонной поправке μ_j, которая фактически уже определена. Однако для полноты исходя из соотношений (5), (25) и (26) приведем также (в принятом приближении) и выражение для зонной поправки $\mu_j^{(0)}$:

$$\mu_j^{(0)} = \frac{1}{2}[\alpha_j - \cos^2\delta\,\cos^2 2\gamma_p^{(j)}\sin^2\psi_a^{(j)}]\sin 2\psi_a^{(j)}. \qquad (29)$$

Найдем теперь зонную поправку $\nu_j^{(0)}$ из соотношений (3) для поляризационного угла Δ. Она определяется формулой (5), которая с учетом принятого приближения запишется

$$\nu_j^{(0)} \approx \frac{s_j}{c_j}. \qquad (30)$$

Подставляя в (30) величины s_j и c_j, определенные формулами (22) и (23), и ограничиваясь принятым приближением, находим

$$\nu_j^{(0)} = (f-1)\cos 2\gamma_p^{(j)} -$$
$$-\frac{1}{2}(f-1)^2[1-\eta_j\sin 2\gamma_p^{(j)}]\cos 2\gamma_p^{(j)} -$$
$$-\frac{1}{2}\eta_j\cos^2\delta\,\sin 2\gamma_p^{(j)}\cos 2\gamma_p^{(j)} +$$
$$+\eta_j(q_{11}+g_{12}) - (q_{11}-g_{12})\sin 2\gamma_p^{(j)}. \qquad (31)$$

Таким образом, получены зонные поправки $\nu_j^{(0)}$ и $\mu_j^{(0)}$, μ_j, позволяющие исследовать зонные соотношения для углов Δ и Ψ в общем случае неидеального компенсатора.

2. АНАЛИЗ ЗОННЫХ СООТНОШЕНИЙ

Проанализируем зонные соотношения (3), (4) и (27) для поляризационных углов Δ и Ψ. При этом сделаем сравнительный анализ влияния малых параметров $(f-1)$, $\cos\delta$ и q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12} на величину межзонного разброса углов Δ и Ψ. Кроме того, используя простые приемы, рассмотрим процесс усреднения углов Δ и Ψ отдельно по первой и второй парам измерительных зон и по всем четырем зонам. Процедура усреднения углов Δ и Ψ по измерительным зонам изучалась и раньше, но при этом рассматривался только случай идеального компенсатора, для которого выполняются условия $\rho_1 = 0$ и $\rho_2 = 0$. Из зонных соотношений видно, что усреднение поляризационных углов сводится к усреднению зонных поправок $\nu_j^{(0)}$ и $\mu_j^{(0)}$. Известно [4], что в классическом варианте (2) усреднение величин $\nu_j^{(0)}$ и $\mu_j^{(0)}$ по парам измерительных зон $(1,2)$, $(1,3)$, $(2,4)$ и $(3,4)$ приводит к резкому ослаблению их зависимости от параметров идеального компенсатора. Если $\nu_j^{(0)}$ и $\mu_j^{(0)}$ имеют первый порядок по малым параметрам $(f-1)$ и $\cos\delta$, то усредненные зонные поправки — уже второй порядок малости, что в значительной степени нивелирует ошибки в определении параметров f и δ. В этом и состоит смысл усреднения по указанным парам зон. В работе [3] показано, причем опять-таки для идеального компенсатора, что результат усреднения сохраняется и в общем случае произвольной измерительной конфигурации. В настоящей работе мы рассмотрим процедуру усреднения углов Δ и Ψ, имея в виду случай неидеального компенсатора, для которого малые параметры q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12}, определяемые угловыми характеристиками юстировочных процедур, отличны от нуля. При этом будет использован упрощенный способ усреднения.

Зонные поправки $\nu_j^{(0)}$ из соотношений (3) для угла Δ имеют сложную структуру. В выражении (31) для этих поправок фигурируют все малые параметры и первой группы $(f-1)$, $\cos\delta$, и второй — q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12}. Но при этом параметры первой группы представлены по-разному. Если параметр $(f-1)$ проявляет себя и в линейном приближении, то величина $\cos\delta$ — только в квадратичном. Что касается параметров второй группы, то они имеют практическое значение, только если представлены в линейном приближении. Именно это и наблюдается в зонных поправках (31). Аналогичная ситуация наблюдается и в отношении зонных поправок $\mu_j^{(0)}$ и μ_j из соотношений (4) и (27). Разница только в том, что в этом

случае параметры первой группы $(f-1)$ и $\cos\delta$ в способе своего представления (в выражениях (28) и (29)) меняются местами.

Параметры первой и второй групп по-разному влияют на зонные поправки, а значит, и на межзонный разброс поляризационных углов, наблюдающийся при ошибочном задании параметров компенсатора. Наиболее часто ошибка заключается в том, что для величин f и δ задаются их идеальные значения $f=1$ и $\delta=90°$, а параметрами второй группы вообще пренебрегается. В этом случае все зависит от того, каковы реальные значения параметров компенсатора, определяющие реальные значения малых параметров первой и второй групп. Если реальные значения малых параметров таковы, что имеет место предельный случай (14), то роль параметров q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12} относительно невелика. В этой ситуации при указанном выше ошибочном задании параметров компенсатора межзонный разброс поляризационных углов определяется в основном параметрами первой группы. Во втором предельном случае (15) межзонный разброс в силу малости параметров q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12} минимизируется. В данной ситуации трудно разделить или выявить влияние той или иной группы малых параметров.

Перейдем теперь к процедуре усреднения поляризационных углов по парам измерительных зон. Сначала подробно рассмотрим зонные соотношения (3) для угла Δ, представленные в общей форме для j-й измерительной зоны. Нам понадобятся эти соотношения для первой и второй пар зон, запишем их:

$$\begin{cases} \Delta = -2\gamma_p^{(1)} - \dfrac{\pi}{2} + \nu_1^{(0)}, \\ \Delta = -2\gamma_p^{(2)} + \dfrac{\pi}{2} + \nu_2^{(0)}; \end{cases} \tag{32}$$

$$\begin{cases} \Delta = 2\gamma_p^{(3)} + \dfrac{\pi}{2} + \nu_3^{(0)}, \\ \Delta = 2\gamma_p^{(4)} - \dfrac{\pi}{2} + \nu_4^{(0)}. \end{cases} \tag{33}$$

В соотношениях (32) и (33) опущены слагаемые $2n\pi$ $(n=0,\pm1,\pm2,...)$, используемые для того, чтобы вводить угол Δ в интервал $(0,2\pi)$. Но если учесть, что положения гашения $\gamma_p^{(j)}$ можно определять, как это следует из соотношений (3) в их самом общем виде, с точностью до величины $n\pi$ $(n=0,\pm1,\pm2,...)$, то это полностью компенсирует упрощение соотношений (32) и (33). Будем считать, что положения гашения $\gamma_p^{(j)}$ заданы так, что угол Δ для каждой зоны определен однозначно в пределах интервала $(0,2\pi)$.

Вычитая зонные соотношения системы (32) одно из другого или же складывая их и делая то же самое по отношению к системе (33), получим полезные для дальнейшего формулы:

$$\Delta = -(\gamma_p^{(1)} + \gamma_p^{(2)}) + \nu_{12}^{(+)}, \quad \Delta = (\gamma_p^{(3)} + \gamma_p^{(4)}) + \nu_{34}^{(+)}, \tag{34}$$

$$\gamma_p^{(1)} - \gamma_p^{(2)} = -\frac{\pi}{2} + \nu_{12}^{(-)}, \quad \gamma_p^{(3)} - \gamma_p^{(4)} = -\frac{\pi}{2} - \nu_{34}^{(-)}, \tag{35}$$

где

$$\nu_{ik}^{(\pm)} = \frac{1}{2}(\nu_i^{(0)} \pm \nu_k^{(0)}), \qquad (ik = 12, 34). \tag{36}$$

Соотношения (34) определяют усредненные по первой и второй парам зон значения угла Δ. Входящие в них положения гашения $\gamma_p^{(j)}$ определяются экспериментально и не зависят, следовательно, в явной форме от параметров компенсатора, т. е. они отвечают истинным значениям этих параметров. Таким образом, зависимость усредненных значений угла Δ от заданных (с какими-то ошибками) параметров компенсатора определяется усредненными поправками $\nu_{12}^{(+)}$ и $\nu_{34}^{(+)}$. Выясним, как меняется характер зависимости усредненных поправок от малых параметров $(f-1)$, $\cos\delta$ и q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12} по сравнению с зонными поправками $\nu_j^{(0)}$. Пока мы можем только утверждать, что они являются малыми величинами, имеющими такую же структуру, как и поправки $\nu_j^{(0)}$ (см. (31)). Однако этого достаточно, чтобы оценить исходя из (34) необходимые для дальнейшего суммы положений гашения:

$$\gamma_p^{(1)} + \gamma_p^{(2)} = -\Delta + \nu_{12}^{(+)}, \quad \gamma_p^{(3)} + \gamma_p^{(4)} = \Delta - \nu_{34}^{(+)}. \tag{37}$$

То же самое можно сказать и по поводу величин $\nu_{12}^{(-)}$ и $\nu_{34}^{(-)}$, которые также являются малыми и имеют такую же структуру, как и поправки ν_j.

В усредненных поправках интерес представляет только результат преобразования линейных по малым параметрам членов, поэтому, используя выражение (31), запишем величины $\nu_{12}^{(+)}$ и $\nu_{34}^{(+)}$ в линейном приближении:

$$\begin{aligned} \nu_{12}^{(+)} &\approx \\ &\approx (f-1)\frac{1}{2}[\cos 2\gamma_p^{(1)} + \cos 2\gamma_p^{(2)}] + (q_{11} + g_{12}) - \\ &\quad - (q_{11} - g_{12})\frac{1}{2}[\sin 2\gamma_p^{(1)} + \sin 2\gamma_p^{(2)}], \end{aligned} \tag{38}$$

и аналогично (с заменой индексов 1 и 2 на 3 и 4 и

изменением знака перед слагаемым $(q_{11}+g_{12})$) — для величины $\nu_{34}^{(+)}$. Привлекая простые тригонометрические формулы для суммы синусов и косинусов, преобразуем формулу (38):

$$\nu_{12}^{(+)} \approx (f-1)\cos(\gamma_p^{(1)}+\gamma_p^{(2)})\cos(\gamma_p^{(1)}-\gamma_p^{(2)})+$$
$$+(q_{11}+g_{12})-$$
$$-(q_{11}-g_{12})\sin(\gamma_p^{(1)}+\gamma_p^{(2)})\cos(\gamma_p^{(1)}-\gamma_p^{(2)}). \quad (39)$$

Подставив в (39) выражения (35) и (37), формально в том же линейном приближении найдем

$$\nu_{12}^{(+)} \approx (f-1)\cos\Delta\sin\nu_{12}^{(-)}+(q_{11}+g_{12})+$$
$$+(q_{11}-g_{12})\sin\Delta\sin(\nu_{12}^{(-)}). \quad (40)$$

Отбрасывая в правой части выражения (40) проявившиеся квадратичные члены, найдем величину $\nu_{12}^{(+)}$ в реальном линейном приближении:

$$\nu_{12}^{(+)} \approx (q_{11}+g_{12}). \quad (41)$$

Такой же результат, но с изменением знака, получается и для усредненной зонной поправки $\nu_{34}^{(+)}$:

$$\nu_{34}^{(+)} \approx -(q_{11}+g_{12}). \quad (42)$$

Аналогичный результат получается и при усреднении по первой и второй парам зон поправок $\mu_j^{(0)}$ и μ_j. В результате усреднения в линейном приближении остаются только члены, пропорциональные величине $(q_{12}-g_{11})$, причем для первой и второй пар зон эти члены отличаются лишь знаком. Отметим, что дополнительным в данной процедуре усреднения является использование того факта, что угловые положения гашения $\psi_a^{(j)}$ различаются по зонам на малую величину. Так же ведут себя и соответствующие функции от углов $\psi_a^{(j)}$.

Таким образом, усреднение зонных соотношений по первой и второй парам зон приводит к резкому ослаблению зависимости от малых величин $(f-1)$ и $\cos\delta$, что в значительной степени нивелирует ошибки в определении параметров f и δ. Однако ослабления зависимости от малых величин q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12} практически не происходит, линейные по этим величинам члены сохраняются. Чтобы существенно ослабить зависимость и от этих величин, необходимо провести усреднение по всем четырем зонам. Такой результат непосредственно вытекает из выражений (41) и (42) и аналогичных им, определяющих усредненные зонные поправки $\mu_{12}^{(+)}$ и $\mu_{34}^{(+)}$.

Можно было бы рассмотреть процедуру усреднения и по другим парам зон. При усреднении по парам нечетных $(1,3)$ и четных $(2,4)$ зон результаты носят такой же характер, как и описанные выше. Выделяются из общего ряда пары зон $(1,4)$ и $(2,3)$. При усреднении по этим парам сохраняются линейные члены уже по малым величинам $(f-1)$ и $\cos\delta$, и резко ослабляется (исчезают линейные члены) зависимость от параметров q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12}. Однако в любом случае единственным вариантом, приводящим к существенному ослаблению зависимости от всех малых параметров, является отмеченное выше усреднение по всем четырем измерительным зонам.

Следует отметить следующее важное обстоятельство. В силу неоднородности компенсатора его параметры различны для первой и второй пар зон. Это означает, что усреднение, проведенное отдельно для первой и второй пар зон, даст положительные результаты относительно малых параметров $(f-1)$ и $\cos\delta$ каждой пары. Но усреднение по всем четырем зонам в общем случае не приведет к заметному ослаблению зависимости от малых параметров q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12}, различных для разных пар. По этой же причине нет смысла проводить усреднение по остальным парам измерительных зон.

3. АНАЛИЗ КОМБИНИРОВАННОГО ПОДХОДА К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ НЕИДЕАЛЬНОГО КОМПЕНСАТОРА

Комбинированный подход к определению комплексных параметров неидеального компенсатора по всем признакам может стать основным. Использование для этих целей только лишь инвариантов не позволяет с достаточной точностью определить малые параметры ρ_1 и ρ_2. Это связано с неоднородностью отражающей поверхности, проявляющейся не только через шероховатости, но также и через нарушенный поверхностный слой. Однако это не единственный фактор, препятствующий использованию исключительно инвариантов. Проявляется еще фактор неоднородности самого компенсатора. Дело в том, что для определения всех трех комплексных параметров компенсатора с помощью инвариантов необходимо привлечение трех пар измерительных зон (см. [5]). Среди них основными для определения малых параметров ρ_1 и ρ_2 являются пары $(1,4)$ и $(2,3)$, а на этих парах как раз и проявляется неоднородность компенсатора. Фактически в уравнениях соответствующей системы каждый из параметров ρ, ρ_1 и ρ_2 фигурирует в двух представлениях, что делает невозможным решение задачи. В комбинированном же подходе с помощью соответст-

вующих юстировочных процедур [1, 2], не требующих привлечения образцов, малые параметры ρ_1 и ρ_2 выражаются через основной фазовый параметр ρ с помощью соотношений (1). Эти соотношения позволяют свести инварианты эллипсометрии к уравнениям с одним неизвестным [1], в качестве которого выступает основной фазовый параметр ρ. Определив параметр ρ, находим затем и малые параметры ρ_1 и ρ_2. При этом следует еще раз отметить: в силу неоднородности компенсатора его параметры для первой и второй пар зон имеют различные значения. Поэтому для каждой из указанных пар зон, в целях определения соответствующих значений параметров, можно использовать только отвечающий ей инвариант.

В предыдущей работе [1] на основе изложенного выше подхода получены выражения для величин f^2 и $f\cos\delta$, полностью определяющие основной фазовый параметр ρ. Проанализируем эти выражения. Для определенности ограничимся рассмотрением формул, отвечающих первой паре зон. Кроме того, упростим данные формулы, ограничиваясь классическим вариантом (2) и принятым в настоящей работе приближением. В результате рассмотрим следующие соотношения:

$$f^2 = \frac{A_{12}^{(+)} - 2q_{11}\cos(\gamma_p^{(1)} + \gamma_p^{(2)})}{A_{12}^{(-)} - 2g_{12}\cos(\gamma_p^{(1)} + \gamma_p^{(2)})}, \tag{43}$$

$$f\cos\delta = \frac{1}{A_{12}^{(-)} - 2g_{12}\cos(\gamma_p^{(1)} + \gamma_p^{(2)})} \times \\ \times\Big[-(c_{12}^{(-)}/c_{12}^{(+)})\sin(\gamma_p^{(1)} - \gamma_p^{(2)}) + \\ + (q_{12} + g_{11})\cos(\gamma_p^{(1)} + \gamma_p^{(2)})\Big], \tag{44}$$

где

$$A_{12}^{(\pm)} = \sin(\gamma_p^{(1)} + \gamma_p^{(2)}) \pm \cos(\gamma_p^{(1)} - \gamma_p^{(2)}), \tag{45}$$

$$c_{12}^{(\pm)} = \mathrm{tg}\,\psi_a^{(1)} \pm \mathrm{tg}\,\psi_a^{(2)}. \tag{46}$$

Соответствующие формулы для второй пары зон отличаются от (43–46) заменой индексов 1 и 2 на 3 и 4 и знака $(\pm)$ на знак $(\mp)$ в формуле для величины $A_{34}^{(\pm)}$:

$$A_{34}^{(\pm)} = \sin(\gamma_p^{(3)} + \gamma_p^{(4)}) \mp \cos(\gamma_p^{(3)} - \gamma_p^{(4)}).$$

Для анализа выражений (43) и (44) нам понадобятся формулы (35) и (37) для величин $(\gamma_p^{(1)} - \gamma_p^{(2)})$ и $(\gamma_p^{(1)} + \gamma_p^{(2)})$. Понадобятся также вытекающие из (27) выражения

$$c_{12}^{(-)} = -2\mu_{12}^{(-)}, \quad c_{12}^{(+)} = 2\,\mathrm{tg}\,\Psi - 2\mu_{12}^{(+)}, \tag{47}$$

где

$$\mu_{12}^{(\pm)} = \frac{1}{2}(\mu_1 \pm \mu_2). \tag{48}$$

Во всех этих формулах величины $\nu_{12}^{(+)}$ и $\mu_{12}^{(+)}$, как следует из результатов предыдущего раздела, линейны только по малым параметрам q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12}, а $\nu_{12}^{(-)}$ и $\mu_{12}^{(-)}$ — по всем малым параметрам. Используя формулы (26) и (31), в величинах $\nu_{12}^{(-)}$ и $\mu_{12}^{(-)}$ линейные по параметрам q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12} члены можно выделить в явной форме. Запишем результаты такой процедуры в обобщенной форме:

$$\nu_{12}^{(-)} = (\nu_{12}^{(-)})_0 + (q_{11} - g_{12})\cos\Delta, \tag{49}$$

$$\mu_{12}^{(-)} = (\mu_{12}^{(-)})_0 + (q_{12} + g_{11})\cos\Delta\,\mathrm{tg}\,\psi_a^{(1)}. \tag{50}$$

Используя формулы (35), (37) и (47), а также (41), (49), (50) и записывая выражения (43) и (44) в принятом приближении с выделением в явной форме линейных по параметрам q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12} членов, можно увидеть, что зависимость от данных линейных членов в выражениях (43) и (44) исчезает. Это очень важный результат. Квадратичные по малым параметрам q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12} члены реального значения не имеют. Поэтому можно утверждать, что неидеальность компенсатора, определяемая его малыми параметрами ρ_1 и ρ_2, практически не сказывается на определении основного фазового параметра с помощью инвариантов эллипсометрии. В следующем разделе, посвященном анализу экспериментальных данных, этот результат будет учитываться.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Большой интерес представляет анализ прежних экспериментальных данных, полученных на приборах с "нулевой" оптической схемой, но без учета неидеальности компенсатора. При этом обычно предполагалось, что процедура усреднения по измерительным зонам существенно устраняет влияние фактора неидеальности. Данный анализ необходимо провести, принимая во внимание не только неидеальность, но и неоднородность компенсатора. Юстировочные процедуры, на основе которых получены соотношения (1), необходимые для реализации комбинированного подхода, раньше для этих целей не применялись. По этой причине данный анализ целесообразно проводить, пренебрегая малыми параметрами ρ_1 и ρ_2. Но в то же время необходимо оценить, к каким ошибкам приводит такое пренебрежение. Важной целью анализа является оценка степени неоднородности ком-

пенсатора и отражающей поверхности. Оценка неоднородности отражающей поверхности — это одна из главных задач метрологии "нулевой" эллипсометрии.

Рассмотрим экспериментальные данные, полученные на 4 образцах кремния и использованные в работах [6–8] для определения параметров сверхтонких пленок SiO_2 на образцах. В этих работах по измеренным положениям гашения оптических элементов рассчитывались усредненные по зонам поляризационные углы. Именно эти усредненные углы, представленные в данных работах в виде таблиц, и были использованы для определения параметров образцов $Si\text{-}SiO_2$. Характер же настоящей работы таков, что непосредственный интерес представляют измеренные в 4 зонах положения гашения оптических элементов. Это и есть исходные экспериментальные данные, позволяющие провести детальный анализ и сделать важные выводы. Они оформлены в виде таблицы и представлены в Приложении.

Измерения положений гашения были проведены (ИФП СО РАН, г. Новосибирск) в четырех измерительных зонах для классического варианта (2) с использованием тщательно проверенного прибора ЛЭФ-3М-1 на наборе углов падения φ_0 от 50 до 75º с шагом 2.5º. Угол Брюстера наблюдается примерно на угле падения 75º. Образцы пронумеруем так, чтобы возрастанию номера отвечало увеличение степени размытия острия для Ψ и ступеньки для угла Δ на экспериментальных кривых $\Psi(\varphi_0)$ и $\Delta(\varphi_0)$, что связано с увеличением толщины пленки.

Экспериментальные значения углов $\Psi(\varphi_0)$ и $\Delta(\varphi_0)$ в работах [6–8] находились в предположении, что компенсатор является идеальным и однородным, а его параметры f и δ имеют идеальные значения

$$f = 1, \quad \delta = \pi/2, \quad \rho_1 = 0, \quad \rho_2 = 0. \qquad (51)$$

В этом случае, как известно, зонные поправки $\nu_j^{(0)}$ и $\mu_j^{(0)}$ обращаются в нуль. В действительности, это довольно грубое предположение, приводящее к заметному межзонному разбросу поляризационных углов Δ и Ψ. Характер этого разброса по зонам с номерами i и k характеризуется величинами $2\nu_{ik}^{(-)}$ и $2\mu_{ik}^{(-)}$, определенными для реальных значений параметров компенсатора. Для межзонного разброса $\delta\Delta_{ik}$ и $\delta\Psi_{ik}$ углов Δ и Ψ имеем:

$$\delta\Delta_{ik} = 2\nu_{ik}^{(-)}, \quad \delta\Psi_{ik} = 2\mu_{ik}^{(-)}, \quad (ik = 12, 34). \qquad (52)$$

Используя соотношения (26), (29) и (31), а также (35) и (37), запишем величины межзонного разброса в линейном приближении по малым параметрам $(f-1)$, $\cos\delta$ и q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12} для первой пары зон:

$$\delta\Delta_{12} \approx [-2(f-1)\sin\Delta + 2(q_{11} - g_{12})\cos\Delta], \qquad (53)$$

$$\delta\Psi_{12} \approx [\cos\delta\sin\Delta + (q_{12} + g_{11})\cos\Delta]\sin 2\psi_a^{(1)}, \qquad (54)$$

и аналогично — для второй пары:

$$\delta\Delta_{34} \approx [2(f-1)\sin\Delta + 2(q_{11} - g_{12})\cos\Delta], \qquad (55)$$

$$\delta\Psi_{34} \approx [-\cos\delta\sin\Delta + (q_{12} + g_{11})\cos\Delta]\sin 2\psi_a^{(1)}. \qquad (56)$$

Как видим, формулы (55) и (56) отличаются от формул (53) и (54) изменением знака перед первыми слагаемыми. Ниже мы увидим, что кварцевый компенсатор прибора ЛЭФ-3М-1 неоднороден, поэтому описывать разброс углов Δ и Ψ между первой и второй парами зон выражениями типа (53–56) нет смысла.

Не прибегая пока к анализу конкретных экспериментальных данных, дадим общее описание соотношений (53–56). В первом предельном случае (14), когда доминируют параметры $(f-1)$ и $\cos\delta$, говорить об их преимуществе в этих соотношениях можно только при достаточно больших значениях величины $\sin\Delta$. Слишком малые значения $\sin\Delta$ подавляют преимущество данных параметров. Во втором же предельном случае (15), когда параметры $(f-1)$ и $\cos\delta$ по своему абсолютному значению сравниваются или же становятся меньше величин q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12}, ситуация становится простой и характеризуется малыми значениями межзонного разброса. Учитывая все эти соображения, изучим межзонный разброс углов Δ и Ψ, проявляющийся в эксперименте на 4 рассматриваемых образцах $Si\text{-}SiO_2$, при использовании указанных выше ограничений (51) на параметры компенсатора.

Начнем с образца 1, для которого пленка SiO_2 имеет наименьшую толщину. Для этого образца угол Δ с увеличением угла падения φ_0 от 50 до 72.5º уменьшается ($\sin\Delta$ увеличивается) от значения 179 до 170º (при $\varphi_0 = 75°$ он принимает значение 133º). Соответственно для межзонного разброса $\delta\Psi_{12}$ угла Ψ наблюдается следующая закономерность. На наименьшем угле φ_0 величина $\delta\Psi_{12}$ заметно превосходит $\delta\Psi_{34}$. С увеличением φ_0 это преимущество усиливается, при этом $\delta\Psi_{12}$ растет, а $\delta\Psi_{34}$ изменяется незначительно, оставаясь малой величиной. Это очень ярко выражено на углах начиная от 62.5º. При переходе к образцам с номерами 2, 3 и 4 отмеченная закономерность сохраняется, но существенное преимущество $\delta\Psi_{12}$ за счет

увеличения $\sin\Delta$ проявляется для данных образцов уже на меньших углах φ_0. Для образца 4 с наиболее выраженной пленкой SiO_2 это проявляется уже на угле $\varphi_0 = 50°$. Такую разницу в поведении величин $\delta\Psi_{12}$ и $\delta\Psi_{34}$ можно объяснить, если предположить, что угол δ для первой пары зон отличается от 90º гораздо сильнее, чем это наблюдается для второй пары зон, причем для второй пары он очень близок к 90º. Как увидим ниже, при определении параметров f и δ, этот вывод подтверждается.

Обратимся теперь к межзонному разбросу $\delta\Delta_{ik}$ $(ik = 12, 34)$ угла Δ. На образцах 1–3 наблюдается некоторое превосходство величины $\delta\Delta_{34}$, которое можно объяснить влиянием второго слагаемого и разными знаками первых слагаемых в формулах (53) и (55). Однако на 4-м образце, для которого $\sin\Delta$ заметно отличается от нуля на всех углах падения φ_0, величины $\delta\Delta_{12}$ и $\delta\Delta_{34}$ имеют один порядок и достигают больших значений на всех углах φ_0 (порядка градуса и больше), возрастая с ростом φ_0. Такое поведение величин $\delta\Delta_{12}$ и $\delta\Delta_{34}$ можно объяснить, предположив заметное отличие параметра f от единицы, причем для обеих пар зон.

Перейдем теперь к определению параметров f и δ. Для этого воспользуемся формулами (43) и (44), в которых малые параметры q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12} положены равными нулю:

$$f^2 = \frac{A_{12}^{(+)}}{A_{12}^{(-)}}, \quad f\cos\delta = \frac{-\sin(\gamma_p^{(1)} - \gamma_p^{(2)})}{A_{12}^{(-)}} \frac{c_{12}^{(-)}}{c_{12}^{(+)}}, \qquad (57)$$

и аналогичными формулами для второй пары зон.

Как показано в предыдущем разделе, пренебрежение величинами q_{11}, q_{12}, g_{11}, g_{12} практически не сказывается на точности определения параметров f и δ. В то же время для достижения необходимой точности при использовании формул (57) положения гашения $\gamma_p^{(j)}$ и $\psi_a^{(j)}$ необходимо измерять на образцах, для которых угол Δ заметно отличается от 180º (от 0), а угол Ψ — от 0. Последнее условие на угол Ψ означает, что из рассмотрения необходимо исключить окрестность угла Брюстера, которой соответствует (при использовании классического варианта (2)) еще и низкая точность в измерении положений гашения $\gamma_p^{(j)}$. Если делать выбор из представленных здесь образцов, то указанным условиям удовлетворяет образец 4. Целесообразно использовать измерения, выполненные на данном образце на угле падения 62.5º. В результате, используя формулы (57), приходим к следующим значениям параметров компенсатора.

ПЕРВАЯ ПАРА ЗОН:

$$f = 0.9357; \qquad \delta = 95°\,38', \qquad (58)$$

ВТОРАЯ ПАРА ЗОН:

$$f = 0.9250; \qquad \delta = 90°\,57'. \qquad (59)$$

Таким образом, предположения относительно значений параметров f и δ для первой и второй пар зон, сделанные при изучении межзонного разброса на 4 образцах, подтверждаются. Разброс значений параметра f по данным парам незначителен, а вот параметр δ меняется сильно. При этом параметр f значительно отличается от 1, а параметр δ для второй пары зон близок к $90°$. Очевидно, результаты (58) и (59) указывают на неоднородность компенсатора, с которой нельзя не считаться.

Используя значения (58) и (59) параметров f и δ, можно определить межзонный разброс углов Δ и Ψ по первой и второй парам зон на всех образцах. Результат очень показателен. На образцах 1–3 характер межзонного разброса фактически остается прежним, говорить об улучшении ситуации трудно. А вот на четвертом образце изменения сильные. Резкое улучшение ситуации на угле $\varphi_0 = 62.5°$ совершенно естественно — на этом угле определялись параметры f и δ. Но существенное уменьшение межзонного разброса для четвертого образца и на остальных углах φ_0 указывает на то, что значения (58) и (59) параметров f и δ близки к реальным. Такое поведение межзонного разброса на образцах 1–4 можно объяснить разной степенью неоднородности этих образцов. Первые три образца характеризуются сверхтонкими пленками SiO_2, для которых неоднородность по поверхности выражена наиболее сильно. Если для этих образцов подобрать, для определения параметров f и δ, подходящие углы φ_0, то значения этих параметров по характеру своего поведения оказываются близки к (58) и (59). Однако существенно увеличивается разброс параметров по первой и второй парам зон. Наиболее сильно это выражено для первого образца с толщиной пленки около 1.9 нм. При переходе ко второму и третьему образцам разброс уменьшается, приближаясь к указанному в (58) и (59). Менее всего неоднородность отражающей поверхности выражена на четвертом образце, это проявляется на заметном уменьшении разброса значений f и δ по углам падения.

Таким образом, проблема, связанная с определением параметров неидеального компенсатора,

оказывается очень сложной. Для ее решения необходим тщательный подбор эталонных образцов с минимальным проявлением неоднородности отражающей поверхности. Из проведенного анализа экспериментальных данных следует очень важный вывод. Если параметры неидеального компенсатора тщательно определены с использованием хорошо подобранных эталонных образцов, то наблюдающийся на реальных образцах заметный межзонный разброс поляризационных углов указывает на выраженную неоднородность отражающей поверхности на этих образцах.

Особое внимание следует уделить определению малых параметров ρ_1 и ρ_2 компенсатора. Это связано также и с тем, что проявляющаяся в эксперименте неоднородность компенсатора приводит к тому, что процедура усреднения по всем четырем зонам не приводит к ослаблению зависимости от параметров ρ_1 и ρ_2, а значит, и к устранению соответствующих ошибок в определении углов Δ и Ψ.

Приложение.

ОБСУЖДАЕМЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Положения гашения $\gamma_p^{(j)}$ и $\psi_a^{(j)}$ (в десятичной градусной мере) поляризатора и анализатора для 4 измерительных зон (j =1, 2, 3, 4) и набора углов падения светового луча на образец, соответствующие группе образцов Si-SiO_2

№ образца S	Положения гашения	Угол падения φ_0 (град)										
		50.00	52.50	55.00	57.50	60.00	62.50	65.00	67.50	70.00	72.50	75.00
1	$\gamma_p^{(1)}$	45.53	45.62	45.73	45.78	45.98	46.20	46.48	46.82	47.45	49.70	66.03
	$\psi_a^{(1)}$	31.58	29.87	27.95	25.82	23.45	20.82	17.83	14.55	10.67	6.33	1.62
	$\gamma_p^{(2)}$	135.58	135.63	135.75	135.88	135.98	136.20	136.53	137.00	137.82	139.93	160.03
	$\psi_a^{(2)}$	31.30	29.55	27.62	25.47	23.08	20.45	17.40	13.95	10.17	5.85	1.17
	$\gamma_p^{(3)}$	44.50	44.47	44.37	44.22	44.12	43.90	43.63	43.13	42.25	40.30	22.20
	$\psi_a^{(3)}$	31.50	29.75	27.82	25.70	23.27	20.60	17.63	14.20	10.42	6.07	1.40
	$\gamma_p^{(4)}$	134.50	134.37	134.22	134.13	133.98	133.83	133.45	133.03	132.37	130.03	111.32
	$\psi_a^{(4)}$	31.35	29.63	27.72	25.63	23.27	20.57	17.60	14.22	10.43	6.08	1.45
2	$\gamma_p^{(1)}$	46.07	46.18	46.38	46.62	46.90	47.28	47.95	48.73	50.25	54.03	78.25
	$\psi_a^{(1)}$	31.67	29.97	28.03	25.93	23.48	20.90	17.92	14.63	10.88	6.70	2.63
	$\gamma_p^{(2)}$	136.03	136.20	136.40	136.65	136.98	137.35	137.92	138.88	140.55	144.53	169.40
	$\psi_a^{(2)}$	31.23	29.52	27.57	25.40	23.05	20.37	17.37	13.97	10.17	5.92	1.85
	$\gamma_p^{(3)}$	44.07	43.97	43.77	43.53	43.27	42.87	42.32	41.53	39.73	35.98	11.70
	$\psi_a^{(3)}$	31.47	29.73	27.82	25.58	23.23	20.52	17.57	14.22	10.33	6.12	2.08
	$\gamma_p^{(4)}$	133.93	133.77	133.52	133.30	132.98	132.55	132.03	131.07	129.58	125.65	101.57
	$\psi_a^{(4)}$	31.43	29.68	27.82	25.62	23.33	20.70	17.73	14.45	10.65	6.40	2.30

Продолжение

№ образца S	Положения гашения	Угол падения φ_0 (град)										
		50.00	52.50	55.00	57.50	60.00	62.50	65.00	67.50	70.00	72.50	75.00
3	$\gamma_p^{(1)}$	46.72	47.05	47.35	47.75	48.17	48.80	49.83	51.13	53.82	59.52	82.93
	$\psi_a^{(1)}$	31.78	30.03	28.12	26.05	23.70	21.03	18.17	14.93	11.25	7.18	3.97
	$\gamma_p^{(2)}$	136.73	136.97	137.28	137.65	138.13	138.80	139.62	141.12	143.67	150.02	172.98
	$\psi_a^{(2)}$	31.12	29.37	27.42	25.35	22.90	20.25	17.30	13.92	10.20	6.10	2.85
	$\gamma_p^{(3)}$	43.43	43.12	42.92	42.58	42.05	41.47	40.57	39.18	38.67	30.63	7.05
	$\psi_a^{(3)}$	31.45	29.72	27.78	25.65	23.18	20.55	17.63	14.30	10.43	6.40	3.17
	$\gamma_p^{(4)}$	133.20	132.98	132.58	132.25	131.72	131.00	130.00	128.53	126.00	119.63	95.75
	$\psi_a^{(4)}$	31.45	29.70	27.78	25.73	23.37	20.80	17.95	14.55	10.83	6.97	3.67
4	$\gamma_p^{(1)}$	50.25	51.08	52.02	53.15	54.67	56.65	59.12	62.82	68.87	78.45	93.37
	$\psi_a^{(1)}$	31.95	30.33	28.45	26.45	24.25	21.97	19.30	16.47	13.48	11.00	10.08
	$\gamma_p^{(2)}$	139.65	140.35	141.20	142.23	143.53	145.23	147.62	150.87	156.32	165.53	0.17
	$\psi_a^{(2)}$	31.05	29.30	27.40	25.33	23.05	20.55	17.78	14.83	11.92	9.55	8.45
	$\gamma_p^{(3)}$	40.53	39.92	39.10	38.15	36.53	35.07	32.93	29.88	24.62	15.20	0.60
	$\psi_a^{(3)}$	31.53	29.83	27.98	25.88	23.30	21.07	18.47	15.42	12.48	10.00	9.13
	$\gamma_p^{(4)}$	129.87	128.88	127.87	126.70	125.50	123.43	120.70	117.32	111.28	101.37	85.33
	$\psi_a^{(4)}$	31.47	29.77	28.10	25.93	23.80	21.30	18.70	15.83	12.90	10.50	9.20

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Семененко А.И., Семененко И.А.* // Научное приборостроение. 2009. Том 19, № 4. С. 24–37.
2. *Семененко А.И., Семененко И.А.* // Научное приборостроение. 2009. Том 19, № 2. С. 34–46.
3. *Семененко А.И., Семененко И.А.* // Научное приборостроение. 2007. Том 17, № 4. С. 42–54.
4. *Ржанов А.В., Свиташев К.К., Семененко А.И. и др.* Основы эллипсометрии. Новосибирск: Наука, 1979. 422 с.
5. *Семененко А.И., Миронов Ф.С.* // Украинский физический журнал. 1982. Том 27, № 3. С. 338–344.
6. *Семененко А.И., Бобро В.В., Мардежов А.С.* О решении обратной задачи эллипсометрии // Автометрия. 1998. № 1. С. 56–60.
7. *Семененко А.И., Семененко И.А.* // Научное приборостроение. 2007. Том 17, № 1. С. 53–61.
8. *Бобро В.В., Семененко А.И.* // Научное приборостроение. 2000. Т. 10, № 4. С. 31–37.

Институт прикладной физики НАН Украины, г. Сумы (*Семененко А.И.*)

Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург (*Семененко И.А.*)

Контакты: *Семененко Альберт Иванович,* sem199@mail.ru

Материал поступил в редакцию 12.01.2010.

ON THE NEW POTENTIALS OF ELLIPSOMETRY ARISING FROM THE NULL OPTICAL CIRCUIT. ELLIPSOMETRY OF REAL SURFACE STRUCTURES. 17. METROLOGY OF THE NULL ELLIPSOMETRY. ON THE FEATURES OF THE EXPERIMENT BY DEFINITION OF PARAMETERS OF THE PHASE COMPENSATOR

A. I. Semenenko[1], I. A. Semenenko[2]

[1]*Institute of Applied Physics NAS, Ukraine, Sumy*
[2]*Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg*

Features of experiment by definition of parameters of a nonideal phase compensator were studied. Character of the interzone polarization angles spread caused by an inexact specification of not only the basic phase parameter ρ, but also small parameters ρ_1 and ρ_2, defining nondiagonal elements of Johns matrix of the compensator, was studied. Procedure of averaging of polarization angles on measuring bands considering nonideal compensator was also studied. The expressions obtained with the use of invariants of ellipsometry and specifying key parameters f and δ of the nonideal compensator were analyzed. Parameters ρ_1 and ρ_2, entering the invariants, are expressed through the key parameter ρ by the linear relations obtained with the help of adjustment procedures. The analysis of the experimental data obtained on four silicon samples with the hyperfine films SiO_2 on them was carried out. The conclusion on significant heterogeneity of the quartz compensator of ellipsometer "LEF-3M-1" working under the zero scheme was made. The important conclusion on the possibility of estimation of heterogeneity of the reflecting surface of samples on the character of interzone spread of polarization angles.

Keywords: ellipsometry, phase compensator, Jones matrix, optical alignment, ellipsometry invariants, interzone disorder, polarization angles