ISSN 0868–5886 НАУЧНОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ, 2009, том 19, № 1, с. 17–26

ИССЛЕДОВАНИЯ, ПРИБОРЫ

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. 14. МЕЖЗОННЫЙ РАЗБРОС ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ УГЛОВ КАК МЕТРОЛОГИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ. О ВЛИЯНИИ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ

Рассмотрена проблема "нулевой" эллипсометрии, связанная с наблюдающимся в эксперименте разбросом поляризационных углов Δ и Ψ по измерительным зонам. Проанализированы такие факторы, влияющие на разброс, как ошибки в задании параметров фазового компенсатора и наличие поверхностной анизотропии образцов. Очевидно, это не единственные факторы. Актуальность этой задачи диктуется возможностью использования межзонного разброса углов Δ и Ψ в качестве нового метрологического критерия "нулевой" эллипсометрии. Учет фактора поверхностной анизотропии требует более детального рассмотрения обобщенных зонных соотношений эллипсометрии анизотропных сред. Это тоже одна из задач настоящей работы. Что же касается неоднородности отражающей поверхности, обусловленной также и наличием нарушенного поверхностного слоя, то ее изучение по межзонному разбросу поляризационных углов является отдельной задачей, представляющей большой интерес. Это уже выход на метрологию поверхности.

Кл. сл.: эллипсометрия, поляризационные углы, измерительные зоны, межзонный разброс, метрологический критерий, фазовый компенсатор, анизотропия.

ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

"Нулевой" подход к измерительному процессу в эллипсометрии позволяет наиболее ярко и в явной форме продемонстрировать физические процессы, происходящие в приборе. Измерительные зоны "нулевого" прибора очень чувствительны ко всем факторам, определяющим отклонения работающего прибора от идеальной схемы. Экспериментальные значения поляризационных углов Δ и Ψ, как правило, в той или иной степени разбросаны по измерительным зонам. При этом очень важно, что разброс $\delta\Delta$ и $\delta\Psi$ поляризационных углов по измерительным зонам определяется не только свойствами и методическими погрешностями прибора, но и качеством исследуемых образцов. В соответствии с такими особенностями "нулевой" методики в работе [1] предложен новый подход к метрологии "нулевой" эллипсометрии. В рамках этого подхода разброс экспериментальных значений углов Δ и Ψ по измерительным зонам рассматривается в качестве объективного метрологического критерия, определяющего в совокупности как точность измерения поляризационных углов, так и качество поверхности. Целесообразность введения такого интегрального метрологического критерия определяется сверхчувствительностью прибора не только к состоянию оптических элементов и точности определения их параметров, но и к качеству исследуемой поверхности.

В работе [1] предложена метрологическая процедура, основанная на использовании интегрального критерия. Она позволяет прежде всего провести (с использованием эталонных образцов) полную аттестацию прибора. В этом случае находится и минимизируется приборная составляющая межзонного разброса поляризационных углов. В результате возникают совершенно новые возможности в исследовании качества поверхности реальных образцов. Эти возможности опять-таки связаны с определением полного межзонного разброса углов Δ и Ψ, обусловленного свойствами прибора и качеством исследуемой поверхности. Зная величину полного межзонного разброса и его приборную составляющую, мы, очевидно, получаем возможность оценить и качество поверхности.

Для успешной реализации предложенной в [1] метрологической процедуры необходимо хорошо понимать, какой реальный вклад вносят различные факторы в межзонный разброс углов Δ и Ψ. Эти факторы можно разделить на две группы, одна из которых определяется свойствами прибора, а другая — свойствами исследуемого образца. К первой группе относятся нарушения в оптической юстировке, неточное задание параметров фазового компенсатора, сбои в системе термостатирования узла компенсатора, немонохроматичность светового пучка и другие погрешности прибора.

Ко второй группе — поверхностная анизотропия, точнее, пренебрежение поверхностной анизотропией отражающего образца, приводящее к появлению соответствующего межзонного разброса. К этой же группе относится и неоднородность поверхности, проявляющаяся не только в виде шероховатости. Огромную роль в этом плане играет и нарушенный поверхностный слой, протяженность которого по толщине может достигать в некоторых случаях десятков микрометров.

Из приборных факторов наибольший интерес представляет тот, который связан с ошибками в задании параметров фазового компенсатора. Если же говорить о влиянии на межзонный разброс неучтенных свойств самого образца, то здесь надо учитывать следующее обстоятельство. Пренебрежение поверхностной анизотропией является результатом недооценки соответствующих эффектов, обусловленной еще и тем, что эти эффекты маскируются на фоне суммарного воздействия на межзонный разброс всех возможных факторов. Поэтому важно оценить, к каким результатам приводит пренебрежение поверхностной анизотропией, тем более что есть возможность учитывать анизотропию отражающих объектов, обращаясь к методу обобщенных измерительных зон эллипсометрии анизотропных сред. Что же касается неоднородности поверхности, то ее изучение по межзонному разбросу поляризационных углов является отдельной задачей, представляющей большой интерес.

В связи с такими пояснениями основная задача настоящей работы сводится к изучению влияния на межзонный разброс следующих факторов:

- неточного задания параметров фазового компенсатора;
- наличия поверхностной анизотропии образца.

Рассмотрение фактора поверхностной анизотропии требует более детального изучения обобщенных зонных соотношений эллипсометрии анизотропных сред. Это также одна из задач настоящей работы.

Задача, связанная с изучением характера неоднородностей отражающей поверхности, здесь не рассматривается. Это будет сделано в одной из следующих работ на основе экспериментальных данных.

1. ВЛИЯНИЕ ОШИБОК В ЗАДАНИИ ПАРАМЕТРОВ ФАЗОВОГО КОМПЕНСАТОРА НА МЕЖЗОННЫЙ РАЗБРОС УГЛОВ Δ И Ψ

Для изучения данной проблемы необходимо привлечь соотношения, определяющие поляризационные углы Δ и Ψ изотропной среды через положения гашения поляризатора ($\gamma_p^{(j)}$) и анализатора ($\psi_a^{(j)}$) в j-й измерительной зоне. Такие соотношения, полученные и исследованные в работе [2] для случая произвольной конфигурации зон, имеют следующий вид

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

$$\Psi = \psi_a^{(j)} + \mu_j^{(0)}, \tag{2}$$

где $\gamma_{pc}^{(j)} = \gamma_p^{(j)} - \eta_j\theta_j$, единичные параметры τ_j, ζ_j и η_j, а также угол θ_j, определяющий конфигурацию j-й измерительной зоны, подробно описаны в предыдущих работах цикла. Зонные поправки $\nu_j^{(0)}$ и $\mu_j^{(0)}$ зависят от положений гашения оптических элементов, параметров компенсатора и угла θ_j. Соотношения (1) и (2) отвечают идеальной ситуации, для которой положения гашения и параметры компенсатора имеют точные значения. Для точных значений параметров компенсатора введем обозначения f_0 и δ_0. Понятно, что точные значения положений гашения определяются на идеальном приборе, фазовый компенсатор которого характеризуется точными параметрами f_0 и δ_0.

Теперь рассмотрим реальную ситуацию, которой также отвечают практически точные значения положений гашения, но уже определяемые на приборе, компенсатор которого характеризуется приближенными значениями своих параметров f и δ

$$f \neq f_0, \quad \delta \neq \delta_0. \tag{3}$$

Важно отметить, что для одного и того же образца, исследуемого на одном и том же приборе, идеальной и реальной ситуациям отвечают одинаковые (точные) положения гашения, разница только в знании параметров компенсатора. В этом случае углы Δ и Ψ зависят от номера зоны и определяются выражениями, аналогичными (1) и (2),

$$\Delta_j = -2\eta_j\gamma_{pc}^{(j)} - \tau_j\zeta_j\eta_j\frac{\pi}{2} + \nu_j + 2n\pi, \quad n = 0, \pm 1, ...; \tag{4}$$

$$\Psi_j = \psi_a^{(j)} + \mu_j. \tag{5}$$

Зонные поправки ν_j и μ_j из соотношений (4) и (5) определяются такими же выражениями, что и величины $\nu_j^{(0)}$ и $\mu_j^{(0)}$ (см. [2]), но с заменой точных значений f_0 и δ_0 на приближенные f и δ, т. е. в общем случае эти группы поправок имеют разные значения

$$\nu_j \neq \nu_j^{(0)}, \qquad \mu_j \neq \mu_j^{(0)} . \tag{6}$$

Соотношения (4) и (5) отличаются от (1) и (2) только зонными поправками, поэтому их можно представить в более удобном виде:

$$\Delta_j = \Delta + (\nu_j - \nu_j^{(0)}) , \tag{7}$$

$$\Psi_j = \Psi + (\mu_j - \mu_j^{(0)}), \quad (j = 1,...,4) . \tag{8}$$

В реальной ситуации, характеризующейся неравенствами (3) и, следовательно, неравенствами (6), экспериментальные значения поляризационных углов Δ_j и Ψ_j отличаются от их точных значений Δ и Ψ:

$$\Delta_j \neq \Delta, \quad \Psi_j \neq \Psi, \quad (j = 1,...,4) . \tag{9}$$

Экспериментальным путем невозможно установить эти различия в пределах каждой отдельной зоны. Однако показательным и легко определяемым в эксперименте является разброс поляризационных углов по парам измерительных зон. В самом общем виде этот разброс запишется:

$$\begin{aligned} &(\delta\Delta)_{jm} = \nu_{jm} - \nu_{jm}^{(0)}, \qquad (\delta\Psi)_{jm} = \mu_{jm} - \mu_{jm}^{(0)}, \\ &jm = 12, 13, 14, 23, 24, 34, \end{aligned} \tag{10}$$

где

$$\begin{aligned} &(\delta\Delta)_{jm} = \Delta_j - \Delta_m, \qquad (\delta\Psi)_{jm} = \Psi_j - \Psi_m, \\ &\nu_{jm}^{(0)} = \nu_j^{(0)} - \nu_m^{(0)}, \qquad \mu_{jm}^{(0)} = \mu_j^{(0)} - \mu_m^{(0)}, \end{aligned} \tag{11}$$

и аналогичные формулы для величин ν_{jm} и μ_{jm}.

Будем считать, что углы θ_j, определяющие измерительные конфигурации, удовлетворяют условиям

$$\theta_1 = \theta_4, \qquad \theta_2 = \theta_3 . \tag{12}$$

В этом случае, как известно, для изотропных отражающих сред выполняются следующие элементарные соотношения на положения гашения оптических элементов [3, 4]:

$$\begin{aligned} &\gamma_{pc}^{(1)} + \gamma_{pc}^{(4)} = \gamma_p^{(1)} + \gamma_p^{(4)} = n\pi , \qquad \psi_a^{(1)} = \psi_a^{(4)} , \\ &\gamma_{pc}^{(2)} + \gamma_{pc}^{(3)} = \gamma_p^{(2)} + \gamma_p^{(3)} = n\pi , \qquad \psi_a^{(2)} = \psi_a^{(3)} . \end{aligned} \tag{13}$$

Из этих соотношений для указанных в (13) пар зон следуют условия на зонные поправки $\nu_j^{(0)}$, $\mu_j^{(0)}$ и ν_j, μ_j:

$$\begin{aligned} &\nu_j^{(0)} = \nu_m^{(0)}, \qquad \mu_j^{(0)} = \mu_m^{(0)} , \\ &\nu_j = \nu_m, \qquad \mu_j = \mu_m, \qquad (jm = 14, 23) . \end{aligned} \tag{14}$$

Таким образом, шесть пар зон, указанных в (10), делятся на 2 группы. Одна из них ($jm = 14, 23$) не связана с каким-либо разбросом; для нее, в силу (14),

$$\nu_{jm}^{(0)} = \nu_{jm} = 0, \qquad \mu_{jm}^{(0)} = \mu_{jm} = 0 ,$$

и, следовательно,

$$(\delta\Delta)_{jm} = 0, \qquad (\delta\Psi)_{jm} = 0, \qquad (jm = 14, 23) . \tag{15}$$

Что касается второй группы, то для нее разброс поляризационных углов по соответствующим парам зон оказывается отличным от нуля. Это обусловлено тем, что в общем случае произвольных значений параметров компенсатора f_0 и δ_0 ($f_0 \neq 1$, $\delta_0 \neq \pi/2$) величины $\nu_{jm}^{(0)}$ и $\mu_{jm}^{(0)}$ для второй группы не равны нулю, но, главное, при выполнении условий (3) имеют место также и неравенства

$$\begin{aligned} &\nu_{jm} \neq \nu_{jm}^{(0)}, \qquad \mu_{jm} \neq \mu_{jm}^{(0)}, \\ &(jm = 12, 13, 24, 34). \end{aligned} \tag{16}$$

В результате, учитывая (14), можем утверждать, что разброс углов Δ и Ψ по парам измерительных зон второй группы определяется соотношениями

$$\begin{aligned} &(\delta\Delta)_{12} = (\delta\Delta)_{13} = -(\delta\Delta)_{24} = -(\delta\Delta)_{34} \neq 0, \\ &(\delta\Psi)_{12} = (\delta\Psi)_{13} = -(\delta\Psi)_{24} = -(\delta\Psi)_{34} \neq 0. \end{aligned} \tag{17}$$

Таким образом, разброс поляризационных углов по парам зон второй группы определяется с точностью до знака одной и той же величиной. Для нахождения этой величины достаточно ограничиться лишь одной парой зон, например парой $\{1, 2\}$.

Величина разброса углов Δ и Ψ по парам зон 2-й группы не может быть найдена только из исходных формул для зонных поправок ν_j и μ_j ($\nu_j^{(0)}$ и $\mu_j^{(0)}$), полученных в работе [2], т. к. неизвестны точные значения f_0 и δ_0 параметров компенсатора. Вернее, с помощью этих формул при подстановке в них значений f и δ, принятых для компенсатора, и экспериментальных положений гашения, отвечающих, очевидно, точным значениям f_0 и δ_0, находятся величины ν_{jm} и μ_{jm}. Что касается величин $\nu_{jm}^{(0)}$ и $\mu_{jm}^{(0)}$, то они находятся из точных зонных соотношений (1) и (2). Ориентируясь на пару зон $\{1, 2\}$ и вычитая соотношения (1), записанные для 1-й и 2-й зон, одно из другого, находим:

$$\frac{1}{2}\nu_{12}^{(0)} = \gamma_{pc}^{(1)} - \gamma_{pc}^{(2)} + \frac{\pi}{2} + n\pi\,, \tag{18}$$

где целое число n подбирается таким образом, чтобы величина $\nu_{12}^{(0)}/2$ принадлежала интервалу $(-\pi/2,\ \pi/2,\ )$. Аналогичным образом, привлекая соотношения (2), находим:

$$\mu_{12}^{(0)} = -c_{12}^{(-)},\ \text{где}\ c_{12}^{(-)} = \operatorname{tg}\psi_a^{(1)} - \operatorname{tg}\psi_a^{(2)}\,. \tag{19}$$

Используя выражения (18) и (19) для величин $\nu_{12}^{(0)}$ и $\mu_{12}^{(0)}$ и определяя указанным выше способом величины ν_{12} и μ_{12}, после подстановки данных величин в формулы (10) устанавливаем разброс углов Δ и Ψ по паре зон $\{1,\ 2\}$. При переходе к другим парам зон второй группы зависимость найденной величины разброса от соответствующих положений гашения находится путем использования соотношений (13) и (17).

Если же речь идет о моделировании ситуации с межзонным разбросом, то в таком случае задаются углы Δ и Ψ отражающей системы, точные значения f_0 и δ_0 параметров компенсатора и углы θ_j, и по этим данным рассчитываются (см. работы [5, 6]) положения гашения оптических элементов. Кроме того, для компенсатора задаются используемые неточные значения f и δ его параметров. В такой постановке можно пойти описанным выше путем. Однако, поскольку известны точные значения f_0 и δ_0, появляется возможность использовать аналитический подход, предполагающий выявление явной зависимости от параметров компенсатора как точных (f_0 и δ_0), так и приближенных (f и δ). Опишем этот подход. Ориентируясь опять-таки на пару зон $\{1,\ 2\}$, определим величины $\nu_{12}^{(0)}$ и $\mu_{12}^{(0)}$, используя действительную и мнимую части инвариантного соотношения

$$W_{12} = 0\,. \tag{20}$$

Рассмотрение проведем, предполагая выполнение простого условия на углы θ_j

$$\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \theta_4 = \theta\,, \tag{21}$$

не нарушающего основных условий (12). Выражение для $\nu_{12}^{(0)}$ получено в работе [2] из действительной части уравнения (20) и имеет следующий вид

$$\operatorname{tg}(\nu_{12}^{(0)}/2) = \frac{-(1-f_0^2)\cos 2\gamma_{pc}^{(1)}}{(1+f_0^2)+(1-f_0^2)\sin 2\gamma_{pc}^{(1)}}\,. \tag{22}$$

Как видим, величина $\nu_{12}^{(0)}$ не зависит от параметра δ_0 и угла θ. В формуле (22) правая часть — это величина первого порядка малости, поэтому $\nu_{12}^{(0)}$ можно записать в простой форме:

$$\nu_{12}^{(0)} = 2\operatorname{arctg}\frac{-(1-f_0^2)\cos 2\gamma_{pc}^{(1)}}{(1+f_0^2)+(1-f_0^2)\sin 2\gamma_{pc}^{(1)}} \approx$$
$$\approx -2\frac{(1-f_0^2)}{(1+f_0^2)}\cos 2\gamma_{pk}^{(1)}. \tag{23}$$

Аналогичным образом определяем и величину $\mu_{12}^{(0)}$. Выражая положение гашения поляризатора во второй зоне через его положение в первой (см. (18))

$$\gamma_{pc}^{(2)} = \gamma_{pc}^{(1)} - \frac{1}{2}\nu_{12}^{(0)} + \frac{\pi}{2} + n\pi\,, \tag{24}$$

из мнимой части уравнения (20), представленной в работе [4] и преобразованной применительно к условию (21), находим величину

$$c_{12} = \frac{c_{12}^{(-)}}{c_{12}^{(+)}},\qquad c_{12}^{(\pm)} = \operatorname{tg}\psi_a^{(1)} \pm \operatorname{tg}\psi_a^{(2)}. \tag{25}$$

Она имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} c_{12} &= \operatorname{tg}(\nu_{12}^{(0)}/2)\times \\ &\times\left[\cos 2\gamma_{pc}^{(1)}\sin 2\theta - f_0\cos\delta_0(1-\sin 2\gamma_{pc}^{(1)})\cos 2\theta\right] - \\ &-\sin 2\gamma_{pc}^{(1)}\sin 2\theta + f_0\cos\delta_0\cos 2\gamma_{pc}^{(1)}\cos 2\theta. \end{aligned} \tag{26}$$

Подставив в (26) выражение (22) для $\operatorname{tg}(\nu_{12}^{(0)}/2)$, окончательно получим

$$c_{12} = \frac{Z_1}{Z_0}\,, \tag{27}$$

$$Z_0 = (1+f_0^2) + (1-f_0^2)\sin 2\gamma_{pc}^{(1)}\,, \tag{28}$$

$$\begin{aligned} Z_1 &= 2f_0\cos\delta_0\cos 2\gamma_{pc}^{(1)}\cos 2\theta - \\ &-\sin 2\theta\left[(1-f_0^2)+(1+f_0^2)\sin 2\gamma_{pc}^{(1)}\right]. \end{aligned} \tag{29}$$

Затем, используя формулу (19) и представляя $c_{12}^{(+)}$ в виде

$$c_{12}^{(+)} = 2\operatorname{tg}\psi_a^{(1)} + \mu_{12}^{(0)}\,, \tag{30}$$

выразим c_{12} через $\mu_{12}^{(0)}$:

$$c_{12} = \frac{-\mu_{12}^{(0)}}{2\operatorname{tg}\psi_a^{(1)} + \mu_{12}^{(0)}}\,. \tag{31}$$

Из (31) следует выражение для величины $\mu_{12}^{(0)}$

$$\mu_{12}^{(0)} = -2\,\mathrm{tg}\,\psi_a^{(1)} \frac{c_{12}}{1+c_{12}}, \qquad (32)$$

которое с учетом формул (27)–(29) дает окончательное выражение для величины $\mu_{12}^{(0)}$:

$$\mu_{12}^{(0)} = -2\,\mathrm{tg}\,\psi_a^{(1)} \frac{Z_1}{Z_0+Z_1}. \qquad (33)$$

Формулы (22) и (33) устанавливают аналитическую зависимость величин $\nu_{12}^{(0)}$ и $\mu_{12}^{(0)}$ от точных значений f_0 и δ_0 параметров компенсатора. Но совершенно очевидно, что эти же формулы, если в них совершить переход от параметров f_0 и δ_0 к неточным значениям f и δ, не определяют величины ν_{12} и μ_{12}. Иначе, это означало бы, что инвариантное соотношение (20) удовлетворяется при заданных положениях гашения оптических элементов при любых значениях параметров компенсатора, а это, очевидно, невозможно. Аналитическая зависимость величин ν_{12} и μ_{12} от приближенных значений f и δ определяется с помощью исходных формул для зонных поправок ν_1, ν_2 и μ_1, μ_2, полученных в работе [2]. Но в этих исходных формулах, используя соотношение (24) и аналогичное, вытекающее из (19),

$$\mathrm{tg}\,\psi_a^{(2)} = \mathrm{tg}\,\psi_a^{(1)} + \mu_{12}^{(0)}, \qquad (34)$$

необходимо перейти от положений гашения во второй зоне к положениям гашения в первой зоне и при этом использовать выражения (22) и (33) для величин $\nu_{12}^{(0)}$ и $\mu_{12}^{(0)}$.

В результате мы получаем формулы для расчета межзонного разброса углов Δ и Ψ, в которых отражена явная зависимость от параметров компенсатора как точных (f_0 и δ_0), так и приближенных (f и δ). Такой аналитический подход к модельным расчетам межзонного разброса поляризационных углов можно существенно видоизменить, если в формулах для величин ν_{jm} и μ_{jm} параметры f и $\cos\delta$ представить в виде

$$\begin{aligned} f &= f_0 + (f - f_0), \\ \cos\delta &= \cos\delta_0 + (\cos\delta - \cos\delta_0). \end{aligned} \qquad (35)$$

Используя в соответствующих формулах разложение по малым параметрам $(f - f_0)$ и $(\cos\delta - \cos\delta_0)$, мы приходим к новым выражениям

$$\nu_{jm} = \nu_{jm}^{(0)} + \nu_{jm}^{(1)}, \qquad \mu_{jm} = \mu_{jm}^{(0)} + \mu_{jm}^{(1)}, \qquad (36)$$

в которых величины $\nu_{jm}^{(1)}$ и $\mu_{jm}^{(1)}$ определяются малыми параметрами $(f - f_0)$ и $(\cos\delta - \cos\delta_0)$. Подставляя в выражения (10) величины ν_{jm} и μ_{jm}, определенные формулами (36), приходим к упрощенным выражениям для межзонного разброса:

$$\begin{aligned} &(\delta\Delta)_{jm} = \nu_{jm}^{(1)}, \qquad (\delta\Psi)_{jm} = \mu_{jm}^{(1)}, \\ &(jm = 12, 13, 24, 34). \end{aligned} \qquad (37)$$

Конкретные расчеты по определению межзонного разброса углов Δ и Ψ будут проведены в работах, посвященных экспериментальному использованию нового метрологического критерия. Здесь только отметим, что в эксперименте большую роль играет температурная нестабильность истинных значений f_0 и δ_0 параметров компенсатора, а значит, и положений гашения оптических элементов. Стабильны только используемые значения f и δ. Это означает, что межзонный разброс углов Δ и Ψ определяется еще и температурными колебаниями параметров f_0 и δ_0.

2. О ВЛИЯНИИ АНИЗОТРОПИИ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБРАЗЦОВ НА МЕЖЗОННЫЙ РАЗБРОС ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ УГЛОВ

Исследуемые методом эллипсометрии образцы, являющиеся по ряду основных признаков изотропными, очень часто обладают заметной поверхностной анизотропией. В этом случае пренебрежение поверхностной анизотропией, проявляющееся в использовании зонных соотношений "изотропного" случая (см. (1), (2) и (4), (5)), может существенно дополнить межзонный разброс углов Δ и Ψ, обусловленный рядом других причин. Описанная в предыдущем разделе общая схема по определению межзонного разброса остается справедливой и в данной ситуации. Подразумевается использование формул, определяющих величины $\nu_{jm}^{(0)}$ и $\mu_{jm}^{(0)}$ через положения гашения оптических элементов (см. (18) и (19)), и исходных выражений "изотропного" случая для зонных поправок ν_j, μ_j и, следовательно, ν_{jm}, μ_{jm}. При таком подходе, зная точные значения параметров компенсатора (используемые параметры f и δ совпадают с их точными значениями), мы определяем межзонный разброс, обусловленный исключительно пренебрежением поверхностной анизотропией. Если же компенсатор характеризуется приближенными значениями своих параметров f и δ (см. (3)), то данная схема определяет суммарный межзонный разброс, связанный и с поверхностной анизотропией, и с ошибками в задании параметров компенсатора. Чтобы выделить в межзонном разбросе составляющую, обусловленную ошибками $(f-f_0)$ и $(\delta-\delta_0)$, необходимо найти зависимость зонных поправок и от параметров, определяющих анизотропию исследуемых образцов. Для этого надо использовать обобщенные зонные соотношения, определяющие поляризационные углы Δ_{11} и Ψ_{11}, представляющие собой обобщение углов Δ и Ψ, характеризующих свойства изотропных отражающих образцов.

При исследовании заведомо анизотропных образцов используются все три комплексные обобщенные зонные соотношения, предназначенные для экспериментального определения трех пар поляризационных углов

$$(\Psi_{11},\ \Delta_{11}),\quad (\Psi_{12},\ \Delta_{12}),\quad (\Psi_{21},\ \Delta_{21}).$$

В такой общей постановке, когда исследуются эффекты анизотропии, интерес представляет оценка разброса уже по обобщенным измерительным зонам, причем для всего комплекса поляризационных углов анизотропных отражающих сред.

Обобщенные зонные соотношения подробно рассматривались в целях устранения особенностей в работах [4, 7]. В более ранней работе [7] доказано, что от особенностей в этих соотношениях можно освободиться, если придерживаться простого условия (21) на углы θ_j. Однако записанные в работе обобщенные зонные соотношения, отвечающие этому условию, не приведены к окончательному виду. Они содержат эллипсометрические параметры анизотропии разного типа, что затрудняет их понимание и использование. В работе [4] разработан общий подход к выбору измерительных конфигураций прибора, обеспечивающих максимальный эффект в устранении особенностей в обобщенных зонных соотношениях. Проанализированы в этом плане различные типы измерительных конфигураций. В то же время выявлен класс измерительных конфигураций, радикально отличающихся от классической конфигурации, но не устраняющих особенности. При этом сами обобщенные зонные соотношения преобразованы лишь в интересах поставленной задачи, а этого явно недостаточно для наших целей.

Мы по-прежнему будем придерживаться условий (12) на углы θ_j, которые в случае изотропных сред обеспечивают выполнение элементарных соотношений (13) на положения гашения оптических элементов. Кроме того, рассмотрение будет ограничено простым условием (21) на углы θ_j, использованным также и в работе [7]. В общем случае наличие анизотропии приводит к нарушению элементарных соотношений (13), что удобно отобразить в виде

$$\begin{aligned}&\operatorname{tg}(\gamma_{pc}^{(j)}+\gamma_{pc}^{(l)})=\alpha_{jl}\neq 0,\\&\operatorname{tg}\psi_a^{(j)}-\operatorname{tg}\psi_a^{(l)}=\beta_{jl}\neq 0,\quad (j\,l=14,\,23)\end{aligned}\tag{38}$$

или же для первого соотношения:

$$\begin{aligned}&\gamma_{pc}^{(j)}+\gamma_{pc}^{(l)}=\gamma_p^{(j)}+\gamma_p^{(l)}=\operatorname{arctg}\alpha_{jl}+N\pi,\\&N=0,\pm1,\ldots\end{aligned}\tag{39}$$

Величины α_{jl} и β_{jl} — это эллипсометрические параметры анизотропии. Они легко определяются и очень удобны для использования. Эти параметры равны нулю только в изотропном случае или же при особом расположении оптических осей отражающей системы (см., например, [7, 8]). В качестве эллипсометрических параметров анизотропии можно использовать и величины W_{mn}, которые равны нулю только в "изотропном" случае, являясь инвариантами эллипсометрии изотропных сред. Но они, будучи комплексными, неудобны для использования. Однако эти параметры остаются единственными, если мы отступаем от условий (12).

Наша задача состоит в том, чтобы в обобщенных зонных соотношениях в качестве эллипсометрических параметров анизотропии использовались только действительные параметры α_{jl} и β_{jl}. Это означает, что фигурирующие в этих соотношениях величины W_{jk}, W_{kl} и W_{jl} необходимо выразить через α_{jl} и β_{jl}. Это вполне согласуется с принятым для рассмотрения условием (12).

Напомним, что в символическом обозначении j-й обобщенной зоны $S_{kl}^{(j)}$ индексы j, k, l, нумерующие простые измерительные зоны, задаются по следующему правилу. Для каждого j $(j=1,2,3,4)$ сочетание (jk) отвечает первой (зоны 1 и 2) или второй (зоны 3 и 4) парам измерительных зон, сочетание (kl) определяет пару четных или нечетных зон, а сочетание (jl), следовательно, нумерует параметры α_{jl} и β_{jl}.

Нам понадобятся обобщенные зонные соотношения, определяющие три пары поляризационных углов, в их начальном виде. Они записаны в работах [4, 7] для общего случая произвольных углов θ_j; приведем их здесь с несущественными изменениями, при этом ради наглядности углы Δ_{11} и Ψ_{11}, представляющие собой обобщение углов Δ и Ψ, характеризующих свойства изотропных образцов, обозначим таким же образом:

$$\operatorname{tg}\Psi\exp(i\Delta)=\frac{D^{(1)}_{jkl}}{D^{(0)}_{jkl}}, \qquad (40)$$

$$\begin{aligned}\operatorname{tg}\Psi_{12}\exp(i\Delta_{12})&=\frac{D^{(2)}_{jkl}}{D^{(0)}_{jkl}},\\ \operatorname{tg}\Psi_{21}\exp(i\Delta_{21})&=\frac{D^{(3)}_{jkl}}{D^{(0)}_{jkl}},\end{aligned} \qquad (41)$$

где

$$D^{(0)}_{jkl}=-\zeta_j\hat{D}^{(0)}_{jkl},\qquad \hat{D}^{(0)}_{jkl}=b_{1j}\tilde{W}_{kl}-b_{1k}\tilde{W}_{jl}+b_{1l}\tilde{W}_{jk}, \qquad (42)$$

$$D^{(1)}_{jkl}=b_{2j}\operatorname{tg}\psi^{(j)}_a\tilde{W}_{kl}+b_{2k}\operatorname{tg}\psi^{(k)}_a\tilde{W}_{jl}-b_{2l}\operatorname{tg}\psi^{(l)}_a\tilde{W}_{jk}, \qquad (43)$$

$$D^{(2)}_{jkl}=-b_{1j}\operatorname{tg}\psi^{(j)}_aW_{kl}+b_{1k}\operatorname{tg}\psi^{(k)}_aW_{jl}-b_{1l}\operatorname{tg}\psi^{(l)}_aW_{jk}, \qquad (44)$$

$$D^{(3)}_{jkl}=\zeta_j\hat{D}^{(3)}_{jkl},\qquad \hat{D}^{(3)}_{jkl}=b_{2j}W_{kl}+b_{2k}W_{jl}-b_{2l}W_{jk}, \qquad (45)$$

b_{1m} и b_{2m} $\left(m\in\{j,k,l\}\right)$ — это величины, определенные в предыдущих работах. Величины W_{jk}, W_{kl} и W_{jl} подробно представлены в предыдущей работе [4], для рассматриваемого условия (21) они заметно упрощаются. Что касается параметра $\tilde{W}_{mn}$ $(mn=jk,kl,jl)$, то он получается из W_{mn} путем перестановки величин $\operatorname{tg}\psi^{(m)}_a$ и $\operatorname{tg}\psi^{(n)}_a$.

Преобразуем соотношение (40). Для этого воспользуемся выражением, которое несложно получить, используя формулы (42) и (43), а также представление величин W_{mn} и $\tilde{W}_{mn}$ через соответствующие определители:

$$b_{1j}D^{(1)}_{jkl}= =-\zeta_j\left[b_{2j}\operatorname{tg}\psi^{(j)}_aD^{(0)}_{jkl}-\left(W_{jk}\tilde{W}_{jl}-W_{jl}\tilde{W}_{jk}\right)\right]. \qquad (46)$$

Выражение (46) позволяет представить соотношение (40) в удобном виде

$$\operatorname{tg}\Psi\exp(i\Delta)=\frac{-\zeta_j}{b_{1j}}\operatorname{tg}\psi^{(j)}_a\left[b_{2j}+\zeta_j\frac{D_{jkl}}{\hat{D}^{(0)}_{jkl}\operatorname{tg}\psi^{(j)}_a}\right], \qquad (47)$$

где

$$D_{jkl}=W_{jk}\tilde{W}_{jl}-W_{jl}\tilde{W}_{jk}. \qquad (48)$$

Здесь второе слагаемое в квадратных скобках при переходе к изотропной среде обращается в ноль, и мы приходим к известному выражению, на основе которого находятся зонные соотношения "изотропного" случая. Подобные зонные соотношения нас интересуют и в случае анизотропных сред, поэтому целесообразно записать формулу (47) в аналогичном виде:

$$\operatorname{tg}\Psi\exp(i\Delta)=-\zeta_j\frac{\hat{b}_{2j}}{b_{1j}}\operatorname{tg}\psi^{(j)}_a, \qquad (49)$$

где

$$\hat{b}_{2j}=b_{2j}+\zeta_j\frac{D_{jkl}}{\hat{D}^{(0)}_{jkl}\operatorname{tg}\psi^{(j)}_a}. \qquad (50)$$

Несколько изменим и соотношения (41), представив их в виде:

$$\begin{aligned}\operatorname{tg}\Psi_{12}\exp(i\Delta_{12})&=-\zeta_j\frac{D^{(2)}_{jkl}}{\hat{D}^{(0)}_{jkl}},\\ \operatorname{tg}\Psi_{21}\exp(i\Delta_{21})&=-\frac{\hat{D}^{(3)}_{jkl}}{\hat{D}^{(0)}_{jkl}}.\end{aligned} \qquad (51)$$

В выражениях (47), (50) и (51) величины $\hat{D}^{(0)}_{jkl}$ и $\hat{D}^{(3)}_{jkl}$ определяются формулами (42) и (45).

Для дальнейшего нам понадобятся некоторые вспомогательные преобразования, касающиеся величин b_{1j} и b_{2j}, а также W_{jl}, W_{jk} и $\tilde{W}_{jl}$, $\tilde{W}_{jk}$. Определяя угол $\gamma^{(j)}_{pc}$ из формулы (39)

$$\gamma^{(j)}_{pc}=-\gamma^{(l)}_{pc}+\operatorname{arctg}\alpha_{jl}+N\pi,\qquad N=0,\pm1,... \qquad (52)$$

и учитывая элементарные выражения

$$\begin{aligned}\sin(\operatorname{arctg}\alpha_{jl})&=\alpha_{jl}\Big/\sqrt{1+\alpha^2_{jl}},\\ \cos(\operatorname{arctg}\alpha_{jl})&=1\Big/\sqrt{1+\alpha^2_{jl}},\end{aligned} \qquad (53)$$

преобразуем сначала величины b_{1j} и b_{2j}:

$$\begin{aligned}b_{1j}&=\chi_{jl}\left[b_{1l}+\alpha_{jl}b^{(1)}_{2l}\right],\\ b_{2j}&=\chi_{jl}\left[-b_{2l}+\alpha_{jl}b^{(1)}_{1l}\right],\quad \chi_{jl}=\frac{(-1)^N}{\sqrt{1+\alpha^2_{jl}}},\end{aligned} \qquad (54)$$

где $b^{(1)}_{1l}$ и $b^{(1)}_{2l}$ определяются выражениями, которые находятся соответственно из формул для b_{1l} и b_{2l} с помощью перехода

$$\theta_l\to-\theta_l,\qquad \eta_l\to-\eta_l. \qquad (55)$$

Затем преобразуем величины W_{jl}, W_{jk} и $\tilde{W}_{jl}$, $\tilde{W}_{jk}$, для чего используем не только (52) и (53), но и выражение (см. (38))

$$\operatorname{tg}\psi^{(j)}_a=\operatorname{tg}\psi^{(l)}_a+\beta_{jl}. \qquad (56)$$

В результате для W_{jl} и $\tilde{W}_{jl}$ на основе формул из предыдущей работы [4] получим:

$$W_{jl} = \chi_{jl}(-\eta_k\zeta_l)\left[W_{jl}^{(1)} + W_{jl}^{(2)}\right], \tag{57}$$

$$\tilde{W}_{jl} = \chi_{jl}(-\eta_k\zeta_l)\left[W_{jl}^{(1)} - W_{jl}^{(2)}\right], \tag{58}$$

где

$$\begin{aligned} &W_{jl}^{(1)} = -2\alpha_{jl}\,\rho\eta_l c_{jl}^{(+)},\\ &W_{jl}^{(2)} = \beta_{jl}\left[\cos 2\theta(p_{jl}^{(+)} - \rho^2 p_{jl}^{(-)}) + 2\rho g_{jl}^{(-)}\right],\\ &p_{jl}^{(\pm)} = 1 \pm \eta_l\left[\sin 2\gamma_{pc}^{(l)} - \alpha_{jl}\cos 2\gamma_{pc}^{(l)}\right],\\ &g_{jl}^{(-)} = \sin 2\theta\left[\cos 2\gamma_{pc}^{(l)} + \alpha_{jl}\sin 2\gamma_{pc}^{(l)}\right],\\ &\rho = f_0\exp(-i\delta). \end{aligned} \tag{59}$$

Здесь обращает на себя внимание, что $W_{jl}^{(1)}$ и $W_{jl}^{(2)}$ полностью определяются параметрами анизотропии α_{jl} и β_{jl}.

Аналогичным образом опять-таки на основе формул из работы [4] преобразуем величины W_{jk} и $\tilde{W}_{jk}$:

$$W_{jk} = \chi_{jl}\left[W_{kl} - \eta_k\zeta_l\left(X_{kl}^{(j)} - Y_{kl}^{(j)}\right)\right], \tag{60}$$

$$\tilde{W}_{jk} = \chi_{jl}\left[\tilde{W}_{kl} - \eta_k\zeta_l\left(X_{kl}^{(j)} + Y_{kl}^{(j)}\right)\right], \tag{61}$$

где

$$\left.\begin{aligned} X_{kl}^{(j)} &= A_{jkl}^{(+)} - \rho^2 A_{jkl}^{(-)} + 2\rho B_{jkl}^{(1)},\\ Y_{kl}^{(j)} &= 2\rho\eta_k B_{jkl}^{(2)},\\ A_{jkl}^{(\pm)} &= \alpha_{jl}a_{kl}^{(\pm)}q_{kl} + \beta_{jl}(p_{kl}^{(\pm)} + \alpha_{jl}a_{kl}^{(\pm)})\cos 2\theta,\\ B_{jkl}^{(1)} &= -\alpha_{jl}(c_{kl}^{(+)} + \beta_{jl})\times\\ &\times\sin 2\theta\sin(\gamma_{pc}^{(k)} - \gamma_{pc}^{(l)}) + \beta_{jl}g_{kl}^{(-)},\\ B_{jkl}^{(2)} &= \alpha_{jl}(c_{kl}^{(-)} - \beta_{jl})\cos(\gamma_{pc}^{(k)} + \gamma_{pc}^{(l)}) +\\ &+ \beta_{jl}\sin(\gamma_{pc}^{(k)} + \gamma_{pc}^{(l)}),\\ a_{kl}^{(\pm)} &= \sin(\gamma_{pc}^{(k)} + \gamma_{pc}^{(l)}) \pm \eta_k\cos(\gamma_{pc}^{(k)} - \gamma_{pc}^{(l)}),\\ p_{kl}^{(\pm)} &= \cos(\gamma_{pc}^{(k)} + \gamma_{pc}^{(l)}) \pm \eta_k\sin(\gamma_{pc}^{(k)} - \gamma_{pc}^{(l)}),\\ q_{kl} &= c_{kl}^{(+)}\cos 2\theta,\\ g_{kl}^{(-)} &= \sin 2\theta\cos(\gamma_{pc}^{(k)} - \gamma_{pc}^{(l)}). \end{aligned}\right\} \tag{62}$$

В данном случае относительно малыми параметрами анизотропии α_{jl} и β_{jl} полностью определяются величины $X_{kl}^{(j)}$ и $Y_{kl}^{(j)}$. Используя определение величин $\tilde{W}_{jk}$ и $\tilde{W}_{kl}$ и выражения для W_{jk} и W_{kl} [4], найдем также

$$\begin{aligned} &\tilde{W}_{jk} = W_{jk} + \varepsilon_{jk},\\ &\varepsilon_{jk} = 4\rho\zeta_k c_{jk}^{(-)}\sin(\gamma_{pc}^{(j)} - \gamma_{pc}^{(k)}); \end{aligned} \tag{63}$$

$$\begin{aligned} &\tilde{W}_{kl} = W_{kl} + \varepsilon_{kl},\\ &\varepsilon_{kl} = 4\rho\zeta_k c_{kl}^{(-)}\sin(\gamma_{pc}^{(k)} + \gamma_{pc}^{(l)}). \end{aligned} \tag{64}$$

На основе сделанных преобразований изменим форму записи основных величин D_{jkl}, $\hat{D}_{jkl}^{(0)}$, $D_{jkl}^{(1)}$, $D_{jkl}^{(2)}$ и $\hat{D}_{jkl}^{(3)}$, определяющих поляризационные углы анизотропного образца:

$$\begin{aligned} &D_{jkl} = \chi_{jl}^2(\eta_k\zeta_l)\left[2W_{jl}^{(2)}W_{kl} + H_{jkl}\right],\\ &\hat{D}_{jkl}^{(0)} = \chi_{jl}\left[\xi_{jl}^{(0)}(\varepsilon_{kl} + W_{kl}) + H_{jkl}^{(0)}\right],\\ &D_{jkl}^{(1)} = \chi_{jl}\left[\xi_{jl}^{(1)}(\varepsilon_{kl} + W_{kl}) + H_{jkl}^{(1)}\right],\\ &D_{jkl}^{(2)} = \chi_{jl}\left[\xi_{jl}^{(2)}W_{kl} + H_{jkl}^{(2)}\right],\\ &\hat{D}_{jkl}^{(3)} = \chi_{jl}\left[\xi_{jl}^{(3)}W_{kl} + H_{jkl}^{(3)}\right], \end{aligned} \tag{65}$$

где

$$\left.\begin{aligned} \xi_{jl}^{(0)} &= 2b_{1l} + \alpha_{jl}b_{2l}^{(1)},\\ \xi_{jl}^{(1)} &= -b_{2l}c_{jl}^{(+)} + \alpha_{jl}b_{1l}^{(1)}\,\mathrm{tg}\,\psi_a^{(j)},\\ \xi_{jl}^{(2)} &= -\left[b_{1l}c_{jl}^{(+)} + \alpha_{jl}b_{2l}^{(1)}\,\mathrm{tg}\,\psi_a^{(j)}\right],\\ \xi_{jl}^{(3)} &= -2b_{2l} + \alpha_{jl}b_{1l}^{(1)},\\ H_{jkl} &= \varepsilon_{kl}(W_{jl}^{(1)} + W_{jl}^{(2)}) -\\ &- 2(\eta_k\zeta_l)(X_{kl}^{(j)}W_{jl}^{(2)} + Y_{kl}^{(j)}W_{jl}^{(1)}),\\ H_{jkl}^{(0)} &= (\eta_k\zeta_l)\times\\ &\times\left[b_{1k}(W_{jl}^{(1)} - W_{jl}^{(2)}) - b_{1l}(X_{kl}^{(j)} + Y_{kl}^{(j)})\right],\\ H_{jkl}^{(1)} &= (\eta_k\zeta_l)\left[-b_{2k}\,\mathrm{tg}\,\psi_a^{(k)}(W_{jl}^{(1)} - W_{jl}^{(2)}) +\right.\\ &\left.+ b_{2l}\,\mathrm{tg}\,\psi_a^{(l)}(X_{kl}^{(j)} + Y_{kl}^{(j)})\right],\\ H_{jkl}^{(2)} &= (\eta_k\zeta_l)\left[-b_{1k}\,\mathrm{tg}\,\psi_a^{(k)}(W_{jl}^{(1)} + W_{jl}^{(2)}) +\right.\\ &\left.+ b_{1l}\,\mathrm{tg}\,\psi_a^{(l)}(X_{kl}^{(j)} - Y_{kl}^{(j)})\right],\\ H_{jkl}^{(3)} &= (\eta_k\zeta_l)\times\\ &\times\left[-b_{2k}(W_{jl}^{(1)} + W_{jl}^{(2)}) + b_{2l}(X_{kl}^{(j)} - Y_{kl}^{(j)})\right]. \end{aligned}\right\} \tag{66}$$

На основе полученных формул можно сделать следующие выводы. Величина $\hat{D}_{jkl}^{(0)}$ содержит слагаемое $\xi_{jl}^{(0)}\varepsilon_{kl}$, которое не обращается в ноль ни при идеальных значениях параметров компенсатора ($f_0 = 1$, $\delta_0 = \pi/2$), ни при переходе к изотропной среде. Главную роль в нем играет (за счет

$c_{kl}^{(-)}$) определенная формулой (64) величина ε_{kl}, которой можно придать (по модулю) достаточно большое значение за счет выбора угла θ (см. [4, 7]), а это и обеспечивает отсутствие особенностей в обобщенных зонных соотношениях. Величины $\hat{D}_{jkl}^{(0)}$ и $D_{jkl}^{(1)}$ частично, а D_{jkl}, $D_{jkl}^{(2)}$ и $\hat{D}_{jkl}^{(3)}$ полностью определяются параметрами анизотропии, причем, не только параметрами α_{jl} и β_{jl}, но и величиной W_{kl}. Чтобы в качестве параметров анизотропии использовались только действительные величины α_{jl} и β_{jl}, что и является нашей задачей, необходимо параметр W_{kl} выразить в явной форме через α_{jl} и β_{jl}. Это можно сделать, используя инвариант эллипсометрии анизотропных сред.

Инвариантное соотношение эллипсометрии анизотропных сред определяется равенством нулю определителя 4-го порядка, составленного из коэффициентов при комплексных коэффициентах отражения Френеля R_{pp}, R_{ps}, R_{sp} и R_{ss}, системы линейных уравнений гашения. Для наших целей определитель данного инварианта целесообразно записать, выделив зоны с номерами j, k и l:

$$W = \begin{vmatrix} \zeta_j b_{1j} & \zeta_j b_{2j} & b_{1j}\,\mathrm{tg}\psi_a^{(j)} & b_{2j}\,\mathrm{tg}\psi_a^{(j)} \\ \zeta_k b_{1k} & \zeta_k b_{2k} & b_{1k}\,\mathrm{tg}\psi_a^{(k)} & b_{2k}\,\mathrm{tg}\psi_a^{(k)} \\ \zeta_l b_{1l} & \zeta_l b_{2l} & b_{1l}\,\mathrm{tg}\psi_a^{(l)} & b_{2l}\,\mathrm{tg}\psi_a^{(l)} \\ \zeta_m b_{1m} & \zeta_m b_{2m} & b_{1m}\,\mathrm{tg}\psi_a^{(m)} & b_{2m}\,\mathrm{tg}\psi_a^{(m)} \end{vmatrix} = 0. \quad (67)$$

Принимая во внимание взаимосвязь индексов j, k и l, можно сказать, что пара измерительных зон (m,k) имеет тот же смысл, что и пара (j,l), т. е. она образует параметры анизотропии α_{mk} и β_{mk}:

$$\begin{aligned} &\mathrm{tg}(\gamma_{pc}^{(m)} + \gamma_{pc}^{(k)}) = \alpha_{mk} \neq 0, \\ &\mathrm{tg}\psi_a^{(m)} - \mathrm{tg}\psi_a^{(k)} = \beta_{mk} \neq 0, \\ &\gamma_{pc}^{(m)} + \gamma_{pc}^{(k)} = \gamma_p^{(m)} + \gamma_p^{(k)} = \mathrm{arctg}\,\alpha_{mk} + N_1\pi, \\ &N_1 = 0, \pm 1, \ldots \qquad (m\,k = 14, 23). \end{aligned} \quad (68)$$

Это означает, что индекс m может быть найден из условия

$$j + l = m + k = 5, \quad \text{т. е.} \quad m = 5 - k. \quad (69)$$

Например, если $(j,l) = (1,4)$, то $k = 2$ и, следовательно, $m = 3$, $(m,k) = (3,2)$.

Нам понадобятся, очевидно, имеющие место в этом случае соотношения, аналогичные (54):

$$\begin{aligned} &b_{1m} = \chi'_{mk}\left[b_{1k} + \alpha_{mk} b_{2k}^{(1)}\right], \\ &b_{2m} = \chi'_{mk}\left[-b_{2k} + \alpha_{mk} b_{1k}^{(1)}\right], \\ &\chi'_{mk} = \frac{(-1)^{N_1}}{\sqrt{1+\alpha_{mk}^2}}. \end{aligned} \quad (70)$$

В определителе для удобства поменяем знаки перед элементами 4-го столбца и, кроме того, учтем, что $\zeta_m = -\zeta_k$. Затем подставим вместо b_{1m} и b_{2m} их выражения (70) (без несущественного множителя χ'_{mk}) и прибавим 2-ю строку к последней строке определителя. В результате последняя строка приобретает вид

$$(-\zeta_k \sigma_{mk}^{(1)}, \; -\zeta_k \xi_{mk}^{(3)}, \; -\xi_{mk}^{(2)}, \; -\sigma_{mk}^{(0)}), \quad (71)$$

где

$$\sigma_{mk}^{(0)} = -\beta_{mk} b_{2k} + \alpha_{mk} b_{1k}^{(1)}\,\mathrm{tg}\psi_a^{(m)}, \qquad \sigma_{mk}^{(1)} = \alpha_{mk} b_{2k}^{(1)}, \quad (72)$$

а $\xi_{mk}^{(2)}$ и $\xi_{mk}^{(3)}$ определяются соответствующими формулами из (66) при замене $j \to m$, $l \to k$.

Теперь преобразуем уравнение (67), разложив определитель по элементам последней строки, при этом учтем структуру определителей 3-го порядка, соответствующих основным величинам $D_{jkl}^{(0)}$, $D_{jkl}^{(1)}$, $D_{jkl}^{(2)}$ и $D_{jkl}^{(3)}$:

$$\zeta_k \sigma_{mk}^{(1)} D_{jkl}^{(1)} + \zeta_k \xi_{mk}^{(3)} D_{jkl}^{(2)} + \xi_{mk}^{(2)} D_{jkl}^{(3)} - \sigma_{mk}^{(0)} D_{jkl}^{(0)} = 0, \quad (73)$$

или с учетом формул (42) и (45) и соотношения $\zeta_j = -\zeta_k$:

$$\sigma_{mk}^{(1)} D_{jkl}^{(1)} + \xi_{mk}^{(3)} D_{jkl}^{(2)} - \xi_{mk}^{(2)} \hat{D}_{jkl}^{(3)} - \sigma_{mk}^{(0)} \hat{D}_{jkl}^{(0)} = 0. \quad (74)$$

Подставив в (74) выражения (65) для $\hat{D}_{jkl}^{(0)}$, $D_{jkl}^{(1)}$, $D_{jkl}^{(2)}$ и $\hat{D}_{jkl}^{(3)}$, придем к комплексному уравнению

$$(U_0 + U_1) W_{kl} = V_1, \quad (75)$$

где

$$\begin{aligned} &U_0 = \xi_{jl}^{(2)} \xi_{mk}^{(3)} - \xi_{jl}^{(3)} \xi_{mk}^{(2)}, \quad U_1 = \sigma_{mk}^{(1)} \xi_{jl}^{(1)} - \sigma_{mk}^{(0)} \xi_{jl}^{(0)}, \\ &V_1 = \sigma_{mk}^{(0)}\left[\xi_{jl}^{(0)} \varepsilon_{kl} + H_{jkl}^{(0)}\right] - \\ &\quad - \sigma_{mk}^{(1)}\left[\xi_{jl}^{(1)} \varepsilon_{kl} + H_{jkl}^{(1)}\right] - \xi_{mk}^{(3)} H_{jkl}^{(2)} + \xi_{mk}^{(2)} H_{jkl}^{(3)}. \end{aligned} \quad (76)$$

Здесь U_0 является достаточно большой величиной. Как можно показать, основную роль в этом играет параметр $c_{kl}^{(-)}$. В то же время, U_1 и V_1 полностью определяются причем в явной форме параметрами анизотропии α_{jl}, β_{jl} и α_{mk}, β_{mk}.

Из (76) непосредственно имеем:

$$W_{kl} = \frac{V_1}{U_0 + U_1}. \qquad (77)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в обобщенных зонных соотношениях единственными параметрами анизотропии теперь являются с учетом (77) действительные величины α_{jl}, β_{jl} и α_{mk}, β_{mk}. Полученное для величины W_{kl} выражение является довольно сложным, однако оно может быть сильно упрощено, если провести его детальный анализ и использовать приближения, связанные с наличием малых параметров. В одной из следующих работ мы продемонстрируем важность проведенного рассмотрения, приведшего к формуле (77).

В начале данного раздела описана схема определения межзонного разброса поляризационных углов, обусловленного пренебрежением поверхностной анизотропией образца. Чтобы разделить в этом случае влияние различных факторов, необходимо комплексное обобщенное зонное соотношение (47), приведенное к виду (49), представить в виде действительных зонных соотношений типа (1) и (2). Соответствующая процедура здесь точно такая же, как и для изотропных сред [2]. Но в данном случае мы будем иметь дело уже с обобщенными измерительными зонами. Этой задачей мы займемся при проведении экспериментальных исследований. Отметим только, что если целью является изучение самой анизотропии, то надо использовать все три комплексные обобщенные соотношения и определять межзонный разброс для всех трех пар поляризационных углов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Семененко А.И.* // Научное приборостроение. 2005. Т. 15, № 2. С. 88–94.
2. *Семененко А.И., Семененко И.А.* // Научное приборостроение. 2007. Т. 17, № 4. С. 42–54.
3. *Семененко А.И.* // Оптика и спектроскопия. 1978. Т. 45. С. 387–388.
4. *Семененко А.И., Семененко И.А.* // Научное приборостроение. 2008. Т. 18, № 3. С. 38–49.
5. *Семененко А.И., Семененко И.А.* // Научное приборостроение. 2008. Т. 18, № 1. С. 3–15.
6. *Семененко А.И., Семененко И.А.* // Научное приборостроение. 2008. Т. 18, № 2. С. 18–32.
7. *Семененко А.И., Семененко И.А.* // Научное приборостроение. 2007. Т. 17, № 2. С. 20–34.
8. *Ржанов А.В., Свиташев К.К., Семененко А.И. и др.* Основы эллипсометрии. Новосибирск: Наука, 1979. 422 с.

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

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

Материал поступил в редакцию 19.01.2009.

ON THE NEW POTENTIALS OF ELLIPSOMETRY ARISING FROM THE NULL OPTICAL CIRCUIT. ELLIPSOMETRY OF REAL SURFACE STRUCTURES. 14. INTERZONED DISORDER OF POLARIZATION ANGLES AS METROLOGICAL CRITERION. INFLUENCE OF DIFFERENT FACTORS

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

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

The problem of a "null" ellipsometry connected with the straggling of polarization angles Δ and Ψ on measuring bands observed in the experiment is discussed. Such factors as errors in the assignment of parameters of a phase compensator and superficial anisotropy of samples were analyzed. Certainly these are not the only factors. The urgency of this problem is determined by the use of possibility of interzone straggling of Δ and Ψ angles as a new metrological criterion a "null" ellipsometry. Taking into account superficial anisotropy factor requires more detailed consideration of the extended zone relations of anisotropic media ellipsometry. This is also one of the problems of the present work. As to heterogeneity of the catopter caused also by the presence of the broken surface layer, its study by interzone disorder of polarization angles is another problem of great interest. It is a problem of surface metrology.

Keywords: ellipsometry, polarization angles, measuring zones, interzoned disorder, metrological criterion, phase compensator, anisotropy.