

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. 9. О ВОЗМОЖНОСТЯХ РЕГУЛИРОВАНИЯ И СТАБИЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ФАЗОВОГО КОМПЕНСАТОРА ЭЛЛИПСОМЕТРА

Работа посвящена изучению идеального фазового компенсатора с диагональной матрицей Джонса. Предложен процесс оптической юстировки, обеспечивающий при наличии механизма пространственной ориентации переход к идеальному компенсатору. Получены формулы для комплексного параметра ρ (действительных параметров d и f), определяющего матрицу Джонса идеального компенсатора. В связи с этим изучена четырехмерная матрица однородного анизотропного слоя для случая произвольной ориентации двух главных осей в плоскости падения светового луча. Рассмотрены методы регулирования основного фазового параметра δ включая процессы температурной стабилизации и способы изменения величины этого параметра за счет изменения угла падения светового луча на пластину компенсатора.

ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для "нулевой" эллипсометрии проблема достаточно точного определения параметров фазового компенсатора является очень важной. Данная проблема значительно усложняется в связи с тем, что свойства компенсатора определяются не только основным комплексным фазовым параметром r , представленным известными действительными величинами $d \approx 90^\circ$ и $f \approx 1$ [1], но также и комплексными параметрами r_1 и r_2 , представляющими недиагональные элементы матрицы Джонса компенсатора. Параметры r_1 и r_2 обусловлены нарушениями в установке и оптической юстировке компенсатора, а также его оптической активностью, если таковая присутствует. Определение всех трех комплексных параметров — это сложная задача. Она значительно упрощена в работе [2], в которой предложен метод прецизионного определения параметров r , r_1 , r_2 , основанный на совместном использовании юстировочной процедуры прибора и инвариантных соотношений эллипсометрии анизотропных сред. Однако параметры r_1 и r_2 носят сопутствующий характер, они не являются необходимыми. Особенно они затрудняют исследование поверхностной анизотропии и анизотропных кристаллов. В этом случае переход к идеальному компенсатору, для которого

$$r_1 = r_2 = 0, \quad (1)$$

позволяет использовать простейшие соотношения

"нулевой" эллипсометрии изотропных сред. Эти соотношения связаны с экспериментально измеряемыми положениями гашения оптических элементов прибора, их нарушение обусловлено наличием у исследуемых образцов анизотропии. Это очень важное обстоятельство, с которым нельзя не считаться. По этой причине создание идеального фазового компенсатора является исключительно важной задачей. Пластина идеального компенсатора, очевидно, не должна обладать оптической активностью; в связи с этим в первой работе настоящего цикла [3] ставится задача по созданию фазового компенсатора на основе монокристалла сапфира. Но реализация идеального компенсатора связана также и с более сложной, нежели это принято, процедурой юстировки прибора. Если идеальный компенсатор все же создан, то возникает еще одна серьезная проблема, связанная с температурной неустойчивостью комплексного параметра r (действительных параметров d и f). В работе [3] для уменьшения температурной неустойчивости d и f опять-таки предлагается использовать монокристалл сапфира. Однако и в этом случае для сведения температурной неустойчивости практически к нулю необходимо использовать новые конфигурации компенсаторов. В частности, в работе [4] для достижения температурной стабильности параметров d и f предлагается в качестве компенсатора использовать пластину одноосного кристалла с оптической осью, выведенной из плоскости пластины и расположенной, следовательно, под острым углом q к нормали

пластины. Но в работе [4] свойства такого компенсатора описаны приближенно, кроме того, рассмотрен случай нормального падения светового луча на пластину, исключающий использование дополнительных возможностей в регулировании параметров компенсатора. Для точного рассмотрения данной задачи, включающей в себя и случай произвольного угла падения светового пучка на пластину компенсатора, целесообразно использовать матричный метод. При этом интерес представляет наиболее общая предельная ситуация в расположении главных осей тензора диэлектрической проницаемости пластины компенсатора, характеризующаяся произвольной ориентацией двух главных осей в плоскости падения светового луча на пластину (третья ось, очевидно, перпендикулярна плоскости пластины).

В связи с вышеизложенным основные цели настоящей работы могут быть сформулированы следующим образом:

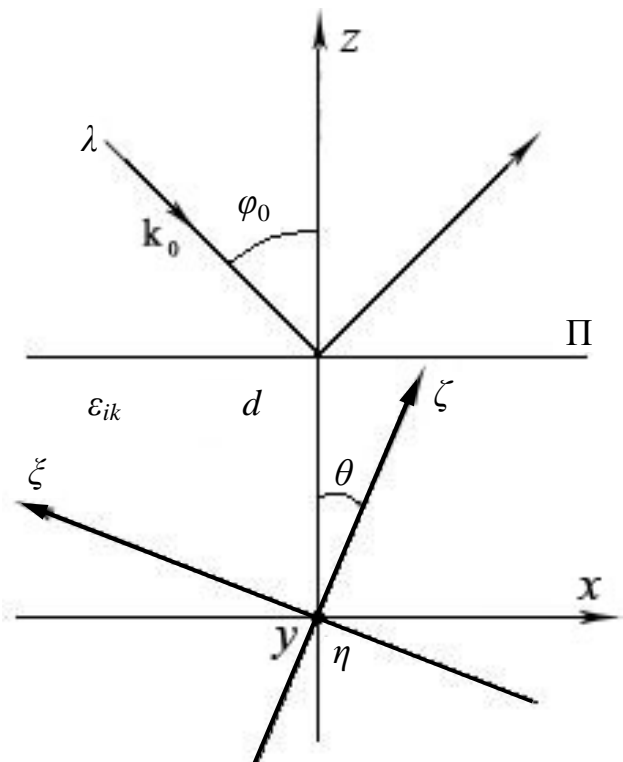
- изучение матрицы однородного анизотропного слоя для наиболее общего предельного случая в расположении главных осей тензора диэлектрической проницаемости;
- обсуждение процесса оптической юстировки, обеспечивающего переход к идеальному компенсатору;
- способы обеспечения температурной устойчивости параметров идеального компенсатора, точное решение задачи для пластины одноосного кристалла с произвольной ориентацией оптической оси в плоскости падения светового луча;
- о регулировании параметров фазового компенсатора.

1. МАТРИЦА ОДНОРОДНОГО АНИЗОТРОПНОГО СЛОЯ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ ДВУХ ГЛАВНЫХ ОСЕЙ В ПЛОСКОСТИ ПАДЕНИЯ СВЕТОВОГО ЛУЧА

Для изучения свойств идеального фазового компенсатора мы используем матричный метод, который является наиболее общим и в то же время наиболее простым способом описания любой многослойной системы с произвольной анизотропией однородных слоев [1, 5, 6]. Идеальный компенсатор — это довольно простая система, представляющая собой однородную пластину одноосного кристалла с оптической осью, произвольно расположенной в плоскости падения светового луча. Однако и здесь, сохраняя общность, мы используем матрицу однородного анизотропного слоя. Матрицу для интересующего нас случая можно получить из ее общего выражения, приведенного в работах [1, 5, 6]. Но учитывая, что нас интересует и поляризация плоских монохроматических волн, распространяющихся в пластине с указанной ори-

ентацией оптической оси, и выражения для волновых векторов этих волн, а также принимая во внимание громоздкость процедуры перехода (в общем выражении для матрицы) к предельным ситуациям в расположении главных осей однородного анизотропного слоя, мы проведем независимое и довольно простое рассмотрение. При этом будем иметь в виду двухосный кристалл. Следует отметить, что матрица для самых простых предельных ситуаций, в которых две главные оси перпендикулярны плоскости падения и поверхности слоя, рассмотрена в работе [6].

В настоящей работе нас интересует самая общая предельная ситуация в расположении главных осей анизотропного слоя, для которой характерна произвольная ориентация двух главных осей в плоскости падения светового луча и, следовательно, перпендикулярность третьей оси к плоскости падения. На рисунке, изображающем данную предельную ситуацию, основная координатная система x, y, z привязана к плоскости падения. Расположение системы главных осей x, h, z относительно основной определяется углами Эйлера c, q, n , смысл которых подробно описан в работах [1, 5, 6].



Схематическое изображение однородного анизотропного слоя толщиной d с произвольной ориентацией двух главных осей (ξ и ζ) в плоскости падения луча λ на поверхность Π слоя

Углы Эйлера для рассматриваемой предельной ситуации имеют следующие значения:

$$c = 90^\circ, \quad 0 \leq q < 180^\circ, \quad n = 90^\circ. \quad (2)$$

В соответствии с условиями (2), главные оси x и z на рисунке располагаются в плоскости падения, а третья ось h перпендикулярна этой плоскости и направлена к нам (ось y — от нас). Условие (2) на угол q обеспечивает произвольное расположение осей x и z в плоскости падения.

Электрическое поле в однородном анизотропном слое с диэлектрической проницаемостью e_{ik} удовлетворяет системе уравнений

$$\sum_{m=1}^3 (k_0^2 e_{im} - d_{im} k^2 + k_i k_m) E_m = 0, \quad i = 1, 2, 3. \quad (3)$$

Используя формулы для элементов e_{ik} тензора диэлектрической проницаемости, приведенные в работах [1, 5] и определяющие e_{ik} через главные значения $e^{(1)}, e^{(2)}, e^{(3)}$ и углы Эйлера, запишем для рассматриваемой предельной ситуации:

$$\left. \begin{aligned} e_{11} &= e^{(1)} + de_1, & e_{22} &= e^{(2)} + de_2, & e_{33} &= e^{(3)} + de_3, \\ de_1 &= (e^{(3)} - e^{(1)}) \sin^2 q, & de_2 &= 0, & de_3 &= -de_1, \\ e_{12} &= e_{23} = 0, & e_{13} &= (e^{(3)} - e^{(1)}) \sin q \cos q. \end{aligned} \right\} (4)$$

С учетом соотношений (4) и условий на волновой вектор \mathbf{k}

$$k_x = k_{0x} = k_0 \sqrt{\epsilon_0} \sin j_0, \quad k_y = k_{0y} = 0, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}, \quad (5)$$

где ϵ_0, j_0, k_0 — диэлектрическая проницаемость внешней среды, угол падения светового пучка и волновое число падающей волны (см. рисунок), система уравнений (3) может быть представлена в виде

$$\left\{ \begin{aligned} (k_0^2 e_{11} - k_z^2) E_x + 0 \cdot E_y + (k_0^2 e_{13} + k_{0x} k_z) E_z &= 0, \\ 0 \cdot E_x + (k_0^2 e_{22} - k_{0x}^2 - k_z^2) E_y + 0 \cdot E_z &= 0, \\ (k_0^2 e_{13} + k_{0x} k_z) E_x + 0 \cdot E_y + (k_0^2 e_{33} - k_{0x}^2) E_z &= 0. \end{aligned} \right. \quad (6)$$

Приравняв нулю определитель этой системы, получим уравнение Френеля, определяющее z -составляющие волновых векторов плоских волн, распространяющихся в анизотропном слое с особой ориентацией (2) главных осей:

$$(k_0^2 e_{22} - k_{0x}^2 - k_z^2) D_{13} = 0, \quad (7)$$

$$D_{13} = \begin{vmatrix} k_0^2 e_{11} - k_z^2 & k_0^2 e_{13} + k_{0x} k_z \\ k_0^2 e_{13} + k_{0x} k_z & k_0^2 e_{33} - k_{0x}^2 \end{vmatrix}. \quad (8)$$

Уравнение (7) распадается на два:

$$k_0^2 e_{22} - k_{0x}^2 - k_z^2 = 0, \quad (9)$$

$$k_z^2 + 2ak_z - (k_0^2 e_{33} - k_{0x}^2) \frac{e_{11}}{e_{33}} + k_0^2 \frac{e_{13}^2}{e_{33}} = 0, \quad (10)$$

где

$$a = k_{0x} \frac{e_{13}}{e_{33}}. \quad (11)$$

Уравнения (9) и (10) преобразуем к более удобному для дальнейшего виду:

$$k_z^2 - k_0^2 g_s^2 = 0, \quad (12)$$

$$(k_z + a)^2 - k_0^2 g_p^2 a_p^2 = 0, \quad (13)$$

$$\left. \begin{aligned} g_s^2 &= e_{22} - \epsilon_0 \sin^2 j_0, \\ g_p^2 &= \frac{e_{11}}{e_{33}} (\epsilon_{33} - \epsilon_0 \sin^2 j_0), \\ a_p^2 &= 1 - \frac{e_{13}^2}{e_{11} e_{33}}. \end{aligned} \right\} (14)$$

Уравнения Френеля (9) и (10) по своей структуре совпадают с уравнениями Френеля для обыкновенной и необыкновенной волн в одноосном кристалле (см. [6]) при $e^{(1)} = e^{(2)} = \epsilon_o$ и $e^{(3)} = \epsilon_e$, где ϵ_o и ϵ_e — диэлектрические проницаемости для обыкновенной и необыкновенной волн. По этой причине для корней k_z уравнений (9) и (10) сохраним такую же нумерацию, как и для соответствующих уравнений в случае одноосного кристалла. Учтем также условие на знаки корней k_{mz} ($m = 1, \dots, 4$), принятое в работе [6]. В результате, используя преобразованные уравнения (12) и (13), получим

$$k_{1,2z} = \pm k_0 g_s, \quad k_{3,4z} = -a m k_0 g_p a_p. \quad (15)$$

Хорошо известно (см., например, [1]), что любая плоская волна, распространяющаяся в однородном анизотропном слое с ориентацией главных осей, определяемой условиями (2), линейно поляризована либо перпендикулярно плоскости падения (s -волна), либо в плоскости падения (p -волна). Исходя из системы линейных уравнений (6) и учи-

тывая уравнение Френеля (7), а также вытекающие из него уравнения (9) и (10), легко установить соответствие между типами плоских волн и волновыми векторами. Плоская волна с волновыми векторами k_1 и k_2 (k_{1z} и k_{2z}), определенными из уравнения Френеля (12), является s -волной, а волна с волновыми векторами k_3 и k_4 (k_{3z} и k_{4z}), определенными из уравнения Френеля (13), является p -волной. Это означает (см. [1]), что если волна, падающая на границу анизотропного слоя с ориентацией главных осей (2), является s -волной, то в данном анизотропном слое возбуждается только s -волна, и то же самое для p -волны.

Последнее обстоятельство указывает на независимость p - и s -волн, а отсюда следует, что матрица однородного анизотропного слоя $\mathbf{M}(d)$ в рассматриваемой ситуации, определяемой условиями (2), становится блочно-диагональной, причем, согласно принятому в работе [6] порядку расположения элементов в столбце из тангенциальных составляющих \mathbf{E} и \mathbf{H} , верхний блок отвечает p -волне, а нижний s -волне. Таким образом, появляется возможность непосредственно перейти к построению матрицы данного анизотропного слоя. Опуская подробности, остановимся только на принципиальной схеме.

В общей предельной ситуации (2), определяющей особый тип ориентации главных осей однородного анизотропного слоя, система двух дифференциальных уравнений второго порядка относительно E_x и E_y [1, 5], из которых находятся частные решения, распадается на два независимых уравнения, что соответствует независимости p - и s -волн. Используя общий вид системы из работ [1, 5] и учитывая условия (2), запишем эти независимые уравнения:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k_0^2 g_s^2 E_y = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - 2ia \frac{\partial E_x}{\partial z} + (k_0^2 g_p^2 a_p^2 - a^2) E_x = 0, \quad (17)$$

где величины a , g_s^2 , g_p^2 , a_p^2 определяются выражениями (11) и (14).

Решения уравнений (16) и (17) ищем в виде

$$E_{x(y)} = e^{Iz}. \quad (18)$$

Подставляя (18) в (16) и (17), приходим к уравнениям относительно I , которые переходят в уравнения (12) и (13) при замене

$$I = -ik_z. \quad (19)$$

Это означает, что функции (18) становятся ре-

шениями уравнений (16) и (17), если I выразить через корни уравнений Френеля (12) и (13). Учитывая (19), а также сделанные выше замечания относительно нумерации и знаков корней k_{mz} , запишем частные решения уравнений (16) и (17). Ими будут следующие пары экспонент:

$$e_y^{(1)} = \exp(-ik_{1z}z), \quad e_y^{(2)} = \exp(-ik_{2z}z), \quad (20)$$

$$e_x^{(1)} = \exp(-ik_{3z}z), \quad e_x^{(2)} = \exp(-ik_{4z}z), \quad (21)$$

$$k_{1,4z} > 0, \quad k_{2,3z} < 0. \quad (22)$$

Вся дальнейшая процедура проводится так же, как и в случае однородного изотропного слоя. Она подробно описана в монографии [1] и использована в предыдущей работе [6] при рассмотрении простых предельных ситуаций, связанных с особой ориентацией главных осей анизотропного слоя. В этом случае главные оси совпадают с осями основной координатной системы (x, y, z) (см. рисунок), и, следовательно, имеют место простейшие соотношения для элементов тензора e_{ik} :

$$e_{12} = e_{13} = e_{23} = 0, \quad e_{11} = e^{(1)}, \quad (23)$$

$$e_{22} = e^{(2)}, \quad e_{33} = e^{(3)}.$$

Здесь мы рассматриваем общую предельную ситуацию (2), однако схема построения матрицы остается такой же. Стоит только отметить, что в граничных условиях необходимо использовать более сложную зависимость H_y от E_x :

$$H_y = b_1 E_x + b_3 \frac{\partial E_x}{\partial z}, \quad (24)$$

где b_1 и b_3 определяются известными выражениями (см. [1, 6]), которые приведем к удобному виду:

$$b_3 = i \frac{k_0}{k_0^2 e_{33} - k_{0x}^2} e_{33} = i \frac{1}{k_0} \frac{e_{11}}{g_p^2}, \quad (25)$$

$$b_1 = \frac{k_0}{k_0^2 e_{33} - k_{0x}^2} k_{0x} e_{13} =$$

$$= \frac{k_0}{k_0^2 e_{33} - k_{0x}^2} e_{33} a = -i a b_3. \quad (26)$$

Повторяя процедуру из работ [1, 6], приходим к следующей матрице однородного анизотропного слоя для случая, когда одна главная ось слоя перпендикулярна плоскости падения, а две другие произвольно ориентированы в плоскости падения (см. (2)):

$$\mathbf{M}(d) = \begin{pmatrix} a_p & -\frac{g_p}{a_p e_{11}} b_p & 0 & 0 \\ -\frac{a_p e_{11}}{g_p} b_p & a_p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_s & \frac{1}{g_s} b_s \\ 0 & 0 & g_s b_s & a_s \end{pmatrix}, \quad (27)$$

где

$$a_p = \frac{1}{2}[e^{ik_{3z}d} + e^{ik_{4z}d}], \quad b_p = \frac{1}{2}[e^{ik_{3z}d} - e^{ik_{4z}d}], \quad (28)$$

$$a_s = \frac{1}{2}[e^{ik_{2z}d} + e^{ik_{1z}d}], \quad b_s = \frac{1}{2}[e^{ik_{2z}d} - e^{ik_{1z}d}]. \quad (29)$$

Матрица (27) позволяет описать любой предельный случай независимо от того, одноосный это кристалл или двухосный. Мы не будем рассматривать разные случаи, отметим лишь, что, сопоставляя величинам $e^{(1)}$, $e^{(2)}$, $e^{(3)}$ разные числа из принятого набора главных значений, а также фиксируя значения угла q из указанного в (2) интервала, можно описать любые предельные ситуации, в том числе и самые простые. В последнем случае углу q придаются значения $q = 0$ или $q = 90^\circ$. Отметим также, что в простых предельных ситуациях

$$e_{13} = 0, \quad a_p = 1, \quad (30)$$

и матрица (27) переходит в матрицу, приведенную в работе [6].

Слои с особым расположением главных осей, в принципе, могут входить и в состав многослойных систем. Для этого случая соответствующие величины, определяющие матрицу (27), необходимо снабдить индексом j , нумерующим слои.

2. О ПРОЦЕССЕ ОПТИЧЕСКОЙ ЮСТИРОВКИ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩЕМ ПЕРЕХОД К ИДЕАЛЬНОМУ ФАЗОВОМУ КОМПЕНСАТОРУ

Для идеального фазового компенсатора выполняется соотношение (1), означающее, в первую очередь, отсутствие оптической активности у пластины компенсатора. В этом случае ненулевые значения параметров r_1 и r_2 обусловлены недостаточностью оптической юстировки. При юстировке оптических элементов прибора идет привязка к плоскости падения светового луча на образец. Показания на лимбах поляризатора, анализатора и компенсатора будем обозначать P , A и K соответственно. Юстировочными параметрами этих

оптических элементов являются конкретные показания P_0 , A_0 и K_0 на их лимбах. При $P = P_0$ и $A = A_0$ направления пропускания поляризатора и анализатора совпадают с плоскостью падения. Что касается компенсатора, то определение его юстировочного параметра K_0 является гораздо более сложной процедурой.

Будем считать, что в общем случае направления светового луча и нормали к пластине компенсатора не совпадают, т. е. световой луч падает на поверхность пластины под отличным от нуля углом j_{0k} , причем обусловлено это не только сбоями в установке компенсатора, но в некоторых случаях сознательным использованием такой ориентации пластины относительно светового луча. Будем также исходить из того, что оптическая ось в какой-то степени выходит из плоскости пластины, образуя с нормалью угол $q < 90^\circ$. При данных условиях, когда

$$j_{0k} > 0, \quad q < 90^\circ, \quad (31)$$

плоскость падения светового луча на пластину компенсатора (будем называть ее локальной плоскостью падения) определяется однозначно. При этом в реальных условиях в процессе стандартной установки компенсатора его оптическая ось вообще-то не лежит в локальной плоскости падения, в принципе, она может значительно отклоняться от этой плоскости. Если матрицу Джонса компенсатора определить относительно локальной плоскости, то она, очевидно, в этом случае будет содержать недиагональные элементы

$$r_1 \neq 0, \quad r_2 \neq 0. \quad (32)$$

Такую матрицу Джонса будем называть локальной. Кроме того, условимся считать, что ось узла компенсатора и световой луч совпадают по направлению. Если вращать узел компенсатора как целое, то при этом вращается и локальная плоскость падения, совпадая при некотором значении K с основной плоскостью падения. Локальная матрица Джонса при таком вращении, конечно, не меняется.

Интерес представляет матрица Джонса относительно основной плоскости падения (на образец), и она при $K = K_0$ совпадает с локальной матрицей, т. е. будет содержать отличные от нуля недиагональные элементы, если юстировочному параметру K_0 отвечает совпадение локальной и основной плоскостей падения. Но K_0 определяется такими способами, которые при выполнении условия (32) практически исключают соответствие K_0 такому совпадению локальной и основной плоскостей. Но и в этом случае матрица Джонса компенсатора,

приведенная к юстировочному параметру K_0 , т. е. основная матрица Джонса, будет содержать недиагональные элементы.

Все три оптических элемента прибора в процессе юстировки располагаются на одной оси, при этом направления пропускания поляризатора и анализатора приводятся в скрещенное (перпендикулярно друг другу) положение:

$$P = P_0, \quad A = A_0 + 90^\circ. \quad (33)$$

Тогда при

$$K = K_0 \quad (34)$$

гашения светового пучка на выходе анализатора не произойдет. Это является следствием того, что имеют место неравенства (32). В то же время существует такое взаимное расположение поляризатора и компенсатора, при котором на выходе компенсатора свет будет линейно поляризован в плоскости падения, т. е. на выходе анализатора, положение которого не меняется ($A = A_0 + 90^\circ$), будет наблюдаться полное гашение и в случае (32). Но такое взаимное расположение в общем случае реализуется при

$$P \neq P_0, \quad K \neq K_0. \quad (35)$$

Данная ситуация подробно проанализирована и использована для определения параметров r_1 и r_2 в работе [2]. Здесь же нас интересует другое использование этой процедуры.

Условимся здесь и для дальнейшего определять K_0 по минимуму интенсивности света на выходе анализатора в ситуации (33). Тогда с помощью указанной процедуры, подробно описанной в работе [2], можно выяснить, не является ли минимум интенсивности света на выходе анализатора при выполнении (33) и (34) самым глубоким, т. е. не являются ли условия (33) и (34) единственными, обеспечивающими наиболее полное гашение.

Если условия (33) и (34) обеспечивают наиболее полное гашение на выходе анализатора, то это означает, что выполняется условие идеальности компенсатора (1). А это может быть только в том случае, если оптическая ось лежит в локальной плоскости падения, т. е. реализуется общая предельная ситуация (2), для которой локальная матрица Джонса является диагональной. В этом случае параметру K_0 отвечает совпадение основной и локальной плоскостей падения, и, следовательно, основная матрица совпадает с локальной и является идеальной, удовлетворяющей условию (1).

Проведенный анализ, по сути, определяет процесс оптической юстировки, обеспечивающий переход к идеальному компенсатору. В заключительной части данной работы мы обсудим сам

процесс перехода к идеальному компенсатору.

3. О ТЕМПЕРАТУРНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ПАРАМЕТРОВ ИДЕАЛЬНОГО ФАЗОВОГО КОМПЕНСАТОРА

Обеспечение температурной устойчивости параметров фазового компенсатора — это очень серьезная проблема "нулевой" эллипсометрии, связанная с точностью измерения поляризационных углов отражающих сред [1]. Температурная неустойчивость параметров компенсатора обычного типа, у которого оптическая ось лежит в плоскости его пластины, обусловлена относительной большой толщиной этой пластины. На практике обычно используются значения толщин $d \approx 1500\text{--}2000$ мкм. При такой толщине температурные колебания показателей преломления, проявляющиеся в шестом или седьмом знаке после запятой, а также температурные колебания толщины приводят к изменениям фазового параметра d , которые заметно сказываются на точности эллипсометрических измерений. Однако ситуация коренным образом изменится, если в качестве компенсатора использовать пластину одноосного кристалла с оптической осью, расположенной под углом $q < 90^\circ$ к нормали пластины. Приближенное решение этой задачи, причем для случая нормального падения светового луча на пластину компенсатора, дано в работе [4].

Здесь мы рассмотрим более широкую задачу следующего плана. Идеальный фазовый компенсатор представляет собой пластину одноосного кристалла, на которую под углом j_{ok} падает световой луч. Угол падения j_{ok} изменяется в широких пределах

$$0 < j_{ok} < 90^\circ. \quad (36)$$

Оптическая ось лежит в плоскости падения (локальной плоскости падения), образуя угол q с нормалью к пластине, также изменяющийся в широких пределах. Если соотнести рисунок к рассматриваемому случаю, то на нем главная ось z — это оптическая ось, а две другие главные оси x и h эквивалентны и могут занимать любое отличающееся от указанного на рисунке положение в плоскости, перпендикулярной оптической оси. От такой свободы в положении главных осей x и h элементы тензора e_{ik} пластины не зависят. Таким образом, для одноосного кристалла фазового компенсатора реализуется предельная ситуация (2), в которой значение угла n уже не играет никакой роли. Учитывая такую постановку, а также пояснения, данные в работе [6], введем следующие обозначения:

$$e^{(1)} = e^{(2)} \equiv e_o, \quad e^{(3)} \equiv e_e \neq e_o, \quad (37)$$

где оптической оси отвечает e_e , а двум эквивалентным осям — e_o . Индексы o и e соответствуют обыкновенной и необыкновенной волнам, распространяющимся в одноосном кристалле. С учетом (37) соотношения (4), определяющие элементы тензора e_{ik} в предельной ситуации (2), для одноосной пластины компенсатора примут следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} e_{11} &= e_o + de_1, & e_{22} &= e_o + de_2, & e_{33} &= e_e + de_3, \\ de_1 &= (e_e - e_o) \sin^2 q, & de_2 &= 0, & de_3 &= -de_1, \\ e_{12} &= e_{23} = 0, & e_{13} &= (e_e - e_o) \sin q \cos q. \end{aligned} \right\} (38)$$

Приведенные выше для случая предельной ситуации (2) выражения для z -составляющих волновых векторов плоских волн, распространяющихся в анизотропной пластине, очевидно, справедливы и для одноосной пластины компенсатора. Необходимо только учесть соотношения (38). Кроме того, в первой части настоящей работы сохранено полное соответствие со случаем одноосного кристалла. Поэтому можно сразу сказать, что обыкновенные волны в пластине компенсатора поляризованы перпендикулярно локальной плоскости падения, т. е. это — s -волны с волновыми векторами k_1 и k_2 (k_{1z} и k_{2z}), а необыкновенные волны поляризованы в плоскости падения — это p -волны с векторами k_3 и k_4 (k_{3z} и k_{4z}).

Юстировочному параметру K_0 идеального фазового компенсатора отвечает совпадение (при $K = K_0$) локальной плоскости падения с основной плоскостью (см. предыдущий раздел). При таком совпадении тип плоской волны не меняется при падении волны на поверхность пластины компенсатора. Волна s -типа возбуждает в пластине обыкновенные волны, а волна p -типа — необыкновенные волны. После прохождения пластины тип волны не меняется. Матрица Джонса \mathbf{L}_k идеального компенсатора определяется коэффициентами пропускания p - и s -волн через пластину компенсатора, т. е. величинами T_{pp} и T_{ss} ,

$$\mathbf{L}_k = \begin{pmatrix} T_{pp} & 0 \\ 0 & T_{ss} \end{pmatrix}. \quad (39)$$

Матрица \mathbf{L}_k связывает значения столбца

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix} \quad (40)$$

на входе (\mathbf{Q}_0) и выходе (\mathbf{Q}_1) пластины компенса-

тора:

$$\mathbf{Q}_1 = \mathbf{L}_k \mathbf{Q}_0. \quad (41)$$

При $K = K_0$ коэффициенты пропускания T_{pp} и T_{ss} определяются относительно локальной плоскости падения и, что то же самое, относительно основной плоскости. Они комплексны и могут быть представлены в виде

$$T_{pp} = |T_{pp}| \exp(-i d_p), \quad T_{ss} = |T_{ss}| \exp(-i d_s). \quad (42)$$

Сделав элементарное преобразование матрицы (39) и подставив в нее (42), получим

$$\begin{aligned} \mathbf{L}_k &= T_{pp} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{T_{ss}}{T_{pp}} \end{pmatrix} = \\ &= T_{pp} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{|T_{ss}|}{|T_{pp}|} \exp(-i(d_s - d_p)) \end{pmatrix} = T_{pp} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & r \end{pmatrix}, \quad (43) \end{aligned}$$

$$r = \frac{T_{ss}}{T_{pp}} = f \exp(-i d), \quad f = \frac{|T_{ss}|}{|T_{pp}|}, \quad d = d_s - d_p, \quad (44)$$

где d и f — это основной фазовый параметр идеального компенсатора и относительный коэффициент пропускания s - и p -волн через пластину компенсатора.

Необходимо отметить, что фаза волны зависит от типа волны только в пределах пластины и связано это с различием z -составляющих волновых векторов обыкновенной и необыкновенной волн. В соответствие с этим параметры d_p и d_s представляют собой изменения фазы p - и s -волн, причем разные в результате прохождения пластины. Разность этих изменений определяет основной фазовый параметр d компенсатора. По этой причине можно также сказать, что параметр d определяется разностью набегов фаз p - и s -волн в результате прохождения пластины. Параметру d обычно придается физически понятный смысл, согласно которому d определяет дополнительную разность фаз s - и p -волн, возникающую на выходе компенсатора.

Прежде чем переходить к определению коэффициентов T_{pp} и T_{ss} , проведем приближенное рассмотрение. Определим фазовый параметр d , пренебрегая процессом многократных отражений внутри пластины. Падающая волна представляет собой совокупность s - и p -волн с нулевым сдвигом фаз между ними. Внутри пластины эти волны преобразуются соответственно в обыкновенную и не-

обыкновенную волны, которые в принятом приближении определяются следующими экспонентами:

$$\begin{aligned} e_s &= \exp(i\omega t - ik_{0x}x - ik_{2z}z), \\ e_p &= \exp(i\omega t - ik_{0x}x - ik_{3z}z). \end{aligned} \quad (45)$$

Набег фазы на толщине d пластины для обыкновенной и необыкновенной волн определяется величинами

$$(-k_{2z}d), \quad (-k_{3z}d). \quad (46)$$

Поскольку k_{2z} и k_{3z} имеют разные значения, то на выходе из пластины компенсатора между s - и p -волнами возникает дополнительная разность фаз

$$d_0 = (-k_{2z}d) - (-k_{3z}d). \quad (47)$$

Дополнительная разность фаз d_0 — это и есть фазовый параметр d в рассматриваемом приближении. Из (47) находим

$$d = d_0 = (-k_{2z} + k_{3z})d = (|k_{2z}| - |k_{3z}|)d. \quad (48)$$

Подставим в (48) выражения (15) для k_{2z} и k_{3z} и продelaем элементарные преобразования, в результате получим следующее выражение для d_0 :

$$d_0 = \frac{2pd}{I}(n_o - n_e)F(q, j_{ok}), \quad (49)$$

$$\begin{aligned} F(q, j_{ok}) &= G_0 \left[\sin^2 q + e_0 \sin^2 j_{ok} \frac{\cos 2q}{e_{33}} + \right. \\ &+ \frac{1}{2} \sqrt{e_0} \sin j_{ok} (g_s + a_p g_p) \frac{\sin 2q}{e_{33}} + \\ &\left. + \frac{1}{4} g_p^2 \frac{(e_o - e_e)}{e_{11} e_{33}} \sin^2 2q \right], \end{aligned} \quad (50)$$

$$G_0 = \frac{n_o + n_e}{g_s + a_p g_p}, \quad n_o = \sqrt{e_o}, \quad n_e = \sqrt{e_e}. \quad (51)$$

Таким образом, получено более сложное, нежели в работе [4], выражение для d_0 . Для обычного компенсатора, у которого оптическая ось лежит в плоскости пластины ($q = 90^\circ$), а направление нормали совпадает с направлением светового луча ($j_{ok} = 0$), формула (49) приобретает хорошо известный вид:

$$d_0 = \frac{2pd}{I}(n_o - n_e). \quad (52)$$

Имея в виду общий случай, перепишем формулу (49) в аналогичном виде:

$$d_0 = \frac{2pd_{\text{эф}}}{I}(n_o - n_e), \quad d_{\text{эф}} = dF(q, j_{ok}). \quad (53)$$

Минимальное значение $d_{\text{эф}}$, обеспечивающее разность фаз $d \approx d_0 = p/2$, и минимальное значение функции $F(q, j_{ok})$, обеспечивающее при заданной толщине d ту же самую разность фаз, находятся из (53):

$$\begin{aligned} (d_{\text{эф}})_{\min} &= \frac{I}{4(n_o - n_e)}, \\ (F)_{\min} &= \frac{(d_{\text{эф}})_{\min}}{d} = \frac{I}{4d(n_o - n_e)}. \end{aligned} \quad (54)$$

В работе [4] в качестве примера рассмотрена пластина одноосного кристалла с параметрами

$$d = 1570 \text{ мкм}, \quad (n_o - n_e) \approx 0.01, \quad I = 0.6328 \text{ мкм}.$$

Для случая нормального падения $F = \sin^2 q$ и для указанных значений параметров имеем:

$$(\sin q)_{\min} \approx 0.1, \text{ т.е. } q_{\min} \approx 5.5^\circ, \quad (d_{\text{эф}})_{\min} \approx 15.7 \text{ мкм}.$$

Таким образом, в рассмотренном примере эффективная толщина $d_{\text{эф}}$ на два порядка меньше реальной толщины, а это означает, что температурные колебания фазового параметра d_0 также снижаются на два порядка.

В общем случае минимальное значение функции $F(q, j_{ok})$, определенное из (54), обеспечивается не только углом q , но также и углом падения j_{ok} . В следующей заключительной части данной работы, посвященной регулированию параметров идеального фазового компенсатора, мы проанализируем выражение (49) для d_0 , справедливое при любом угле падения j_{ok} . При этом речь пойдет не только о температурной стабилизации фазового параметра d , но также и о возможностях регулирования этого параметра за счет изменения угла j_{ok} .

Используя формулы (44), перейдем теперь к точному определению комплексного параметра r (действительных параметров d и f) идеального компенсатора. Для этого используем выражения для коэффициентов пропускания T_{pp} и T_{ss} , полученные в работе [6] для случая анизотропных слоев на анизотропной подложке. Эти выражения в той же работе [6] преобразованы к случаю изотропной подложки. Этими преобразованными выражениями мы и воспользуемся здесь, учитывая, что изотропной подложкой в нашем случае будет внешняя среда с диэлектрической проницаемостью

e_0 и углом преломления в эту среду, совпадающим с углом падения j_{0k} . Формулы для коэффициентов пропускания запишутся:

$$T_{pp} = -a_0 \frac{1}{W} \|\mathbf{h}_1, \mathbf{h}_2, \mathbf{H}_{34}^{(-)}, \mathbf{F}_2\|, \quad (55)$$

$$T_{ss} = -a_0 \frac{1}{W} \|\mathbf{H}_{12}^{(+)}, \mathbf{h}_3, \mathbf{h}_4, \mathbf{F}_{03}\|,$$

$$a_0 = 2\sqrt{e_0} \cos j_{0k} \exp(-ik_{0z}z_0), \quad (56)$$

$$W = \|\mathbf{H}_{12}^{(+)}, \mathbf{H}_{34}^{(-)}, \mathbf{F}_2, \mathbf{F}_{03}\|,$$

где под знаком определителей стоят следующие элементы:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{12}^{(+)} &= \mathbf{h}_1 \cos j_{0k} + \mathbf{h}_2 \sqrt{e_0}, \\ \mathbf{H}_{34}^{(-)} &= -\mathbf{h}_3 + \mathbf{h}_4 \sqrt{e_0} \cos j_{0k}, \end{aligned} \quad (57)$$

$$\mathbf{h}_i = \begin{pmatrix} m_{1i} \\ m_{2i} \\ m_{3i} \\ m_{4i} \end{pmatrix} \quad (i=1, \dots, 4),$$

$$\mathbf{F}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ \sqrt{e_0} \cos j_{0k} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_{03} = \begin{pmatrix} \cos j_{0k} \\ -\sqrt{e_0} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (58)$$

Здесь \mathbf{h}_i ($i=1, \dots, 4$) — это i -й столбец четырехмерной матрицы анизотропного слоя. Для рассматриваемой одноосной пластины идеального компенсатора такая матрица описывается формулами (27)–(29). Блочнo-диагональный вид данной матрицы, а также структура столбцов \mathbf{F}_2 и \mathbf{F}_{03} позволяют выразить определители 4-го порядка из (55) и (56) через определители второго порядка. В результате выражения для T_{pp} и T_{ss} примут вид:

$$T_{pp} = -a_0 \frac{D_{12}}{F_{312}}, \quad T_{ss} = -a_0 \frac{D_{34}}{F_{234}}, \quad (59)$$

$$D_{12} = \begin{vmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{vmatrix}, \quad D_{34} = \begin{vmatrix} m_{33} & m_{34} \\ m_{43} & m_{44} \end{vmatrix}, \quad (60)$$

$$F_{312} = \begin{vmatrix} m_{11} \cos j_{0k} + \sqrt{e_0} m_{12} & \cos j_{0k} \\ m_{21} \cos j_{0k} + \sqrt{e_0} m_{22} & -\sqrt{e_0} \end{vmatrix}, \quad (61)$$

$$F_{234} = \begin{vmatrix} -m_{33} + m_{34} \sqrt{e_0} \cos j_{0k} & 1 \\ -m_{43} + m_{44} \sqrt{e_0} \cos j_{0k} & \sqrt{e_0} \cos j_{0k} \end{vmatrix}. \quad (62)$$

После элементарных преобразований приходим к следующим выражениям для коэффициентов пропускания:

$$T_{pp} = 4a_0 \frac{1}{N_p} e^{-i(-k_{3z})d}, \quad T_{ss} = 4a_0 \frac{1}{N_s} e^{-i(-k_{2z})d}, \quad (63)$$

$$\begin{aligned} N_p &= \left(2\sqrt{e_0} \cos j_{0k} + e_0 \frac{g_p}{a_p e_{11}} + \frac{a_p e_{11}}{g_p} \cos^2 j_{0k} \right) - \\ &- \left(-2\sqrt{e_0} \cos j_{0k} + e_0 \frac{g_p}{a_p e_{11}} + \frac{a_p e_{11}}{g_p} \cos^2 j_{0k} \right) \times \\ &\times \exp(-2ik_0 a_p g_p d), \end{aligned} \quad (64)$$

$$\begin{aligned} N_s &= \left(2\sqrt{e_0} \cos j_{0k} + g_s + \frac{e_0 \cos^2 j_{0k}}{g_s} \right) - \\ &- \left(-2\sqrt{e_0} \cos j_{0k} + g_s + \frac{e_0 \cos^2 j_{0k}}{g_s} \right) \exp(-2ik_0 g_s d). \end{aligned} \quad (65)$$

Теперь, используя (63)–(65) и принимая во внимание (48), можем записать точное выражение для параметра r :

$$r = \frac{T_{ss}}{T_{pp}} = e^{-i(-k_{2z}+k_{3z})d} \frac{N_p}{N_s} = e^{-id_0} \frac{N_p}{N_s}. \quad (66)$$

Если сделать представление для комплексной величины

$$\frac{N_p}{N_s} = \frac{|N_p|}{|N_s|} e^{id_1}, \quad (67)$$

то параметр r окончательно запишется

$$\begin{aligned} r &= f e^{-id} = e^{-i(d_0-d_1)} \frac{|N_p|}{|N_s|}, \\ d &= d_0 - d_1, \quad f = \frac{|T_{ss}|}{|T_{pp}|} = \frac{|N_p|}{|N_s|}. \end{aligned} \quad (68)$$

Здесь d_1 — добавка к d_0 , которая получается в результате учета отражения от компенсатора и многократных отражений внутри него, а f — параметр, характеризующий относительную разность пропускания s - и p -волн.

Для обычного компенсатора ($q = 90^\circ$, $j_{0k} = 0$) зависимости величин d_1 и f от толщины d пластины

имеют характер резких, с очень небольшим периодом осцилляций. При этом основной фазовый параметр d представляет собой наложение резко осциллирующей функции d_1 на линейную зависимость d_0 . Все эти зависимости для обычного компенсатора подробно исследованы в монографии [1]. Что касается общего случая, когда углы q и j_{ok} изменяются в широких пределах, то осцилляции величин $d_1(d)$ и f сохраняются, однако характер этих осцилляций должен заметным образом зависеть от значений q и j_{ok} . Этот вопрос, включая и температурную устойчивость добавки d_1 к d_0 , будет рассмотрен в отдельной работе, посвященной экспериментальному исследованию идеального компенсатора из сапфира.

4. О РЕГУЛИРОВАНИИ ПАРАМЕТРОВ ФАЗОВОГО КОМПЕНСАТОРА

Во втором разделе настоящей работы изложены основные принципы оптической юстировки, обеспечивающей процесс перехода к идеальному компенсатору. Этот процесс предполагает существование механизма контролируемого управления пространственной ориентацией пластины компенсатора и сводится он к следующему.

Все три оптических элемента располагаются на одной оси. На первом этапе при выполнении условий (33) по минимуму интенсивности светового пучка на выходе анализатора определяется первоначальное значение K_{01} юстировочного параметра компенсатора. Затем находится такое взаимное расположение поляризатора и компенсатора, при котором на выходе анализатора ($A = A_0 + 90^\circ$) наблюдается наиболее глубокий минимум. Для идеального прибора, у которого абсолютно точно определены P_0 и A_0 , этому наиболее глубокому минимуму соответствует полное гашение. В этом случае на выходе компенсатора свет линейно поляризован в основной плоскости падения (на образец). Обозначим соответствующие положения поляризатора и компенсатора через P_1 и K_1 , имея в виду, что в общем случае

$$P_1 \neq P_0, \quad K_1 \neq K_{01}. \quad (69)$$

Это означает, что юстировочному параметру K_{01} , определенному на первом этапе, не отвечает совпадение локальной плоскости с основной плоскостью падения, т. е. соответствующая матрица Джонса не является диагональной.

На втором этапе путем соответствующего использования механизма управления пространственной ориентацией пластины компенсатора пово-

рачивается вокруг нормали к ее поверхности на некоторый угол. Затем находятся новый юстировочный параметр K_{02} и новые параметры P_2 и K_2 взаимного расположения поляризатора и компенсатора, обеспечивающие наиболее глубокий минимум на выходе анализатора. Положение анализатора при проведении всей юстировочной процедуры остается неизменным ($A = A_0 + 90^\circ$). Угол поворота пластины компенсатора вокруг ее нормали должен подбираться так, чтобы обеспечивалась сходимость процесса. Применительно ко второму этапу это означает, что должно выполняться условие

$$|K_2 - K_{02}| < |K_1 - K_{01}|. \quad (70)$$

Аналогичное условие должно выполняться для каждого следующего этапа

$$|K_n - K_{0n}| < |K_{n-1} - K_{0n-1}|, \quad n = 3, 4, \dots \quad (71)$$

На некотором n -м этапе, когда величина $|K_n - K_{0n}|$ сравнивается с погрешностью измерений и уже нет смысла различать интенсивности, окончательно определяется юстировочный параметр компенсатора

$$K_0 = K_{0n}. \quad (72)$$

Очевидно, на этом этапе и для поляризатора практически, выполняется условие

$$P_n = P_0. \quad (73)$$

Определенному таким образом параметру юстировки K_0 отвечает совпадение локальной и основной плоскостей падения. В этом случае оптическая ось лежит в локальной плоскости падения, т. е. реализуется общая предельная ситуация (2), для которой локальная матрица, а значит и основная матрица Джонса, является диагональной, а это и есть условие идеальности фазового компенсатора.

Изложенная процедура, фактически, относится к процессу регулирования свойств фазового компенсатора. В предыдущем разделе при обсуждении способов температурной стабилизации параметров идеального компенсатора обращено внимание на возможности подбора соответствующего минимального значения функции $F(q, j_{ok})$, обусловленные не только углом q , но и углом падения j_{ok} . При изготовлении компенсатора угол q задается, и тогда величине $(F(q, j_{ok}))_{\min}$ отвечает строго определенное значение угла j_{ok} . Но функцию $F(q, j_{ok})$ можно изменять и в целях изменения основного фазового параметра d уже готово-

го к использованию компенсатора. Это связано с тем, что угол падения j_{ok} можно свободно варьировать в процессе измерений, используя механизм пространственной ориентации пластины компенсатора. Это очень важная проблема для спектральной эллипсометрии. Характер изменения величины F как функции угла j_{ok} зависит от выбранного значения угла q . Это легко понять, придавая углу q , например, следующие значения:

$$q = 0, 45, 60, 90^\circ.$$

Особый интерес представляет значение $q = 0$. В этом случае оптическая ось перпендикулярна поверхности пластины, и при нулевом угле падения ($j_{ok} = 0$) такая пластина перестает быть компенсатором. Но при $j_{ok} > 0$ свойства компенсатора восстанавливаются, и фазовый параметр d при заданной толщине d пластины может принимать необходимые значения за счет определенного выбора угла j_{ok} и при нулевом угле q .

Все эти вопросы будут рассмотрены в работе, посвященной экспериментальному исследованию фазового компенсатора из сапфира.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ржанов А.В., Свитаев К.К., Семененко А.И. и др. Основы эллипсометрии. Новосибирск: Наука, 1979. 422 с.
2. Семененко А.И., Семененко И.А. // Научное приборостроение. 2005. Т. 15, № 4. С. 74–82.
3. Семененко А.И. // Научное приборостроение. 2005. Т. 15, № 2. С. 88–94.
4. Семененко А.И., Бобро В.В. // Автометрия. 1997. № 1. С. 43–49.
5. Семененко А.И., Миронов Ф.С. // Оптика и спектроскопия. 1976. Т. 41, № 3. С. 456–462.
6. Семененко А.И., Семененко И.А. // Научное приборостроение. 2007. Т. 17, № 2. С. 20–34.

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

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

Материал поступил в редакцию 28.06.2007.

ON THE NEW POTENTIALS OF ELLIPSOMETRY ARISING FROM THE NULL OPTICAL CIRCUIT. ELLIPSOMETRY OF REAL SURFACE STRUCTURES. 9. ON CONTROLLABILITY AND STABILIZABILITY OF THE ELLIPSOMETER PHASE COMPENSATOR PARAMETERS

A. I. Semenenko, I. A. Semenenko*

Institute of Applied Physics NAS, Ukraine, Sumy

**Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg*

The goal of the paper is to study an ideal phase compensator with the Jones diagonal matrix. We have proposed a method of optical alignment that ensures, if the mechanism of spatial orientation is available, a conversion into the ideal compensator. Equations for complex parameter ρ (real parameters δ and f) that determines the ideal compensator Jones matrix have been derived. In this connection, a four-dimensional matrix of a homogeneous anisotropic layer for the case of arbitrary orientation of two main axes in the light ray plane of incidence has been analyzed. The paper considers methods for controlling the basic phase parameter δ , including those for temperature stabilization and varying this parameter by changing the light ray angle of incidence onto the compensator plate.