УДК 535.51

Лазерная интерференционная холоэллипсометрия *in situ* с нормальным и брюстеровским отражениями света

© М. Али, Ю.Ю. Качурин, А.П. Кирьянов

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

Рассмотрена холоэллипсометрия in situ с использованием лазерного интерференционного холоэллипсометра с бинарной модуляцией поляризации и нормальным и брюстеровским отражениями поляризованного света от одноосного двумерного кристалла, размещенного в плече интерферометра Майкельсона, который служит технической основой устройства.

Ключевые слова: *эллипсометрия, интерферометр Майкельсона, бинарная модуляция поляризации, одноосный двумерный кристалл.*

Эллипсометрия — перспективный метод реализации мониторинга двумерных кристаллов [1] при их синтезе и обработке в интересах создания материалов с необходимыми для практических целей свойствами. Благодаря контролю *in situ* квантового копирования циклов осаждения слоев атомов удается обеспечить высокую точность и эффективность производства [2]. Физической основой мониторинга является исследование изменения состояния поляризации отраженного от кристалла светового потока при каждом цикле осаждения слоев.

Изменение состояния поляризации описывается относительным комплексным амплитудным коэффициентом отражения ρ^*, равным отношению комплексных амплитудных коэффициентов отражения r_p^* и r_s^* для составляющих потока излучения с линейными p- и s-поляризациями [3]:

$$\rho^* = \frac{r_p^*}{r_s^*} = \frac{r_p}{r_s} \exp\left\{i\left(\delta_p - \delta_s\right)\right\} = \operatorname{tg}\Psi \exp\left\{i\,\Delta\right\},$$

где $r_p^* = r_p \exp\left\{i\delta_p\right\}$; $r_s^* = r_s \exp\left\{i\delta_s\right\}$; r_p, r_s — модули; δ_p, δ_s — аргументы коэффициентов r_p^* и r_s^* [3].

Соотношения

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}\Psi &= \frac{r_p}{r_s}; \\ \Delta &= \delta_p - \delta_s \end{aligned} \tag{1}$$

являются основными эллипсометрическими параметрами образца [3]. Методы двухпараметричности эллипсометрии (1) применяют только для контроля прозрачных изотропных образцов, определяя всего два его параметра: как правило, толщину и показатель преломления.

Для определения бóльшего количества параметров служат методы холоэллипсометрии. С их помощью измеряют в режиме *in situ* основные эллипсометрические параметры при различных углах падения одновременно, что позволяет контролировать более сложные объекты, например двумерные кристаллы [4].

Функциональная схема лазерного интерференционного холоэллипсометра *in situ* приведена на рис. 1. Оптическая схема представленного прибора основана на интерферометре Майкельсона, в котором используется нормальное и брюстеровское падение света на образец *S*, помещенный в так называемое рабочее плечо интерферометра.

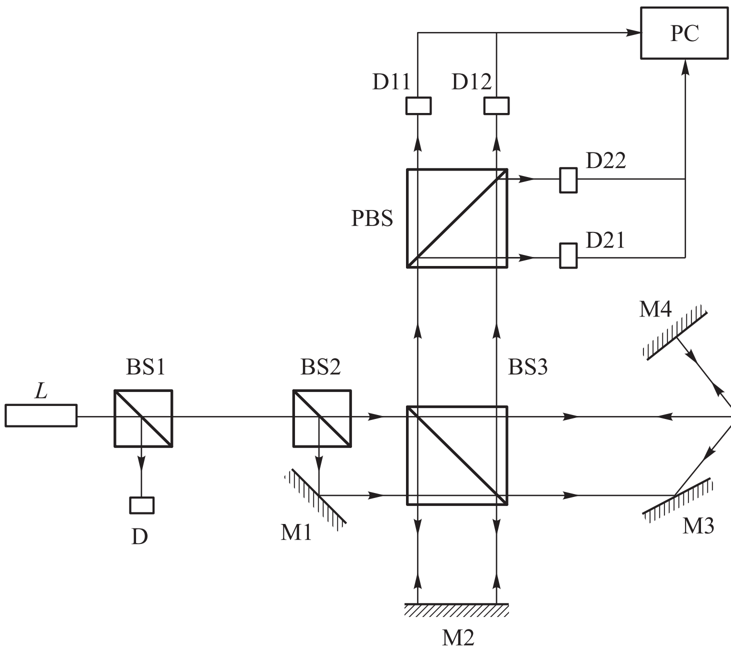

Рис. 1. Схема лазерного интерференционного холоэллипсометра *in situ*

Источник излучения — лазер *L* создает поток линейно поляризованного света, который через светоделители BS1 и BS2 попадает в интерферометрическую часть холоэллипсометра, состоящую из светоделителя BS3, зеркал M2, M3, M4 и образца *S*. Поток света, отраженный светоделителем BS3, нормально падает на зеркало M2 и отражается им, формируя опорный поток света. Излучение, прошедшее через светоделитель BS3, попадает в рабочую ветвь интерферометра, испытывая нормальное отражение от образца *S*. Кроме того, за счет отражения светоделителем BS2 и зеркалами M1, M3 и M4 формируется второй рабочий поток света, падающий на образец S под углом Брюстера. Благодаря нормальному падению света на зеркало M4 обеспечивается его реверс. При нормальном падении света зеркала M2 и M4 работают как идеальные изотропные отражатели, не изменяющие поляризацию падающего на них света.

Потоки света из рабочей и опорной ветвей холоэллипсометра соединяются в светоделителе BS3 и попадают в канал регистрации, которую осуществляют поляризационным светоделителем PBS и четырьмя фотоприемниками D11, D12 и D21, D22. Светоделитель PBS служит для разделения ортогональных составляющих, поляризованных в плоскости падения на светоделительную грань светоделителя BS3 и перпендикулярно ей.

Фотоприемники D11, D12, D21, D22 преобразуют поступающее на них излучение в электрические сигналы, которые подвергаются обработке (усилению, синхродетектированию, оцифровке и т. п.) в блоке обработки и отображения информации PC.

Получаемые с выходов фотоприемников D11, D12, D21, D22 электрические сигналы $I_{uv}(\Delta S)$ $(u, v = 1,\ 2)$ являются, в общем случае, функциями оптической разности хода ΔS в опорной и рабочей ветвях интерферометрической части холоэллипсометра. В зависимости от времени t оптическую разность хода ΔS можно представить суммой двух слагаемых — фиксированной Δ_{const} и переменной Δ_{var}:

$$\Delta S = \Delta_{\text{const}} + \Delta_{\text{var}} = \Delta_0 + \delta\Delta_m \sin(2\pi\Omega t), \qquad (2)$$

где $\delta\Delta_m$ — амплитуда; Ω — частота модуляции.

Таким образом, переменная составляющая определяет глубину и скорость фазовой модуляции.

Изменение оптической разности хода ΔS в интерферометрической части холоэллипсометра выполняют возвратно-поступательным перемещением зеркала M2 рабочей ветви за счет линейного актуатора LA, управляющее напряжение для которого формируется в блоке обработки и отображения информации PC.

Влияние флуктуаций мощности излучения лазера ослабляют тем, что сигналы с фотоприемников D11, D12, D21, D22 нормируют сигналом с фотоприемника D, который регистрирует излучение, отраженное от BS1.

Развиваемый в работе метод базируется на использовании формального аппарата векторов и матриц Джонса [3], позволяющего рассчитать комплексную амплитуду E электрического вектора на выходе оптической системы на основе известной информации о комплексной амплитуде электрического вектора волны на входе оптической системы и поляризационных свойствах всех отдельных оптических элементов на пути ее распространения.

Зададим систему координат, направив ось z по направлению падающего луча, ось x — в плоскости падения луча на светоделительную грань светоделителя BS, ось y — перпендикулярно плоскости падения так, что оси координат образуют правую тройку векторов.

Пусть E_{ip} и E_{is} — составляющие вектора E_i в плоскости падения (p-) на светоделительную грань светоделителя BS3 и перпендикулярно ей (s-). Тогда вектор Джонса потока света на входе интерферометрической части имеет вид

$$E_i = \begin{bmatrix} E_{ip} \\ E_{is} \end{bmatrix}.$$

Светоделители BS1 и BS2, зеркало M1 расположены до интерферометрической части холоэллипсометра и их поляризационные свойства можно не учитывать.

Поляризационное действие светоделителя BS3 связано с анизотропией амплитудных коэффициентов отражения r_p^*, r_s^* и пропускания t_p^*, t_s^* светоделительного покрытия для компонент потока света с линейными p- и s-поляризациями. В общем случае коэффициенты отражения и пропускания имеют комплексный вид:

$$r_p^* = r_p \exp\{i\,\varphi_{rp}\}; \qquad r_s^* = r_s \exp\{i\,\varphi_{rs}\};$$

$$t_p^* = t_p \exp\{i\,\varphi_{tp}\}; \qquad t_s^* = t_s \exp\{i\,\varphi_{ts}\}.$$

Образец представляет собой одноосный двумерный кристалл, оптическая ось ζ которого параллельна границе раздела (рис. 2). При входе в среду такого кристалла нормально падающая световая волна разделяется на две линейно поляризованные волны с ортогональными поляризациями — обыкновенную и необыкновенную. Они распространяются в одном и том же направлении, но с различными скоростями, зависящими от показателей преломления n_o и n_e.

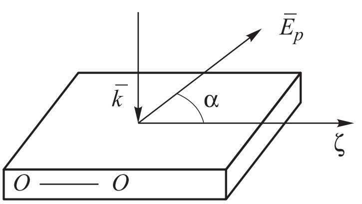

Рис. 2. Одноосный контролируемый образец: $\bar{k}$ — волновой вектор падающей волны

Поляризационные свойства образца будем описывать комплексными амплитудными коэффициентами r_ζ^* и r_η^* отражения, связанными с компонентами потока света, которые поляризованы соответственно вдоль и поперек оптической оси ζ кристалла:

$$r_\zeta^* = r_\zeta \exp\left\{i\,\varphi_\zeta\right\}; \qquad r_\eta^* = r_\eta \exp\left\{i\,\varphi_\eta\right\}.$$

Они представляют собой функции соответственно обыкновенного n_o и необыкновенного n_e показателей преломления и толщины d образца, а образец действует как низкодобротный интерферометр Фабри — Перо.

Пусть оптическая ось кристалла ζ составляет угол α с направлением p-поляризации потока света на светоделителе BS3 (см. рис. 2), тогда комплексные амплитуды электрических векторов из опорной E_1 и рабочей E_2 ветвей интерферометрической части холоэллипсометра принимают вид

$$E_1 = \begin{bmatrix} E_{1p} \\ E_{1s} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{ip} t_p^* r_p^* \\ E_{is} t_s^* r_s^* \end{bmatrix}; \tag{3}$$

$$E_2 = \begin{bmatrix} E_{2p} \\ E_{2s} \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} E_{ip} r_p^* t_p^* \left(r_\zeta^* \cos^2\alpha + r_\eta^* \sin^2\alpha\right) + E_{is} r_p^* t_s^* \left(r_\zeta^* - r_\eta^*\right) \sin\alpha\cos\alpha \\ E_{is} r_s^* t_s^* \left(r_\zeta^* \sin^2\alpha + r_\eta^* \cos^2\alpha\right) + E_{ip} r_s^* t_p^* \left(r_\zeta^* - r_\eta^*\right) \sin\alpha\cos\alpha \end{bmatrix}. \tag{4}$$

Комплексная амплитуда суммарной волны после светоделителя BS3 равна сумме комплексных амплитуд из опорной E_1 и рабочей E_2 ветвей:

$$E_\Sigma = E_1 + E_2 = \begin{bmatrix} E_{\Sigma p} \\ E_{\Sigma s} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{1p} \exp\left(i\,\varphi_1\right) + E_{2p} \exp\left(i\,\varphi_2\right) \\ E_{1s} \exp\left(i\,\varphi_1\right) + E_{2s} \exp\left(i\,\varphi_2\right) \end{bmatrix}, \tag{5}$$

где φ_1 и φ_2 — набеги фаз волн при их распространении в опорной и рабочей ветвях интерферометрической части.

Регистрируемые фотоприемниками D11 и D12 интенсивности связаны с комплексными амплитудами (5) выражениями

$$I_{\Sigma p} = E_{\Sigma p}\, E_{\Sigma p}^* = I_p^{\text{фон}} + \Delta I_p\left(\Delta\varphi\right); \tag{6}$$

$$I_{\Sigma s} = E_{\Sigma s}\, E_{\Sigma s}^* = I_s^{\text{фон}} + \Delta I_s\left(\Delta\varphi\right) \tag{7}$$

и представляют собой функцию разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, которая связана с оптической разностью хода (2) соотношением

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta S = \frac{2\pi}{\lambda}(\Delta_0 + \Delta_{\text{var}}) = \Delta\varphi_0 + \Delta\varphi_m \sin\left(2\pi\Omega t\right). \tag{8}$$

Подставляя выражения (2)–(5) в соотношения (6) и (7), получаем переменные составляющие интенсивности $\Delta I_p(\Delta\varphi)$ и $\Delta I_s(\Delta\varphi)$ на фотоприемниках D11 и D12:

$$\Delta I_p(\Delta\varphi) = 2\left(E_{ip}^2 t_p^2 r_p^2\right) G_p; \tag{9}$$

$$\Delta I_s(\Delta\varphi) = 2\left(E_{is}^2 t_s^2 r_s^2\right) G_s, \tag{10}$$

где

$$G_p = r_\zeta \cos^2\alpha \cos\left(\Delta\varphi - \varphi_\zeta\right) + r_\eta \sin^2\alpha\left(\Delta\varphi - \varphi_\eta\right) +$$
$$+\left(q/2\right)\sin 2\alpha\left[r_\zeta \cos\left(\Delta\varphi - \varphi_\zeta + \Delta\varphi_{ps}\right) - r_\eta \cos\left(\Delta\varphi - \varphi_\eta + \Delta\varphi_{ps}\right)\right];$$

$$G_s = r_\zeta \sin^2\alpha \cos\left(\Delta\varphi - \varphi_\zeta\right) + r_\eta \cos^2\alpha\left(\Delta\varphi - \varphi_\eta\right) +$$
$$+\left(1/2q\right)\sin 2\alpha\left[r_\zeta \cos\left(\Delta\varphi - \varphi_\zeta + \Delta\varphi_{ps}\right) - r_\eta \cos\left(\Delta\varphi - \varphi_\eta + \Delta\varphi_{ps}\right)\right];$$

$$q = \frac{E_{is} t_s}{E_{ip} t_p}; \quad \Delta\varphi_{ps} = \varphi_{tp} - \varphi_{ts}.$$

Аналогично можно получить выражения для переменных составляющих интенсивности $\Delta I_p^{\text{эт}}(\Delta\varphi)$ и $\Delta I_s^{\text{эт}}(\Delta\varphi)$ в случае нормального отражения излучения эталоном, установленным на месте образца S в рабочей ветви интерферометра:

$$\Delta I_p^{\text{эт}}(\Delta\varphi) = 2E_p^2 t_p^2 r_p^2 \cos\Delta\varphi; \tag{11}$$

$$\Delta I_s^{\text{эт}}(\Delta\varphi) = 2E_{\text{s}}^2 t_s^2 r_s^2 \cos\Delta\varphi. \tag{12}$$

Зависимости (9) и (10) для образца S и (11) и (12) для эталона нормируют, деля их на интенсивность I_0 излучения на входе холоэллипсометра, и приводят к так называемым нормированным сигналам $\Delta i_p(\Delta\varphi)$, $\Delta i_s(\Delta\varphi)$, $\Delta i_p^{\text{эт}}(\Delta\varphi)$, $\Delta i_s^{\text{эт}}(\Delta\varphi)$ вида

$$\Delta i_P(\Delta\varphi) = \frac{\Delta I_p(\Delta\varphi)}{I_0}; \quad \Delta i_s(\Delta\varphi) = \frac{\Delta I_s(\Delta\varphi)}{I_0}; \tag{13}$$

$$\Delta i_p^{\text{эт}}(\Delta\varphi) = \frac{\Delta I_p^{\text{эт}}(\Delta\varphi)}{I_0}; \quad \Delta i_s^{\text{эт}}(\Delta\varphi) = \frac{\Delta I_s^{\text{эт}}(\Delta\varphi)}{I_0}. \tag{14}$$

Деление нормированных сигналов $\Delta i_{(p,s)}(\Delta\varphi)$ (13) для образца S на соответствующие амплитуды нормированных сигналов $\Delta i_{(p,s)}^{\text{эт}}(\Delta\varphi)$

(14) для эталона позволяет получить универсальные соотношения для приведенных нормированных сигналов от образца S в виде

$$\Delta i_p^{\text{пр}}\left(\Delta\varphi\right)=\left[r_\zeta\cos^2\alpha\cos\left(\Delta\varphi-\varphi_\zeta\right)+r_\eta\sin^2\alpha\left(\Delta\varphi-\varphi_\eta\right)\right]+$$

$$+\left(q/2\right)\sin 2\alpha\left[r_\zeta\cos\left(\Delta\varphi-\varphi_\zeta+\Delta\varphi_{ps}\right)-r_\eta\cos\left(\Delta\varphi-\varphi_\eta+\Delta\varphi_{ps}\right)\right]; \quad (15)$$

$$\Delta i_s^{\text{пр}}\left(\Delta\varphi_t\right)=\left[r_\zeta\sin^2\alpha\cos\left(\Delta\varphi-\varphi_\zeta\right)+r_\eta\cos^2\alpha\left(\Delta\varphi-\varphi_\eta\right)\right]+$$

$$+\left(1/2q\right)\sin 2\alpha\left[r_\zeta\cos\left(\Delta\varphi-\varphi_\zeta-\Delta\varphi_{ps}\right)-r_\eta\cos\left(\Delta\varphi-\varphi_\eta-\Delta\varphi_{ps}\right)\right]. \quad (16)$$

Сумма $\Delta i^{\text{пр}}\left(\Delta\varphi\right)=\Delta i_p^{\text{пр}}\left(\Delta\varphi\right)+\Delta i_s^{\text{пр}}\left(\Delta\varphi\right)$ приведенных нормированных сигналов для p- и s-поляризаций (15) и (16) есть линейная функция аргумента $\sin 2\alpha$:

$$\Delta i^{\text{пр}}\left(\Delta\varphi\right)=A+B\sin 2\alpha, \quad (17)$$

где A и B — коэффициенты пропорциональности, зависящие от $\Delta\varphi$.

Производная от выражения (17) по азимуту α позволяет найти положение его экстремума $\alpha_{\text{экс}}$ и, следовательно, нулевого азимута $(\alpha=0)$. Выражения (15) и (16) при совмещении направлений оптической оси ζ двумерного кристалла и собственной линейной p-поляризации светоделителя BS3 (при азимуте $\alpha=0$) существенно упрощаются:

$$\Delta i_{(p,s)}^{\text{пр}}\left(\Delta\varphi\right)=r_{(\zeta,\eta)}\cos\left[\Delta\varphi-\varphi_{(\zeta,\eta)}\right]. \quad (18)$$

Фазовая модуляция интенсивности излучения (8) на частоте Ω в опорном плече интерферометра (см. рис. 1) трансформирует соотношения (18) к виду

$$\Delta i_{(p,s)}^{\text{пр}}\left(\Delta\varphi_0\right)=r_{(\zeta,\eta)}\cos\left[\Delta\varphi_0-\varphi_{(\zeta,\eta)}\right]. \quad (19)$$

Синусное S^F и косинусное C^F фурье-преобразования приведенных нормированных сигналов $\Delta i\left(\Delta\varphi_0\right)$ (19) дают искомые S^F- и C^F-фурье-образы полного комплексного фурье-преобразования [5]:

$$S^F\left[\Delta i_{(p,s)}^{\text{пр}}\left(\Delta\varphi_0\right)\right]=r_{(\zeta,\eta)}\cos\varphi_{(\zeta,\eta)}; \quad (20)$$

$$C^F\left[\Delta i_{(p,s)}^{\text{пр}}\left(\Delta\varphi_0\right)\right]=r_{(\zeta,\eta)}\sin\varphi_{(\zeta,\eta)}. \quad (21)$$

Фурье-образы (20) и (21), получаемые в результате математической обработки экспериментальных данных при наличии фазовой модуляции (8), позволяют найти как модули $r_{(\zeta,\eta)}$, так и значения $\operatorname{tg} x$ по аргументу $x = \varphi_{(\zeta,\eta)}$ комплексных амплитудных коэффициентов отражения $r^*_{(\zeta,\eta)}$ при нормальном отражении потока света образцом одноосного двумерного кристалла:

$$r_{(\zeta,\eta)} = \left[\left(S^F \left[\Delta i^{\text{пр}}_{(p,s)} \left(\Delta\varphi_0 \right) \right] \right)^2 + \left(C^F \left[\Delta i^{\text{пр}}_{(p,s)} \left(\Delta\varphi_0 \right) \right] \right)^2 \right]^{1/2};$$
$$\operatorname{tg} \varphi_{(\zeta,\eta)} = \frac{C^F \left[\Delta i^{\text{пр}}_{(p,s)} \left(\Delta\varphi_0 \right) \right]}{S^F \left[\Delta i^{\text{пр}}_{(p,s)} \left(\Delta\varphi_0 \right) \right]}. \tag{22}$$

При параллельном использовании с нормальным отражением брюстеровского отражения составляющих лазерного излучения можно вдвое расширить набор экспериментально определяемых *in situ* холоэллипсометрических параметров оптически одноосных двумерных кристаллов.

Сонаправленность оптической оси ζ двумерного кристалла и линейной p-поляризации потока света на светоделителе BS3 позволяет практически аналогично воспользоваться предшествующими результатами и для наклонного падения света на образец, в частности под углом Брюстера $\Theta_{\text{Бр}}$. При этом изменения p- и s-составляющих электрического вектора, падающего на образец S, коррелирующими с линейными ζ- и η-поляризациями необыкновенной и обыкновенной световой волны в среде оптически одноосного двумерного кристалла, описываются формулами Френеля для комплексных амплитудных коэффициентов отражения $r^*_{(p,s)\text{Бр}}$ в виде [3, 4]

$$r^*_{p.\text{Бр}} = \frac{\operatorname{tg}(\Theta_{\text{Бр}} - \Theta_1)}{\operatorname{tg}(\Theta_{\text{Бр}} - \Theta_1)};$$
$$r^*_{s.\text{Бр}} = -\frac{\sin(\Theta_{\text{Бр}} - \Theta_1)}{\sin(\Theta_{\text{Бр}} - \Theta_1)}, \tag{23}$$

где $\Theta_{\text{Бр}}$ и Θ_1 — углы падения и преломления на границе раздела вакуумной среды и среды образца S, причем эти углы связаны соотношением закона преломления Снеллиуса:

$$\sin\Theta_{\text{Бр}} = n_1^* \sin\Theta_1; \tag{24}$$

угол падения $\Theta_{\text{Бр}}$ задан законом Брюстера:

$$\operatorname{tg}\Theta_{\text{Бр}} = n_1, \tag{25}$$

где n_1 — действительная часть комплексного показателя преломления n_1^* среды образца S оптически одноосного кристалла,

$$n_1^* = n_1 + i\chi_1. \tag{26}$$

Здесь χ_1 — мнимая часть комплексного показателя преломления n_1^*.

Следует учитывать, что n_1^* зависит от ориентации оптической оси ζ двумерного кристалла относительно направления линейной p-поляризации падающего потока света на образец S, определяемой углом α. При азимуте $\alpha = 0$ или $\alpha = 90°$ значение n_1^* равно комплексному показателю преломления n_e^* или n_o^* соответственно необыкновенной или обыкновенной световой волны, распространяющейся в среде оптически одноосного кристалла.

Используя формулы Френеля (23) для амплитудных комплексных коэффициентов отражения с учетом азимута $\alpha = 0$, получаем амплитудные коэффициенты отражения $r_{p.e}^*$ и $r_{s.o}^*$ для необыкновенной и обыкновенной световых волн в оптически одноосной кристаллической среде слоя [3, 4]:

$$\begin{gathered} r_{p.e}^* = i\,\chi_{1p}\,\frac{n_e^2 - 1}{2n_e^3}; \\ r_{s.o}^* = \frac{n_o^2 + 1}{n_o^2 - 1}; \\ \delta\Delta_{e,o} = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta n_{e,o}\, d. \end{gathered} \tag{27}$$

Выражения (27) получены при учете известных из опыта оценок для физических характеристик среды в виде неравенств вида

$$\chi_{1(e,o)} << n_{1(e,o)};$$

$$\Delta n_1 = n_{1e} - n_{1o} << n_{1(e,o)}.$$

Таким образом, имеется непосредственная возможность измерять в реальном времени (*in situ*) не только показатели преломления n_e и n_o необыкновенной и обыкновенной световых волн в оптически одноосном кристаллическом образовании, но и находить на основе получаемого двулучепреломления Δn толщину d такого кристалла, а также изучать в режиме *in situ* явление линейного дихроизма и связанных с ним процессов релаксации измерением мнимой части χ_{1p} комплексного показателя преломления n_p^* для компоненты потока света с линейной p-поляризацией.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Langereis E., Heil S.B.S., Knoops H.C.M., Keuning W., van de Sandem M.C.M., Kessels W.M.M. In situ spectroscopic ellipsometry as a versatile tool for studying atomic layer deposition. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2009, vol. 42, 073001.

[2] Конотопов М.В., Тебекин А.В. Концепция стратегии развития производственных технологий. *Инновации и инвестиции*, 2007, № 1 (9), с. 2–15.

[3] Аззам Р., Башара Н. *Эллипсометрия и поляризованный свет*. Москва, Мир, 1981, 584 с.

[4] Кирьянов А.П. *Голоэллипсометрия in situ: основы и применения*. Москва, МГУДТ, 2003, 220 с.

[5] Харкевич А.А. *Спектры и анализ*. Москва, ГИТЛ, 1975.

Статья поступила в редакцию 24.06.2013

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Али М., Качурин Ю.Ю., Кирьянов А.П. Лазерная интерференционная холоэллипсометрия *in situ* с нормальным и брюстеровским отражениями света. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2013, вып. 7.

URL: http://engjournal.ru/catalog/pribor/optica/836.html

Али Мохаммед — аспирант кафедры «Оптико-электронные приборы научных исследований» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор шести публикаций. Области научных интересов: прикладная оптика, оптико-электронные приборы.

Качурин Юрий Юрьевич — старший преподаватель кафедры «Оптико-электронные приборы научных исследований» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор шести публикаций в области оптотехники. e-mail: caich@mail.ru

Кирьянов Анатолий Павлович — д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник Научно-технологического центра уникального приборостроения Российской академии наук, профессор кафедры «Оптико-электронные приборы научных исследований» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 230 публикаций. Области научных интересов: физика и техника низких температур, сверхпроводимость и эффект Джозефсона, оптика, оптотехника, эллипсометрия, нанотехнология, квантовая лингвистика, экономика и управления инженерной деятельности.