

**Интерференционная холоэллипсометрия «in situ»
прозрачного двумерного одноосного кристалла при
нормальном отражении лазерного излучения**

М. Али*, **Ю. Ю. Качурин***, **А. П. Кирьянов[†]**,
Т. А. Рыжова[‡], **И. П. Шапкарин[§]**

* *Национальный исследовательский университет МГТУ им. Н.Э.Баумана
2-ая Бауманская ул., д.5, Москва, 105050, Россия*

[†] *Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342, Россия*

[‡] *Российский университет дружбы народов
ул. Миклухо-Маклая, д.6, Москва, 117198, Россия*

[§] *Московский государственный университет дизайна и технологий
ул. Садовническая, д.33, Москва, 115998, Россия*

В работе представлены: а) метод интерференционной холоэллипсометрии *in situ* (эллипсометрия полного набора измеряемых параметров: модулей и фаз комплексных амплитудных коэффициентов отражения света с линейными *p*- и *s*-поляризациями) при нормальном отражении лазерного излучения от прозрачного двумерного одноосного кристалла с оптической осью в плоскости отражающей поверхности; б) реализующий предложенный метод холоэллипсометр на основе интерферометра Майкельсона с фазовой модуляцией лазерного излучения.

Ключевые слова: эллипсометрия, интерференция, интерферометр Майкельсона, комплексный показатель преломления, поляризация света, эллипсометр.

В работе представлены метод холоэллипсометрии и адекватное ему устройство в виде холоэллипсометра [1, 2] как основа мониторинга синтеза двумерных кристаллов (ДК) — квантовых систем с размером много меньшим $10 \div 100$ диаметров атомов [3]. Интерес к ДК задают наукоёмкие технологии, имеющие здесь дело с отдельными атомами. Всё сводится к циклам осаждения слоёв атомов (ОСА). Присущий этой ситуации переход к нанобъектам включает действия как с отдельными атомами, так и кластерами из них. Это может дать в силу квантования невиданную ранее точность и эффективность создания наноизделий [4, 5]. Так, ДК, создаваемые на монокристалльных подложках из кремния Si, германия Ge, гетероструктур $A^{III}B^V$ и их сплавов как оксиды со структурой перовскитов АВО могут стать базой для создания новых устройств, возможных в силу квантовых явлений типа туннелирования и размерного квантования [5–7]. Спрос подогрет сходством ДК по кристаллической структуре, сопрягаемости друг с другом и проявлению ими анизотропии, наводимой и изменяемой из-за механических напряжений, электрических и магнитных полей. Специфика генезиса ДК инициирует, в силу анизотропии поверхностных взаимодействий и пространственной дисперсии [7], трансформацию кристаллографической симметрии, в частности, — трансформацию оптически изотропной кубической симметрии в аксиальную симметрию в пределах ДК.

Проявляются присущие ДК физические свойства, которые важны и ценны для приложений лишь при должном контроле их синтеза и обработки. Так, значима для микро- и нанoeлектроники концовка технологического процесса, когда надо снять изделие с линии, причём момент помечен измеряемой *in situ* толщиной слоя атомов. Ход ОСА задаёт его квантованность, поскольку ОСА — это последовательность циклов, в которой полное число осаждаемых атомов обязано только наличию центров захвата в пространственном фронте ОСА при синтезе ДК [3]. Благодаря квантованию ОСА его дискретность определяет физически заданное

осаждение атомов слой за слоем. Должного качества изделия можно иметь только контролируя *in situ* осаждаемые слои атомов и проводя мониторинг как синтеза ДК с нужными физико-химическими свойствами, так и обработки их для обеспечения должных функциональных свойств и потребительских качеств. Технологические проблемы, связанные с необходимостью обеспечения высокой производительности и высокого процента выхода качественных наукоёмких изделий, потребовали мониторинг пространственного фронта синтеза ДК с использованием адекватной контрольно-измерительной и вычислительной техники. В интересах получения на основе ДК изделий с теми функциональными и потребительскими качествами, что затребовал спрос, стали актуальными с явными чертами научной новизны разработка и освоение мониторинга ДК, который мыслится и реализуется как совокупность соотнесённых методов и средств контроля кинетики процессов на поверхности кристаллов. Здесь всё «возрастающую роль приобретают методы неразрушающей оптической диагностики физико-технических параметров полупроводниковых и диэлектрических материалов, плёнок, покрытий и границ раздела, формируемых в многостадийных технологических процессах, в частности, на этапах промежуточной и финишной очистки, травления, имплантации и эпитаксии» [6]. И здесь оптические методы — это методы эллипсометрии, которая действует напрямую, дистанционно, надёжно и бесконтактно, не разрушая и даже не возмущая ОСА, сопрягается с технологическими реакторами, позволяя повторять все операции и автоматизировать их при выполнении контроля *in situ* процессов. Так называемая традиционная эллипсометрия [8] опирается на её основное уравнение, или относительный комплексный амплитудный коэффициент отражения ρ^* , в виде отношения комплексных амплитудных коэффициентов отражения r_p^* и r_s^* компонент потока с линейными p - и s -поляризациями:

$$\rho^* = (r_p^*/r_s^*) = (r_p/r_s) \exp [i(\delta_p - \delta_s)] = (\operatorname{tg} \psi) \exp (i\Delta), \quad (1)$$

где r_p , r_s и δ_p , δ_s — модули и фазы комплексных амплитудных коэффициентов отражения r_p^* , r_s^* компонент потока с линейными p - и s -поляризациями:

$$r_{p,s}^* = r_{p,s} \exp (i\delta_{p,s}), \quad (2)$$

а эллипсометрические параметры (углы) ψ и Δ имеют вид

$$\psi = \operatorname{arctg}(\rho) = \operatorname{arctg}(r_p/r_s), \quad (3)$$

$$\Delta = (\delta_p - \delta_s). \quad (4)$$

Но принципиальная двухпараметричность традиционной эллипсометрии, обусловленная способностью реализовать одновременные измерения *in situ* двух параметров ψ и Δ , ограничивает диагностические возможности метода как основы мониторинга хода синтеза ДК одним лишь случаем прозрачных оптически изотропных слоёв [1]. Предложенный впервые и развиваемый нами метод холоэллипсометрии *in situ* слоистых систем [1] с применением адекватно реализующих его устройств — холоэллипсометров [1] — отвечает требованиям быть основой мониторинга синтеза и обработки ДК в реальном времени. И важно, что пространственный фронт синтеза ДК ведёт себя как квантово-синергетическая структура [9] со всеми чертами их как сложных систем, способных по принципу подчинения навязать всей системе ДК в целом кинетику наиболее неустойчивого из её элементов — осаждаемого/стравливаемого слоя ДК [9]. В итоге в любой момент процесса ОСА в пределах характерного для квантового цикла времени формирования ДК вполне уместной оказывается в должной области частот излучения модель прозрачного одноосного нанослоя на эффективной монокристалльной подложке с оптической осью ДК, направленной вдоль его поверхности.

Для пояснения метода чувствительной к фазе поляризованного света лазерной интерференционной асимметричной холоэллипсометрии *in situ* нормального отражения излучения на прозрачном в некоей области частот двумерном оптически

одноосном кристалле дана на рис. 1 оптическая схема адекватного методу лазерного интерференционного асимметричного холоэллипсометра для измерений *in situ* на основе интерферометра Майкельсона с применением фазовой модуляции потока излучения.

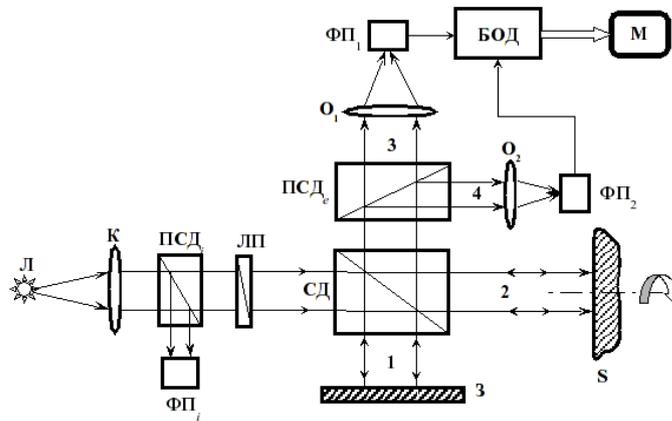


Рис. 1. Оптическая схема лазерного интерференционного асимметричного холоэллипсометра для измерений *in situ* на основе интерферометра Майкельсона с применением фазовой модуляции потока излучения

На рис. 1 Л — лазер; К — коллиматор; ПСД_{*i*} — поляризационный светоделитель на входе (*i*), ФП_{*i*} — фотоприёмник, детектирующий отклоняемый ПСД_{*i*} пучок, ЛП — линейный поляризатор; СД — светоделитель интерферометра Майкельсона; З — плоский отражатель в его плече; S — образец как плоский отражатель в плече интерферометра с поворотом в его плоскости; ПСД_{*e*} — поляризационный светоделитель на выходе (*e*); О_{1,2} — объективы для сбора потока излучения; ФП_{1,2} — фотоприёмники на выходе из ПСД_{*e*}; БОД — блок обработки данных; М — монитор.

Рассмотрим работу холоэллипсометра, схема которого приведена на рис. 1. Лазер Л посылает пучок излучения сквозь помещённые на входе (*i*) интерферометра Майкельсона коллиматор К, поляризационный светоделитель ПСД_{*i*} и линейный поляризатор ЛП на светоделитель СД. Светоделитель СД разделяет падающий на него поток на два пучка 1 и 2, которые далее бегут в отдельных каналах или, как обычно говорят, плечах 1 и 2. Пучок 1, после отражения светоделителем СД и плоским отражателем З, снова поступает на светоделитель СД, а пучок 2, после прохода светоделителя СД попадает в плечо 2 интерферометра, в котором размещён нормально своей плоскостью к набегающему потоку излучения изучаемый образец S, и, отражаясь от него, также попадает на светоделитель СД. Последний направляет части пучков 1 и 2 на поляризационный светоделитель ПСД_{*e*}. Совмещённые светоделителем СД пучки 1 и 2 интерферируют между собой. Поляризационный светоделитель ПСД_{*e*} разделяет падающий на него поток интерферирующих волн на пучки 3 и 4 с линейными *p*- и *s*-поляризациями, относительно плоскости падения на светоделитель СД. Пучки волн, разделяемые ПСД_{*e*}, детектируются фотоприёмниками ФП₁ и ФП₂, электросигналы которых поступают в блок обработки данных БОД и далее, в цифровом виде, — на монитор М.

Такой холоэллипсометр позволяет измерять в режиме *in situ* анизотропные комплексные амплитудные коэффициенты нормального отражения лазерного излучения с линейными *p*- и *s*-поляризациями. Причём, образец S выбирается прозрачным для некоторой области частот.

Пусть угол α , отсчитываемый от направления линейной *s*-поляризации падающего на образец S излучения, задаёт направление оптической оси ζ двумерного

кристалла, лежащей в его плоскости. Пусть также E_{ip} и E_{is} — амплитуды электрических векторов E_i поля компонент падающего на светоделитель СД потока волн с линейными p - и s -поляризациями. Любая поляризованная электромагнитная волна, которая падает нормально из вакуума на однородную среду одноосного ДК, разделяется в кристалле на обыкновенную и необыкновенную световые волны. Вектор электрической индукции \mathbf{D}_o (а в нашем случае и вектор напряжённости электрического поля \mathbf{E}_o) обыкновенной волны колеблется вдоль оси η , перпендикулярной оптической оси ζ , а вектора \mathbf{D}_e и \mathbf{E}_e необыкновенной волны колеблются вдоль оптической оси ζ кристалла. Тогда для значений комплексных амплитуд электрических векторов E_p^* и E_s^* светового поля справедливы соотношения вида:

$$E_p^* = E_{ip} t_p^* r_p^* (r_\zeta^* \sin^2 \alpha + r_\eta^* \cos^2 \alpha) + E_{is} t_s^* r_p^* (r_\zeta^* - r_\eta^*) \cdot \sin \alpha \cos \alpha, \quad (5)$$

$$E_s^* = E_{is} t_s^* r_s^* (r_\zeta^* \cos^2 \alpha + r_\eta^* \sin^2 \alpha) + E_{ip} t_p^* r_s^* (r_\zeta^* - r_\eta^*) \cdot \sin \alpha \cos \alpha, \quad (6)$$

где $t_{(p,s)}^*$ и $r_{(p,s)}^*$ — комплексные амплитудные коэффициенты пропускания и отражения компонент падающего на светоделитель СД волн с p - и s -поляризациями; r_ζ^* и r_η^* — комплексные амплитудные коэффициенты отражения пучков света, связанных бегу необыкновенной (e) и обыкновенной (o) световых волн в кристалле.

Интерференционные поля $E_{p,\text{инт}}^*$ и $E_{s,\text{инт}}^*$ в идущих на вход фотоприёмников $\Phi_{\text{П1}}$ и $\Phi_{\text{П2}}$ световых потоках с p - и s -поляризациями, соответственно, даются соотношениями:

$$E_{p,\text{инт}}^* = E_{ip} t_p^* r_p^* \cdot \exp(i\varphi_1) + E_p^* \cdot \exp(i\varphi_2), \quad (7)$$

$$E_{s,\text{инт}}^* = E_{is} t_s^* r_s^* \cdot \exp(i\varphi_1) + E_s^* \cdot \exp(i\varphi_2), \quad (8)$$

где $\varphi_{1,2}$ — набег фаз световых потоков при пробеге их в плечах интерферометра, причём набег фазы в плече 2 не включает в себя набег фазы в образце S.

Фотоприёмники $\Phi_{\text{П1}}$ и $\Phi_{\text{П2}}$ регистрируют интерферограммы $I_{\text{инт}(p,s)}(\Delta\varphi_t)$, которые представляют собой квадраты модулей $|E_{(p,s)\text{инт}}^*|^2$ напряжённостей электрических полей, описываемых выражениями (7) и (8), где $\Delta\varphi_t = (\varphi_1 - \varphi_2)$ — разность набега фаз, которая может изменяться во времени t по любому удобному для проведения измерений закону. Любая из интерферограмм $I_{\text{инт}(p,s)}(\Delta\varphi_t)$ — есть сумма фонового слагаемого $I_{\text{фон}(p,s)}$, которое не зависит от набега фаз $\Delta\varphi_t$, и собственно интерференционного слагаемого $\Delta I_{\text{инт}(p,s)}(\Delta\varphi_t)$, представляемого нижеследующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \Delta I_{\text{инт}(p)}(\Delta\varphi_t) &= |E_{p,\text{инт}}^*|^2 - I_{\text{фон}(p)} = \\ &= 2\{E_{ip}^2 t_p^2 r_p^2 [r_\zeta^* \sin^2 \alpha \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\zeta) + r_\eta^* \cos^2 \alpha \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\eta)] + \\ &+ E_{is} E_{ip} t_p t_s r_p^2 \sin \alpha \cos \alpha [r_\zeta^* \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\zeta + \varphi_{Aps}) - r_\eta^* \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\eta + \varphi_{Aps})]\} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Delta I_{\text{инт}(s)}(\Delta\varphi_t) &= |E_{s,\text{инт}}^*|^2 - I_{\text{фон}(s)} = \\ &= 2\{E_{is}^2 t_s^2 r_s^2 [r_\zeta^* \cos^2 \alpha \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\zeta) + r_\eta^* \sin^2 \alpha \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\eta)] + \\ &+ E_{is} E_{ip} t_p t_s r_s^2 \sin \alpha \cos \alpha [r_\zeta^* \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\zeta - \varphi_{Aps}) - r_\eta^* \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\eta - \varphi_{Aps})]\} \end{aligned} \quad (10)$$

где $\varphi_{Aps} = \varphi_{tp} - \varphi_{ts}$ — суммарный вклад фаз комплексных амплитудных коэффициентов пропускания t_p^* и t_s^* светоделителем СД компонент потока света с линейными p - и s -поляризациями.

Подобные измерения, проводимые на специально отобранном опорном (референтном) образце или, другими словами, эталоне (э) в виде идеально отражающего плоского зеркала с $r_p^* = r_s^* = -1$, помещаемого перед образцом S нормально к падающему потоку, описываются сходными соотношениями с учётом того, что для зеркала $\alpha=0$:

$$\Delta I_{\text{инт}(p)}(\Delta\varphi_t)_\text{э} = 2E_{ip}^2 t_p^2 r_p^2 \cdot \cos \Delta\varphi_t, \quad (11)$$

$$\Delta I_{\text{инт}(s)}(\Delta\varphi_t)_\text{э} = 2E_{is}^2 t_s^2 r_s^2 \cdot \cos \Delta\varphi_t. \quad (12)$$

Использование результатов измерений интерферограмм на эталонном образце при измерениях на основном образце S позволяет преобразовать метод эллипсометрии, в случае прозрачного одноосного кристалла, в метод холоэллипсометрии, т.е. — в метод получения полного набора эллипсометрических параметров, состоящего из модулей $|r_\zeta|$, $|r_\eta|$ и фаз φ_ζ , φ_η комплексных амплитудных коэффициентов отражения r_ζ^* , r_η^* необыкновенной и обыкновенной световых волн.

Как отмечалось выше, поляризационный светоделитель ПСД_{*i*} позволяет иметь дополнительный канал, который даёт возможность вести по ходу измерений регистрацию интенсивности потока I_i на входе комплекса и работать, таким образом, с набором не абсолютных аналоговых сигналов размерности электрического напряжения, а с безразмерными относительными величинами. Это способствует устойчивости применяемых алгоритмов при цифровой обработке всего массива получаемых в ходе измерений *in situ* данных. Это позволяет пронормировать соотношения (9)–(12) на интенсивность входного потока I_i и представить соотношения для нормированных интерферограмм $\Delta i_{(p,s)}(\Delta\varphi_t)$ образца S и $\Delta i_{(p,s)}(\Delta\varphi_t)_\text{э}$ эталона (э) в виде:

$$\Delta i_{(p,s)}(\Delta\varphi_t) = \left(\left| \hat{E}_{\text{инт}(p,s)}^* \right|^2 - I_{\text{фон}(p,s)} \right) / I_i, \quad (13)$$

$$\Delta i_{(p,s)}(\Delta\varphi_t)_\text{э} = 2 \left(E_{i(p,s)}^2 / I_i \right) t_{(p,s)}^2 r_{(p,s)}^2 \cos \Delta\varphi_t. \quad (14)$$

Деление нормированных интерферограмм $\Delta i_{(p,s)}(\Delta\varphi_t)$ для образца S, описываемых формулой (13), на соответствующие p - и s -поляризациям амплитуды $\Delta i_{(p,s)}(\Delta\varphi_t)_\text{э max}$ нормированных интерферограмм для эталона (э), описываемых формулой (14), позволяет прийти к следующим универсальным соотношениям для приведённых нормированных интерферограмм $\Delta i_{\text{прив}(p,s)}(\Delta\varphi_t)$:

$$\begin{aligned} \Delta i_{\text{прив}(p)}(\Delta\varphi_t) &= [\Delta i_{(p)}(\Delta\varphi_t) / \Delta i_{(p)}(\Delta\varphi_t)_\text{э max}] = \\ &= [r_\zeta \sin^2 \alpha \cdot \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\zeta) + r_\eta \cos^2 \alpha \cdot \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\eta)] + \\ &+ \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot [r_\zeta \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\zeta + \varphi_{Aps}) - r_\eta \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\eta + \varphi_{Aps})] \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \Delta i_{\text{прив}(s)}(\Delta\varphi_t) &= [\Delta i_{(s)}(\Delta\varphi_t) / \Delta i_{(s)}(\Delta\varphi_t)_\text{э max}] = \\ &= [r_\zeta \cos^2 \alpha \cdot \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\zeta) + r_\eta \sin^2 \alpha \cdot \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\eta)] + \\ &+ \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot [r_\zeta \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\zeta - \varphi_{Aps}) - r_\eta \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\eta - \varphi_{Aps})]. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь учтено, что для p - и s -компонент на входе светоделителя СД выполняется предварительно подобранное соотношение вида:

$$E_{ip} t_p = E_{is} t_s. \quad (17)$$

Используя соотношения (15) и (16), можно показать, что зависимость суммы $\Delta i_{\text{прив}(p+s)}(\Delta\varphi_t)$ приведённых нормированных интерферограмм $\Delta i_{\text{прив}(p)}(\Delta\varphi_t)$ и $\Delta i_{\text{прив}(s)}(\Delta\varphi_t)$ для p - и s -компонент от величины угла α имеет довольно простой вид:

$$\Delta i_{\text{прив}(p+s)}(\Delta\varphi_t) = \Delta i_{\text{прив}(p)}(\Delta\varphi_t) + \Delta i_{\text{прив}(s)}(\Delta\varphi_t) = A + B \sin 2\alpha, \quad (18)$$

где величины A и B не зависят от угла α .

Поворотом столика, на котором крепится образец S , вокруг оси набегающего потока света (см. рис. 1) находят то азимутальное положение столика, при котором производная по углу α от суммы в (18) равна нулю.

Тогда, отворачивая (дovорачивая) на угол $\alpha_s = \pm 45^\circ$, ориентируют линейную s -поляризацию света вдоль оптической оси ξ кристалла и сворачивают формулы (15) и (16) к следующим соотношениям при угле $\alpha = 0^\circ$, которые существенно упрощают обработку массива данных измерений *in situ*:

$$\Delta i_{\text{прив}(p)}(\Delta\varphi_t) = r_\zeta \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\zeta), \quad (19)$$

$$\Delta i_{\text{прив}(s)}(\Delta\varphi_t) = r_\eta \cos(\Delta\varphi_t - \varphi_\eta). \quad (20)$$

Важные для интерферометрических измерений (и любых иных измерений) динамический диапазон измерений D — отношение максимального S_{max} и минимального S_{min} значений полезного сигнала ($D = I_{\text{max}}/I_{\text{min}}$) — и часто равно ему отношение «сигнал/шум», заметно улучшаются тем, что фоновая составляющая $I_{\text{фон}(p,s)}$ интерферограммы $I_{\text{инт}(p,s)}(\Delta\varphi_t)$ устраняется автоматически полностью применением так называемой фазовой модуляции регистрируемой интерферограммы за счёт малых гармонических колебаний зеркала Z (см. рис. 1) с частотой Ω ; зеркало Z при этом может и перемещаться по некоему закону во времени t (закону сканирования), так что слагаемое $\Delta\varphi_t$ фазы интерференционного сигнала принимает вид:

$$\Delta\varphi_t = \Delta\varphi_{t0} + \delta\varphi_0 \sin(2\pi\Omega t), \quad (21)$$

где $\Delta\varphi_{t0}$ — сканируемая фаза интерферограммы; $\delta\varphi_0$ — амплитуда гармонических колебаний в фазу интерферограммы при её фазовой модуляции колебаниями зеркала Z .

Тогда, приведённые интерферограммы, полученные при фазовой модуляции с частотой Ω , принимают, согласно (19) и (20), вид:

$$\Delta i_{\text{прив}(p,s)\Omega}(\Delta\varphi_{ot}) = r_{(\zeta,\eta)} \sin(\Delta\varphi_{t0} - \varphi_{(\zeta,\eta)}). \quad (22)$$

Применим синусное (S^F) и косинусное (C^F) преобразование Фурье приведённых нормированных интерферограмм (22), учтя их периодичность:

$$S^F [\Delta i_{\text{прив}(p,s)\Omega}(\Delta\varphi_{t0})] \equiv (1/2\pi) \int_0^{2\pi} \Delta i_{\text{прив}(p,s)\Omega}(\Delta\varphi_{t0}) \cdot \sin(\Delta\varphi_{t0}) d\Delta\varphi_{t0}, \quad (23)$$

$$C^F [\Delta i_{\text{прив}(p,s)\Omega}(\Delta\varphi_{t0})] \equiv (1/2\pi) \int_0^{2\pi} \Delta i_{\text{прив}(p,s)\Omega}(\Delta\varphi_{t0}) \cos(\Delta\varphi_{t0}) d\Delta\varphi_{t0}. \quad (24)$$

Проводим все необходимые математические преобразования и получаем:

$$S^F [\Delta i_{\text{прив}}]_{(p,s)} = r_{(p,s)} \cos \varphi_{(\zeta,\eta)}, \quad (25)$$

$$C^F [\Delta i_{\text{прив}}]_{(p,s)} = r_{(\zeta,\eta)} \sin \varphi_{(\zeta,\eta)}. \quad (26)$$

В итоге, фурье-образы (25) и (26), получаемые в результате применения полного фурье-преобразования приведённых нормированных интерферограмм (22), становятся теми соотношениями, которые составляют основу для определения модулей $r_{(\zeta,\eta)}$ и фаз $\varphi_{(\zeta,\eta)}$ комплексных амплитудных коэффициентов $r_{(\zeta,\eta)}^*$ нормального отражения прозрачным двумерным оптически одноосным кристаллом пучков света, обязанных бегу необыкновенной (ζ) и обыкновенной (η) световых волн. Причём, выражения для модулей $r_{(\zeta,\eta)}$ и фаз $\varphi_{(\zeta,\eta)}$ комплексных амплитудных коэффициентов $r_{(\zeta,\eta)}^*$ нормального отражения могут быть выражены через фурье-образы (25) и (26):

$$r_{(\zeta,\eta)} = \left\{ (S^F [\Delta i_{\text{прив}}]_{(p,s)})^2 + (C^F [\Delta i_{\text{прив}}]_{(p,s)})^2 \right\}^{1/2}, \quad (27)$$

$$\varphi_{(\zeta,\eta)} = \text{Arctg} \left\{ C^F [\Delta i_{\text{прив}}]_{(p,s)} / S^F [\Delta i_{\text{прив}}]_{(p,s)} \right\} \quad (28)$$

где $\text{Arctg}(x)$ — главное значение обратной тригонометрической функции.

В заключение отметим, что обращение к фазовому параметру эллипсометрии $\Delta = \varphi_{\xi} - \varphi_{\eta}$, в согласии с формулой (4), позволяет избежать проблемы юстировки нулевой разности фаз $\Delta\varphi_{0t}(t=0) = 0$ при начальном состоянии интерферирующих пучков.

Литература

1. *Кирьянов А. П.* Голоэллипсометрия *in situ*: основы и применения. — М.: МГУДТ, 2003. — 221 с. [*Kir'yanov A. P.* *Goloehllipsometriya in situ: osnovih i primeneniya.* — М.: MGUDT, 2003. — 221 s.]
2. *Кирьянов А. П.* Голоэллипсометрия // Лазерная интерферометрия: Межвед. сб. — М.: МФТИ, 1993. — С. 62–68. [*Kir'yanov A. P.* *Goloehllipsometriya in situ: osnovih i primeneniya.* — М.: MGUDT, 2003. — 221 s.]
3. In Situ Spectroscopic Ellipsometry as a Versatile Tool for Studying Atomic Layer Deposition / E. Langereis, S. B. S. Heil, H. C. M. Knoop et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2009. — Vol. 42. — P. 073001.
4. *Алфёров Ж. И.* Нанотехнологии: перспективы развития в России // Аналит. обзор по материалам круглого стола «Проблемы законодательного регулирования и государственной политики по развитию нанотехнологий в Российской Федерации». — 2005. [*Alfyorov Zh. I.* *Nanotekhnologii: perspektivih razvitiya v Rossii* // *Analit. obzor po materialam kruglogo stola «Problemih zakonodatelnogo regulirovaniya i gosudarstvennoy politiki po razvitiyu nanotekhnologiy v Rossijskoj Federacii».* — 2005.]
5. *Kainer G. B.* Problems of Metrological Support for Nanotechnology of High-Precision Component Metal-Working // *Нанотехника.* — 2007. — No 1. — Pp. 52–56.
6. Метрологические методики абсорбционной и люминесцентно-эмиссионной спектрометрической автоматизированной диагностики материалов и структур микро- и нанoeлектроники / К. А. Валиев, Л. В. Великов, А. П. Кирьянов, Е. П. Ляшенко // Труды ФТИАН. «Ионно-лучевая обработка материалов в микро- и нанoeлектронике». — М.: Наука, 1999. — Т. 15. — С. 170. [*Metrologicheskie metodiki absorbcionnoj i lyuminescentno-ehmissionnoj spektrometricheskoy avtomatizirovannoy diagnostiki materialov i struktur mikro- i nanoehlektroniki* / К. А. Valiev, L. V. Velikov, A. P. Kirjyanov, E. P. Lyashenko // *Trudih FTIAN. «Ionno-luchevaya obrabotka materialov v mikro- i nanoehlektronike».* — М.: Nauka, 1999. — Т. 15. — С. 170.]

7. *Brodsky A. M., Urbakh M. I.* On the Dependence of Light Reflection from Metals on Adatom Characteristic. — 1971. — Vol. 88. — Pp. 633–644.
8. *Аззам Р., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. — М.: Мир, 1981. — 584 с. [*Azzam R., Bashara N.* Ehllipsometriya i polyarizovannihy] svet. — М.: Mir, 1981. — 584 s.]
9. *Kiryanov A. P.* On the ultrafast holoellipsometry // Intern. Conf. “Micro- and nanoelectronics 2005”. Book of abstract. — Moscow, Zvenigorod, Russia, 2005. — Pp. 2–17.

UDC 535.51; 621.382

Interference Holoellipsometry “in situ” of a Transparent Two-Dimensional Uniaxial Crystal at Normal Angle Laser Radiation Reflection

M. Ali*, Yu. Yu. Kachurin*, A. P. Kiryanov[†], T. A. Ryjova[‡],
I. P. Shapkarin[§]

* *Bauman Moscow State Technical University
2-nd Baumanskaya str., 5, 105005, Moscow, Russia*

[†] *Scientific and Technological Center for Unique Instrumentation of RAS
Butlerova str., 15, 117342, Moscow, Russia*

[‡] *General Physics Department
People’s Friendship University of Russia
Miklukho-Maklaya str., 6, 117198, Moscow, Russia*

[§] *Moscow State University of Design and Technology
Sadovnichevskaja str., 33, 113806, Moscow, Russia*

The following issues are considered in the paper: a) method of the in situ interference holoellipsometry (ellipsometry with the complete set of measured parameters: modules and phases of complex amplitude reflection coefficients for linear p- and s-polarizations) of a transparent two-dimensional uniaxial crystal at normal reflection angle of the laser radiation under the condition that the crystal optical axis belongs to the reflecting surface; b) schematic of the holoellipsometer realizing the method and employing the Michelson interferometer with phase modulation of the radiation.

Key words and phrases: ellipsometry, interference, Michelson interferometer, complex refractive index, polarization of light, ellipsometer.