

ЛАЗЕРНЫЙ ХОЛОЭЛЛИПСОМЕТР РАССЕЯНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ СВЕТА ОДНООСНЫМ ДВУМЕРНЫМ КРИСТАЛЛОМ

М. Али, А.П. Кирьянов

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация
e-mail: mohammedali2206@gmail.com; a-kiryanov@mail.ru

Представлены впервые разработанные оптическая схема и принцип действия устройства, собранного как единая комбинация одновременно функционирующих холоэллипсометров in situ рассеяния и отражения поляризованного света образцом оптически одноосного двумерного кристалла в направлениях, близких к нормальному для образца. Представлены основные уравнения метода холоэллипсометрии, реализуемого адекватно с помощью приведенного устройства. Полученные в данной работе результаты существенно отличаются от известных в практике поляризационных измерений рассеяния света тем, что здесь впервые представлена возможность одновременного измерения в реальном времени не отношения модулей, а самих модулей комплексных амплитудных коэффициентов рассеяния и (а не или) отражения света в направлениях, близких к нормальному для исследуемого образца из оптически одноосного прозрачного двумерного кристалла, а также дополнительно и разности фаз для этих же комплексных амплитудных коэффициентов рассеяния и отражения света. Такая возможность одновременного измерения не двух, а шести экспериментальных параметров позволяет существенно повысить диагностические способности эллипсометрии как основы мониторинга создания и обработки двумерных наноструктурных образований.

Ключевые слова: холоэллипсометр, рассеяние света, двумерные кристаллы, мониторинг.

LASER HOLOELLIPSO METER OF THE LIGHT SCATTERING AND REFLECTION FROM THE UNIAXIAL TWO-DIMENSIONAL CRYSTAL

M. Ali, A.P. Kir'yanov

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation
e-mail: mohammedali2206@gmail.com; a-kiryanov@mail.ru

The developed optical design and principle of operation are presented for the first time for the device, assembled as a single combination of in situ simultaneously functioning holoellipsometries of scattering and reflection of polarized light by a sample of the optically uniaxial two-dimensional crystal in directions close to the normal to the sample. The basic equations of the holoellipsometry method implemented adequately by the presented unit are deduced. A significant difference of results obtained in this study from those known in the practice of polarization measurements of light scattering is that for the first time it is possible here to measure simultaneously in real time the moduli (proper, not their ratio) of the complex amplitude coefficients of scattering and (not or) reflection of light (in the directions close to the normal to the investigated sample of optically uniaxial transparent two-dimensional crystal) and to find additionally the phase difference for same complex amplitude coefficients of light scattering and reflection. And this possibility of simultaneous measurement of six experimental parameters (rather than two parameters for the traditional ellipsometry) allows for significant improvement of the diagnostic ability of ellipsometry as a basis

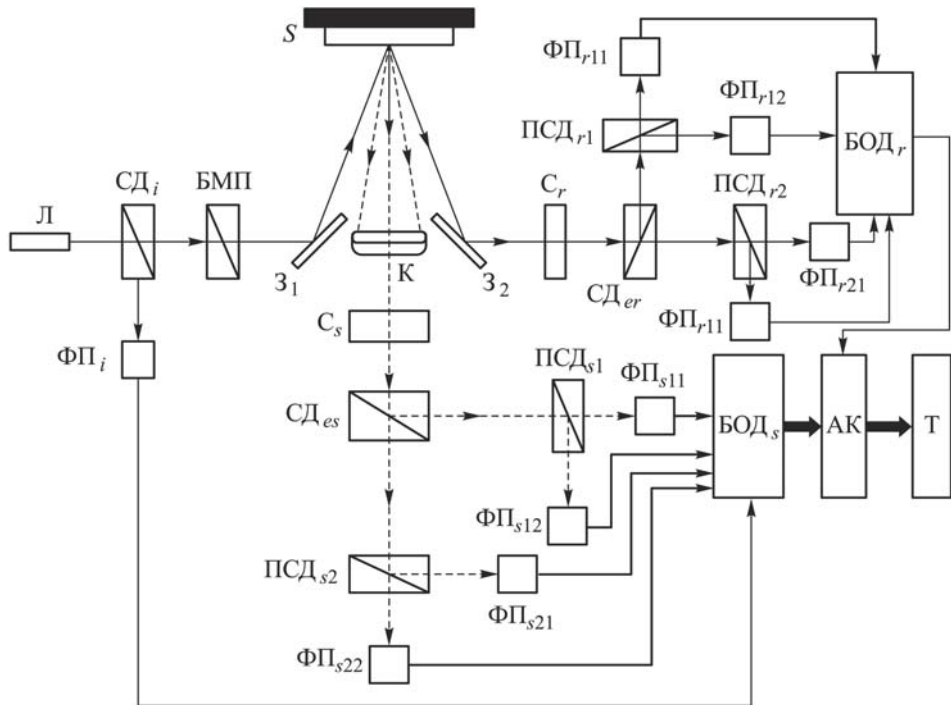
Keywords: holoellipsometer, light scattering, two-dimension crystals, monitoring.

Наукоемкие технологии востребовали эффективные средства мониторинга создания и обработки двумерных кристаллов (ДК) — квантовых образований толщиной $d \approx 10 \dots 100$ нм [1–3]. Они важны для нанотехнологий, использующих квантовое копирование тел из малого числа частиц, обеспечивающее создание изделий с особо высокой точностью [3]. Важные для практики свойства ДК получают при надлежащем контроле синтеза, используя, например, методы и средства оптики, в том числе эллипсометрии [4], позволяющие реализовать неразрушающий дистанционный контроль физических параметров пленок полупроводников и диэлектриков, покрытий и границ раздела сред, создаваемых в технологических процессах.

Работа нацелена на создание средств холоэллипсометрии *in situ* рассеяния и отражения света как основы мониторинга синтеза ДК [5, 6].

Оптическая схема лазерного холоэллипсометра практически нормального рассеяния и отражения света. Версия схемотехнической и функциональной организации лазерного устройства, позволяющего вести анализ поляризации одновременно рассеянного и отраженного света, представлена оптической схемой на рисунке. Здесь Л — лазер; $СД_i$ — входной поляризационный светоделитель; $ФП_i$ — фотоприемник отклоняемого $СД_i$ пучка света, БМП — бинарный модулятор поляризации [7]; З — зеркало; S — образец; К — коллиматор; $С$ — компенсатор; $СД$ — входной светоделитель; ПСД — поляризационный светоделитель; $ФП_{(s,r)(11,12;21,22)}$ — фотоприемник пучков света в каналах рассеяния (индекс “s”) и отражения (индекс “r”) с поляризационными светоделителями ПСД; БОД — блок обработки данных; АК — компьютер; М — монитор.

При работе прибора (см. рисунок) часть потока света от лазера Л отражается поляризационным светоделителем $СД_i$ на фотоприемник $ФП_i$. Это позволяет контролировать интенсивность $I_i(t)$ излучения лазера. Другая часть пропускается поляризационным светоделителем $СД_i$ и обеспечивает работу всего измерительного комплекса, падая сначала через бинарный модулятор поляризации БМП на плоское зеркало $З_1$. Это зеркало посылает поток света на образец кристалла S под малым углом падения $\theta_i \approx 5^\circ$. Образец S отражает и частично рассеивает падающий на него поток света. Отражаемая часть направляется плоским зеркалом $З_2$ на компенсатор $С_r$ на входе холоэллипсометра отражения, обеспечивающего анализ поляризации света, отраженного образцом S . Часть рассеянного света уходит от образца S практически



Оптическая схема лазерного холоэллипсометра рассеяния и отражения света оптически одноосным ДК в направлениях, близких к нормальному относительно ДК

нормально к его поверхности и поступает (в виде конуса с углом раствора $\Delta\theta \approx 2,5^\circ$) на вход коллиматора K , который формирует из конуса рассеянного света плоский поток, направляя его через компенсатор C_s на светоделитель CD_{es} на входе холоэллипсометра рассеяния, обеспечивающего анализ поляризации потока света, рассеянного образцом S на коллиматор K . Светоделитель CD_{es} делит этот поток света на плоские пучки, падающие на поляризационные светоделители $ПСД_{s(1,2)}$. Формируемые ими потоки света с линейными поляризациями регистрируют фотоприемники $ФП_{s(11,12)}$ и $ФП_{s(21,22)}$ в каналах с поляризационными светоделителями $ПСД_{s1}$ и $ПСД_{s2}$. Электросигналы от фотоприемников поступают в блок обработки данных $БОД_s$ в s -канале прибора и от него в цифровом виде — на общий компьютер $АК$, проводящий математическую обработку всего получаемого массива данных и управляющий всеми операциями. Линейные поляризации формируемых поляризационными светоделителями $ПСД_{s(1,2)}$ потоков света направлены так, что на выходе светоделителя $ПСД_{s1}$ взаимно поперечные направления колебаний векторов электрических волн совпадают с направлениями таких колебаний для необыкновенной и обыкновенной волн света в среде оптически одноосного кристалла, а на выходе светоделителя $ПСД_{s2}$ линейные поляризации потоков света повернуты по

азимуту на угол $\Delta\theta = 45^\circ$ по отношению к линейным поляризациям потоков света на выходе светоделителя ПСД_{s1}.

Аналогично представляется и холоэллипсометр отражения, когда индексы “s” соответствующих оптических элементов заменяются индексами “r”.

Контроль интенсивности $I_i(t)$ света лазера на входе в холоэллипсометр, выполняемый с помощью оптопары из светоделителя СД_i и фотоприемника ФП_i, позволяет нормировать сигналы $I_{(s,r)jk}(t)$ от остальных фотоприемников ФП_{(s,r)jk}. Нормировка — это деление jk -го сигнала в наборе $I_{(s,r)jk}(t)$ на сигналы $I_i(t)$ от потока света на входе. При компьютерной обработке массива данных имеются и аналоговые $I_{(s,r)jk}(t)$, и нормированные $i_{(s,r)jk}(t)$ сигналы:

$$i_{(s,r)jk}(t) = [I_{(s,r)jk}(t)/I_i(t)]. \quad (1)$$

Относительные величины из уравнения (1) способствуют устойчивости математических алгоритмов в ходе обработки всего массива данных измерений.

Массив данных измерений несет информацию как от образца S , так и от других оптических элементов прибора, с которыми взаимодействуют потоки света на своем пути от лазера Л до фотоприемников ФП_{(s,r)jk}. Информацию от образца S для компонент потока света с линейными ξ - и η -поляризациями, соотношенными с поляризациями необыкновенной и обыкновенной волн света в среде оптически одноосного кристалла, при отражении света несут комплексные амплитудные коэффициенты отражения $R_{\xi,\eta}^*$ [4–6]:

$$R_{\xi,\eta}^* = R_{\xi,\eta} \exp(i\delta_{\xi,\eta}),$$

где $R_{\xi,\eta}$ и $\delta_{\xi,\eta}$ — модули и фазы коэффициентов отражения $R_{\xi,\eta}^*$ [6], а при рассеянии света информацию несут элементы S_{uves}^* матрицы \hat{S}_{es} Джонса рассеивания света [7, 8]:

$$S_{uves}^* = S_{uves} \exp(i\varphi_{suv}),$$

где S_{uves} и φ_{suv} — модуль и фаза элементы S_{uves}^* матрицы \mathbf{S}_{es} Джонса, причем индексы “uv” коррелируют с индексами “p, s” главных линейных поляризаций потока света, например, на обычных светоделителях или с индексами “ ξ, η ” линейных поляризаций необыкновенной (индекс “ ξ ”) и обыкновенной (индекс “ η ”) волн света в анизотропной среде оптически одноосного кристалла, а индекс “es” маркирует параметр на выходе (индекс “e”) s-канала устройства (или просто s-холоэллипсометра). Отметим, что недиагональные элементы $S_{\xi\eta es}^*$ и $S_{\eta\xi es}^*$ матрицы \mathbf{S}_{es}^* Джонса рассеяния света пропорциональны $\sin \varphi_s$ (φ_s — азимут плоскости рассеяния), так что при практически нормальном рассеянии света образцом S (когда $\varphi_s = 0$) элементы $S_{\xi\eta es}^*$ и $S_{\eta\xi es}^*$ матрицы \mathbf{S}_{es}^* равны нулю [7].

Информацию о вкладе в массив данных от других оптических элементов передают комплексные поляризационные аппаратные функции $A_{p,s}^*$ [4–6]:

$$A_{p,s}^* = A_{p,s} \exp(i\delta_{A_{p,s}}),$$

где $A_{p,s}$ и $\delta_{A_{p,s}}$ — модуль и фаза комплексной функции $A_{p,s}^*$, при этом линейные p - и s -поляризации аппаратной функции $A_{p,s}^*$ коррелируют с линейными ξ - и η -поляризациями необыкновенной и обыкновенной волн света в анизотропной среде оптически одноосного ДК.

Согласно формализму \hat{S} -матриц Джонса [4], в функции $A_{p,s}^*$ в виде сомножителей входят амплитуды $E_{i(p,s)}$ электрических векторов компонент потока света с линейными p - и s -поляризациями, динамические чувствительности $D_{(s,r)jk}$ фотоприемников ФП $_{(s,r)jk}$ и комплексные амплитудные коэффициенты отражения/пропускания светоделителей СД $_{e(s,r)}$ холоэллипсометров и других элементов. Такие сомножители комплексных аппаратных поляризационных функций $A_{p,s}^*$ устройства имеют свои скорости временных изменений в ходе измерений соответственных характерных параметров, причем наиболее подвижными оказываются амплитуды $E_{i(p,s)}$ электрических векторов поляризованных p - и s -компонент потока света на входе холоэллипсометра. Комплексные же амплитудные коэффициенты отражения и пропускания светоделителей СД $_{e(s,r)}$ холоэллипсометра практически постоянны. Влияние комплексных поляризационных аппаратных функций $A_{p,s}^*$ устройства на массив данных в холоэллипсометрии [5, 6] можно исключить, проводя дополнительные независимые измерения, размещая на пути потока волн к образцу S другой образец S_3 (так называемый эталон) — плоское идеально отражающее зеркало, для которого модули коэффициентов отражения $R_\xi = R_\eta = 1$ и параметр $\Delta = \pi$. Обратим внимание, что дополнительные измерения в каналах с поляризационными светоделителями ПСД $_{2(s,r)e}$ выполняют идентично на основном образце S и в канале со светоделителем ПСД $_{1(s,r)e}$.

Массив данных $i_{(s,r)jk}(t)$ вносят в блок памяти компьютера АК, чтобы в дальнейшем использовать при обработке массива измерений $i_{(s,r)jk}(t)$ на основном образце S .

Особенности регистрации потока поляризованного рассеянного света. Существенным моментом в появлении рассеянного света при облучении образца потоком света обычной интенсивности оказываются спонтанные переходы частиц с возбужденных уровней на нижележащие энергетические уровни [7–10]. Парциальная волна рассеянного света от некоторой j -й частицы уходит от нее и далее, следуя законам макроэлектродинамики Максвелла–Лорентца [10], распространяется в слое ДК, как в оптическом низкодобротном резонаторе Фабри–Перо. Любая такая парциальная волна как j -я составляющая рассеянного

света в точке наблюдения, отвечающая частице в j -й точке объема среды, есть сумма перпендикулярных друг другу (и направлению волнового вектора \mathbf{k}' рассеянного света) векторов $\mathbf{E}'_{j\xi}$ и $\mathbf{E}'_{j\eta}$, для которых разность $\Delta\varphi_{0j\xi\eta}$ начальных фаз $\varphi_{0j\xi}$ и $\varphi_{0j\eta}$ сохраняется после отрыва парциальной волны рассеянного света от места появления. Эффективное ненулевое усреднение по движению частиц тела в среде получают, когда реализуется интерференция проекций силовых векторов рассеянной волны \mathbf{E}'_{ξ} и \mathbf{E}'_{η} ($\mathbf{E}'_{\xi} \perp \mathbf{E}'_{\eta}$) на направления, отвечающие линейным поляризациям потока света на выходе линейного поляризационного светоделителя, которые составляют угол по азимуту 45° с поляризацией $\mathbf{e}'_{\xi} \uparrow \uparrow \mathbf{E}'_{\xi}$, нормальной плоскости рассеяния. Любая другая, k -я составляющая потока рассеянного света в точке наблюдения, порожденная частицей в k -й точке объема среды, дает сходную картину интерференции. Картины эти из-за временной некогерентности парциальных j -й и k -й составляющих потока рассеянного света накладываются друг на друга, а их интенсивности просто суммируются. Это идентично интерференции от некогерентных источников света, изученной еще Френелем [10].

Рассмотрим интерференцию в поле рассеянных поляризованных волн при рассеянии света в направлении, близком к нормальному, в малый телесный угол $\Delta\theta$ относительно оптической оси коллиматора К (см. рисунок), посылающего падающий на него (в форме конуса) рассеянный свет плоским потоком через компенсатор C_s на светоделитель $СД_s$, делящий падающий поток света на два пучка. Один пучок отражается на линейный поляризационный светоделитель $ПСД_{s1}$, выделяющий, как отмечено, пучки света с взаимно перпендикулярными направлениями колебаний векторов электрических волн вдоль поляризаций необыкновенной (индекс “ ξ ”) и обыкновенной (индекс “ η ”) волн света в среде оптически одноосного кристалла. Другой пучок пропускается через линейный поляризационный светоделитель $ПСД_{s2}$, выделяющий пучки света с линейными поляризациями, повернутыми на 45° относительно линейных ($p \equiv \xi$ и $s \equiv \eta$) поляризаций потока волн на светоделителе $СД_s$. Усреднение [10] проводят сначала по движению микрочастиц в молекулах рассеивателя. Это равноценно усреднению во времени при регистрации сигнала. Другое усреднение проводят по формуле

$$I_{(\pm)es} = \sum_j \langle |E'_{\xi j} \pm E'_{\eta j}|^2_{es} / 2 \rangle,$$

где $E'_{(\xi,\eta)jes}$ — силовой электрический вектор рассеянной волны от j -й частицы среды при выходе из образца S , а (ξ, η) -поляризация компоненты рассеянной волны соотнесена с поляризацией ξ - или η -волн света в оптически одноосном образце S , а множитель $(1/2) = \cos^2 45^\circ = \sin^2 45^\circ$.

Интерференция задана разностью $\Delta I_{\text{инт}(es)}$ сигналов I_{+es} и I_{-es} :

$$\Delta I_{\text{инт}(es)} = |I_{+es} - I_{-es}| = \left| \sum_j \langle (E'_{\xi j} E'_{\eta j}{}^* + E'_{\xi j}{}^* E'_{\eta j})_{es} \rangle \right|;$$

$$\Delta I_{\text{инт}(es)} = 2 \left| \sum_j \langle (E'_{\xi j} E'_{\eta j} \sin \Delta \varphi_{\xi \eta j})_{es} \rangle \right|,$$
(2)

где $\Delta \varphi_{\xi \eta j es}$ — разность фаз для векторов $E'_{\xi j es}$ и $E'_{\eta j es}$ рассеянной волны на выходе ее из объема образца S ; $\sin \Delta \varphi_{\xi \eta j es}$ — вклад рассеянной волны в интерференцию (2) в результате действия компенсатора C_s на входе s -канала холоэллипсометра.

Такой же результат получают и для измерений на эталоне S_3 в виде идеально отражающего зеркала:

$$\Delta I_{\text{инте}(s,r)\varepsilon} = 2 \left| \sum_j \langle (E'_{\xi j} E'_{\eta j} \sin \Delta \varphi_{\xi \eta j})_{e(s,r)\varepsilon} \rangle \right|.$$
(3)

Иницирующая рассеяние света падающая на образец S световая волна на глубине z от поверхности слоя размещения j -й точки рассеяния света в объеме образца описывается комплексными амплитудами электрических векторов $E_{1(\xi,\eta)}^*(z_j)$:

$$E_{1(\xi,\eta)}^*(z_j) = E_{0(\xi,\eta)}^* \left\{ \tau_{01}^* \exp(i\varphi_{1zj}) \times \right.$$

$$\left. \times [1 + \rho_{12}^* \exp(2i\varphi_{1(d-z)j})] / [1 + \rho_{01}^* \rho_{12}^* \exp(2i\varphi_{1dj})] \right\}.$$
(4)

Парциальная волна $E_{1i(\xi,\eta)}^*(z_j)$ света рассеяния в j -й точке его появления имеет вид

$$E_{1i(\xi,\eta)}^*(z_j) = E_{1(\xi,\eta)}^*(z_j) S_{(\xi\xi,\eta\eta)}^*(z_j).$$
(5)

Парциальная волна $E^*(z)_{(\xi,\eta)e}$ света рассеяния от j -й точки образца S на глубине z от поверхности на выходе из тонкого, практически прозрачного слоя представляется соотношением вида

$$E^*(z)_{(\xi,\eta)e} = E_{1i(\xi,\eta)}^*(z_j) \left\{ \tau_{10}^* \exp(-i\varphi_{1zj}) \times \right.$$

$$\left. \times [1 + \rho_{12}^* \exp(2i\varphi_{1(d-z)j})] / [1 + \rho_{01}^* \rho_{12}^* \exp(2i\varphi_{1dj})] \right\}_{(\xi,\eta)}$$
(6)

или более развернуто (с учетом соотношений (4)–(6)) как

$$E^*(z)_{(\xi,\eta)e} = E_{0(\xi,\eta)}^* \left\{ \tau_{01}^* \tau_{10}^* S^*(z_j) \times \right.$$

$$\left. \times [1 + \rho_{12}^* \exp(2i\varphi_{1(d-z)j})]^2 / [1 + \rho_{01}^* \rho_{12}^* \exp(2i\varphi_{1dj})] \right\}_{(\xi,\eta)}.$$
(7)

Здесь $\tau_{\alpha\beta(\xi,\eta)}$ и $\rho_{\alpha\beta(\xi,\eta)}$ — амплитудные коэффициенты Френеля пропускания и отражения света с линейной (ξ, η) -поляризацией на границе

раздела сред α и β ; $\varphi_{1z(\xi,\eta)e}$ — набег фазы для парциальной волны света рассеяния с линейной (ξ,η) -поляризацией на выходе из слоя за счет распространения в среде 1 слоя от глубины z к поверхности вдоль нормали к ней:

$$\varphi_{1z(\xi,\eta)e} = (2\pi\nu'n'_{(\xi,\eta)}z/c); \quad (8)$$

$\varphi_{1d(\xi,\eta)es}$ — набег фазы для такой волны в слое толщиной d .

Итак, в силу действия слоя образца S как резонатора Фабри-Перо на инициирующую рассеяние световую волну и на саму рассеянную парциальную волну света с линейными (ξ, η) -поляризациями электрические векторы $E'^*(z)_{(\xi,\eta)e}$ поля рассеянного света непосредственно на выходе из слоя вдоль нормали к его поверхности можно связать с соответственными электрическими векторами $E_{0(\xi,\eta)}^*$ падающей световой волны, инициирующей рассеяние света, эффективными элементами $S_{eff}^*(z_j)_{(\xi,\eta)}$ эффективной матрицы \hat{S}_{eff}^* Джонса нормального рассеяния света в виде

$$\hat{S}_{eff}^*(z_j)_{(\xi,\eta)} = \mathbf{S}^*(z_j)_{(\xi,\eta)} t_{eff}^*(z_j)_{(\xi,\eta)}, \quad (9)$$

где

$$t_{eff}^*(z_j)_{(\xi,\eta)} = \left\{ \tau_{01}^* \tau_{10}^* [1 + \rho_{12}^* \exp(2i\varphi_{1(d-z)j})]^2 [1 + \rho_{01}^* \rho_{12}^* \exp(2i\varphi_{1dj})]^2 \right\}_{(\xi,\eta)} \quad (10)$$

— так называемый эффективный комплексный амплитудный коэффициент выхода потока рассеянного света с линейной (ξ, η) -поляризацией непосредственно из слоя оптически анизотропной среды.

Модули параметров нормального отражения света ДК. Главными параметрами измерений при нормальном отражении света служат модули $R_{(\xi,\eta)}$ и разность Δ фаз $\delta_{(\xi,\eta)}$ комплексных амплитудных коэффициентов нормального отражения $R_{(\xi,\eta)}^*$ компонент потока света с линейными ξ - и η -поляризациями, отнесенными к необыкновенной и обыкновенной волнам света в оптически анизотропной среде ДК [6], а при нормальном рассеянии света диагональные эффективные комплексные элементы $S_{eff(\xi\xi,\eta\eta)es}^*$ эффективной матрицы $\hat{S}_{eff\ es}^*$ Джонса рассеяния света (9) [7].

Рассмотрим сначала случай, когда ориентированная некоторым образом оптическая ось ξ образца S оптически одноосного ДК лежит в его плоскости. Пусть оптическая ось ξ образца S образует угол α с линейной p -поляризацией потока света на образце S и светоделителе $СД_{er}$ на выходе r -канала холоэллипсометра (см. рисунок), $E_{i(\xi,\eta)}$ — проекции амплитуды вектора \mathbf{E}_i световой волны вдоль ее линейных ξ - и η -поляризаций при входе в образец S . Линейно поляризованная волна света при нормальном падении, войдя из вакуума в среду

оптически одноосного кристалла, делится на потоки волн с линейными взаимно поперечными поляризациями [9]. Для необыкновенной волны света электрическая индукция D_ξ (при нормальном падении и электрическая напряженность E_ξ) колеблется вдоль оптической оси ξ , а для обыкновенной волны света векторы D_η и E_η индукции и напряженности колеблются вдоль оси η (поперек оси ξ).

Комплексные амплитуды векторов \hat{E}_{per}^* и \hat{E}_{ser}^* в выходном (индекс “e”) потоке отраженного (индекс “r”) образцом S света с линейными ξ - и η -поляризациями находят по формализму векторов и матриц Джонса [4]:

$$bf\hat{E}_{er}^* = R(\alpha)\check{\mathbf{R}}_{er}^*R(-\alpha)\hat{A}_{er}^*\hat{E}_i^*;$$

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \hat{E}_\xi^* \\ \hat{E}_\eta^* \end{bmatrix}_{er} &= \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_\xi^* & 0 \\ 0 & R_\eta^* \end{bmatrix}_{er} \times \\ &\times \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{A}_\xi^* & 0 \\ 0 & \hat{A}_\eta^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{E}_{\xi i}^* \\ \hat{E}_{\eta i}^* \end{bmatrix}. \quad (11) \end{aligned}$$

Выполнив должные действия в (11), получим [6] соотношения вида

$$\begin{aligned} \hat{E}_{per}^* &= [\hat{E}_{pi}^*\hat{A}_p^*(R_\xi^* \cos^2 \alpha + R_\eta^* \sin^2 \alpha) + \hat{E}_{si}^*\hat{A}_s^*(R_\xi^* - R_\eta^*) \sin \alpha \cos \alpha]_{er}; \\ \hat{E}_{ser}^* &= [\hat{E}_{pi}^*\hat{A}_p^*(R_\xi^* - R_\eta^*) \sin \alpha \cos \alpha + \hat{E}_{si}^*\hat{A}_s^*(R_\xi^* \sin^2 \alpha + R_\eta^* \cos^2 \alpha)]_{er}. \end{aligned}$$

Пропуская поток света с линейной p - или s -поляризацией, (например, с помощью бинарного модулятора поляризации [11]), существенно упрощают вид этих формул. В частности, в ситуации только p -поляризации имеем

$$\begin{aligned} \hat{E}_{per}^* &= \hat{E}_{pi}^*[\hat{A}_p^*(R_\xi^* \cos^2 \alpha + R_\eta^* \sin^2 \alpha)]_{er}; \\ \hat{E}_{ser}^* &= \hat{E}_{pi}^*[\hat{A}_p^*(R_\xi^* - R_\eta^*)]_{er} \sin \alpha \cos \alpha. \end{aligned}$$

Интенсивности $I_{(p,s)er}$ сигналов в этом случае принимают вид

$$I_{per} = I_{pi} [|\hat{A}_p^*|^2 (R_\xi^2 \cos^4 \alpha + R_\eta^2 \sin^4 \alpha + R_\xi R_\eta \cos \Delta\varphi_{\xi\eta} (\sin^2 2\alpha)/2)]_{er}; \quad (12)$$

$$I_{ser} = I_{pi} [|\hat{A}_p^*|^2 |(R_\xi^* - R_\eta^*)|^2]_{er} (\sin^2 2\alpha)/2. \quad (13)$$

Отсюда сигнал I_{ser} равен нулю при $\alpha = 0$; а сигнал I_{per} принимает вид

$$I_{per} = I_{pi} [|\hat{A}_p^*|^2 R_\xi^2]_{er}$$

и соответственно в случае только s -поляризации сигнал I_{ser} , когда $I_{per} = 0$, принимает вид

$$I_{ser} = I_{si} [|\hat{A}_s^*|^2 R_\eta^2]_{er}.$$

Результаты измерений на эталоне S_3 , для которого модули коэффициентов отражения потока света $R_{\xi_3} = R_{\eta_3} = 1$, представляются в виде

$$\begin{aligned} I_{per_3} &= |\hat{E}_p^*|_{er_3}^2 = I_{pi} |\hat{A}_p^*|_{er}^2; \\ I_{ser_3} &= |\hat{E}_s^*|_{er_3}^2 = I_{si} |\hat{A}_s^*|_{er}^2. \end{aligned}$$

Согласно (1) получаем нормированные сигналы для r -канала прибора от образца S

$$i_{(p,s)er} = [I_{(p,s)er}/I_{(p,s)i}] = [|\hat{A}_{(p,s)}^*|^2 R_{(\xi,\eta)}^2]_{er} \quad (14)$$

и от эталона S_3

$$i_{(p,s)er_3} = [I_{(p,s)er_3}/I_{(p,s)i_3}] = |\hat{A}_{(p,s)}^*|_{er}^2, \quad (15)$$

а также от эталона S для s -канала

$$i_{(p,s)es_3} = [I_{(p,s)es_3}/I_{(p,s)i_3}] = |\hat{A}_{(p,s)}^*|_{es}^2.$$

На основе (14), (15) получим соотношение для приведенных сигналов $i_{\text{np}(p,s)er}$ от образца S для r -канала:

$$i_{\text{np}(p,s)er} = [i_{(p,s)er}/i_{(p,s)er_3}] = R_{(\xi,\eta)er}^2. \quad (16)$$

Соотношение (16) — основа расчета модулей $R_{(\xi,\eta)}$ комплексных амплитудных коэффициентов отражения $R_{(\xi,\eta)}^*$ компонент отражаемого образцом S света с поляризациями, соотношенными с необыкновенной (ξ) и обыкновенной (η) волнами света в среде оптически одноосного кристалла.

Модули элементов матрицы Джонса рассеяния света. Обратимся к расчету модулей главных элементов матрицы $\hat{S}_{eff\ es}^*$ Джонса в ситуации s -канала холоэллипсометра (см. рисунок). В силу временной некогерентности парциальных j -х составляющих потока рассеянного света, поступающих от j -х точек на глубине z от поверхности вдоль нормали к ней, интенсивности этих парциальных волн просто суммируются. А суммирование Σ_j потока рассеянного света по набору j -х частиц в объеме среды рассеивателя S , актуальном для геометрии нормального рассеяния света, заменяют интегрированием ($\int \dots dAz$) по глубине z залегания рассеивающей свет j -й частицы в пределах площади A облучаемой области образца S и используют полученные ранее соотношения (14), (15) для нормированных сигналов $i_{(p,s)es}$ и $i_{(p,s)es_3}$ от образца S и эталона S_3 , заменяя в них величины, относящиеся к отражению света, на величины, относящиеся к его рассеянию:

$$i_{(p,s)es} = [I_{(p,s)es}/I_{(p,s)i}] = \{|\hat{A}_{(p,s)}^*|^2 [(|t_{eff}^*(d)| \cdot |S^*|)^2]_{(\xi,\eta)}\}_{es} N; \quad (17)$$

$$i_{(p,s)es_3} = [I_{(p,s)es_3}/I_{(p,s)i_3}] = |\hat{A}_{(p,s)}^*|_{es}^2. \quad (18)$$

На основе соотношений (17), (18) для образца S и эталона S_3 имеем итоговое соотношение для приведенных сигналов $i_{np(p,s)er}$, получаемых на основе отношения нормированных сигналов $i_{(p,s)es}$ и $i_{(p,s)es3}$ от образца S и эталона S_3 в результате измерений в s -канале холоэллипсометра (см. рисунок) и позволяющих найти модули $|S_{(\xi\xi,\eta\eta)}^*|$ элементов $S_{(\xi\xi,\eta\eta)}^*$ матрицы \hat{S}_{es}^* Джонса рассеяния света, а предварительные калибровочные измерения с эталоном S_3 проводятся, как подчеркивалось ранее, в геометрии отражения:

$$i_{np(p,s)es} = [i_{(p,s)es}/i_{(p,s)es3}] = [(|t_{eff}^*(d)| \cdot |S^*|)^2]_{(\xi,\eta)es} N, \quad (19)$$

где N — полное число частиц, актуально участвующих в рассеянии света, а обозначения элементов матрицы рассеяния упрощены: $S_{(\xi\xi,\eta\eta)}^* \equiv S_{(\xi,\eta)}^*$.

Соотношения (19) и (10) представляют собой физическую основу расчета модулей $S_{eff(\xi,\eta)}^*$ эффективных комплексных элементов $S_{eff(\xi,\eta)}^*$ так называемой эффективной матрицы \hat{S}_{eff}^* Джонса рассеяния света [7, 8] с поляризациями, соотнесенными с необыкновенной (ξ) и обыкновенной (η) волнами света в среде оптически одноосного двумерного кристалла.

Фазовые параметры нормального отражения и рассеяния света ДК. Эллипсометрический фазовый параметр $\Delta_{(S\,eff\,R)}$ для основного образца S при холоэллипсометрических измерениях рассеяния (индекс “ $S\,eff$ ”) и отражения (индекс “ R ”) света имеем на основе соотношений (2) для образца S и (3) для эталона S_3 при учете также и соотношений (4)–(10). Выполняя, как отмечалось, соответственные преобразования и заменяя при этом суммирование \sum_j в соотношении (2) для рассеянного света по набору j -х частиц в среде рассеивателя S интегрированием ($\int \dots dAz$) по глубине z залегания j -й частицы в пределах площади A засвечиваемой области образца S , сводим соотношения $\Delta_{интe(s,r)}$ (2) с эффектом интерференции от образца S в случае s - и r -каналов рассеяния и отражения холоэллипсометра к виду:

$$\Delta_{интe(es)} = I_i \{ N_i [|t_{eff\xi}^* t_{eff\eta}^*| (A_p A_s)_2 (S_\xi S_\eta)] [\sin(\Delta_{S\,eff\,s} + \Delta_{A2s})]_{\xi\eta} \} e;$$

$$\Delta_{интe(er)} = I_i \{ [(A_p A_s)_2 (R_\xi R_\eta)] [\sin(\Delta_{Rr} + \Delta_{A2r})]_{\xi\eta} \} e.$$

Здесь I_i — интенсивность потока света на входе устройства; $\Delta_{S\,eff\,s}$ и Δ_{Rr} — разность фаз эффективных комплексных амплитудных элементов $S_{eff\xi}^*$ и $S_{eff\eta}^*$ эффективной матрицы \hat{S}_{effes}^* Джонса в геометрии рассеяния света (индекс “ s ”) и соответственно комплексных амплитудных коэффициентов отражения R_ξ^* и R_η^* в геометрии отражения света (индекс “ r ”) образцом S ; Δ_{A2s} и Δ_{A2r} — разность фаз комплексных аппаратных функций $A_{(p,s)2s}^*$ и $A_{(p,s)2r}^*$ в s - и r -каналах холоэллипсометра при использовании пропускания светоделителями $СД_{e(s,r)}$ све-

товых пучков с линейными p - и s -поляризациями; $A_{(p,s)2(s,r)}$ — модули упомянутых комплексных аппаратных функций $A_{(p,s)2(s,r)}^*$; S_ξ и S_η — модули комплексных амплитудных элементов S_ξ^* и S_η^* матрицы \hat{S}_{es}^* Джонса рассеяния света (индекс “ s ”); R_ξ и R_η — модули комплексных амплитудных коэффициентов отражения R_ξ^* и R_η^* .

Соотношение $\Delta I_{\text{инт}e(s,r)\varepsilon}$ (3) для эффекта интерференции от эталона S_3 — идеально отражающего зеркала — в геометриях отражения для s - и r -каналов холоэллипсометра принимает вид

$$\Delta I_{\text{инт}e(s,r)\varepsilon} = [A_p A_s]_{2(s,r)} I_i \sin \Delta_{A2(s,r)}.$$

Для нормированных согласно уравнению (1) сигналов $\Delta i_{\text{инт}2e(s,r)}$ от образца S в геометрии s - и r -каналов холоэллипсометра и $\Delta i_{\text{инт}2a(s,r)\varepsilon}$ от эталона S_3 при использовании пропускания (индекс “2”) потока света светоделителем $\text{СД}_{e(s,r)}$ имеем

$$\Delta i_{\text{инт}2es} = \{N_{\text{и}}[[t_{\text{eff}\xi} t_{\text{eff}\eta} d]](A_p A_s)_2 S_\xi S_\eta [\sin(\Delta_{S\text{eff}es} + \Delta_{A2})]\}_{es}; \quad (20)$$

$$\Delta i_{\text{инт}2er} = \{[(A_p A_s)_2 R_\xi R_\eta] [\sin(\Delta_{Rer} + \Delta_{A2})]\}_{er}; \quad (21)$$

$$\Delta i_{\text{инт}2ae(s,r)\varepsilon} = [(A_p A_s)_2]_{(s,r)} \sin \Delta_{A2(s,r)}. \quad (22)$$

Индекс “2” здесь подчеркивает ту ситуацию, когда комплексные аппаратные функции $A_{p2(s,r)}^*$ и $A_{s2(s,r)}^*$ обусловлены, в частности, и пропусканием входных светоделителей $\text{СД}_{e(s,r)}$.

Синусные величины в соотношениях (20), (21) и (22), определяющие фазовые параметры $\Delta_{S\text{eff}es}$, Δ_{Rer} и $\Delta_{A2(s,r)}$, выделяются, если исключить все амплитудные множители перед ними в формулах. Для реализации подхода строят среднегеометрические величины $G_{1\text{пр}(\xi\eta)_{\text{и}r}}$ и $G_{1\text{пр}(\xi\eta)_{\text{и}s}}$ от приведенных нормированных сигналов (16) в r -канале и (19) в s -канале прибора для компонент потока света с линейными ξ - и η -поляризациями в геометрии измерения пучков света с этими ξ - и η -поляризациями (эта геометрия измерений отмечена индексом “1”, а объекты измерений индексами “и” и “э”):

$$G_{1\text{пр}(\xi\eta)_{\text{и}r}} = [i_{\text{пр}(p)es} \cdot i_{\text{пр}(s)es}]_{\text{и}}^{1/2} = N[t_{\text{eff}\xi}^*(d)t_{\text{eff}\eta}^*(d)S_\xi S_\eta]_{\text{и}r}; \quad (23)$$

$$G_{1\text{пр}(\xi\eta)_{\text{и}s}} = [i_{(p)er} \cdot i_{(s)er}]_{\text{и}}^{1/2} = [R_\xi R_\eta]_{\text{и}s}. \quad (24)$$

Строят и среднегеометрическое $G_{2b(\xi\eta)\varepsilon(s,r)}$ для сигналов (18) от компонент потока света на эталоне S_3 в ситуации установки поляризационного светоделителя $\text{ПСД}_{(s,r)2}$, когда регистрируются компоненты потока света с линейными (ξ - и η -) поляризациями:

$$G_{2b(\xi\eta)\varepsilon(s,r)} = (|\Delta i_{\text{инт}2b(\xi)\varepsilon(s,r)}| \cdot |\Delta i_{\text{инт}2b(\eta)\varepsilon(s,r)}|)^{1/2} = [(A_p A_s)_{(2)}]_{(s,r)\varepsilon}. \quad (25)$$

Используя соотношения (20)–(25), находят суммы фазовых параметров $(\Delta_{S\text{eff}s} + \Delta_{A2s})$, $(\Delta_{Rer} + \Delta_{A2r})$ по данным от образца S и фазовые

параметры Δ_{A2s} и Δ_{A2r} по данным от эталона S_3 для аппаратных функций прибора:

$$s_{2b(\pm)s} = [|\Delta i_{\text{инт}2es}| / (G_{1\text{пр}}(\xi\eta)_{\text{си}} G_{2b(\zeta\eta)\text{эс}})] = \sin(\Delta_{S\text{eff}s} + \Delta_{A2s});$$

$$s_{2b(\pm)r} = [|\Delta i_{\text{инт}2er}| / (G_{1\text{пр}}(\xi\eta)_{\text{ри}} G_{2b(\zeta\eta)\text{эр}})] = \sin(\Delta_{Rer} + \Delta_{A2r});$$

$$s_{2a(\xi\eta)_{(s,r)}} = [|\Delta i_{\text{инт}2ae(s,r)\text{э}}| / G_{2b(\xi\eta)\text{э}(s,r)}] = \Delta_{A2(s,r)}.$$

Для фазовых параметров $\Delta_{S\text{eff}s}$ и Δ_{Rer} для рассеяния и отражения света на оптически одноосном ДК имеем

$$\Delta_{(S\text{eff},R)} = \arcsin[s_{2b(\pm)_{(s,r)}}] - \arcsin[s_{2a(\xi\eta)_{(s,r)}}]. \quad (26)$$

Полученные основные уравнения холоэллипсометрии одновременного рассеяния и отражения света в направлениях, близких к нормальному, в виде соотношений (16), (19) и (26) составляют методологическую основу для организации работы устройства, обеспечивающего адекватную реализацию такого метода, и отладки алгоритмов обработки экспериментальных данных.

Как заключение отметим, что в настоящей работе приведены разработанные впервые оптическая схема и принцип действия устройства, организованного как единая комбинация одновременно функционирующих холоэллипсометров *in situ* рассеяния и отражения поляризованного света образцом оптически одноосного двумерного кристалла в направлениях, близких к нормальному для образца. Приведены также основные уравнения метода холоэллипсометрии, реализуемого адекватно с помощью такого устройства. Существенное отличие полученных в работе результатов от известных поляризационных измерений рассеяния света состоит в том, что впервые представлена возможность одновременного измерения не отношения модулей, а самих модулей и дополнительно разности фаз для комплексных амплитудных коэффициентов рассеяния и (не или) отражения света в направлениях, близких к нормальному для исследуемого образца из оптически одноосного прозрачного двумерного кристалла. И такая возможность одновременного измерения не двух, а шести экспериментальных параметров позволяет заметно повысить диагностические способности эллипсометрии как основы мониторинга создания и обработки двумерных наноструктурных образований.

Работа выполнена в рамках ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” за 2009–2013 гг.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алферов Ж.И. Нанотехнологии: перспективы развития в России // Наука Москвы и регионов. 2005. № 2. С. 41–47.

2. 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.
3. Коноптов М.В., Тебекин А.В. Концепция стратегии развития производственных технологий // *Инновации и инвестиции*. 2007. № 1 (9). С. 2–15.
4. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 584 с.
5. Кирьянов А.П. Голоэллипсометрия *in situ*: основы и применения. М.: МГУДТ, 2003. 202 с.
6. Интерференционная холоэллипсометрия *in situ* прозрачного двумерного одноосного кристалла при нормальном отражении лазерного излучения / М. Али, Ю.Ю. Качурин, А.П. Кирьянов и др. // *Вестник РУДН*. 2012. № 1. С. 84–91.
7. Germer T.A., Fasaloka M.J. Characterizing surface roughness of thin films by polarized light scattering // *Proc. SPIE*. 2003, Vol. 5188. P. 264–275.
8. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965. 511 с.
9. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1980. 856 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1980. 532 с.
11. Kovalev V.I., Rukovischnikov A.I., Rossukanyi N.M., Perov P.I. New high precision and high speed automatic ellipsometer with polarization switching for *in situ* control in semiconductor device technologies // *Physics of Semiconductor Devices*. New Delhi: Tata McGraw-Hill. 1990. P. 244–249.

REFERENCES

- [1] Alferov Zh.I. Nanotekhnologii: perspektivy razvitiya v Rossii. *Nauka Moskvy i regionov* [Science in Moscow and regions], 2005, no. 2, pp. 41–47 (in Russ.).
- [2] 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.
- [3] Konotopov M.V., Tebekin A.V. The concept of industrial technology development strategy. *Innovatsii i investitsii* [Innovations and investments], 2007, no. 1 (9), pp. 2–15 (in Russ.).
- [4] Azzam R.M.A., Bashar N.M. Ellipsometry and polarized light. Amsterdam, North-Holland Publ., 1977. 539 p. (Russ. ed.: Azzam R., Bashara N. Ellipsometriya i polarizovanny svet. Moscow, Mir Publ., 1981. 584 p.).
- [5] Kir'yanov A.P. Goloellipsometriya *in situ*: osnovy i primeneniya [In situ holoellipsometry: fundamentals and applications]. Moscow, MGUDT Publ., 2003. 220 p.
- [6] Ali M., Kachurin Yu.Yu., Kir'yanov A.P. In situ interference holoellipsometry of a two-dimensional transparent uniaxial crystal at normally reflected laser radiation. *Vestn. RUDN* [Bull. People's Friendship Univ.], 2012, no. 1, pp. 84–91 (in Russ.).
- [7] Germer T.A., Fasaloka M.J. Characterizing surface roughness of thin films by polarized light scattering. *Proc. SPIE*, 2003, vol. 5188, pp. 264–275.
- [8] Fabelinskiy I.L. Molekulyarnoe rasseyaniye sveta [Molecular scattering of light]. Moscow, Nauka Publ., 1965. 511 p.
- [9] Born M., Wolf E. Principles of Optics. London, Pergamon Press, 1959, 803 p. (Russ. ed.: Born M., Vol'f E. Osnovy optiki. Moscow, Nauka Publ., 1970. 856 p.).
- [10] Landau L.D., Lifshits E.M. Elektrodinamika sploshnykh sred [Electrodynamics of continuous media]. Moscow, Nauka Publ., 1980. 532 p.
- [11] Kovalev V.I., Rukovischnikov A.I., Rossukanyi N.M., Perov P.I. New high precision and high speed automatic ellipsometer with polarization switching for *in situ* control in semiconductor device technologies. *Phys. Semiconductor Dev.* New Delhi, Tata McGraw-Hill, 1990, pp. 244–249.

Статья поступила в редакцию 8.02.2013

Али Мохаммед — гражданин Сирии, выпускник Дамасского университета, аспирант кафедры “Оптико-электронные приборы научных исследований” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор восьми научных работ в области оптики, оплотехники. МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

M. Ali — graduated from the Damascus University (the Syrian Arab Republic), post-graduate of “Optic-Electronic Research Instruments” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of eight publications in the field of optics and optical engineering. Bauman Moscow State Technical University, Vtoraya Baumanskaya ul., 5, Moscow, 105005 Russian Federation.

Анатолий Павлович Кирьянов — д-р физ.-мат. наук; ведущий научный сотрудник НТЦ УП РАН; профессор кафедры “Оптико-электронные приборы научных исследований” МГТУ им. Н.Э. Баумана; чл.-корр. Международной инженерной академии. Автор 260 научных работ в области физики твердого тела, оптики, ИК фурье-спектрометрии, эллипсометрии, микро- и наноэлектроники, оплотехники, синергетики, квантовой лингвистики, экономики инженерной деятельности. МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

A.P. Kir'yanov — Dr. Sci. (Phys.–Math.), leading researcher of Scientific-Technological Center of Instrument Engineering of the Russian Academy of Sciences, professor of “Optic-Electronic Research Instruments” department of the Bauman Moscow State Technical University, corresponding member of the International Academy of Engineering. Author of 260 publications in the field of physics of solids, optics, IR-Fourier-spectroscopy, ellipsometry, micro- and nanoelectronics, optical engineering, quantum linguistics, economics of engineering activity. Bauman Moscow State Technical University, Vtoraya Baumanskaya ul., 5, Moscow, 105005 Russian Federation.