

**ВЛИЯНИЕ ОСТАТОЧНОГО НАПРЯЖЕНИЯ  
В ОПТИЧЕСКИХ ОКНАХ  
НА ТОЧНОСТЬ ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ\*****В. А. Швец***Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск  
E-mail: shvets@isp.nsc.ru*

Рассмотрено влияние остаточного двулучепреломления в оптических окнах на результаты эллипсометрических измерений. Оптические свойства окон описываются комплексным относительным коэффициентом пропускания. В предположении слабой анизотропии окон в линейном приближении рассчитаны поправки к эллипсометрическим параметрам, которые возникают при измерениях на эллипсометрах статического типа. Анализ полученных соотношений показывает, что при двухзонных измерениях поправки частично усредняются. Установлено, что оптимальное положение окон соответствует ориентации их оптических осей под углом  $45^\circ$  относительно плоскости падения света.

**Введение.** Эллипсометрия является эффективным методом исследования физико-химических процессов на поверхности и контроля параметров структур в процессе их роста в условиях высокого вакуума. Абсолютная точность эллипсометрических измерений в этом случае ограничена зачастую качеством оптических окон для ввода и вывода зондирующего излучения. Окна вносят искажения в поляризацию света за счет двойного лучепреломления, вызванного остаточными механическими напряжениями. В [1] представлена технология, позволяющая минимизировать остаточное двулучепреломление, однако она довольно трудоемка, поэтому ее применение не всегда оправдано. Искажение поляризации возникает также при использовании микрообъективов [2], фильтров [3] и других элементов в оптическом тракте эллипсометра. В связи с этим представляет интерес вопрос о погрешностях, которые вносят окна в результаты эллипсометрических измерений.

**Постановка задачи.** В предлагаемой работе для описания преобразования поляризации света воспользуемся матричным подходом, развитым в [4]. Будем характеризовать входное и выходное окна вакуумной камеры (соответствуют индексам 1 и 2) относительными коэффициентами пропускания для «быстрой» и «медленной» осей  $\rho_{w1,2} = t_{1,2} e^{i\delta_{1,2}}$ , а также азимутальными

\* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-02-17340-а).

углами ориентации их «быстрых» осей относительно плоскости падения света  $\alpha_{1,2}$ . Матрица Джонса такого элемента в собственных осях имеет диагональный вид:  $\begin{pmatrix} \rho_w & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ . При переходе в систему координат, связанную с плоскостью падения света на образец ( $p-s$ -систему координат), матрица Джонса для окна преобразуется с помощью оператора поворота на угол  $\alpha$  и приобретает следующий вид:

$$W = \begin{pmatrix} \rho_w \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha & (\rho_w - 1) \sin \alpha \cdot \cos \alpha \\ (\rho_w - 1) \sin \alpha \cdot \cos \alpha & \rho_w \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Обычно относительный фазовый сдвиг  $\delta$  для хорошо отождженных окон составляет  $\sim 0,1-0,3^\circ$  ( $0,002-0,005$  рад), а относительный амплитудный коэффициент пропускания  $t$  отличается от единицы на величину  $\sim 0,001$ . Поэтому можно положить

$$\rho_w = (1 + \varepsilon) e^{i\delta} \approx 1 + (\varepsilon + i\delta) \equiv 1 + r,$$

где  $r = \varepsilon + i\delta$ . Параметр  $\varepsilon$  имеет смысл дихроизма, причем  $\varepsilon, \delta \ll 1$  – малые величины. Матрицу (1) можно представить в виде

$$W = \begin{pmatrix} 1 + r \cos^2 \alpha & r \sin \alpha \cdot \cos \alpha \\ r \sin \alpha \cdot \cos \alpha & 1 + r \sin^2 \alpha \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Матрица  $S'$  системы «окно 1 – образец – окно 2» получается последовательным перемножением матрицы первого (входного) окна  $W_1$ , матрицы образца  $S = \begin{pmatrix} \rho & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$  и матрицы второго (выходного) окна  $W_2$ :

$$S' = W_2 S W_1 \equiv \gamma \begin{pmatrix} \rho_{pp} & \rho_{ps} \\ \rho_{sp} & 1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $\rho = \operatorname{tg} \Psi e^{i\Delta} = R_p / R_s$  – комплексный эллипсометрический параметр исследуемого образца. Элементы матрицы (3) нормированы на элемент  $\rho_{ss}$ , из-за чего появляется несущественный для дальнейшего рассмотрения множитель  $\gamma$ . После разложения по малым параметрам получим

$$S' = \gamma \begin{pmatrix} \rho(1 + r_1 \cos 2\alpha_1 + r_2 \cos 2\alpha_2) & \rho r_1 \sin \alpha_1 \cdot \cos \alpha_1 + r_2 \sin \alpha_2 \cdot \cos \alpha_2 \\ \rho r_2 \sin \alpha_2 \cdot \cos \alpha_2 + r_1 \sin \alpha_1 \cdot \cos \alpha_1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Наличие недиагональных элементов матрицы  $S'$  показывает, что двойное лучепреломление в окнах приводит к появлению анизотропии в системе «окно 1 – образец – окно 2», поэтому для измерения параметров такой сложной системы необходимо применять принципы и подходы обобщенной эллипсометрии, развитые в [5]. Однако в большинстве случаев исследователей интересуют только эллипсометрические параметры измеряемого образца и в первую очередь их погрешности, вносимые окнами при измерении. Очевид-

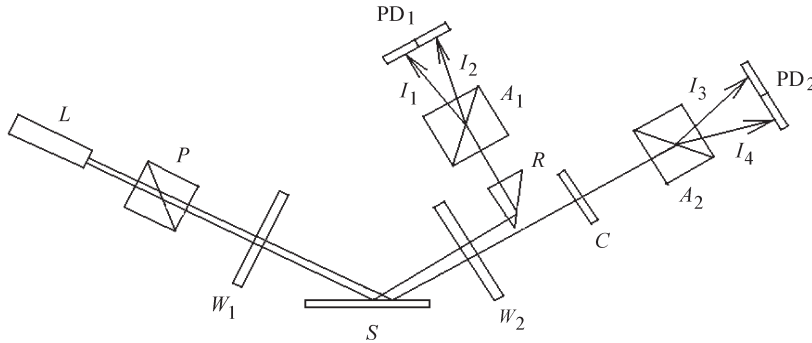


Рис. 1. Оптическая схема статического эллипсометра

но, что результат измерения  $\rho$  зависит в этом случае от конкретной оптической схемы эллипсометра.

**Анализ поправок для статической фотометрической схемы.** Целесообразно рассмотреть статическую фотометрическую схему [6], которая интенсивно применяется в последнее время в различных эллипсометрических установках [7–9]. Причем эллипсометры, функционирующие на базе такой схемы, эффективно используются в качестве аналитических средств диагностики процессов роста в вакуумных установках [9–12]. В рассматриваемой схеме (рис. 1) эллипсометрические параметры образца  $\Psi$  и  $\Delta$  определяются из результатов измерения интенсивностей отраженного света, который разделяется на два оптических канала: амплитудный канал  $\Psi$  (поворотная призма  $R$ , анализатор-расщепитель  $A_1$ , двухплощадный фотоприемник  $PD_1$ ) и фазовый канал  $\Delta$  (компенсатор  $C$ , анализатор-расщепитель  $A_2$ , двухплощадный фотоприемник  $PD_2$ ).  $L$  – He-Ne-лазер. Оптические окна  $W_1, W_2$  вместе с исследуемым образцом  $S$  на рисунке представляют анизотропную систему.

Для изотропных образцов интенсивности света на площадках фотоприемников представлены в работе [6] формулами (1а)–(1г). Для анизотропной исследуемой системы эти выражения должны быть скорректированы и в них появятся дополнительные слагаемые, обусловленные недиагональными элементами матрицы  $S'$ . Используя формализм матричного преобразования поляризационных компонент [4], получаем следующие выражения для интенсивностей  $I_1, I_2$  амплитудного канала:

$$\begin{aligned}
 I_1 = I_{0\Psi} & \left| (\rho \cos P \cdot \cos R + \sin P \cdot \sin R) \cos(A_1 - R) \rho_R - \right. \\
 & \left. - (\rho \cos P \cdot \sin R - \sin P \cdot \cos R) \sin(A_1 - R) + \right. \\
 & \left. + \rho_{ps} \sin P [\cos R \cdot \cos(A_1 - R) \rho_R - \sin R \cdot \sin(A_1 - R)] + \right. \\
 & \left. + \rho_{sp} \cos P [\sin R \cdot \cos(A_1 - R) \rho_R + \cos R \cdot \sin(A_1 - R)] \right|^2, \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I_2 = I_{0\Psi} & \left| (\rho \cos P \cdot \cos R + \sin P \cdot \sin R) \sin(A_1 - R) \rho_R + \right. \\
 & \left. + (\rho \cos P \cdot \sin R - \sin P \cdot \cos R) \cos(A_1 - R) + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \rho_{ps} \sin P [\cos R \cdot \sin(A_1 - R) \rho_R + \sin R \cdot \cos(A_1 - R)] + \\
& + \rho_{sp} \cos P [\sin R \cdot \sin(A_1 - R) \rho_R - \cos R \cdot \cos(A_1 - R)]^2. \quad (6)
\end{aligned}$$

Здесь  $P, R, A_1$  – азимуты поляризатора, поворотной призмы и анализатора 1 (призмы Волластона), отсчитанные от плоскости падения;  $\rho_R$  – отношение комплексных коэффициентов пропускания поворотной призмы вдоль ее оптических осей. Выражения для интенсивностей  $I_3, I_4$  в фазовом канале имеют такой же вид, как и для  $I_1, I_2$ , если параметры поворотной призмы заменить параметрами компенсатора ( $R \rightarrow C, \rho_R \rightarrow \rho_C$ ) и сделать также замены  $A_1 \rightarrow A_2, I_{0\Psi} \rightarrow I_{0\Delta}$ .

Рассмотрим теперь значения интенсивностей для рабочих положений азимутов оптических элементов, которые реализуются в эллипсометрах типа ЛЭФ-72:  $A_1 = A_2 = R = 0, C = 45^\circ$  (конфигурация 3) и  $A_1 = R = 0, A_2 = C = 45^\circ$  (конфигурация 4) [6]. При этом поляризатор может принимать одно из двух симметричных положений  $P = \pm 45^\circ$ , которые соответствуют первой и второй измерительным зонам. Будем также считать компенсатор идеальным в том смысле, что его комплексный параметр, характеризующий пропускание, равен мнимой единице:  $\rho_C = i$ . Такое приближение оправдано, так как в разложении по малым параметрам учитываются только первые не исчезающие члены. Исходя из этого, получаем для конфигурации 3 оптических элементов следующие значения интенсивностей:

$$I_1 = I_{0\Psi} |\rho_{pp} \pm \rho_{ps}|^2, \quad (7)$$

$$I_2 = I_{0\Psi} |1 \pm \rho_{sp}|^2, \quad (8)$$

$$I_3 = I_{0\Delta} |\rho_{pp}(1+i) \pm \rho_{ps}(1+i) - \rho_{sp}(1-i) \mp (1-i)|^2, \quad (9)$$

$$I_4 = I_{0\Delta} |\rho_{pp}(1-i) \pm \rho_{ps}(1-i) - \rho_{sp}(1+i) \mp (1+i)|^2. \quad (10)$$

Знак « $\pm$ » в уравнениях соответствует измерениям при  $P = \pm 45^\circ$ . В нулевом приближении  $\rho_{pp} = \rho$ , а  $\rho_{ps} = \rho_{sp} = 0$ , при этом выражения для  $I_j$  полностью совпадают с аналогичными формулами для изотропной системы [6]. Следуя методике, изложенной в цитируемой работе, для определения эллипсометрических параметров и их погрешностей рассмотрим комбинации интенсивностей вида  $F_\Psi = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}, F_\Delta = \frac{I_3 - I_4}{I_3 + I_4}$ . Подставив выражения для  $\rho_{pp}, \rho_{ps}, \rho_{sp}$

из (4) в формулы для интенсивностей (7)–(10) и оставив только члены первого порядка малости по  $r_1, r_2$ , после некоторых преобразований получаем

$$\begin{aligned}
F_\Psi = & -\cos 2\Psi \pm \sin 2\Psi \cdot \sin 2\alpha_2 (\delta_2 \sin \Delta + \varepsilon_2 \cos 2\Psi \cdot \cos \Delta) + \\
& + \sin^2 2\Psi (\varepsilon_1 \cos 2\alpha_1 + \varepsilon_2 \cos 2\alpha_2), \quad (11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_{\Delta} = & \pm \sin 2\Psi \cdot \sin \Delta \pm \sin 2\Psi \cdot \cos \Delta (\delta_1 \cos 2\alpha_1 + \delta_2 \cos 2\alpha_2) \pm \\
& \pm \sin 2\Psi \cdot \sin \Delta [\cos 2\Psi (\varepsilon_1 \cos 2\alpha_1 + \varepsilon_2 \cos 2\alpha_2) \mp \sin 2\Psi \cdot \cos \Delta \varepsilon_2 \cdot \sin 2\alpha_2] + \\
& + \cos 2\Psi \delta_2 \cdot \sin 2\alpha_2. \tag{12}
\end{aligned}$$

В нулевом приближении, т. е. в отсутствие погрешностей, обусловленных влиянием окон, эллипсометрические параметры связаны с  $F_{\Psi}$ ,  $F_{\Delta}$  следующим образом:

$$F_{\Psi} = -\cos 2\Psi, \tag{13}$$

$$F_{\Delta} = \pm \sin 2\Psi \cdot \sin \Delta. \tag{14}$$

Если влияние окон рассматривать как систематическую погрешность измерения  $F_{\Psi}$  и  $F_{\Delta}$ , то из (13), (14) получим погрешности измерения эллипсометрических параметров

$$\delta\Psi = \frac{\delta F_{\Psi}}{2 \sin 2\Psi}, \tag{15}$$

$$\delta\Delta = \frac{\pm F_{\Delta}}{\sin 2\Psi \cdot \cos \Delta} - \frac{\delta F_{\Psi} \cos 2\Psi \cdot \sin \Delta}{\sin^2 2\Psi \cdot \cos \Delta}. \tag{16}$$

Подставляя в (15), (16) выражения для  $\delta F_{\Psi}$  и  $\delta F_{\Delta}$  из (11), (12), приходим к окончательным формулам для  $\Delta\Psi$  и  $\delta\Delta$ :

$$\begin{aligned}
\delta\Psi = & \pm \frac{1}{2} \sin 2\alpha_2 (\delta_2 \sin \Delta + \varepsilon_2 \cos 2\Psi \cdot \cos \Delta) + \\
& + \frac{1}{2} \sin 2\Psi (\varepsilon_1 \cos 2\alpha_1 + \varepsilon_2 \cos 2\alpha_2), \tag{17}
\end{aligned}$$

$$\delta\Delta = \pm \frac{\sin 2\alpha_2}{\sin 2\Psi} (\delta_2 \cos 2\Psi \cdot \cos \Delta - \varepsilon_2 \sin \Delta) + \delta_1 \cos 2\alpha_1 + \delta_2 \cos 2\alpha_2. \tag{18}$$

Рассмотрим теперь конфигурацию 4 оптических элементов ( $A_1 = R = 0$ ,  $A_2 = C = 45^\circ$ ). Для канала  $\Psi$  ничего не меняется, и уравнения (7), (8), а следовательно, и погрешность измерения  $\Psi$ , определяемая уравнением (17), остаются в силе. Для канала  $\Delta$  получим следующие значения интенсивностей:

$$I_3 = I_{0\Delta} |\rho_{pp} \pm \rho_{ps} + \rho_{sp} \pm 1|^2, \tag{19}$$

$$I_4 = I_{0\Delta} |\rho_{pp} \pm \rho_{ps} - \rho_{sp} \mp 1|^2. \tag{20}$$

Проведя такие же преобразования, как и для конфигурации 3, получим в итоге довольно неожиданный результат: погрешность определения параметра  $\Delta$  полностью совпадает с выражением (18). Это означает, что выбор конфигу-

рации не имеет никакого значения и погрешности измерений остаются одни и те же.

Рассчитанные поправки (17) и (18) позволяют скорректировать результаты измерений  $\Psi$ ,  $\Delta$ . Для этого предварительно должны быть измерены как параметры анизотропии окон, так и азимуты ориентации их осей. К сожалению, все эти параметры могут меняться со временем (в частности, за счет изменения температуры), поэтому требуется периодическое тестирование окон на лабораторном стенде, что не всегда возможно.

Альтернативное решение рассматриваемой проблемы состоит в аппаратной коррекции. Проанализируем полученные выражения для  $\delta\Psi$  и  $\delta\Delta$ . Прежде всего, обратим внимание на то, что как для  $\delta\Psi$ , так и для  $\delta\Delta$  первые слагаемые имеют противоположные знаки для разных положений поляризатора, поэтому они сокращаются при двухзонных измерениях. Остальные слагаемые, вообще говоря, не сокращаются, но если допускается выбор азимутов оптических осей окон, то, выбирая  $\alpha_1 = \alpha_2 = 45^\circ$ , можно сделать их равными нулю. Более того, входное окно всегда лучше ориентировать вышеупомянутым образом, что позволяет полностью избавиться от влияния его поляризационных несовершенств на результаты измерений. Эту особенность можно легко объяснить и без вычислений. При  $\alpha_1 = 45^\circ$  оптические оси входного окна совпадают с осями поляризатора, поэтому не происходит искажения поляризации света. Для выходного окна такого азимутального положения, при котором полностью исключается его воздействие на измерения, не существует. Если  $\alpha_1 = \alpha_2 = 45^\circ$ , то знакопостоянные слагаемые в (17), (18) зануляются и при двухзонных измерениях погрешности  $\delta\Psi$  и  $\delta\Delta$  полностью исключаются. Однако при проведении однозонных измерений такие положения окон не всегда оказываются оптимальными. Дело в том, что вклад в искажение поляризации, вносимый фазовым сдвигом  $\delta$ , заметно больше вклада дихроизма  $\varepsilon$ . Поэтому следует подходить более тщательно к выбору азимутов оптических осей окон. В частности, при однозонных измерениях параметра  $\Psi$  важно исключить в уравнении (17) именно первое слагаемое, что достигается при  $\alpha_2 = 0$  или  $90^\circ$ . Такая ситуация возникает, например, при контроле состава КРТ в процессе эпитаксии фоточувствительных структур [10, 11, 13], когда требуются прецизионные измерения параметра  $\Psi$  в одной измерительной зоне. Однако полностью избавиться от влияния окон в этом случае можно только при проведении двухзонных измерений и при условии  $\alpha_1 = \alpha_2 = 45^\circ$ .

Отметим также, что погрешности измерения эллипсометрических параметров по порядку величины остаются сравнимыми с  $\delta_{1,2}$  и  $\varepsilon_{1,2}$ , за исключением случаев  $\Psi \rightarrow 0$  и  $\Psi \rightarrow 90^\circ$ , когда  $\delta\Delta$  может неограниченно возрастать. Однако такие ситуации на практике возникают достаточно редко.

**Экспериментальная проверка.** Для экспериментальной проверки полученных формул были измерены эллипсометрические параметры оптического окна, установленного между плечами эллипсометра «на просвет». Такая геометрия эксперимента соответствует значениям эллипсометрических параметров  $\Psi = 45^\circ$ ,  $\Delta = 0$ , при этом знакопеременные слагаемые в формулах (17), (18) зануляются. Вторые слагаемые при наличии одного окна пропорциональны косинусу удвоенного азимутального угла. Именно такая зависимость наблюдается в эксперименте для погрешностей  $\delta\Delta_1$  и  $\delta\Delta_2$  (рис. 2, кривые 3, 4) в двух зонах, причем для первой и второй зон изменения синфазны. Погрешности  $\delta\Psi_1$  и  $\delta\Psi_2$  (кривые 1, 2) оказываются очень малыми, и аналогичную зависимость обнаружить не удастся из-за разброса эксперимен-

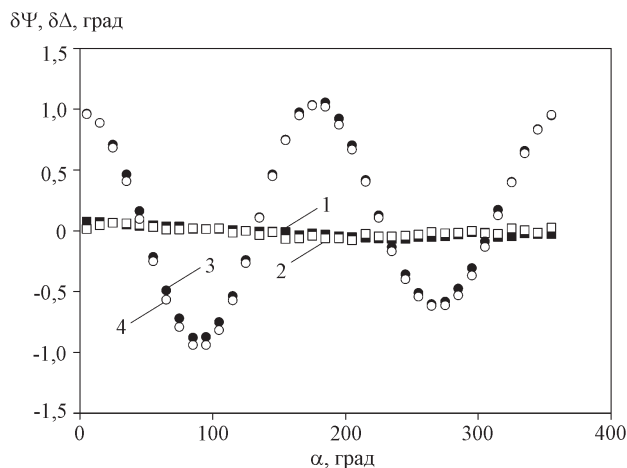


Рис. 2. Погрешности измерения эллипсометрических параметров в зависимости от азимута окна: кривая 1 –  $\Psi_1$  ( $P = -45^\circ$ ), 2 –  $\Psi_2$  ( $P = 45^\circ$ ), 3 –  $\Delta_1$  ( $P = -45^\circ$ ), 4 –  $\Delta_2$  ( $P = 45^\circ$ )

тальных результатов. Причина такого разброса связана, по-видимому, с неоднородностью наведенного двулучепреломления по площади окна.

**Заключение.** В представленной работе рассчитаны поправки к эллипсометрическим параметрам, обусловленные двулучепреломлением оптических окон в канале эллипсометра. Анализ полученных соотношений показывает, что влияние окон можно устранить с помощью усреднения двухзонных измерений, если азимуты оптических осей окон составляют  $45^\circ$  по отношению к плоскости падения света.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Studna A. A., Aspnes D. E., Florez L. T. et al. Low-retardance fused-quartz window for real-time optical applications in ultrahigh vacuum // Journ. Vac. Sci. Technol. 1989. A7, N 6. P. 3291.
2. Спесивцев Е. В., Рыхлицкий С. В. Эллипсометрия высокого пространственного разрешения // Автометрия. 1997. № 1. С. 73.
3. Швец В. А., Чикичев С. И., Прокопьев В. Ю. и др. Эллипсометрический комплекс для исследования быстропротекающих высокотемпературных процессов // Автометрия. 2004. 40, № 6. С. 61.
4. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.
5. Основы эллипсометрии /Под ред. А. В. Ржанова. Новосибирск: Наука, 1979.
6. Швец В. А., Спесивцев Е. В., Рыхлицкий С. В. Анализ статической схемы эллипсометрических измерений // Оптика и спектроскопия. 2004. 97, № 3. С. 514.
7. Rykhlitski S. V., Spesivtsev E. V., Shvets V. A. Laser ellipsometry – precise method of surface measurement // Proc. SPIE. 2002. 4900. P. 722.
8. Рыхлицкий С. В., Швец В. А., Прокопьев В. Ю. и др. Эллипсометрический комплекс для измерения термооптических характеристик пленок при высокотемпературном нагреве в реальном времени «ЭЛЛИПС-1000Т» // ПТЭ. 2005. № 5. С. 160.

9. **Рыхлицкий С. В., Спесивцев Е. В., Назаров Н. И. и др.** Встраиваемый эллипсометр ЛЭФ-751 // ПТЭ. 2005. № 3. С. 166.
10. **Shvets V. A., Rykhliitski S. V., Spesivtsev E. V. et al.** In situ ellipsometry for control of  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  nanolayer structures and inhomogeneous layers during MBE growth // Thin Solid Films. 2004. **455–456**. P. 688.
11. **Михайлов Н. Н., Швец В. А., Дворецкий С. А. и др.** Эллипсометрический контроль роста наноструктур на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  // Автометрия. 2003. **39**, № 2. С. 71.
12. **Варнаков С. Н., Лепешев А. А., Овчинников С. Г. и др.** Автоматизация технологического оборудования для получения многослойных структур в сверхтонком вакууме // ПТЭ. 2004. № 6. С. 125.
13. **Svitashev K. K., Shvets V. A., Mardezhov A. S. et al.** Ellipsometry as a powerful tool for the control of epitaxial semiconductor structures in-situ and ex-situ // Mat. Sci. and Eng. 1997. **B44**, N 1–3. P. 164.

*Поступила в редакцию 5 июля 2007 г.*

---