

Н.И. Стаськов¹, И.В. Ивашкевич¹, А.Б. Сотский¹, Л.И. Сотская²

¹УО «Могилевский государственный университет
имени А.А. Кулешова», Могилев, Беларусь

²ГУ ВПО «Белорусско-российский университет»,
Могилев, Беларусь

О ПРОБЛЕМЕ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ В СПЕКТРАЛЬНОЙ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ

Для решения обратных оптических задач необходима априорная информация о дисперсионных характеристиках материалов, входящих в исследуемую структуру. Эти характеристики могут быть определены средствами спектральной эллипсометрии в предварительных экспериментах. Основное уравнение эллипсометрии

$$\operatorname{tg}\Psi e^{i\Delta} = \frac{R_p}{R_s}$$

содержит, с одной стороны, измеряемые поляризационные углы Ψ и Δ при заданных углах падения φ , а с другой – амплитудные коэффициенты отражения R_p и R_s p и s поляризованного излучения, рассчитанные на основании выбранной модели исследуемого образца. Однако в обычных условиях на поверхности материалов всегда присутствуют субволновые переходные слои с толщиной много меньше длины волны излучения ($d \ll \lambda$) и неизвестными оптическими характеристиками. Эти слои могут оказать существенное влияние на решение обратных эллипсометрических задач по спектроскопии подложек, а поэтому их необходимо учитывать в модели среды, закладываемой в прямую эллипсометрическую задачу в процессе минимизации целевой функции.

К настоящему времени в эллипсометрии используется несколько моделей переходного поверхностного слоя:

1) Однородный слой на подложке [1]:

$$\frac{R_p}{R_s} = \frac{R_{01p} + R_{12p}e^{-2i\delta}}{1 + R_{01p}R_{12p}e^{-2i\delta}} \cdot \frac{1 + R_{01s}R_{12s}e^{-2i\delta}}{R_{01s} + R_{12s}e^{-2i\delta}}. \quad (1)$$

2) Бесконечно тонкий слой ориентированных диполей с двумя параметрами γ_y и γ_x на подложке (ось y перпендикулярна границе раздела двух сред, xy – плоскость падения излучения) [2].

3) Бесконечно тонкий проводящий слой с поляризуемостью в вертикальном направлении α_y и высокочастотной проводимостью в горизонтальном направлении $\beta_x = \beta_z$ на подложке [3].

4) Модель слоя с произвольной $\varepsilon(y)$, полученная методом интегральных уравнений:

$$\frac{R_p}{R_s} = \frac{(\sigma_+ \varepsilon_- - \sigma_- \varepsilon_+) (\sigma_+ + \sigma_-)}{(\sigma_+ \varepsilon_- + \sigma_- \varepsilon_+) (\sigma_+ - \sigma_-)} + i \frac{k_0 2\sigma_+ (\varepsilon_+ - \varepsilon_-) \beta^2 \varepsilon_-}{(\sigma_+ \varepsilon_- + \sigma_- \varepsilon_+)^2 (\sigma_+ + \sigma_-)^2} J, \quad (2)$$

где ε_- , ε_+ – диэлектрические проницаемости сред под и над слоем, $k_0 = 2\pi/\lambda$, $\sigma_- = N_2 \cos \varphi_2$ и $\sigma_+ = N_0 \cos \varphi_0$ – параметры, характеризующие преломление света на границах раздела, $\beta = \sin \varphi_0$ и

$$J = k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\varepsilon(y) - \varepsilon_+) (\varepsilon(y) - \varepsilon_-)}{\varepsilon(y)} dy.$$

5) Бесконечно тонкий слой ориентированных диполей с поляризуемостью в вертикальном направлении α_y на подложке [4]. В этой модели считается, что при падении из среды с комплексным показателем преломления $N_0 = n_0 - ik_0$ под углом φ_0 на среду с показателем преломления $N_2 = n_2 - ik_2$ s - поляризованного излучения ($\vec{E} \parallel z$) диполи переходного слоя ориентируются в плоскости раздела сред xz , а их связанные заряды не разрывают поле E_z . В таком случае амплитудный коэффициент отражения имеет вид

$$R_s = \frac{N_0 \cos \varphi_0 - N_2 \cos \varphi_2}{N_0 \cos \varphi_0 + N_2 \cos \varphi_2}. \quad (3)$$

В падающем на границу раздела p - поляризованном излучении ($\vec{E} \in xy$) можно выделить тангенциальную E_x и нормальную E_y составляющие поля \vec{E} . Поле E_y приводит к поляризации двух сред – появлению тонкого двойного слоя связанных зарядов на границе раздела (плоскости xz). В этом случае образовавшийся слой нельзя охарактеризовать макроскопическими параметрами n_1, k_1, d . Обозначим через α_y поляризуемость двойного слоя. Тогда амплитудный коэффициент отражения принимает вид [3]

$$R_p = \frac{N_2 \cos \varphi_0 - N_0 \cos \varphi_2 + i \frac{2\pi}{\lambda} \alpha_y N_0^3 N_2 \sin^2 \varphi_0}{N_2 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_2 - i \frac{2\pi}{\lambda} \alpha_y N_0^3 N_2 \sin^2 \varphi_0}. \quad (3a)$$

При $\alpha_y \ll \lambda$ из (3a) и (3) получаем

$$\frac{R_p}{R_s} = \frac{\bar{R}_p}{\bar{R}_s} + 2i\alpha_y \frac{2\pi}{\lambda} N_0^3 N_2 \sin^2 \varphi_0 \frac{N_2 \cos \varphi_0 (N_0 \cos \varphi_0 + N_2 \cos \varphi_2)}{(N_0 \cos \varphi_0 - N_2 \cos \varphi_2)(N_2 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_2)^2}. \quad (4)$$

Если $\varphi_0 = 0$, то $R_p/R_s = -1$. При $\varphi_0 = 90^\circ$ $R_p/R_s = 1$. Первое слагаемое в (4) (как и в (2)) это отношение $\frac{R_p}{R_s}$ для подложки без переходного

поверхностного слоя. Выражение (4) переходит в соответствующее выражение из [2], если $\gamma_x = 0$. В отличие от пятипараметрического выражения (1) выражения (4) и (2) содержат лишь три неизвестных параметра α_y (или J), n_2 , k_2 . Поскольку успех решения обратной задачи эллипсометрии напрямую связан с числом параметров модели $\varepsilon(y)$ исследуемой среды, для переходного слоя необходима универсальная модель с минимальным числом параметров. В этом плане модель (4) более предпочтительна. При заданных φ_0 , N_0 , λ , ψ_e , Δ_e параметр α_y явно выражается через N_2 . По физическому смыслу $\alpha_y < 0$ и является действительным числом, имеющим размерность длины. Так как отношение R_p/R_s комплексно, то в общем случае $\alpha_y = \alpha_{y1} + i\alpha_{y2}$.

Параметр N_2 легко определяется по минимальному значению α_{y2} .

Различное влияние неоднородных поверхностных слоев на интенсивности отраженного света R_s (3) и R_p (3a) полимерных пленок было экспериментально доказано в работе [5] при проверке известного соотношения $R_p = R_s^2$, когда $\varphi_0 = 45^\circ$.

В данной работе на примере полупроводниковых подложек рассматривается эффективность фильтрации возмущающего влияния естественных поверхностных слоев при определении спектров показателей преломления $n_2(\lambda)$ и поглощения $k_2(\lambda)$ методом спектральной эллипсометрии.

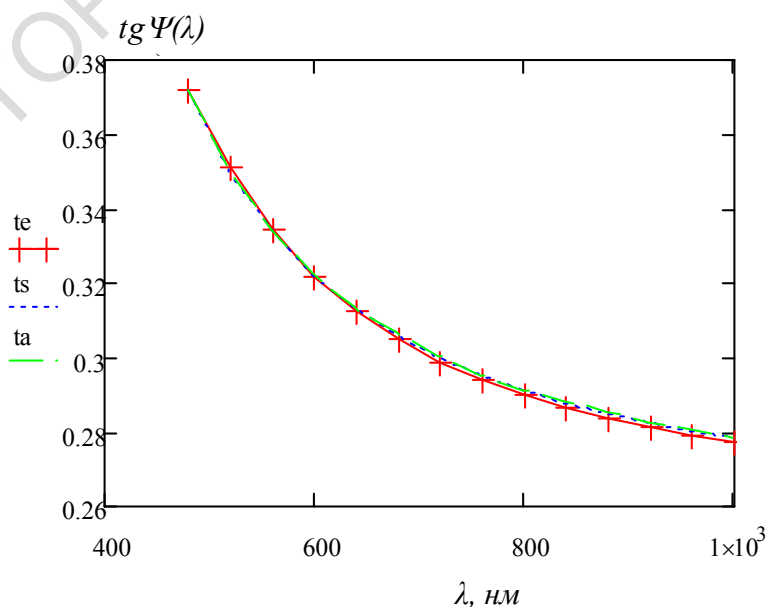
Кремниевые (Si) пластины КДБ-12 обрабатывались в буферном травителе после шлифовки и полировки. Измерения спектров поляризационных углов $tg \Psi_e(\varphi_0, \lambda)$ и $cos \Delta_e(\varphi_0, \lambda)$ при углах падения 65° и 70° ($380 \text{ нм} \leq \lambda \leq 1000 \text{ нм}$) этих пластин осуществляли на спектральном эллипсометре ES-2 с бинарной модуляцией состояния поляризации [6].

Наиболее распространенным и универсальным способом решения обратной задачи эллипсометрии является метод наименьших квадратов. В нем строится функционал или целевая функция невязки экспериментальных $tg \Psi_e(\lambda)$, $\cos \Delta_e(\lambda)$ и теоретических $tg \Psi_t(\lambda, x_j)$, $\cos \Delta_t(\lambda, x_j)$ спектральных зависимостей. Этот метод использован в настоящей работе.

Ранее методом многоугловой эллипсометрии ($\lambda = 632,8$ нм) было установлено [4], что при определении оптических характеристик пластин КДБ12 поверхностный можно учесть в рамках моделей (1) с параметрами $n_1 = 1,456$; $k_1 = 0$; $d = 3,88$ нм и (4) с параметром $\alpha_y = (-1,756 - i5,2 \cdot 10^{-5})$ нм.

Для сравнения эффективности рассматриваемых моделей при исключении влияния переходных слоев на параметры подложек мы выполнили следующие расчеты. В измеренных спектрах $tg \Psi_e(\varphi_0, \lambda)$ и $\cos \Delta_e(\varphi_0, \lambda)$ при угле падения 70° на основании модели (2) был учтен неоднородный поверхностный слой на пластинах КДБ12 и рассчитаны их оптические функции $n_2(\lambda)$ и $k_2(\lambda)$.

На рисунке 1 представлены измеренные (точки te или ce) и рассчитанные по выражениям (1) (кривые ts или cs) и (4) (кривые ta или ca) спектры поляризационных углов ($\varphi_0 = 65^\circ$) кремниевой пластины. Спектры поляризационных углов, рассчитанные по (2), практически не отличаются от экспериментальных и на рисунке не приведены. Оптические функции $n_2(\lambda)$ и $k_2(\lambda)$ подложек для всех обсуждаемых моделей были одинаковыми, а соответствующие параметры слоев указаны выше.



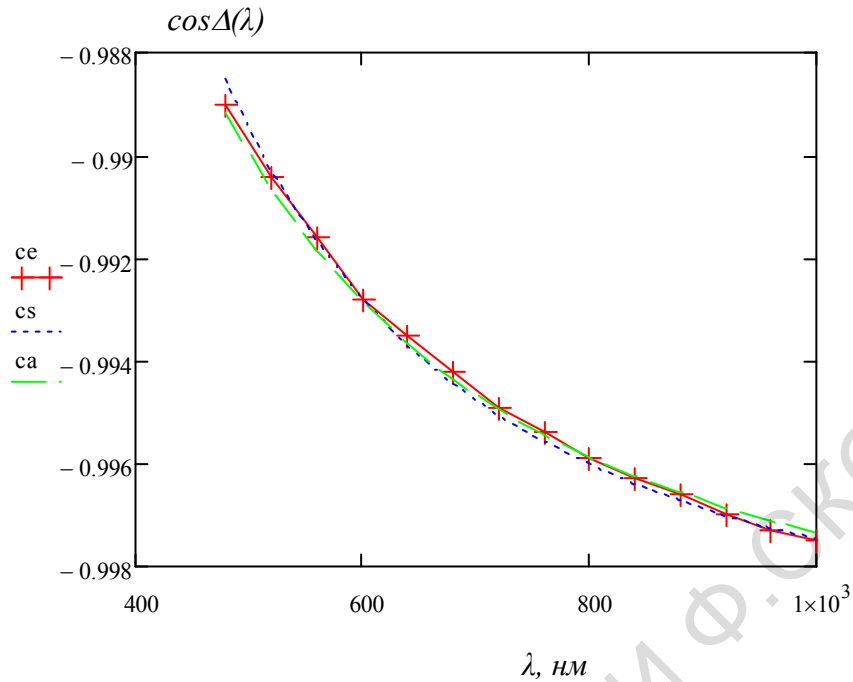


Рисунок 1 – Спектры поляризационных углов $tg \Psi(\lambda)$ и $\cos\Delta(\lambda)$ КДБ12 ($\varphi_0 = 65^\circ$)

Как видим, три различных модели (1, 2, 4) тонкого поверхностного слоя на подложке приводят к практически одинаковым спектрам $tg \Psi(\lambda)$ и $\cos\Delta(\lambda)$, которые характерны для кремниевой пластины КДБ12.

Таким образом, техника интегральных уравнений позволила получить эллипсометрическую функцию (2), в которой переходной слой произвольного профиля диэлектрической проницаемости, как и в (4), учитывается всего одним комплексным параметром, имеющим порядок $O(d/\lambda)$. Никакие эллипсометрические измерения не могут дать больше информации о переходном слое, чем та, которая содержится в его интегральных характеристиках J или α_y . Это, в частности, означает, что при решении обратных эллипсометрических задач всегда можно использовать простейшую модель переходного слоя с одним параметром, который зависит от толщины и показателя преломления. Эти две характеристики обеспечивают любое значение комплексного интеграла J , какому бы реальному переходному слою толщины $d \ll \lambda$ он не соответствовал. Для спектральной эллипсометрии существенно также то, что ввиду малости интегральных характеристик J и α_y , их дисперсией можно пренебречь, иначе, показатель преломления в указанной выше простейшей модели переходного слоя (1) можно

считать постоянным. Следует выделить характерную особенность модели (1). Она не является приближенной в отличии от моделей (4) и (2), а поэтому может быть использована при исследовании подложек с толстыми однородными слоями.

Литература

1. Азам, Р. Эллипсометрия и поляризованный свет / Р. Азам, Н. Башара. – Москва: Мир, 1981. – 583 с.
2. Сивухин, Д.В. Общий курс физики. Оптика / Д.В. Сивухин. – Москва, 1980. – 752 с.
3. Пшеницын, В.И. Эллипсометрия в физико-химических исследованиях / В.И. Пшеницын, М.И. Абаев, Н.Ю. Лызлов. – Ленинград: Химия, 1986. – 152 с.
4. Стаськов, Н.И. Моделирование переходного слоя слоем диполей при эллипсометрическом исследовании диэлектриков и полупроводников / Н.И.Стаськов, В.В. Филиппов, Н.А. Кречотень // Оптика неоднородных структур: материалы междунар. науч.-практ. конф., Могилев, 14–16 октября 2011 г. / МГУ им. А.А. Кулешова; редкол.: В.И. Лебедев [и др.]. – Могилев, 2011. – С. 107–111.
5. Определение оптических постоянных пленок полистирола методом НПВО / Н.И.Стаськов [и др.] // ЖПС. 1980. – Т. 32. – № 2. – С. 343–347.
6. Ковалев В.И., Кузнецов П.И., Житов В.А., Захаров Л.Ю., Руковишников А.И., Хомич А.В., Якушева Г.Г., Гапоненко С.В. // Журнал прикладной спектроскопии. – 2002. – Т. 69. – № 2. – С. 258–263.

Е.В. Тимошенко¹, В.А. Юревич², Ю.В. Юревич²

¹УО «Могилевский государственный университет имени А.А. Кулешова», Могилев, Беларусь

²УО «Могилевский государственный университет продовольствия», Могилев, Беларусь

РЕЗОНАНСНОЕ ОТРАЖЕНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

Проблемам взаимодействия лазерного излучения с планарной поверхностью полупроводниковых слоистых структур в последнее время уделено большое внимание. Во многом это определено