

07;11;12

О повышении чувствительности эллипсометрического метода исследования нанослоев

© А.А. Романенко

Институт прикладной оптики НАНБ, Могилев
E-mail: ipo@physics.belpak.mogilev.by

Поступило в Редакцию 26 января 2000 г.

Показано, что нанесение на высокопреломляющую подложку специально подобранной диэлектрической пленки существенно повышает чувствительность эллипсометрического метода исследования нанослоев. Представлено решение обратной задачи эллипсометрии.

При исследовании оптических свойств нанометровых слоев (адсорбционных или пленок типа Люнгмюр–Блоджет) эллипсометрическим методом актуальными остаются вопросы повышения чувствительности измерений и точности решения обратных задач [1]. Эллипсометрические исследования основываются на анализе поляризационных углов ψ и Δ в представлении

$$\rho = R_p(R_s)^{-1} = \operatorname{tg} \psi \exp(i\Delta), \quad (1)$$

где R_p и R_s — комплексные коэффициенты отражения p - и s -поляризованных волн. Из (1) нетрудно заключить, что относительные изменения угла Δ либо углов ψ и Δ , вызванные вариациями величин R_p и R_s , при образовании адслоя максимизируются при выборе исходных значений одной из этих величин, близкой к нулю. При традиционном подходе используются углы падения волн, близкие к углу Брюстера, для которых $R_p \rightarrow 0$. Однако в этом случае относительные изменения угла ψ оказываются незначительными и находятся в пределах экспериментальных ошибок. Это затрудняет решение обратной задачи восстановления показателя преломления n и толщины адслоя d [2,3]. Ситуация принципиально улучшается при минимизации R_s , обеспечивающей существенные изменения обоих углов ψ и Δ . Ее анализу и посвящена настоящая работа.

Условие $R_s = 0$ может быть обеспечено за счет предварительного нанесения на подложку диэлектрической пленки при выполнении соотношений

$$n_2^2 = n_1^2 \sin^2 \varphi + n_3 \cos \varphi \sqrt{n_3^2 - n_1^2 \sin^2 \varphi}, \quad k_0 l = \frac{m\pi}{2} \frac{1}{\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \varphi}},$$

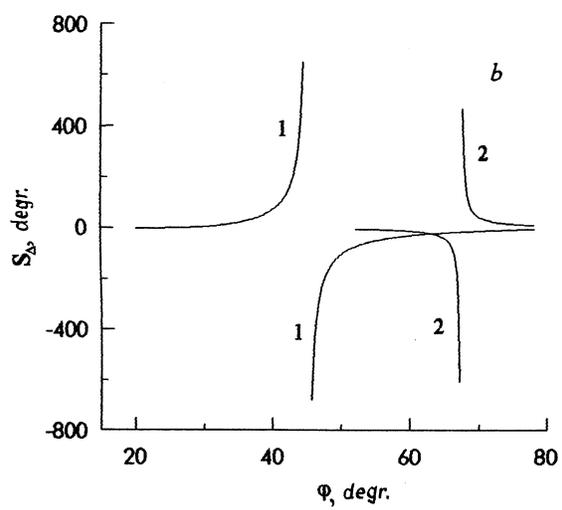
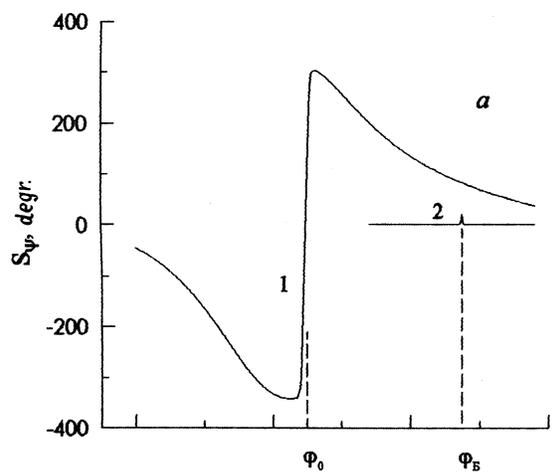
выполнимых в случае, представляющем практический интерес, значений $n_1 = 1.0003$, $n_2 \geq 1.45$ при $n_3 > 2$. Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в вакууме, $m = 1, 2, 3, \dots$, φ — угол падения, n_1, n_2, n_3 — показатели преломления окружающей среды, пленки и подложки соответственно, l — толщина пленки.

Для описания оптических свойств приповерхностных слоев используется либо упрощенная модель, в которой слой характеризуется эффективными значениями диэлектрической проницаемости ε и толщины d (см., например, [4,5]), либо более общая модель, основанная на концепции нелокальной диэлектрической проницаемости (см., например, [6,7]). В настоящей работе для численных оценок используется традиционная простейшая модель.

Для оценки чувствительности эллипсометрических измерений при выполнении неравенства $k_0 d \ll 1$ обычно используются величины

$$S_\psi = \frac{\partial \psi}{\partial (k_0 d)} \quad \text{и} \quad S_\Delta = \frac{\partial \Delta}{\partial (k_0 d)},$$

которые имеют смысл пси- и дельта-коэффициентов чувствительности [2]. На рисунке представлены графики зависимостей S_ψ и S_Δ от угла падения φ . Кривые 1 и 2 относятся соответственно к случаям с пленкой ($l \neq 0$) и без нее ($l = 0$). При расчетах S_ψ и S_Δ использованы значения $n_1 = 1.0003$, $n_3 = 2.4$, $n_2 = 1.4569$ и $l = l_{opt} = 0.124 \mu\text{m}$ ($m = 1$), обеспечивающие равенство нулю коэффициента отражения для s -поляризованной волны при $\varphi = \varphi_0 = 45^\circ$. Показатель преломления адсорбционного слоя предполагался равным $n = \sqrt{\varepsilon} = 1.5$ [4]. Из графиков видно, что для случая $l \neq 0$ $S_{\psi=0}$ при $\varphi \cong \varphi_0$, но S_ψ имеет два экстремума в окрестности φ_0 . Значения S_ψ в экстремальных точках существенно превышают по абсолютной величине значения S_ψ вблизи угла Брюстера ($\varphi = \varphi_B$), когда $l = 0$. Характерные особенности поведения величин S_Δ для рассматриваемой структуры ($l \neq 0$) и для структуры без пленки ($l = 0$) аналогичны. Из графиков видно, что



Зависимости коэффициентов чувствительности S_{ψ} и S_{Δ} от угла падения φ .

высокая чувствительность для случая $l = l_{opt}$ наблюдается для широкого диапазона углов падения, что не характерно для случая $l = 0$.

Обратимся теперь к обратной задаче нахождения ε и d . Обычно решение данной задачи проводят методом пошаговой минимизации функционала [2,3,8], построенного с использованием строгого уравнения эллипсометрии. Математические сложности такого подхода общеизвестны [3,8,9]. Они состоят в выборе нулевого приближения, достаточно близкого к истинному решению, фильтрации ложных минимумов функционала, выборе соответствующего критерия останова при приближении к абсолютному минимуму. Ниже предлагается более эффективный метод численного решения обратной задачи, основанный на технике контурного интегрирования [10].

Воспользуемся приближением для эллипсометрической функции. Ограничимся в разложениях коэффициентов отражения p - и s -поляризованных волн по степеням величины k_0d линейными членами. Тогда для эллипсометрической функции будем иметь

$$\rho \cong \rho_0 \frac{1 - 2i\nu\beta_p(k_0d)}{1 - 2i\nu\beta_s(k_0d)}, \quad (2)$$

где $\rho_0 = r_{0p}/r_{0s}$ — эллипсометрическая функция без исследуемого слоя, $\nu = \sqrt{\varepsilon - n_1^2 \sin^2 \varphi}$, $\varepsilon = n^2$, $i = \sqrt{-1}$, $\beta_{p,s} = [(1 - r_1/r_0)/(1 + r_1r_2)]_{p,s}$, r_1 , r_2 — френелевские коэффициенты отражения соответственно от границы раздела окружающая среда — адслои и от структуры с двумя границами раздела адслой–пленка–подложка. Для нахождения величин ε и d допустим, что измерены поляризационные углы без адсорбционного слоя (ψ_0, Δ_0) и с адслоем — (ψ, Δ) при двух углах падения $\varphi = \varphi_1$ и $\varphi = \varphi_2$. Тогда, исключив из (1) величину k_0d , получим уравнение относительно ε :

$$F(\varphi_1) - F(\varphi_2) = 0, \quad (3)$$

где $F(\varphi) = A[\nu(\beta_s(A+1) - \beta_p)]^{-1}$, $A = \text{tg} \psi (\text{tg} \psi_0)^{-1} \exp[i(\Delta - \Delta_0)] - 1$. При его выполнении толщина слоя вычисляется по формуле

$$d = \text{Re} [(2ik_0)^{-1} F(\varphi_1)]. \quad (4)$$

Таким образом, задача сведена к нахождению корней уравнения (3). Для их поиска целесообразно воспользоваться методом контурного интегрирования, учитывая, что левая часть (3) при выборе ветви

Углы падения φ_1 и φ_2 , deg	Точные		Восстановленные	
	d , nm	n	d , nm	n
43, 47	1	1.5	0.993	1.5026
41, 49	2	1.5	1.959	1.5066
40, 50	3	1.5	2.885	1.5120
38, 52	5	1.5	4.579	1.5262

квадратного корня $\text{Re}\nu \geq 0$ является аналитической функцией ε , в полуплоскости $\text{Re}\varepsilon > n_1^2 \sin^2 \varphi$. В частности, применение этого метода позволило заключить, что в представляющей физический интерес области $\text{Re}\varepsilon(1.3)^2$, уравнение (3) имеет единственный корень.

Оценим теперь ошибки восстановления ε и d . Их можно представить в виде суммы ошибок двух типов — систематических и случайных. Первые связаны с приближенным характером выражения (2). Их оценка может быть получена сравнением точных значений ε и d с восстановленными из уравнений (3), (4) при использовании строго рассчитанных функций ρ и ρ_0 (см. ниже). Ошибки второго вида вызываются шумами регистрации углов ψ и Δ . Их значения можно оценить, воспользовавшись вытекающими из (3) и (4) соотношениями:

$$|\delta\varepsilon| \leq \sum_{i=1}^2 \left[\left(\left| \frac{\partial\varepsilon}{\partial\psi_{0i}} \right| + \left| \frac{\partial\varepsilon}{\partial\psi_i} \right| \right) |\delta\psi| + \left(\left| \frac{\partial\varepsilon}{\partial\Delta_{0i}} \right| + \left| \frac{\partial\varepsilon}{\partial\Delta_i} \right| \right) |\delta\Delta| \right], \quad (5)$$

$$|\delta d| \leq \left| \frac{\partial d}{\partial\varepsilon} \right| |\delta\varepsilon| + \left(\left| \frac{\partial d}{\partial\psi_{0i}} \right| + \left| \frac{\partial d}{\partial\psi_i} \right| \right) |\delta\psi| + \left(\left| \frac{\partial d}{\partial\Delta_{0i}} \right| + \left| \frac{\partial d}{\partial\Delta_i} \right| \right) |\delta\Delta|, \quad (6)$$

где ψ_{0i} , Δ_{0i} , ψ_i , Δ_i — величины ψ_0 , Δ_0 , ψ , Δ , относящиеся к углу падения φ_i ; $\delta\psi$ и $\delta\Delta$ — случайные ошибки измерения углов ψ и Δ , которые обычно не превышают 0.02° . Частные производные легко вычисляются из (3) и (4).

В таблице представлены результаты вычислительных экспериментов по восстановлению величин $n = \sqrt{\varepsilon}$ и d , отвечающие различным сочетаниям углов φ_1 и φ_2 при различных d , рассчитанные по описанной схеме. Видимый рост систематических ошибок, сопровождающий увеличение d , свидетельствует о снижении точности приближения (2). Отметим также, что приближенный характер выражения (2) исключает

возможность восстановления мнимой части n , поскольку приводит к неприемлемым величинам ошибок. Расчеты величин $|\delta\varepsilon|$ и $|\delta d|$ по формулам (5), (6) для различных пар φ_1 и φ_2 показали, что данные величины достигают минимумов в случае $|\varphi_1 - \varphi_0| = |\varphi_2 - \varphi_0|$, где φ_1 и φ_2 относятся к экстремумам функции $S_\psi(\varphi)$. Расчеты, основанные на использовании функций $\rho = \operatorname{tg} \psi \exp(i\Delta)$ и $\rho_0 = \operatorname{tg} \psi_0 \exp(i\Delta_0)$, заданных с ошибками $\delta\psi = \delta\Delta = \pm 0.01^\circ$ случайным образом, показывают, что задача определения ε и d имеет устойчивое решение. При этом относительные случайные ошибки $|\delta\varepsilon/\varepsilon|$ и $|\delta d/d|$ не превышают 2 и 10%, что соответствует диапазонам значений $|\delta\varepsilon|$ и $|\delta d|$, определяемых выражениями (5), (6).

Таким образом, в работе продемонстрированы возможности существенного повышения чувствительности эллипсометрического метода исследования нанометровых слоев и адекватного решения обратной задачи эллипсометрии. Исходя из определения эллипсометрической функции (1), можно заключить, что высокая чувствительность предложенной схемы измерений не зависит от выбора электродинамической модели слоя. Это открывает возможность определения интегральных параметров, характеризующих оптические свойства слоев в концепции нелокальной диэлектрической проницаемости.

Список литературы

- [1] *Ulman A.* Ultrathin organic films. New York, 1991. P. 547.
- [2] *Аззам Р., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.
- [3] *Семеновко А.И., Бобро В.В., Мардежов А.С.* // Автометрия. 1998. № 1. С. 56–60.
- [4] *Jiond Y., Zhang S., Shao H. et al.* // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 1. P. 169–173.
- [5] *Адамсон П.Ф.* // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 83. № 1. С. 169–171.
- [6] *Кособукин В.А.* // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 59. В. 2. С. 370–376.
- [7] *Рожнов Г.В.* // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. В. 3. С. 740–757.
- [8] *Аверьянов В.А., Федоров В.А., Ястребов С.Г.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. В. 1. С. 103–117.
- [9] *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. 285 с.
- [10] *Романенко А.А., Сотский А.Б.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 4. С. 88–95.