УДК 621.91,535.51,535.311,535.01

*Е. А. ЧУДАКОВ*¹ *А. Б. СОТСКИЙ*¹, *д-р физ.-мат. наук, проф. Л. И. СОТСКАЯ*², канд. физ.-мат. наук, доц. ¹Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова (Могилев, Беларусь) ²Белорусско-Российский университет (Могилев, Беларусь)

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ ЗОЛОТЫХ ПЛЕНОК

Аннотация

На основании модели аномального скин-эффекта выполнена обработка поляризационных экспериментальных данных для спектров углов кремниевой пленок на подложке. наноразмерных золотых Отмечена зависимость констант электронного газа от толщины пленки. Установлено, что универсальной характеристикой материала пленки, не зависящей от ее толщины, является диэлектрическая проницаемость ионного остова металла.

Ключевые слова: спектральная эллипсометрия, золотые пленки, нормальный скин-эффект, аномальный скин-эффект.

Введение. В настоящее время при эллипсометрии металлических пленок обычно используется модель нормального скин-эффекта Друде. В ней металл рассматривается как среда с комплексной диэлектрической проницаемостью ε_n . Но для модели Друде характерна зависимость восстанавливаемой «константы» металла ε_n от толщины пленки [1, 2]. В настоящей работе рассмотрена возможность устранения этого дефекта за счет анализа оптических полей в металлических пленках с позиций модели аномального скин-эффекта. Подход применен к обработке экспериментальных спектров поляризационных углов, отвечающих золотым пленкам различной толщины.

Модель аномального скин - эффекта. В своем классическом варианте теория аномального скин-эффекта базируется на совместном решении кинетического уравнения Больцмана для плотности электронного газа в μ пространстве координат и скоростей электронов и уравнений Максвелла [2]. Но когда металлическая пленка на подложке освещается наклонно падающими на нее волнами *s*-, либо *p*- поляризации прямое интегрирование названных дифференциальных уравнений затруднительно. Мы разработали технику расчета эллипсометрических углов Δ и Ψ с альтернативных позиций, сведя дифференциальные уравнения аномального скин-эффекта к интегральным уравнениям, допускающим численное решение методом квадратур [2].

В модели аномального скин - эффекта металлическая пленка вместо функции $\varepsilon_n(\lambda)$ характеризуется функцией $\varepsilon(\lambda)$ (λ - длина световой волны), имеющей смысл диэлектрической проницаемости ионного остова металла и еще пятью параметрами, к которым относятся толщина пленки d, плотность электронного газа в металле n, время релаксации электронного газа τ и вероятности зеркального отражения электрона от границ пленка - подложка и пленка - воздух, равные p_1 и p_2 , соответственно [2]. Углы Δ и Ψ выражаются через указанные параметры путем решения интегральных уравнений.

обработку известных Мы выполнили литературных данных ПО эллипсометрии пленок сверхчистого (99.999 %) золота. спектральной напыленных на кремниевую подложку [1]. В [1] приведена таблица спектра $\epsilon_{...}(\lambda)$ в диапазоне 2000 нм $\geq \lambda \geq 300$ нм с шагом 10 нм, полученного в результате решения обратной задачи спектральной эллипсометрии поочередно для каждой из трех золотых пленок с известными толщинами 25 нм, 53 нм, 117 нм. В [1] использовалась модель нормального скин-эффекта. На этом основании путем решения прямой задачи эллипсометрии мы выполнили пересчет табличных данных для $\varepsilon_n(\lambda)$ на функции $\Delta(\lambda)$, $\Psi(\lambda)$, использованные далее в качестве экспериментальных. Их графики, соответствующие углу падения света из воздуха на пленки 70⁰, представлены на рис. 1.

Обратная задача спектральной эллипсометрии золотых пленок по модели аномального скин-эффекта решалась в два этапа. На первом этапе в ИК диапазоне 2000 нм $\geq \lambda \geq 1000$ нм, не содержащем резонансных длин волн ионного остова золота [3], использовалась дисперсионная модель Коши $\varepsilon(\lambda) = a + b / \lambda^2$, где *a* и *b* - вещественные константы, и осуществлялась минимизация целевой функции

$$F(\tau, n, p_1, p_2, a, b) = \sum_{i} [\rho_e(\lambda_i) - \rho_t(\lambda_i, \tau, n, p_1, p_2, a, b)]^2,$$
(1)

где *i* – номер длины волны, $\rho_e(\lambda_i) = tg[\Psi(\lambda_i)]exp[i\Delta(\lambda_i)], \Delta(\lambda_i), \Psi(\lambda_i)$ - экспериментальные поляризационные углы, $\rho_t(\lambda_i, \tau, n, p_1, p_2, a, b) = r_p / r_s, r_p$ и r_s - коэффициенты отражения волн *p*- и *s*- поляризации от металлической пленки, рассчитываемые по модели аномального скин - эффекта. Результаты решения обратной задачи, полученные в результате отыскания минимимума функции (1) градиентным методом, представлены в таблице 1.

пленок						
d , нм	$\tau \cdot 10^{-14}, c$	$n \cdot 10^{28}, M^{-3}$	p_1	p_2	а	$b \cdot 10^{-6}$, нм ²
25	0.901	5.81	0	0.506	3.61	2.91
53	1.07	5.85	1	0.751	3.85	2.22
117	1.16	5.65	1	1	3.66	2.32

Табл. 1. Константы модели аномального скин-эффекта для золотых пленок

В таблице можно отметить увеличение времени релаксации электронного газа и увеличение вероятностей зеркального отражения электронов от границ пленки при увеличении ее толщины. Эти тенденции можно связать с увеличением степени кристалличности золота, сопровождающим рост золотых пленок в ходе их напыления [1]. На втором этапе с использованием табличных констант τ , n, p_1 , p_2 для каждой из трех пленок методом Ньютона решалось уравнение $\rho_e(\lambda_i) = r_p / r_s$ относительно комплексной переменной $\varepsilon(\lambda_i)$. Решение осуществлялось для каждой из экспериментальных длин волн на интервале $2000 \mu \ge \lambda \ge 300 \mu M$. В результате параллельно с нахождением комплексной функции $\varepsilon(\lambda_i)$ достигается полное совпадение экспериментальных (рис.1) и теоретических $\Delta(\lambda_i) = \arg(r_p / r_s), \Psi(\lambda_i) = \arctan |r_p / r_s|$ поляризационных углов.



Рис. 1. Экспериментальные спектры поляризационных углов для золотых пленок толщины 25 нм (a), 53 нм (b), 117 нм (c), использованные при расчетах

Найденная зависимость $\varepsilon(\lambda)$ представлена на рис. 2. Здесь же приведены результаты определения $\varepsilon_n(\lambda)$ по модели нормального скин-эффекта [1]. Отметим тенденцию систематического увеличения $|\text{Im}\varepsilon_n(\lambda)|$ с уменьшением *d* (рис.2*b*), которую можно связать с возбуждением объемного заряда вблизи границ пленки, не подчиняющегося закону максвелловской релаксации [2]. В то же время согласно рис. 2 диэлектрическая проницаемость ионного остова материала пленки ε(λ) стабильна (в пределах экспериментальных погрешностей) относительно изменения толщины пленки, т. е. является универсальной характеристикой золота.



Рис. 2. Восстановление действительной (*a*) и мнимой (*b*) частей диэлектрических проницаемостей золотых пленок по моделям нормального ($\varepsilon_n(\lambda)$) и аномального ($\varepsilon(\lambda)$) скин – эффектов

Заключение. Корректное решение обратной задачи спектральной эллипсометрии наноразмерных золотых пленок может быть получено на основании модели аномального скин-эффекта, учитывающей пространственнонелокальную связь плотности тока с напряженностью электрического поля. Универсальной характеристикой таких пленок, не зависящей от их толщины, является не спектр комплексной диэлектрической проницаемости золота, фигурирующий в модели нормального скин-эффекта, а спектр комплексной диэлектрической проницаемости ионного остова золота.

Работа выполнена в рамках Государственной программы научных исследований Республики Беларусь «Фотоника и электроника для инноваций».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yakubovsky, D. I. Optical constants and structural properties of thin gold films / D. I. Yakubovsky [et al.] // Opt. Express. – 2017. – Vol. 25, № 21. – P.25574.

2. Сотский, А. Б. Аномальный скин-эффект в металлических пленках / А. Б. Сотский, Е. А. Чудаков, Л. И. Сотская // ЖПС. – 2024. – Т. 91, № 4. – С.586-597.

3. Olmon, R. L. Optical dielectric function of gold / R. L. Olmon [et al.] // Phys. Rew. B. – 2012. – Vol. 86. – P.235147-1–235147-9.

Контакты:

kenni mark@bk.ru (Чудаков Евгений Александрович)