ЖУРНАЛ СТРУКТУРНОЙ ХИМИИ

2014. Том 55, № 6 *Ноябрь – декабрь* *С. 1190 – 1197*

УДК 537.632

ОСОБЕННОСТИ АНАЛИЗА ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ ДЛЯ МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУР

О.А. Максимова[1,2], Н.Н. Косырев[2,3], С.Н. Варнаков[2,3], С.А. Лященко[2,3], С.Г. Овчинников[1,2]

[1]*Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия*
E-mail: maximo.a@mail.ru
[2]*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия*
[3]*Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия*

Статья поступила 9 марта 2014 г.

Предложена методика интерпретации магнитоэллипсометрических измерений. Рассмотрена модель однородной полубесконечной среды для отражающих слоистых магнитных структур при наличии магнитного поля в конфигурации магнитооптического экваториального эффекта Керра. На основании анализа коэффициентов Френеля с учетом магнитооптического параметра Q, входящего в недиагональные члены тензора диэлектрической проницаемости, получены выражения, с помощью которых из данных эллипсометрических (ψ_0 и Δ_0) и магнитоэллипсометрических ($\psi_0 + \delta\psi$ и $\Delta_0 + \delta\Delta$) измерений можно получить значения величин коэффициентов преломления (n), поглощения (k), действительной (Q_1) и мнимой (Q_2) частей магнитооптического параметра. Полученные результаты позволят с помощью традиционной эллипсометрической аппаратуры измерять и анализировать такие магнитные характеристики, как петли гистерезиса, коэрцитивную силу слоистых наноструктур.

Ключевые слова: магнитоэллипсометрия, эллипсометрические измерения, магнитооптический эффект Керра, тонкие пленки, модель полубесконечной среды, коэффициент преломления, коэффициент поглощения, магнитооптический параметр.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время метод эллипсометрии развивается в плане его применения для исследования магнитных материалов, что представляется весьма перспективным в связи с тем, что это позволит полностью определить все компоненты тензора диэлектрической проницаемости материала, в котором диагональные компоненты отвечают за традиционные показатели преломления и поглощения, недиагональные связаны с магнитооптическими эффектами.

Тензор диэлектрической проницаемости намагниченного ферромагнитного металла строится на основе вынужденной анизотропии и выглядит следующим образом [1]:

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon Q & 0 \\ i\varepsilon Q & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix}, \tag{1}$$

где $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$ — комплексная диэлектрическая проницаемость среды; ε_1 — действительная часть диэлектрической проницаемости среды; $\varepsilon_2 = 4\pi\sigma/\omega$ — мнимая часть диэлектрической проницаемости среды; Q — магнитооптический параметр, зависящий от намагниченности тела; σ — удельная электропроводность; ω — циклическая частота. При намагниченности, равной нулю, что означает равенство нулю магнитооптического параметра Q, недиагональные компоненты тензора обращаются в нуль.

Для достижения цели — выявления связи классической эллипсометрии и магнитооптики — необходимо провести ряд исследований и расчетов, чтобы сформировать определенный математический аппарат, позволяющий интерпретировать экспериментальные данные эллипсометрических и магнитоэллипсометрических измерений слоистых магнитных наноструктур, и в рамках одного эксперимента исследовать их оптические и магнитные свойства.

Ранее в работах [2, 3] рассматривались основанные на экваториальном эффекте Керра эллипсометрические методы измерения параметров ферромагнетиков и магнитных пленок (эксперименты часто проводятся в конфигурации экваториального магнитооптического эффекта Керра, что связано с конструктивными особенностями высоковакуумных камер и электромагнитов, применяемых для перемагничивания образца). Тем не менее эти статьи не содержат интересующей нас информации по надежно обоснованной методике магнитоэллипсометрии.

Нами в работе [4] представлены аналитические выражения для коэффициентов Френеля с учетом магнитооптического параметра Q, входящего в недиагональные члены тензора диэлектрической проницаемости. Рассмотрены различные модели отражающих оптических систем при наличии магнитного поля в конфигурации магнитооптического экваториального эффекта Керра, позволяющие интерпретировать экспериментальные данные при эллипсометрических и магнитоэллипсометрических исследованиях слоистых магнитных наноструктур. Получена связь эллипсометрических параметров ψ и Δ с пропорциональным намагниченности магнитооптическим параметром Q, впервые проведена оценка поправок $\delta\psi$ и $\delta\Delta$ в эллипсометрические углы, обусловленных поверхностным экваториальным магнитооптическим эффектом Керра.

Новым объектом исследования является зависимость эллипсометрических параметров ψ и Δ от напряженности прикладываемого магнитного поля. От этой зависимости с помощью магнитооптического параметра Q можно будет перейти к зависимости намагниченности от напряженности прикладываемого магнитного поля. Результат решения этой задачи позволит с помощью традиционной эллипсометрической аппаратуры измерять и анализировать такие магнитные характеристики, как петли гистерезиса, коэрцитивную силу слоистых наноструктур.

Данная работа посвящена интерпретации экспериментальных данных эллипсометрических (ψ_0 и Δ_0) и магнитоэллипсометрических ($\psi_0 + \delta\psi$ и $\Delta_0 + \delta\Delta$) измерений с помощью модели однородной полубесконечной среды для отражающих магнитных наноструктур при наличии магнитного поля в конфигурации магнитооптического экваториального эффекта Керра, а именно нахождению значений величин коэффициентов преломления (n), поглощения (k), действительной (Q_1) и мнимой (Q_2) частей магнитооптического параметра на основании анализа коэффициентов Френеля с учетом магнитооптического параметра Q.

СВЯЗЬ ДАННЫХ ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИХ И МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Метод классической эллипсометрии основан на изучении изменения состояния поляризации света после взаимодействия его с поверхностью границ раздела сред. В эксперименте измеряются эллипсометрические параметры ψ и Δ, на основе которых рассчитывается комплексный эллипсометрический параметр ρ [5], равный отношению комплексных коэффициентов отражения или пропускания для двух типов поляризации световой волны: в плоскости падения (индекс p) и перпендикулярно к ней (индекс s). В случае проведения магнитоэллипсометрических измерений изменение намагниченности исследуемой структуры приводит к изменениям эллипсометрических углов, благодаря вкладу экваториального магнитооптического эффекта в состояние поляризации [6]. В рамках данной работы мы будем рассматривать оптический видимый диапазон, поскольку большинство эллипсометров в настоящее время работают именно на этих частотах.

Эллипсометрические углы, соответствующие отсутствию намагниченности ($Q = 0$), обозначим ψ_0, Δ_0. При ненулевой намагниченности магнитооптический параметр $Q = Q_1 - iQ_2$ отличен от нуля, и возникают некоторые изменения эллипсометрических параметров $\delta\psi$ и $\delta\Delta$, и эллипсометрические углы равны $\psi_0 + \delta\psi$, $\Delta_0 + \delta\Delta$ соответственно. Запишем основное уравнение эллипсометрии и распишем в явном виде действительную и мнимую части комплексных коэффициентов отражения [4]:

$$\operatorname{tg}\psi \exp(i\Delta) = \frac{R_p(Q)}{R_s} = \frac{R'_p - iR''_p}{R'_s - iR''_s}, \tag{2}$$

где мнимые части числителя и знаменателя обозначены R''_p и R''_s, а действительные — R'_p и R'_s. Таким образом, имеем

$$\begin{cases} \operatorname{tg}\psi = \dfrac{\sqrt{(R'_pR'_s + R''_pR''_s)^2 + (R''_sR'_p - R''_pR'_s)^2}}{R'^2_s + R''^2_s}, \\ \Delta = \operatorname{arctg}\dfrac{R''_sR'_p - R''_pR'_s}{R'_pR'_s + R''_pR''_s}. \end{cases} \tag{3}$$

Выделим вклад, вносимый магнитным полем, и обозначим его у мнимых частей коэффициентов отражения R''_{p1} и R''_{s1}, у действительных R'_{p1} и R'_{s1}, немагнитные слагаемые обозначим R'_{p0}, R'_{s0}, R''_{p0} и R''_{s0}. Как показано в [4], для экваториального эффекта Керра намагничивание не влияет на интенсивность отраженной *s*-компоненты света, т.е. $R''_{s1} = 0$, $R'_{s1} = 0$, магнитное поле влияет на коэффициенты отражения только для *p*-поляризованной компоненты световой волны:

$$R''_s = R''_{s0} + R''_{s1} = R''_{s0}, \tag{4}$$

$$R''_p = R''_{p0} + R''_{p1}, \tag{5}$$

$$R'_s = R'_{s0} + R'_{s1} = R'_{s0}, \tag{6}$$

$$R'_p = R'_{p0} + R'_{p1}. \tag{7}$$

При подстановке (4)—(7) в (3) получаем, что в отсутствии магнитизма

$$\rho_0 = \operatorname{tg}\psi_0 \exp(i\Delta_0) = \frac{R_{p0}}{R_{s0}}, \tag{8}$$

$$\operatorname{tg}\psi_0 = \sqrt{\frac{(R'_{p0}R'_{s0} + R''_{s0}R''_{p0})^2 + (R''_{s0}R'_{p0} - R''_{p0}R'_{s0})^2}{R'^2_{s0} + R''^2_{s0}}}, \tag{9}$$

$$\Delta_0 = \operatorname{arctg}\frac{R''_{s0}R'_{p0} - R''_{p0}R'_{s0}}{R'_{p0}R'_{s0} + R''_{p0}R''_{s0}}, \tag{10}$$

а при наличии магнетизма

$$tg(\psi_0 + \delta\psi) = tg(\psi_0)\times$$
$$\times\sqrt{1 + \frac{(R''_{s0}R''_{p1})^2 + (R''_{p1}R'_{s0})^2 + 2R''_{p0}R''_{p1}(R'^2_{s0} + R''^2_{s0})}{(R'_{p0}R'_{s0} + R''_{p0}R''_{s0})^2 + (R''_{s0}R'_{p0} - R''_{p0}R'_{s0})^2} + \frac{(R'_{p1}R'_{s0})^2 + (R'_{p1}R''_{s0})^2 + 2R'_{p0}R'_{p1}(R'^2_{s0} + R''^2_{s0})}{(R'_{p0}R'_{s0} + R''_{p0}R''_{s0})^2 + (R''_{s0}R'_{p0} - R''_{p0}R'_{s0})^2}} =$$
$$= F\operatorname{tg}(\psi_0), \tag{11}$$

где введено новое обозначение F для множителя после $\operatorname{tg}(\psi_0)$.

С учетом (3) и (8)—(11) значения возникающих при перемагничивании изменений эллипсометрических параметров $\delta\psi$ и $\delta\Delta$ равны:

$$\delta\psi = \psi - \psi_0 = \operatorname{arctg}(F\operatorname{tg}(\psi_0)) - \psi_0, \tag{12}$$

$$\delta\Delta = \Delta - \Delta_0 = \operatorname{arctg}\frac{R''_{s0}(R'_{p0} + R'_{p1}) - (R''_{p0} + R''_{p1})R'_{s0}}{(R'_{p0} + R'_{p1})R'_{s0} + (R''_{p0} + R''_{p1})R''_{s0}} - \operatorname{arctg}\frac{R''_{s0}R'_{p0} - R''_{p0}R'_{s0}}{R'_{p0}R'_{s0} + R''_{p0}R''_{s0}}. \tag{13}$$

Для случая, когда вклад от магнетизма мал, можно ввести два малых параметра $\alpha = R''_{p1}/R''_{p0}$ и $\beta = R'_{p1}/R'_{p0}$ и разложить по ним в ряд выражения для изменений эллипсометрических параметров $\delta\psi$ и $\delta\Delta$:

$$\delta\psi = \frac{\mathrm{tg}\psi_0 \; {R''_{p0}}^2}{({R'_{p0}}^2 + {R''_{p0}}^2)(1+\mathrm{tg}^2\psi_0)}\alpha + \frac{\mathrm{tg}\psi_0 \; {R'_{p0}}^2}{({R'_{p0}}^2 + {R''_{p0}}^2)(1+\mathrm{tg}^2\psi_0)}\beta +$$
$$+\frac{\alpha^2}{2}\frac{\mathrm{tg}\psi_0 \, {R''_{p0}}^2({R'_{p0}}^2 + \mathrm{tg}^2\psi_0({R'_{p0}}^2 - 2{R''_{p0}}^2))}{({R'_p}^2 + {R''_{p0}}^2)^2(1+\mathrm{tg}^2\psi_0)^2} +$$
$$+\frac{\beta^2}{2}\frac{\mathrm{tg}\psi_0 \, {R'_{p0}}^2({R''_{p0}}^2 + \mathrm{tg}^2\psi_0({R''_{p0}}^2 - 2{R'_{p0}}^2))}{({R'_p}^2 + {R''_{p0}}^2)^2(1+\mathrm{tg}^2\psi_0)^2} + \alpha\beta\frac{\mathrm{tg}\psi_0 \; {R''_{p0}}^2 \, {R'_{p0}}^2(1+3\,\mathrm{tg}^2\psi_0)}{({R'_p}^2 + {R''_{p0}}^2)^2(1+\mathrm{tg}^2\psi_0)^2}, \quad (14)$$

$$\delta\Delta = -\alpha\frac{R'_{p0}R''_{p0}}{{R'_{p0}}^2 + {R''_{p0}}^2} + \beta\frac{R'_{p0}R''_{p0}}{{R'_{p0}}^2 + {R''_{p0}}^2} + \alpha^2\frac{R'_{p0}{R''_{p0}}^3}{({R'_{p0}}^2 + {R''_{p0}}^2)^2} -$$
$$-\beta^2\frac{R''_{p0}{R'_{p0}}^3}{({R'_{p0}}^2 + {R''_{p0}}^2)^2} + \alpha\beta\frac{R''_{p0}R'_{p0}({R'_{p0}}^2 - {R''_{p0}}^2)}{({R'_{p0}}^2 + {R''_{p0}}^2)^2}. \quad (15)$$

Мы удерживаем квадратичные вклады, чтобы иметь возможность описать магнитооптические эффекты второго порядка.

Таким образом, мы получили все формулы, необходимые для дальнейших вычислений, которые можно разделить на три этапа:

1. Нахождение коэффициентов преломления n и поглощения k из уравнения (8).

2. Получение значений R''_{p0}, R''_{s0}, R'_{s0} и R'_{p0} с помощью найденных на первом этапе значений n и k.

3. Нахождение посредством выражения R''_{p1}, R'_{p1} из (14) и (15) зависимости от $\delta\psi$ и $\delta\Delta$ действительной Q_1 и мнимой Q_2 частей магнитооптического параметра Q, определяющих недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости.

НАХОЖДЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРЕЛОМЛЕНИЯ *n* И ПОГЛОЩЕНИЯ *k*

Для модели полубесконечной среды комплексные коэффициенты отражения внешней среды ($N_0 = n_0 - ik_0$) и исследуемого материала ($N = n - ik$) соотносятся следующим образом [7]:

$$N = N_0 \sin\varphi_0 \sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\varphi_0\left(\frac{1-\rho_0}{1+\rho_0}\right)^2}. \quad (16)$$

Нам необходимо найти характеризующие исследуемый ферромагнетик коэффициенты n и k, т.е. нужно в явном виде выделить действительную и мнимую части в (16). Для этого переходим к алгебраической форме записи комплексных чисел. Воспользуемся уравнением (8):

$$\rho_0 = \mathrm{tg}\psi_0 \exp(i\Delta_0) = \frac{\mathrm{tg}\psi_0 + i\,\mathrm{tg}\psi_0\mathrm{tg}\Delta_0}{\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\Delta_0}}. \quad (17)$$

Соответственно преобразуем подкоренное выражение в (16):

$$\sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\varphi_1\left(\frac{1-\rho_0}{1+\rho_0}\right)^2} =$$
$$= \frac{1}{(\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\Delta_0} + \mathrm{tg}\psi_0)^2 + (\mathrm{tg}\psi_0 tg\Delta_0)^2}\Big(((\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\Delta_0} + \mathrm{tg}\psi_0)^2 + (\mathrm{tg}\psi_0\, tg\Delta_0)^2)^2 +$$
$$+\mathrm{tg}^2\varphi_1\Big((1+\mathrm{tg}^2\Delta_0 - \mathrm{tg}^2\psi_0 - \mathrm{tg}^2\Delta_0\,\mathrm{tg}^2\psi_0)^2 - 4\,\mathrm{tg}^2\Delta_0\,\mathrm{tg}^2\psi_0(1+\mathrm{tg}^2\Delta_0)\Big) -$$
$$-4i\,\mathrm{tg}^2\varphi_1\mathrm{tg}\psi_0\mathrm{tg}\Delta_0(1+\mathrm{tg}^2\Delta_0 - \mathrm{tg}^2\psi_0 - \mathrm{tg}^2\Delta_0\mathrm{tg}^2\psi_0)\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\Delta_0}\Big)^{1/2}. \quad (18)$$

Видно, что в (18) выражение в степени 1/2 представляет собой комплексное число. Обозначим это выражение буквой $z = a + ib$, т.е. запишем, что

$$\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\varphi_0\left(\frac{1-\rho_0}{1+\rho_0}\right)^2} = \frac{\sqrt{z}}{(\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\Delta_0}+\mathrm{tg}\psi_0)^2+(\mathrm{tg}\psi_0\mathrm{tg}\Delta_0)^2}, \tag{19}$$

и извлечем корень из z согласно правилу: $\mathrm{Re}(z) = a^2 - b^2$, $\mathrm{Im}(z) = 2ab$.

Делая замену переменных $\xi = \mathrm{tg}\psi_0$, $\eta = \mathrm{tg}\Delta_0$ и $\varsigma = (1 + \eta^2)^{1/2}$, будем иметь следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} a^2-b^2 = (\varsigma^2(1+\xi^2)+2\xi\varsigma)^2+\mathrm{tg}^2\varphi_0(\varsigma^4(1-\xi^2)^2-4\xi^2\varsigma^2(\varsigma^2-1)) \\ ab = -2\mathrm{tg}^2\varphi_0\xi\varsigma^3(1-\xi^2)\sqrt{\varsigma^2-1} \end{cases}. \tag{20}$$

Обозначим правую часть первого уравнения в (20) символом k, а правую часть второго уравнения символом m:

$$\begin{cases} a^2-b^2 = k \\ ab = m \end{cases}. \tag{21}$$

Находим из второго уравнения b и подставляем в первое уравнение, которое в результате становится биквадратным:

$$a^4 - ka^2 - m^2 = 0. \tag{22}$$

Отсюда получаем, что

$$a_{1,2,3,4} = \pm\sqrt{\frac{k\pm\sqrt{k^2+4m^2}}{2}}, \tag{23}$$

$$b_{1,2,3,4} = \frac{-2\mathrm{tg}^2\varphi_0\xi\varsigma^3(1-\xi^2)\sqrt{\varsigma^2-1}}{\pm\sqrt{\frac{k\pm\sqrt{k^2+4m^2}}{2}}}. \tag{24}$$

Таким образом, коэффициент преломления исследуемого ферромагнитного металла и его коэффициент поглощения равны:

$$n = \frac{\sin\varphi_0(n_0a+k_0b)}{(\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\Delta_0}+\mathrm{tg}\psi_0)^2+(\mathrm{tg}\psi_0\mathrm{tg}\Delta_0)^2}, \tag{25}$$

$$k = \frac{\sin\varphi_0(k_0a-n_0b)}{(\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\Delta_0}+\mathrm{tg}\psi_0)^2+(\mathrm{tg}\psi_0\mathrm{tg}\Delta_0)^2}. \tag{26}$$

Математически получается четыре пары значений коэффициентов преломления n и поглощения k, но физически есть ограничения. В итоге должны получаться действительные числа, значит, a и b также должны быть действительными, следовательно a^2 и b^2 должны быть положительными действительными числами. Таким образом, остаются две пары возможных значений n и k, для которых справедливо, что

$$a^2 = \frac{k+\sqrt{k^2+4m^2}}{2}, \tag{27}$$

$$a_{1,2} = \pm\sqrt{\frac{k+\sqrt{k^2+4m^2}}{2}}, \tag{28}$$

$$b_{1,2} = \frac{-2\mathrm{tg}^2\varphi_1\xi\varsigma^3(1-\xi^2)\sqrt{\varsigma^2-1}}{\pm\sqrt{\frac{k+\sqrt{k^2+4m^2}}{2}}}, \tag{29}$$

и значение коэффициента преломления n может быть отрицательным, а значение коэффициента поглощения k — нет.

ПОЛУЧЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ R''_{p0}, R''_{s0}, R'_{s0} И R'_{p0}

Аналитические выражения для коэффициентов Френеля с учетом магнитооптического параметра, входящего в недиагональные члены тензора диэлектрической проницаемости, были представлены в [4]. Так, было показано, что для модели полубесконечной среды справедливы следующие выражения для коэффициентов Френеля:

$$R_p = \frac{N\cos\varphi_0 - N_0\cos\varphi_1}{N\cos\varphi_0 + N_0\cos\varphi_1} - i\frac{2QN_0{}^2\sin\varphi_0\cos\varphi_0}{(N\cos\varphi_0 + N_0\cos\varphi_1)^2}, \tag{30}$$

$$R_s = \frac{N_0\cos\varphi_0 - N\cos\varphi_1}{N_0\cos\varphi_0 + N\cos\varphi_1}. \tag{31}$$

Следует понимать, что с учетом выражений (2)—(7), выражения (30) и (31) можно записать в виде:

$$R_p = R'_{p0} + R'_{p1} - i(R''_{p0} + R''_{p1}), \tag{32}$$

$$R_s = R_{s0} = R'_{s0} - iR''_{s0}. \tag{33}$$

Учтем, что $N_0 = n_0 - ik_0$, $N = n - ik$, $Q = Q_1 - iQ_2$, и сопоставим выражения (30) и (31) с (32) и (33), тем самым получим выражения для R''_{p0}, R''_{s0}, R'_{s0} и R'_{p0}, а также для R''_{p1} и R'_{p1}:

$$R'_{p0} = \frac{n^2\cos^2\varphi_0 - n_0{}^2\cos^2\varphi_1 + k^2\cos^2\varphi_0 - k_0{}^2\cos^2\varphi_1}{(n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)^2 + (k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1)^2}, \tag{34}$$

$$R''_{p0} = \frac{2\cos\varphi_0\cos\varphi_1(n_0k - nk_0)}{(n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)^2 + (k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1)^2}, \tag{35}$$

$$R'_{p1} = \frac{2\sin\varphi_0\cos\varphi_0\left\{(2Q_1(n_0{}^2 - k_0{}^2) - 4n_0k_0Q_2)(n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)(k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1) - \right.}{((n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)^2 + (k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1)^2)^2}$$
$$\frac{\left. -(Q_2(n_0{}^2 - k_0{}^2) + 2n_0k_0Q_1)((n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)^2 - (k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1)^2)\right\}}{((n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)^2 + (k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1)^2)^2}, \tag{36}$$

$$R''_{p1} = \frac{2\sin\varphi_0\cos\varphi_0\left\{(2Q_2(n_0{}^2 - k_0{}^2) + 4n_0k_0Q_1)(n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)(k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1) + \right.}{((n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)^2 + (k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1)^2)^2}$$
$$\frac{\left. +(Q_1(n_0{}^2 - k_0{}^2) - 2n_0k_0Q_2)((n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)^2 - (k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1)^2)\right\}}{((n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)^2 + (k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1)^2)^2}, \tag{37}$$

$$R'_{s0} = \frac{n_0{}^2\cos^2\varphi_0 - n^2\cos^2\varphi_1 + k_0{}^2\cos^2\varphi_0 - k^2\cos^2\varphi_1}{(n_0\cos\varphi_0 + n\cos\varphi_1)^2 + (k_0\cos\varphi_0 + k\cos\varphi_1)^2}, \tag{38}$$

$$R''_{s0} = -\frac{2\cos\varphi_0\cos\varphi_1(n_0k - nk_0)}{(n_0\cos\varphi_0 + n\cos\varphi_1)^2 + (k_0\cos\varphi_0 + k\cos\varphi_1)^2}. \tag{39}$$

Подставляя в (34), (35) и (38), (39) найденные выше значения коэффициентов преломления n и поглощения k, получаем окончательные значения искомых величин R''_{p0}, R''_{s0}, R'_{s0} и R'_{p0}.

НАХОЖДЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЕЙСТВИТЕЛЬНОЙ И МНИМОЙ ЧАСТЕЙ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРА Q ОТ $\delta\psi$ И $\delta\Delta$

Как указано выше, вклад, вносимый магнитным полем в коэффициенты отражения, обозначен R''_{p1} и R'_{p1}, а в выражениях (14) и (15) за магнетизм отвечают малые параметры $\alpha = R''_{p1}/R''_{p0}$ и $\beta = R'_{p1}/R'_{p0}$. Значит, необходимо выразить α и β из (14) и (15), из них получить выражения для R''_{p1} и R'_{p1}, из которых, в свою очередь, найти искомые Q_1 и Q_2.

В (14) и (15) оставим только первые два слагаемые — члены пропорциональные первой степени α и β на том основании, что при проведении эксперимента [8] наблюдается петля гистерезиса $\delta\psi(H)$, т.е. существует пропорциональность эффекта первой степени магнитооптического параметра. Таким образом,

$$\delta\psi = \frac{\mathrm{tg}\psi_0\ (R''^2_{p0}\alpha + R'^2_{p0}\beta)}{(R'^2_{p0} + R''^2_{p0})(1+\mathrm{tg}^2\psi_0)}, \tag{40}$$

$$\delta\Delta = \frac{R'_{p0}R''_{p0}(\beta-\alpha)}{R'^2_{p0} + R''^2_{p0}}, \tag{41}$$

отсюда следует, что

$$\alpha = \frac{1+\mathrm{tg}^2\psi_0}{\mathrm{tg}\psi_0}\delta\psi - \frac{R'_{p0}}{R''_{p0}}\delta\Delta, \tag{42}$$

$$\beta = \frac{1+\mathrm{tg}^2\psi_0}{\mathrm{tg}\psi_0}\delta\psi + \frac{R''_{p0}}{R'_{p0}}\delta\Delta. \tag{43}$$

Рассматривая (36) и (37) как систему уравнений и решая ее относительно искомых Q_1 и Q_2 с учетом определений α и β, получаем:

$$Q_1 = \frac{(A\beta R'_{p0} + B\alpha R''_{p0})}{A^2+B^2}G, \tag{44}$$

$$Q_2 = \frac{(A\alpha R''_{p0} - B\beta R'_{p0})}{A^2+B^2}G, \tag{45}$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{gathered} A = 2(n_0^2-k_0^2)(n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)(k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1) - \\ -2n_0k_0((n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)^2 - (k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1)^2), \end{gathered} \tag{46}$$

$$\begin{gathered} B = 4n_0k_0(n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)(k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1) + \\ +(n_0^2-k_0^2)((n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)^2 - (k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1)^2), \end{gathered} \tag{47}$$

$$G = \frac{((n\cos\varphi_0 + n_0\cos\varphi_1)^2 + (k\cos\varphi_0 + k_0\cos\varphi_1)^2)^2}{2\sin\varphi_0\cos\varphi_0}. \tag{48}$$

Таким образом, мы нашли искомую зависимость действительной и мнимой частей магнитооптического параметра Q от данных эллипсометрических и магнитоэллипсометрических измерений.

ВЫВОДЫ

В ходе работы были получены выражения, используя которые для модели полубесконечной среды, из данных эллипсометрических (ψ_0 и Δ_0) и магнитоэллипсометрических ($\psi_0 + \delta\psi$ и $\Delta_0 + \delta\Delta$) измерений можно получить значения величин коэффициентов преломления n и поглощения k ферромагнитного металла, а также действительной Q_1 и мнимой Q_2 частей магнитооптического параметра Q, т.е. показана возможность одновременной характеризации оптических и магнитных свойств исследуемого объекта методом магнитоэллипсометрии.

Авторы благодарны И.С. Эдельман и А.В. Малаховскому за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президента России по поддержке ведущих научных школ НШ 2886.2014.2, Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 13-02-01265, № 14-02-01211), Министерства образования и науки Российской Федерации (Соглашение 14.604.21.0002, Государственный контракт № 02.G25.31.0043), а также

Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (программа "У.М.Н.И.К.", договор № 0003831).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sokolov A.V.* Optical Properties of Metals. – M.: GIFML, 1961.
2. *Bakradze O.* // J. Opt. Technology. – 1999. – **66**, N 5. – P. 442 – 443.
3. *Bakradze O.* // J. Opt. Technology. – 2005. – **72**, N 2. – P. 225 – 226.
4. *Максимова О.А., Овчинников С.Г., Hartmann U. и др.* // Вестник СибГАУ. – 2013. – **49**, № 3. – С. 121 – 127.
5. *Аззам Р., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. – М.: Мир, 1981. – Гл. 4. – С. 311 – 414.
6. *Кринчик Г.С.* Физика магнитных явлений. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976.
7. *Швец В.А.* Эллипсометрия процессов молекулярно-лучевой эпитаксии $Hg_{(1-x)}Cd_xTe$. Дис. … д-ра. физ.-мат. наук. – Новосибирск: Ин-т физики полупроводников СО РАН, 2010.
8. *Лященко С.А., Тарасов И.А., Варнаков С.Н. и др.* // ЖТФ. – 2013. – **83**, № 10. – С. 139 – 142.