

УДК 537.632

МАТРИЦА ОТРАЖЕНИЯ В МАГНИТО-ОПТИКЕ МУЛЬТИСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

Н. Ф. Кубраков¹

В сообщении дано выражение для матрицы отражения магнитного мультислоя, каждый слой которого предполагается однородно намагниченным в произвольном направлении. Тензор диэлектрической проницаемости слоя учитывает оптическую анизотропию в направлении, ортогональном границам, и рассматривается в линейном приближении по двум магнито-оптическим параметрам. Полученный результат позволяет исследовать большое число различных конфигураций мультислоев и магнито-оптические эффекты в них с учетом влияния оптической анизотропии.

При исследовании магнито-оптических эффектов Керра в мультислойных структурах как правило делается ряд предположений, которые позволяют связать угол поворота плоскости поляризации и эллиптичность отраженной волны с внутренними параметрами структуры [1–3]. Падающая волна считается плоской и монохроматической. Каждый слой характеризуется тензором диэлектрической проницаемости, который линейно зависит от намагниченности. Этого достаточно, чтобы после нахождения нормальных мод – плоских волн, которые могут существовать в слое, и использования метода характеристических матриц [1, 4–6] получить необходимое соотношение между s - и p -составляющими напряженностей электрического поля падающей и отраженной волны:

$$\begin{bmatrix} E_s^{(r)} \\ E_p^{(r)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_s^{(i)} \\ E_p^{(i)} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

¹E-mail: kubrafov@orc.ru

где элементы матрицы отражения фактически содержат всю информацию об оптических и магнито-оптических свойствах мультислойной структуры. Цель настоящего сообщения – дать выражения элементов матрицы с учетом оптической анизотропии слоев.

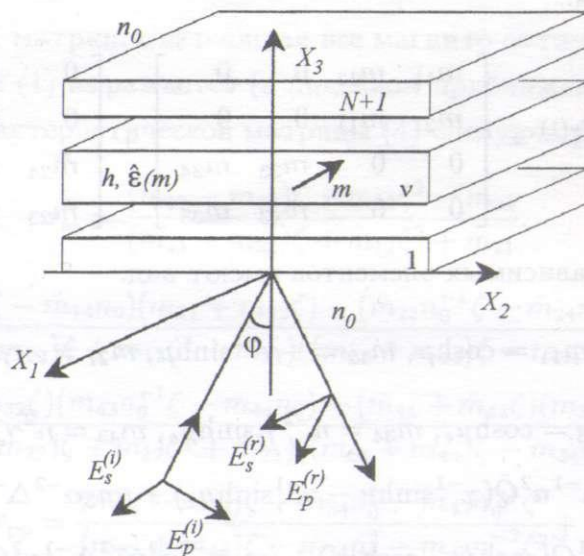


Рис. 1. К определению матрицы отражения плоской монохроматической волны от магнитного мультислоя.

Предполагается, что структура состоит из $N + 1$ слоя (рис. 1). Некоторый слой толщиной h характеризуется тензором диэлектрической проницаемости

$$\hat{\epsilon} = (\mathbf{m}) \begin{bmatrix} n^2 & -im_3n^2Q & im_2n^2\tilde{Q} \\ im_3n^2Q & n^2 & -im_1n^2\tilde{Q} \\ -im_2n^2\tilde{Q} & im_1n^2\tilde{Q} & n_e^2 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где n, n_e – коэффициенты преломления для обыкновенной и необыкновенной волн ($\text{Im}n, \text{Im}n_e > 0$, поскольку в представлении плоских волн выбран временной фактор $\exp(-i\omega t)$), $\mathbf{m} = (m_1, m_2, m_3)$ – единичный вектор, определяющий направление однородной намагниченности в слое, Q и \tilde{Q} – магнито-оптические параметры. Для каждого конкретного слоя все перечисленные параметры должны иметь соответствующий индекс. Тензор (2) получен в предположении $|Q|, |\tilde{Q}| \ll 1$, которое влечет за собой требование об инвариантности тензора восприимчивости относительно точечной группы симметрии материала слоя [4–7]. Выражение справедливо для групп $32, 3m, \bar{3}m, 422, 4mm, \bar{4}2m, 622, 6mm, \bar{6}m2, 6/mmm$, включая группы Кюри $\infty 2, \infty m$ и ∞ /mm . Таким

образом, среда слоя оптически одноосная и ось анизотропии ортогональна поверхности, что совершенно естественно для тонкопленочных структур.

После исследования нормальных мод (плоских волн, которые могут распространяться в среде, имеющей тензор (2)) получается следующее выражение для характеристической матрицы слоя:

$$\hat{M} = \hat{M}^{(0)} + \hat{M}^{(1)} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & 0 & 0 \\ m_{21} & m_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33} & m_{34} \\ 0 & 0 & m_{43} & m_{33} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & \tilde{m}_{13} & \tilde{m}_{14} \\ 0 & 0 & \tilde{m}_{23} & \tilde{m}_{24} \\ \tilde{m}_{24} & \tilde{m}_{14} & \tilde{m}_{33} & 0 \\ \tilde{m}_{23} & \tilde{m}_{13} & 0 & -\tilde{m}_{33} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где одиннадцать независимых элементов имеют вид:

$$m_{11} = \cosh \mu, \quad m_{12} = -\gamma^{-1} \sinh \mu, \quad m_{21} = -\gamma \sinh \mu,$$

$$m_{33} = \cosh \mu_e, \quad m_{34} = n^{-2} \gamma_e \sinh \mu_e, \quad m_{43} = n^2 \gamma_e^{-1} \sinh \mu_e,$$

$$\tilde{m}_{13} = -im_2 \alpha^{-1} \Delta^{-1} n^2 \tilde{Q} (\gamma^{-1} \sinh \mu - \gamma_e^{-1} \sinh \mu_e) + im_3 \alpha^{-2} \Delta^{-1} n_e^2 Q (\cosh \mu - \cosh \mu_e),$$

$$\tilde{m}_{14} = -im_2 \alpha^{-1} \Delta^{-1} \tilde{Q} (\cosh \mu - \cosh \mu_e) + im_3 \alpha^{-2} n_e^2 n^{-2} \Delta^{-1} \gamma_e^2 Q (\gamma^{-1} \sinh \mu - \gamma_e^{-1} \sinh \mu_e),$$

$$\tilde{m}_{23} = im_2 \alpha^{-1} \Delta^{-1} n^2 \tilde{Q} (\cosh \mu - \cosh \mu_e) - im_3 \alpha^{-2} n_e^2 \Delta^{-1} Q (\gamma \sinh \mu - \gamma_e \sinh \mu_e),$$

$$\tilde{m}_{24} = im_2 \alpha^{-1} \Delta^{-1} \tilde{Q} (\gamma \sinh \mu - \gamma_e \sinh \mu_e) - im_3 \alpha^{-2} n_e^2 n^{-2} \Delta^{-1} \gamma_e^2 Q (\cosh \mu - \cosh \mu_e),$$

$$\tilde{m}_{33} = im_1 \alpha n_e^{-2} n^2 \gamma_e^{-1} \tilde{Q} \sinh \mu_e.$$

Здесь используются параметры $\mu = ik_0 \gamma h$, $\mu_e = ik_0 \gamma_e h$, $\gamma = (n^2 - \alpha^2)^{1/2}$, $\gamma_e = n n_e^{-1} (n_e^2 - \alpha^2)^{1/2}$, $\Delta = n_e^2 n^{-2} - 1$, $\alpha = n_0 \sin \varphi$, где $k_0 = \omega/c$ – волновое число, n_0 – коэффициент преломления среды, в которой находится структура (рис. 1), φ – угол падения. Согласно уравнению (3), характеристическая матрица полностью представляет слой в многослойной структуре через параметры n, n_e, Q, \tilde{Q} , определенные на частоте ω , толщину h и единичный вектор \mathbf{m} произвольного направления однородной намагниченности. Очевидно, \hat{M} не зависит от локализации слоя и обращается в единичную матрицу при $h \rightarrow 0$, означая, таким образом, отсутствие слоя в структуре. Если слой немагнитный ($Q = \tilde{Q} = 0$), то \hat{M} принимает блочно-диагональный вид, что соответствует независимому распространению в слое s - и p -поляризованных волн.

Характеристическая матрица всей структуры $\hat{M} = \hat{M}_1 \hat{M}_2 \dots \hat{M}_{N+1}$ – произведение матриц слоев в том порядке, как показано на рис. 1. Матрица \hat{M}_ν определяется из уравнения (3), в которое параметры $n, n_e, Q, \tilde{Q}, \mathbf{m}, h$ должны входить с индексом ν . Кроме

того, необходимо следовать линейному приближению по параметрам Q и \tilde{Q} :

$$\hat{M} = \hat{M}^{(0)} + \hat{M}^{(1)} = \hat{M}_1^{(0)} \dots \hat{M}_\nu^{(0)} \dots \hat{M}_{N+1}^{(0)} + \hat{M}_1^{(1)} \hat{M}_2^{(0)} \dots \hat{M}_\nu^{(0)} \dots \hat{M}_{N+1}^{(0)} + \dots + \hat{M}_1^{(0)} \dots \hat{M}_{\nu-1}^{(0)} \hat{M}_\nu^{(1)} \hat{M}_{\nu+1}^{(0)} \dots \hat{M}_{N+1}^{(0)} + \dots + \hat{M}_1^{(0)} \dots \hat{M}_\nu^{(0)} \dots \hat{M}_N^{(0)} \hat{M}_{N+1}^{(1)}, \quad (4)$$

где $\hat{M}^{(1)}$ – сумма $N + 1$ матриц, содержащая все магнито-оптические параметры.

Матрица отражения (1) выражается (в линейном приближении по параметрам Q и \tilde{Q}) через элементы характеристической матрицы (4) следующим образом:

$$r_{ss} = \frac{(m_{11} - m_{22})\zeta + m_{12}\zeta^2 - m_{21}}{(m_{11} + m_{22})\zeta + m_{12}\zeta^2 + m_{21}},$$

$$r_{sp} = 2\zeta \frac{(\tilde{m}_{13}n_0^{-1}\zeta - \tilde{m}_{14}n_0)(m_{21} + m_{22}\zeta) - (\tilde{m}_{23}n_0^{-1}\zeta - \tilde{m}_{24}n_0)(m_{11} + m_{12}\zeta)}{((m_{11} + m_{22})\zeta + m_{12}\zeta^2 + m_{21})((m_{33} + m_{44})\zeta - m_{34}n_0^2 - m_{43}n_0^{-2}\zeta^2)},$$

$$r_{ps} = 2\zeta \frac{(\tilde{m}_{31} + \tilde{m}_{32}\zeta)(m_{43}n_0^{-1}\zeta - m_{44}n_0) - (\tilde{m}_{41} + \tilde{m}_{42}\zeta)(m_{33}n_0^{-1}\zeta - m_{34}n_0)}{((m_{11} + m_{22})\zeta + m_{12}\zeta^2 + m_{21})((m_{33} + m_{44})\zeta - m_{34}n_0^2 - m_{43}n_0^{-2}\zeta^2)},$$

$$r_{pp} = \frac{(m_{44} - m_{33})\zeta + m_{34}n_0^2 - m_{43}n_0^{-2}\zeta^2}{(m_{33} + m_{44})\zeta - m_{34}n_0^2 - m_{43}n_0^{-2}\zeta^2} +$$

$$+ 2\zeta \frac{(\tilde{m}_{33}n_0^{-1}\zeta - \tilde{m}_{34}n_0)(m_{43}n_0^{-1}\zeta - m_{44}n_0) - (\tilde{m}_{43}n_0^{-1}\zeta - \tilde{m}_{44}n_0)(m_{33}n_0^{-1}\zeta - m_{34}n_0)}{((m_{33} + m_{44})\zeta - m_{34}n_0^2 - m_{43}n_0^{-2}\zeta^2)^2},$$

где $\zeta = n_0 \cos \varphi$, m_{ij} и \tilde{m}_{ij} – элементы матриц $M^{(0)}$ и $M^{(1)}$ соответственно.

Найденное представление матрицы отражения, очевидно, предполагает ее численную реализацию на компьютере. Изменяя параметры и направление намагниченности каждого слоя, большое число различных конфигураций многослойной структуры может быть рассмотрено. Среди них особый интерес представляют конфигурации полярного, меридионального и экваториального эффекта Керра [2], а также непрерывные переходы между ними. В заключение необходимо также отметить, что полученный результат дает возможность исследовать влияние оптической анизотропии на магнито-оптические эффекты Керра.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] S. Visnovsky, *Optics in Magnetic Multilayers and Nanostructures*, Optical Science and Engineering, **108** (CRC Press Taylor and Francis, Boca Raton, FL, 2006).
- [2] A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials* (Institute of Physics and Physical Society, Bristol, 1997).

- [3] S. D. Bader and E. R. Erskine, In: Ultrathin Magnetic Structures, edited by B. Heinrich and J. A. C. Bland, (Springer, Berlin, 1994, 297p).
- [4] R. Atkinson and N.F. Kubrakov, Phys. Rev. B **66**, 024414 (2002).
- [5] R. Atkinson and N.F. Kubrakov, Appl. Phys. B **74**, 697 (2002).
- [6] P. H. Lissberger, Rep. Prog. Phys. **33**, 197 (1970).
- [7] R. R. Birss, Symmetry and Magnetism (North-Holland, Amsterdam, 1964).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 29 ноября 2007 г.