

01;07

Ближнеполевая магнитооптика в резонансном рассеянии света линейным нанозондом

© В.А. Кособукин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: Vladimir.Kosobukin@mail.ioffe.ru*Поступило в Редакцию 20 апреля 2008 г.*

Представлена теория магнитооптического рассеяния света ближнеполевым линейным зондом, параллельным поверхности магнетика. Зонд моделируется цилиндрической нанопроволокой, обладающей долгоживущими поверхностными плазмонами. Рассматривается рассеяние в геометрии продольного магнитооптического эффекта Керра (намагниченность параллельна поверхности образца и плоскости падения света). Резонансное взаимодействие системы „зонд + изображение“ учитывается в самосогласованном приближении теории многократного рассеяния, а магнитооптическое взаимодействие — в линейном приближении по намагниченности. Исследованы поляризационные характеристики рассеянного света и магнитооптическая модуляция его интенсивности, резонансно усиленные поверхностными плазмонами.

PACS: 78.20.Ls, 78.67.-n, 07.79.Fc

Возбуждение долгоживущих поверхностных плазмонов в наночастицах благородных металлов приводит к существенному усилению локального электрического поля. В таком действующем поле резонансно усиливаются различные оптические эффекты [1], в том числе и магнитооптические [2,3]. Это важно при исследовании малых объемов вещества, например, в ближнеполевой магнитооптической микроскопии [4,5]. В настоящее время большой интерес вызывают магнитооптические эффекты в композитах, образованных магнитными материалами с внедренными в них частицами благородных металлов [6]. К этим системам применимы сформулированные в работах [7,8] представления теории ближнеполевых магнитооптических эффектов, возбуждаемых через состояния поверхностных плазмонов малой металлической частицы (квазиточечного резонансного диполя). Результаты работ [7,8] были ориентированы на эксперименты, в которых ближнеполевой

магнитооптический отклик формировался малой сферической частицей благородного металла [4]. Было показано, что в поле поверхностного плазмона усиливается магнитооптическая модуляция как интенсивности рассеянного света, так и его эллипсометрических параметров (эллиптичности и керровского вращения) [3,7]. Магнитооптика в ближнем поле линейного зонда ранее не изучалась.

В данной работе представлена теория ближнеполевой магнитооптики с помощью линейного зонда (нанопроволоки). Как в [7,8], методом электродинамических функций Грина исследуется поле рассеянного (отраженного) света, поляризация которого несет информацию о состоянии намагниченности в ближнем поле зонда. Будет показано, что линейный зонд, обладающий поверхностными плазмонами, обеспечивает резонансное усиление магнитооптического отклика, причем последний имеет принципиально иные поляризационные свойства, чем в случае малой сферической частицы.

Модель, представленная на рис. 1, обобщает идею ближнеполевой магнитооптики [7,8] на случай линейного зонда. Для осуществления ближнеполевой микроскопии зонд должен иметь субволновые размеры в двух направлениях — параллельно и перпендикулярно поверхности образца. Этому условию удовлетворяет линейный зонд, в частности, цилиндрическая нанопроволока радиуса $a \ll \lambda$, где $\lambda = 2\pi c/\omega$ — длина волны света на частоте ω . Будем считать, что ось y тонкого цилиндрического зонда параллельна границе раздела полубесконечных диэлектрика и магнетика, имеющих диэлектрические проницаемости ε_1 и ε_2 (рис. 1) в отсутствие намагниченности. Считаем, что намагниченность \mathbf{M} также параллельна поверхности образца $z = 0$ и лежит в плоскости падения света xz . При отсутствии цилиндра такая конфигурация соответствует продольному магнитооптическому эффекту Керра в отражении; этот термин мы сохраняем и для рассеяния.

В схеме, показанной на рис. 1, рассматриваем распределение света в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра y . Из среды 1 ($z < 0$) на поверхность образца под углом θ падает монохроматическая волна

$$\mathbf{E}_p^{inc}(\boldsymbol{\rho}, \omega) = \mathbf{e}_p \bar{E}_p^{inc}(\omega) \exp(iQx) \exp\left(i\sqrt{\varepsilon_1 k_0^2 - Q^2} z\right) \quad (1)$$

с частотой ω и линейной поляризацией p вдоль орта $\mathbf{e}_p = \hat{\mathbf{x}} \cos \theta - \hat{\mathbf{z}} \sin \theta$, $Q = \sqrt{\varepsilon_1} k_0 \sin \theta$ и $k_0 = \omega/c$. Задача теории многократного электромагнитного рассеяния решается методом, описанным

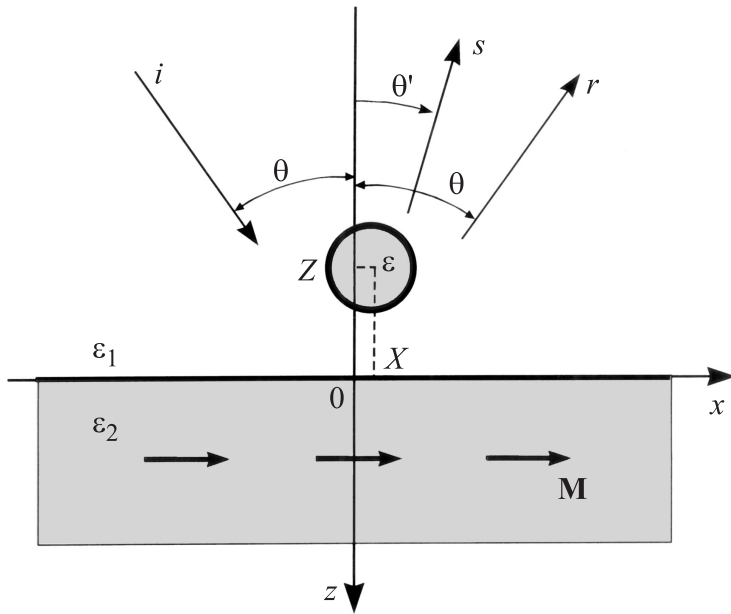


Рис. 1. Геометрия задачи; i , r , s — падающая, отраженная и рассеянные волны.

в [7,8]. При упругом рассеянии волны (1) волновой вектор остается перпендикулярным оси цилиндра, плоскости падения и рассеяния света совпадают, и все волны зависят от радиус-вектора $\rho = (x, z)$.

Поляризации \mathbf{P}^I и \mathbf{P}^{II} , обусловленные наличием соответственно цилиндра и намагниченности образца, рассматриваются как возмущение, причем $|\mathbf{P}^{II}| \ll |\mathbf{P}^I|$. Поперечные компоненты поляризации тонкого цилиндра, находящегося вблизи границы раздела сред, определяются выражением

$$P_{\alpha}^I(\rho) = \frac{1}{1/\chi^0 - \sigma^{(\alpha)}} \delta(\rho - \rho_0) E_{\alpha}^{(0)}(\rho_0), \quad (2)$$

где $\mathbf{E}^{(0)}$ — поле в отсутствие возмущения, $\rho_0 = (X, Z)$, рис. 1. В (2) входят компоненты $\chi^{(\alpha)} = [1/\chi^0 - \sigma^{(\alpha)}]^{-1}$ диагонального тензора поля-

ризуемости, отнесенного к единице длины цилиндра. Здесь

$$\chi^0 = \frac{a^2}{2} \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\varepsilon + \varepsilon_1} \quad (3)$$

— поляризуемость цилиндра радиуса a ($k_0 a \ll 1$), ε и ε_1 — диэлектрические проницаемости цилиндра и окружающей его однородной среды. В случае металлического цилиндра функция (3) имеет резонанс на частоте поверхностного плазмона, которая определяется уравнением $Re\varepsilon(\omega) + \varepsilon_1 = 0$. В (2) величины

$$\sigma^{(\alpha)}(Z) = \frac{1}{2|Z|^2} \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\varepsilon_1(\varepsilon_2 + \varepsilon_1)} (\delta_{\alpha x} - \delta_{\alpha z}) \quad (4)$$

($\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера) учитывают в квазистатическом приближении ($k_0|Z| \ll 1$) поляризацию границы раздела сред $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ (эффект „сил изображения“) цилиндром, расположенным на расстоянии $|Z|$ от этой границы. Таким образом, выражения (2)–(4) определяют самосогласованный резонансный отклик системы „цилиндр + изображение“ на невозмущенное поле $\mathbf{E}^{(0)}$.

Возмущение поляризации в линейном приближении по намагниченности $\mathbf{M} \parallel \hat{\mathbf{x}}$ имеет вид:

$$4\pi P_{\alpha}^{\text{II}}(\boldsymbol{\rho}) = i\varepsilon_B f(\boldsymbol{\rho}) \sum_{\beta} (\delta_{\alpha y} \delta_{\beta z} - \delta_{\alpha z} \delta_{\beta y}) E_{\beta}(\boldsymbol{\rho}). \quad (5)$$

Здесь \mathbf{E} — поле, учитывающее (2) самосогласованным образом, $\varepsilon_B \sim M$, функция $f(\boldsymbol{\rho})$ описывает распределение намагниченности $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho})$.

В нулевом приближении теории, когда цилиндра и намагниченности нет, рассеяние ($|\theta'| \neq \theta$) отсутствует. При последовательном учете возмущений (2) и (5) поле излучения выражается следующим образом:

$$\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}, \omega) = \sum_{n=0}^3 \mathbf{E}^{(n)}(\boldsymbol{\rho}, \omega), \quad (6)$$

где $\mathbf{E}^{(0)}$ — невозмущенное поле. Вклад $\mathbf{E}^{(1)}$ с $n = 1$ соответствует обычному магнитооптическому эффекту Керра, который проявляется в зеркальном отражении света от плоской поверхности магнетика с преобразованием поляризации $p \rightarrow s$. Поле рассеянных ($n \geq 2$) волн

в волновой зоне ($\rho \gg k_0^{-1}$) вычисляется методом стационарной фазы в виде:

$$\frac{1}{\overline{E}_p^{inc}} E_\alpha^{(n)}(\rho) = \frac{e^{iq\rho}}{\sqrt{q\rho}} F_\alpha^{(n)}(Q', Q; \rho_0) \cos \theta'. \quad (7)$$

Амплитуда $F_\alpha^{(n)}(Q', Q; \rho_0)$ описывает рассеяние $Q \rightarrow Q'$ приповерхностным зондом, $Q' = q \sin \theta'$, $q = \sqrt{\varepsilon_1} k_0$, $\sin \theta' = x/\rho$, $\cos \theta' = |z|/\rho$, угол θ' отсчитывается от отрицательного направления оси z (рис. 1). Выражения (7) с $n = 2$ и $n = 3$ описывают цилиндрические волны, которые при $\rho \gg k_0^{-1}$ представляются волнами $\mathbf{E}'_p = \mathbf{E}^{(2)}$ и $\mathbf{E}'_s = \mathbf{E}^{(3)}$ с линейными поляризациями p и s вдоль ортогональных ортов $\mathbf{e}'_p = -(\hat{x} \cos \theta' + \hat{z} \sin \theta')$ и $\mathbf{e}'_s = \hat{y}$ соответственно. Поле $\mathbf{E}^{(2)}$ отвечает упругому резонансному рассеянию света $p \rightarrow p$ комплексом „частица + изображение“ в отсутствие намагниченности. Поле $\mathbf{E}^{(3)}$ представляет рассеяние $p \rightarrow s$, включающее последовательность оптических процессов с $n = 2$ и $n = 1$; в ней проявляется эффект 1-го порядка по магнитооптическому взаимодействию (5). Процесс с $n = 3$ представляет интерес для ближнеполевого зондирования неоднородной намагниченности благодаря тому, что в этом процессе возможно преобразование волнового вектора $Q \rightarrow \kappa \rightarrow Q'$ с пространственными компонентами Фурье $\kappa \gg k_0$. При наличии плазменного резонанса поляризуемости (3) поля $\mathbf{E}^{(2)}$ и $\mathbf{E}^{(3)}$ могут усиливаться в актах рассеяния $p \rightarrow p$, чего нет при нерезонансном рассеянии $s \rightarrow s$.

Рассеяние света обусловлено неоднородностью диэлектрической (2) или/и магнитооптической (5) поляризации. Наблюдаемыми магнитооптическими величинами являются интенсивность поляризованного излучения в волновой зоне и углы его эллиптичности и ориентации эллипса поляризации.

Рассмотрим сечение рассеяния p -поляризованной волны (1) в волну с вектором поляризации $\mathbf{e}'_1 = \mathbf{e}'_p \cos \Omega + \mathbf{e}'_s \sin \Omega$, который лежит в плоскости анализатора, образующей угол Ω с плоскостью падения (рассеяния). Отношение интенсивности рассеянного в этой плоскости света к падающему потоку дает безразмерное дифференциальное сечение рассеяния

$$W_\Omega(\mathbf{M}) = \frac{1}{La} \frac{d\sigma'_\Omega}{d\theta'} = \frac{\rho}{a} \left| \frac{E'_p \cos \Omega + E'_s \sin \Omega}{\overline{E}_p^{inc}} \right|^2, \quad (8)$$

рассчитанное на элемент полярного угла $d\theta'$ и единицу длины цилиндра L . В (8) $E'_p = -E_x^{(2)}/\cos \theta'$ и $E'_s = E_y^{(3)}$ суть волны (7) с

поляризациями p и s . Учитывая, что $E'_s = 0$ при $\mathbf{M} = 0$ и $|E'_s| \ll |E'_p|$ при $\mathbf{M} \neq 0$, для модуляции $\Delta W_\Omega(\mathbf{M}) = W_\Omega(\mathbf{M}) - W_\Omega(0)$ величины (8) намагниченностью \mathbf{M} получаем

$$\Delta W_\Omega(\mathbf{M}) = -\frac{\cos \theta'}{qa} \operatorname{Re}\{F_x^{(2)} \cdot [F_y^{(3)}]^*\} \sin 2\Omega. \quad (9)$$

Углы ориентации эллипса поляризации Φ и эллиптичности Θ рассеянного света выражаются формулами

$$\Phi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2 \operatorname{Re} \chi}{1 - |\chi|^2}\right), \quad \Theta = \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{2 \operatorname{Im} \chi}{1 + |\chi|^2}\right), \quad (10)$$

где $\chi = E'_s/E'_p$ определяется соотношениями вида (7).

Для примера на рисунках 2 и 3 представлены спектры наблюдаемых величин (8)–(10), рассчитанные с функцией $\varepsilon(\omega)$ из [9] для нанопроволоки Ag и $\varepsilon_2(\omega)$ из [10] для образца Co. Предполагается, что намагниченность $\mathbf{M} = \hat{\mathbf{x}}M$ однородна. Для случая $\Omega = \pi/4$ на рис. 2 показан спектр интенсивности $W_{\pi/4}(0)$ рассеяния $p \rightarrow p$ при $\mathbf{M} = 0$ и его магнитооптическая модуляция $\Delta W_{\pi/4}(\mathbf{M})/|\varepsilon_B|$, связанная с рассеянием $p \rightarrow s$ при $\mathbf{M} \neq 0$. Видны резонансные особенности обеих величин в области плазменного резонанса. Таким образом, рис. 2 демонстрирует, что при возбуждении через плазмоны цилиндра магнитооптический отклик $\Delta W_{\pi/4}(\mathbf{M})/|\varepsilon_B|$ существенно усиливается по сравнению с его значением вдали от резонанса. В согласии с выражениями (2)–(4) спектры на рис. 2 имеют низкочастотную и высокочастотную компоненты расщепления частоты плазмона; им соответствует поляризация плазменных колебаний параллельно и перпендикулярно поверхности образца.

Спектры эллипсометрических параметров (10) показаны на рис. 3. В них также видны резонансные особенности, связанные с возбуждением магнитооптического рассеяния через поверхностные плазмоны цилиндра. Положения спектральных особенностей на рис. 2 и 3, коррелируют, но в форме и величине усиления представленных характеристик имеются существенные различия. Они обусловлены тем, что, например, интенсивностная характеристика (9) на рис. 2 определяется произведением резонансных величин $E_x^{(2)}$ и $E_y^{(3)}$, а эллипсометрические характеристики (10) на рис. 3 — их отношением $\chi \sim E_y^{(3)}/E_x^{(2)}$, в котором близкие резонансные особенности погашаются. Этим объясняется

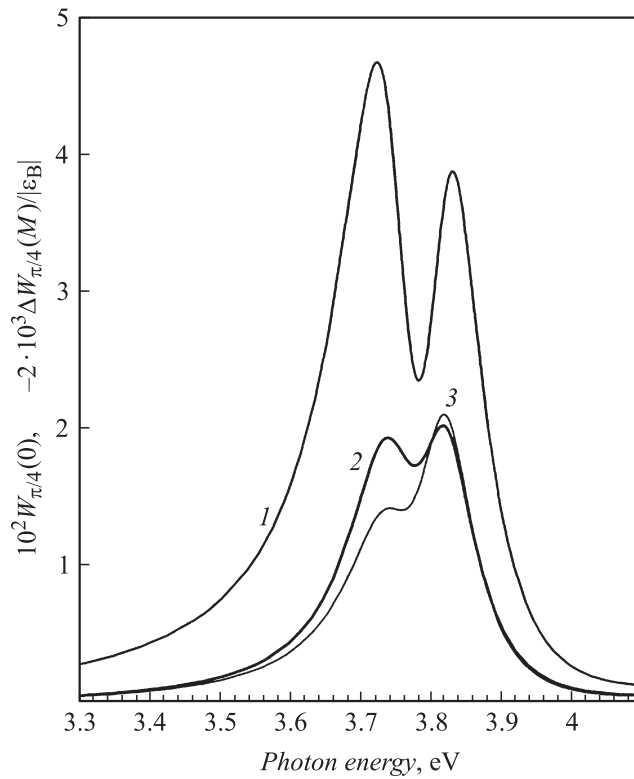


Рис. 2. Нормированные спектры интенсивности рассеяния $W_{\pi/4}(0)$ при $\mathbf{M} = 0$ (кривая 1) и магнитооптической модуляции интенсивности $\Delta W_{\pi/4}(\mathbf{M})/|\epsilon_B|$ при однородной намагниченности $\mathbf{M} = \hat{\mathbf{x}}M$ (кривые 2 и 3). Угол падения $\theta = 30^\circ$ для всех кривых, угол рассеяния $\theta' = 45^\circ$ для кривых 1 и 2, $\theta' = 60^\circ$ для кривой 3. Вычислено при $\Omega = \pi/4$ по формулам (8) и (9) с функцией ϵ из [9] для цилиндра Ag, ϵ_2 из [10] для образца Co и следующими параметрами: $\epsilon_1 = 1.5$, $\arg \epsilon_B = 0$, $a = 5$ nm, $|Z| = 10$ nm и $X = 0$.

и отсутствие на рис. 3 тонкой структуры, обусловленной расщеплением спектра плазмонов.

В данной работе решена задача теории магнитооптического рассеяния света через ближнее поле линейного дипольно поляризующегося

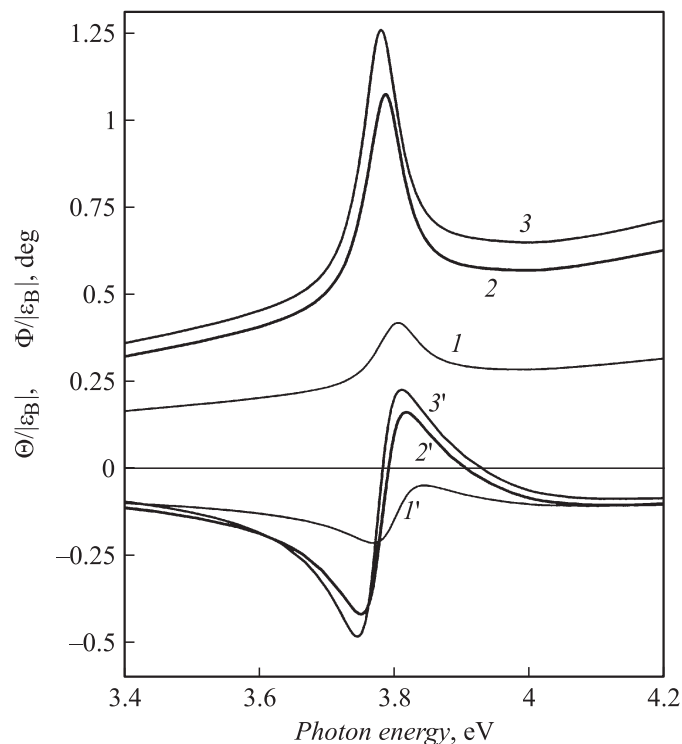


Рис. 3. Спектральные зависимости углов поворота эллипса поляризации Φ (кривые 1–3) и эллиптичности Θ (кривые 1'–3') рассеянного излучения. Угол падения $\theta = 30^\circ$ для всех кривых, угол рассеяния $\theta' = 20^\circ$ (1 и 1'), $\theta' = 45^\circ$ (2 и 2') и $\theta' = 60^\circ$ (3 и 3'). Вычислено по формулам (10) для цилиндра Ag и образца Co с теми же параметрами, что на рис. 2.

нанозонда. Предсказывается резонансное усиление ближнеполевого магнитооптического отклика вследствие возбуждения поверхностных плазмонов в зонде (металлической нанопроволоке). Этот эффект является проявлением истинного усиления интенсивности магнитооптического рассеяния, которое аналогично наблюдавшемуся усилению магнитооптических эффектов Керра при их возбуждении через состояния поверхностных плазмонных поляритонов [2]. Поляризационные и угловые характеристики света, рассеянного линейным зондом вблизи магнетика,

существенно отличаются от характеристик, исследованных ранее для квазитоочечного зонда. Спектры магнитоиндуцированных эллиптичности и вращения эллипса поляризации рассеянного света также показывают резонансные особенности, связанные с возбуждением плазмонов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-00703).

Список литературы

- [1] *Surface Enhanced Raman Scattering*, Eds Chang R.K. and Furtak T.E. New York: Plenum Press, 1982.
- [2] *Safarov V.I., Kosobukin V.A., Hermann C., Lampel G., Peretti J., Marliere C.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. N 26. P. 3584–3587; Phys. Rev. 2001. B 64. N 23. P. 235 422.
- [3] *Kosobukin V.A.* // Proc. SPIE. 1999. V. 3791. P. 93–101.
- [4] *Silva T.J., Schultz S., Weller D.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. N 6. P. 658–660; *Pufall M.R., Berger A., Schultz S.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. N 8. P. 5689–5691.
- [5] *Safarov V.I., Kosobukin V.A., Hermann C., Lampel G., Peretti J., Marliere C.* // Ultramicroscopy. 1995. V. 57. P. 270–276.
- [6] *Abe M., Suwa T.* // Phys. Rev. 2004. B 70. N 23. P. 235 103; *Tomita S., Kato T., Tsunashima S., Iwata S., Fujii M., Hayashi S.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 167 402; *ibid.* 2007. V. 99. P. 039 901.
- [7] *Kosobukin V.A.* // Surface Science. 1998. V. 406. P. 32–47.
- [8] *Кособукин В.А.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 7. С. 86–91.
- [9] *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. 1972. V. B6. N 12. P. 4370–4379.
- [10] *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. 1974. V. B9. N 12. P. 5056–5070.