

01;07

Численное моделирование изображений наночастиц в ближнепольной сканирующей оптической микроскопии

© В.И. Белотелов,^{1,2} А.П. Пятаков,^{1,2} А.К. Звездин,^{1,2} В.А. Котов,¹ А.С. Логгинов²¹ Институт общей физики РАН,
117942 Москва, Россия² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия
e-mail: bvi@osc.phys.msu.ru

(Поступило в Редакцию 19 марта 2002 г.)

Теоретически рассматривается наблюдение магнитных и немагнитных наночастиц в ближнепольной сканирующей микроскопии в режиме сбора фотонов. Приводится основанный на использовании метода тензорных электродинамических функций Грина теоретический подход к нахождению оптического ближнего поля при данной конфигурации наблюдения. При помощи численного моделирования получены характерные изображения наночастиц различной формы. Показано, что на топографических особенностях исследуемых объектов (края и углы частицы) вследствие граничных условий происходит изменение плоскости поляризации излучения, что осложняет наблюдение магнитной структуры наночастицы магнитооптическим методом. Вместе с тем ближнепольное исследование распределения намагниченности в однородных тонких пленках является более эффективным, поскольку в этом случае поворот плоскости поляризации в основном обусловлен магнитными особенностями образца.

Введение

В последнее время наблюдается большой интерес к исследованию магнитных и магнитооптических свойств низкоразмерных систем и наноструктур. Магнитные наноструктуры рассматриваются как перспективный материал для сверхплотной записи информации, достигающей величин 1 Tb/cm^2 . В этой связи стоит упомянуть, что такая гигантская плотность приближается к суперпарамагнитному пределу (10 Tb/cm^2) [1], который в конечном итоге воспрепятствует дальнейшему увеличению поверхностной плотности, находящейся в настоящее время на отметке 30 Gb/cm^2 [2]. Типичный размер однодоменной магнитной частицы в наноструктурированных средах оценивается в пределах $5\text{--}100 \text{ nm}$.

В связи с этим особое внимание привлекают к себе магнитооптические методы исследования наноструктур с субволновым разрешением, объединенные общим названием „ближнепольная сканирующая оптическая микроскопия“ (БСОМ) [3]. БСОМ сочетает в себе богатые возможности оптических методов и высокое разрешение сканирующей зондовой микроскопии. В основе БСОМ лежит идея сканирования над поверхностью образца на расстоянии, меньшем длины волны, с помощью зонда. Существуют два основных режима измерений в БСОМ: режим освещения (illumination-mode) и режим сбора фотонов (collection-mode) [4,5]. В обоих режимах разрешение определяется не длиной волны, а размером апертуры и расстоянием между зондом и образцом. В режиме освещения зонд действует как генератор оптического ближнего поля, который освещает образец.

Изменения характеристик излучения в дальнем поле связаны с измерениями в ближнем поле, вызванными оптическими неоднородностями в образце. Среди различных модификаций БСОМ в режиме сбора фотонов наибольшее распространение получила фотонная сканирующая туннельная микроскопия, в которой свет падает на поверхность под углом полного внутреннего отражения (рис. 1). Оптическое ближнее поле, локализованное в непосредственной близости от поверхности образца, детектируется с помощью ближнепольного зонда. Именно такая конфигурация рассматривается в данной работе.

В то время как ближнепольная микроскопия доменных структур в магнитных материалах активно исследовалась последнее время как экспериментально, так и теоретически [6–12], перспективы использования ближнепольной оптической микроскопии при исследовании магнитных микрочастиц, нанесенных на поверхность немагнитного материала, остаются еще неясными.

Кроме того, интерпретация изображений в БСОМ представляет собой непростую задачу как в магнитооптическом наблюдении, так и при получении изображений немагнитных частиц. Естественным подходом к ее решению является численное моделирование ближнепольных изображений на основе некоторой априорной модели исследуемого объекта и сравнение рассчитанного изображения с экспериментальным.

В связи с этим целью настоящей работы является исследование физических проблем магнитооптической БСОМ и разработка методики численного моделирования изображений наночастиц в ближнепольной сканирующей оптической микроскопии.

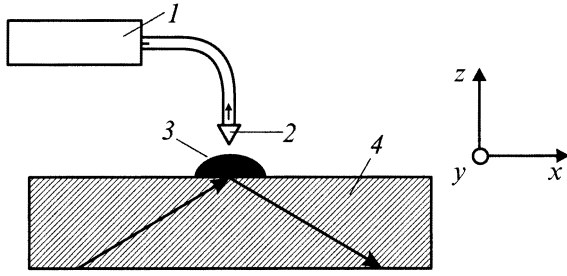


Рис. 1. Схема наблюдения наночастицы в ближнем поле. 1 — детектор, 2 — ближнепольный зонд, 3 — наночастица, 4 — прозрачная пластина.

Методика вычислений

В данной работе рассмотрена модель пассивного зонда [12]. В такой модели не учитывают влияние зонда на получаемое в БСОМ изображение и предполагают, что детектируемый сигнал пропорционален интенсивности ближнего поля вблизи поверхности наноструктуры в отсутствие зонда. В рассматриваемой геометрии наблюдения (рис. 1) такое рассмотрение допустимо и позволяет получать изображения, сходные с экспериментальными [12,13]. Это связано с экспоненциальным характером затухания индуцирующего излучения в области зонда.

Проблема расчета ближнего поля решается с использованием метода тензорных электродинамических функций Грина. Эта методика хорошо зарекомендовала себя при решении проблем, связанных с отражением или прохождением света в средах с поверхностными неровностями [14,15], а также при рассмотрении нелинейных поверхностных магнитооптических эффектов [16,17].

Рассмотрим полубесконечную среду с наночастицей на поверхности (рис. 1). Среда освещается световой волной $\mathbf{E}^{(i)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^{(i)} \exp(-i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega t))$ под углом Θ , который превосходит критический угол полного внутреннего отражения.

Из уравнения Максвелла

$$\text{rotrot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t),$$

переходя к комплексным амплитудам полей

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) \quad \text{и} \quad \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{D}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)$$

и учитывая материальное уравнение

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{P}(\mathbf{r}),$$

можно получить следующее уравнение для $\mathbf{E}(\mathbf{r})$:

$$\text{rotrot } \mathbf{E}(\mathbf{r}) - k_0^2 \hat{\varepsilon}(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \mathbf{P}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ — поляризация, индуцированная в частице внешним полем; $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon, z < 0$; $\varepsilon(\mathbf{r}) = 1, z > 0$.

В рассматриваемом случае правую часть уравнения (1) можно считать малым возмущением ($P \ll \varepsilon_0 E^{(i)}$) и решать это уравнение в первом борновском приближении, когда поле представимо как сумма двух слагаемых,

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}),$$

где $\mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r})$ — поле в отсутствие наночастицы, удовлетворяющее однородному уравнению

$$\text{rotrot } \mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}) - k_0^2 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}) = 0. \quad (2)$$

и $\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r})$ — поле, рассеянное частицей, удовлетворяющее неоднородному уравнению

$$\text{rotrot } \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}) - k_0^2 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}) = \frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \mathbf{P}^{(0)}(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где $\mathbf{P}^{(0)}(\mathbf{r})$ — часть поляризации частицы, которая индуцирована полем $\mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r})$.

Решения уравнения (2) известны как формулы Френеля, которые дают при $z > 0$ затухающую волну $\mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^{(i)}(\mathbf{r}) \exp(-\sqrt{(k_x)^2 - k_0^2} \cdot z)$, где $k_x = \sqrt{\varepsilon} \times k_0 \sin \Theta$; Θ — угол, больший угла полного внутреннего отражения.

Уравнение (3) является неоднородным и может быть решено с использованием функций Грина $D_{\mu\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, вводимых следующим уравнением [14]:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x_\lambda \partial x_\mu} - \delta_{\lambda\mu} \frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2} - \varepsilon(\mathbf{r}) \frac{\omega^2}{c^2} \delta_{\lambda\mu} \right) \times D_{\mu\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\delta_{\lambda\nu} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (4)$$

где $\delta_{\lambda\nu}$ — символ Кронекера.

Тогда решение (3) может быть записано в виде

$$\mathbf{E}_\mu^{(1)}(\mathbf{r}) = -\frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \int D_{\mu\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') P_\nu^{(0)}(\mathbf{r}') \cdot d\mathbf{r}', \quad (5)$$

где индексы μ, ν принимают значения x, y, z ; по повторяющимся индексам предполагается суммирование.

Трехмерное пространственное интегрирование требует большего объема вычислений. Время счета может быть значительно уменьшено, если расчеты проводятся в фурье-пространстве. Вводя фурье-представления для функций Грина

$$D_{\mu\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi^2} \int d_{\mu\nu}(\mathbf{k}_\parallel, z, z') \exp(i\mathbf{k}_\parallel(\mathbf{r}_\parallel - \mathbf{r}'_\parallel)) d\mathbf{k}_\parallel,$$

где $\mathbf{r}_\parallel = (x, y, 0)$, $\mathbf{r}'_\parallel = (x', y', 0)$, и $\mathbf{k}_\parallel = (k_x, k_y, 0)$, мы можем переписать формулу (5) в фурье-компонентах

$$\hat{E}_\mu^{(1)}(\mathbf{k}_\parallel, z) = -\frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \int d_{\mu\nu}(\mathbf{k}_\parallel, z, z') \hat{P}_\nu^{(0)}(\mathbf{k}_\parallel, z') dz'. \quad (6)$$

Отметим, что фурье-образы функций Грина $d_{\mu\nu}(\mathbf{k}_\parallel, z, z')$ находят в результате решения обыкновенных дифференциальных уравнений. Эта процедура изложена в [14].

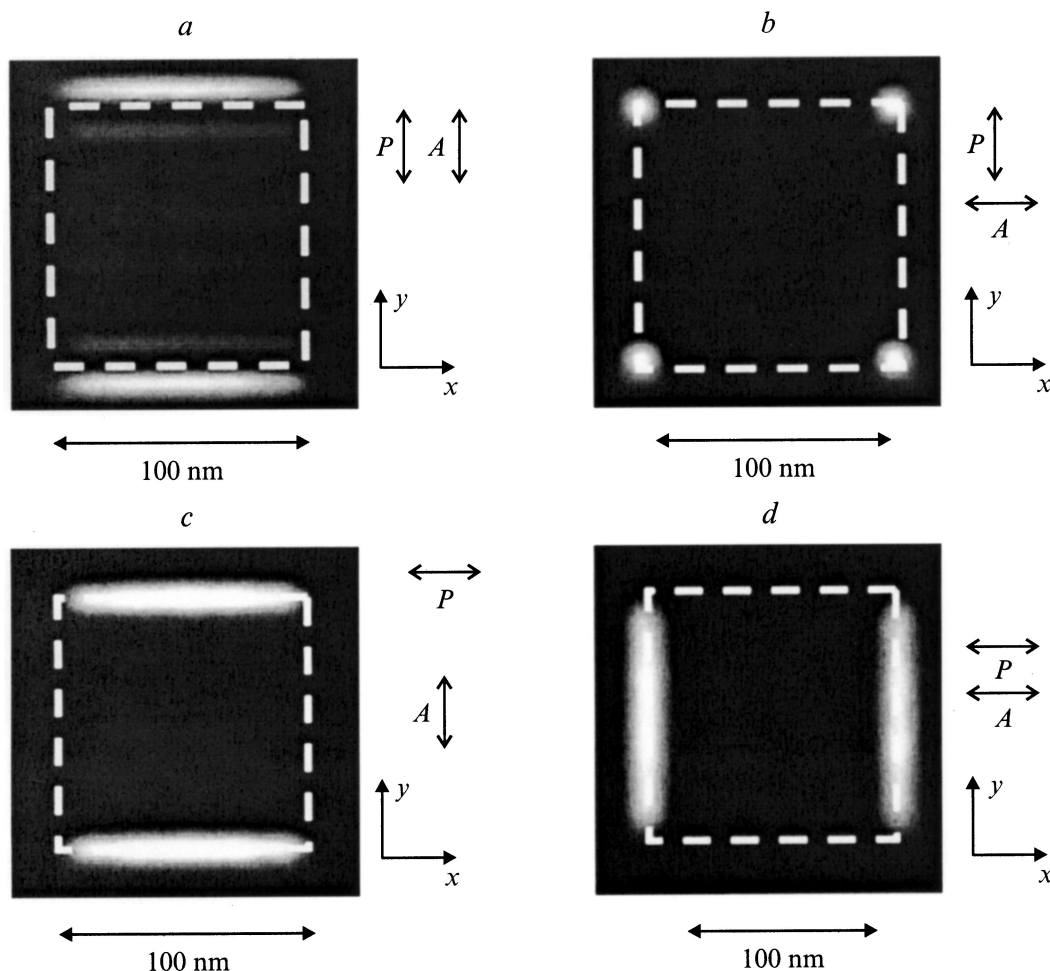


Рис. 2. Изображения, смоделированные для немагнитной квадратной частицы для различных условий освещения и наблюдения. Пространственное разрешение 10 нм. *A* — анализатор, *P* — поляризатор.

Поле рассеянного излучения может быть найдено с помощью обратного фурье-преобразования

$$E_{\mu}^{(1)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{\{\mathbf{k}_{\parallel}\}} \widehat{E}_{\mu}^{(1)}(\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{k}_{\parallel}. \quad (7)$$

Область интегрирования $\{\mathbf{k}_{\parallel}\}$ определяет пространственное разрешение, которым обладает рассчитанное изображение. Так, для достижения разрешения 10 нм ($\lambda = 0.5 \mu\text{m}$), что соответствует разрешению, характерному для БСОМ, необходимо при интегрировании учитывать все пространственные гармоники с $k_{x,y} \in (-25k_0, 25k_0)$.

Результаты численного моделирования немагнитных частиц

Все расчеты проводились для полубесконечной среды с показателем преломления $n = 1.5$, при угле падения $\Theta = 70^\circ$ (угол полного внутреннего отражения при $n = 1.5$ равен 42°). Поляризация частицы в правой час-

ти (3) представлялась в виде $P_i^{(0)} = \varepsilon_0 \chi E_i^{(0)}$, где восприимчивость $\chi = -15.9 + i 1.1$, т.е. рассматривался случай изотропной Ag частицы с показателем преломления $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1} = \sqrt{1 + \chi} = 0.14 + i 4.0$ [18]. Были рассмотрены две основные геометрии подсветки: *s*-поляризованное падающее излучение (поле перпендикулярно плоскости падения) и *p*-поляризованное (в плоскости падения). Поле рассчитывалось на некотором расстоянии от поверхности образца („высота сканирования“).

1) Изображения частицы квадратной формы. На рис. 2 показаны рассчитанные изображения квадратной частицы (поперечный размер частицы составляет 100 нм, высота частицы $h = 10$ нм, высота сканирования $z = 11$ нм) для четырех вариантов относительной ориентации поляризации падающего излучения и анализатора детектирующего устройства. Штриховая линия обозначает границы частицы.

При *s*-поляризованном падающем свете и параллельных поляризаторе и анализаторе (рис. 2, *a*) интенсивность заметно отличается от фоновой (соответствующей затухающему полю подсветки) у краев частицы, пер-

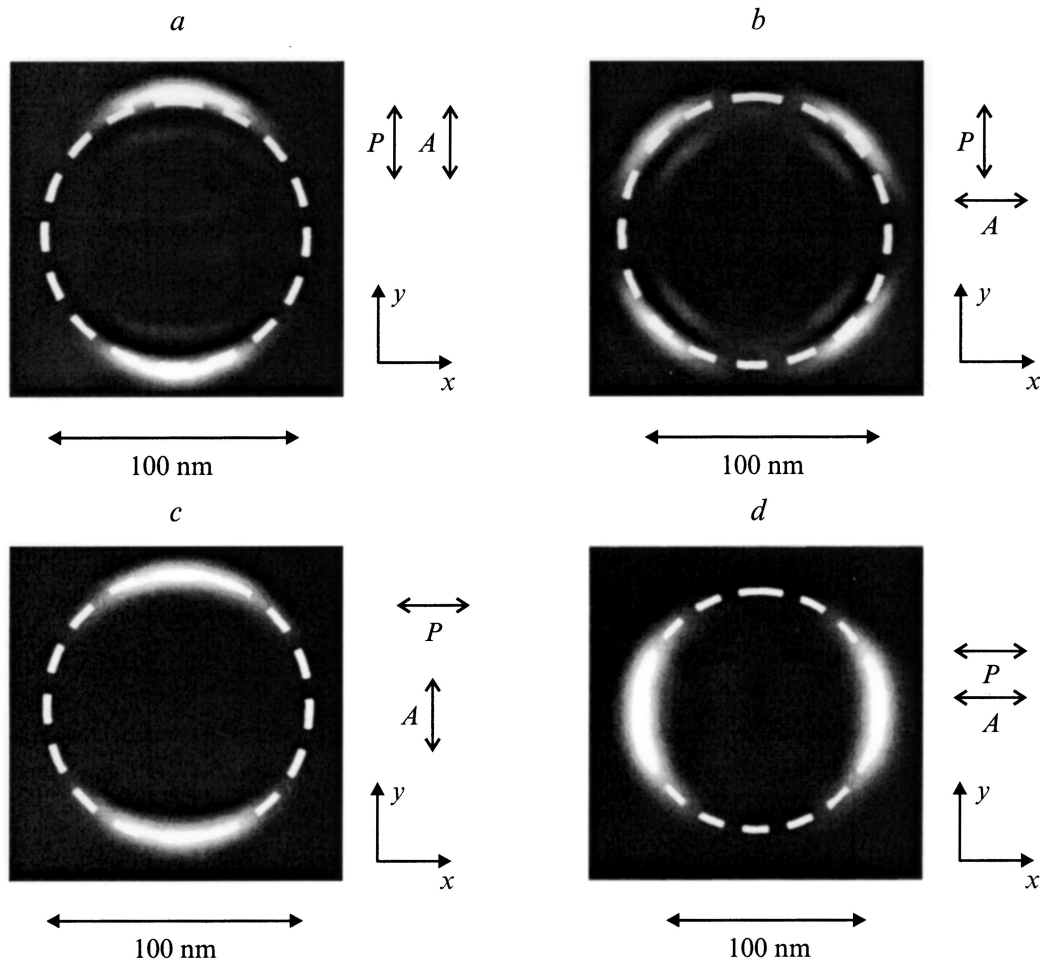


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для круглой частицы.

пендикулярных индуцирующему полю. При скрещенных поляризаторах и s -поляризованном падающем свете интенсивность отлична от нуля только на углах частицы, на которых происходит поворот поляризации (рис. 2, b). На рис. 2, c приведено изображение при скрещенных поляризаторах и p -поляризованном падающем свете. Интенсивность отлична от нуля только у границ частицы, параллельных плоскости падения, причем главную роль в формировании изображения играет z -компонента напряженности падающего поля, отсутствующая в случае 2, b . На края частицы происходит ее преобразование в y -компоненту поля, проходящую сквозь анализатор. Именно наличие z -компоненты в падающей p -поляризованной волне приводит к различным результатам для 2, b и c . На рис. 2, d показано изображение для случая параллельных поляризатора и анализатора при p -поляризованном падающем свете. Снова, как и на рис. 2, a , можно видеть усиление контраста на краях частицы.

Моделирование изображений в аналогичных конфигурациях, но для больших значений высоты сканирования показало, что при увеличении высоты сканирования изображения частицы становятся более несимметрич-

ными, пространственное разрешение изображений падает: границы частицы становятся более расплывчатыми. Данный факт связан с тем, что при увеличении высоты сканирования уменьшается число детектируемых пространственных гармоник, поскольку гармоники с высокими пространственными частотами затухают, не достигая зонда.

2) Изображения круглой частицы. На рис. 3 показаны рассчитанные изображения для круглой частицы (диаметр 100 nm, $h = 10$ nm, $z = 11$ nm) для четырех вариантов ориентации поляризации падающего излучения и анализатора детектирующего устройства. Штриховая линия показывает границы частицы.

Как и в случае квадратной частицы (рис. 2), при параллельных анализаторе и поляризаторе (рис. 3, a , d) имеет место усиление контраста на перпендикулярном падающему полю краях частицы, так как граничные условия благоприятствуют возникновению полей вблизи участков окружности, перпендикулярных падающему полю.

При скрещенных поляризаторе и анализаторе наблюдается вращение поляризации на краях частицы (рис. 3, b , c), только роль углов квадратной частицы

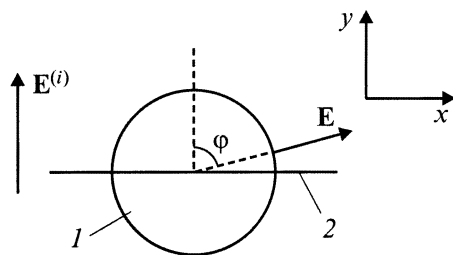


Рис. 4. К объяснению рассчитанного изображения круглой наночастицы в скрещенных поляризаторах для случая s -поляризации падающего излучения (рис. 3, *b*). 1 — круглая наночастицы (вид сверху), 2 — плоскость анализатора.

(рис. 2, *b*) играют участки окружности, ориентированные по отношению к поляризации падающего излучения под углом $\varphi = 45^\circ$ (рис. 3, *b*). Этот факт можно достаточно просто объяснить. Действительно, в случае падающей s -поляризованной волны напряженность электрического поля вблизи боковой поверхности частицы в силу граничных условий пропорциональна $E^{(i)} \cos \varphi$ (рис. 4), следовательно, интенсивность излучения, прошедшего через анализатор, с учетом закона Маллюса пропорциональна $(E^{(i)} \sin \varphi \cos \varphi)^2$ (рис. 4). Эта функция достигает максимума при углах $\varphi = 45, 135^\circ$ и т.д.

Наличие поля у краев, параллельных падающему излучению (рис. 3, *c*), как и в случае рис. 2, *c*, объясняется вращением z -составляющей напряженности электрического поля на краях частицы.

Нужно отметить, что вид расчетных изображений на рис. 3, *a, b* находится в хорошем соответствии с экспериментально полученными изображениями металлических колечек субмикронных размеров при схожих условиях наблюдения [6].

Обсуждение результатов. Магнитооптические изображения

Результаты вычислений показывают, что на краях частицы происходит поворот плоскости поляризации. Это обстоятельство необходимо учитывать при интерпретации магнитооптических изображений, так как магнитооптическое наблюдение основано на свойстве намагниченного материала поворачивать плоскость поляризации волны. Это свойство вытекает из вида тензора диэлектрической проницаемости магнитной среды, который содержит недиагональные элементы, пропорциональные намагниченности [19,20]

$$\hat{\varepsilon}_1 = n_1^2 \begin{pmatrix} 1 & -im_z Q & im_y Q \\ im_z Q & 1 & -im_x Q \\ -im_y Q & im_x Q & 1 \end{pmatrix},$$

где $(m_x, m_y, m_z) = \mathbf{M}/M$ — единичный вектор, характеризующий направление намагниченности; Q — магни-

тооптический параметр, линейно зависящий от намагниченности \mathbf{M} .

Учитывая, что Q имеет величины порядка сотых ($Q = -0.034 + 0.003i$ для железа [18]), можно сделать вывод о том, что наблюдение магнитной структуры наночастицы будет сильно затруднено из-за неустраиваемых эффектов не гиротропного поворота поляризации на границах частицы.

Наличие магнитооптического вклада вследствие его малости можно непосредственно обнаружить только в тех местах, где немагнитный вклад в изображение наночастицы близок к нулю. Так, для круглой частицы, намагниченной вдоль поверхности и параллельно плоскости падения света ($\mathbf{m} = (m_x, 0, 0)$), магнитооптический вклад может стать заметным только при скрещенных поляризаторах (убирается фоновое экспоненциально затухающее поле) на краях, параллельных падающему излучению. Необходимо отметить, что интенсивность немагнитного вклада в сотни раз превышает интенсивность магнитооптической составляющей.

Из вышесказанного следует, что немагнитные неоднородности нанообъектов (края наночастиц, кристаллические дефекты) осложняют магнитооптические наблюдения в БСОМ.

Поэтому ближнеполюсное наблюдение магнитных структур может оказаться гораздо более эффективным в случае исследования образований, для которых от координат зависит только гиротропная часть тензора диэлектрической проницаемости. Такими структурами являются, например, доменные границы, вертикальные линии Блоха [21], и магнитные нанообласти. Создание последних стало возможным совсем недавно при использовании метода лазерной интерференционной литографии [22,23]. Так, в работе [22] сообщается о том, что в тонкой (толщина составляет десятки нанометров) однородной немагнитной пленке $\text{Co}-\text{C}$ удастся формировать нанообласти размером 20–200 нм, которые проявляют ферромагнитные свойства. Такие наноструктуры обладают весьма гладким топографическим рельефом и практически не имеют каких-либо немагнитных неоднородностей, поэтому весьма актуальным выглядит применение БСОМ для их наблюдений.

На рис. 5 приведены расчетные изображения круглых магнитных областей размером 30 нм, находящихся в немагнитном однородном слое толщиной 10 нм.

При моделировании предполагалось, что добавочная, связанная с наличием магнитной области восприимчивость $\chi_{i,j}$ определяется тензором

$$\chi_{i,j} = n_1^2 \begin{pmatrix} 0 & -im_z Q & im_y Q \\ im_z Q & 0 & -im_x Q \\ -im_y Q & im_x Q & 0 \end{pmatrix},$$

где $n_1 = 2.4 + i3.5$, $Q = -0.034 + 0.003i$ [18].

Расчеты приведены для различных направлений намагниченности нанообъекта. Из рис. 5 видно, что, меняя

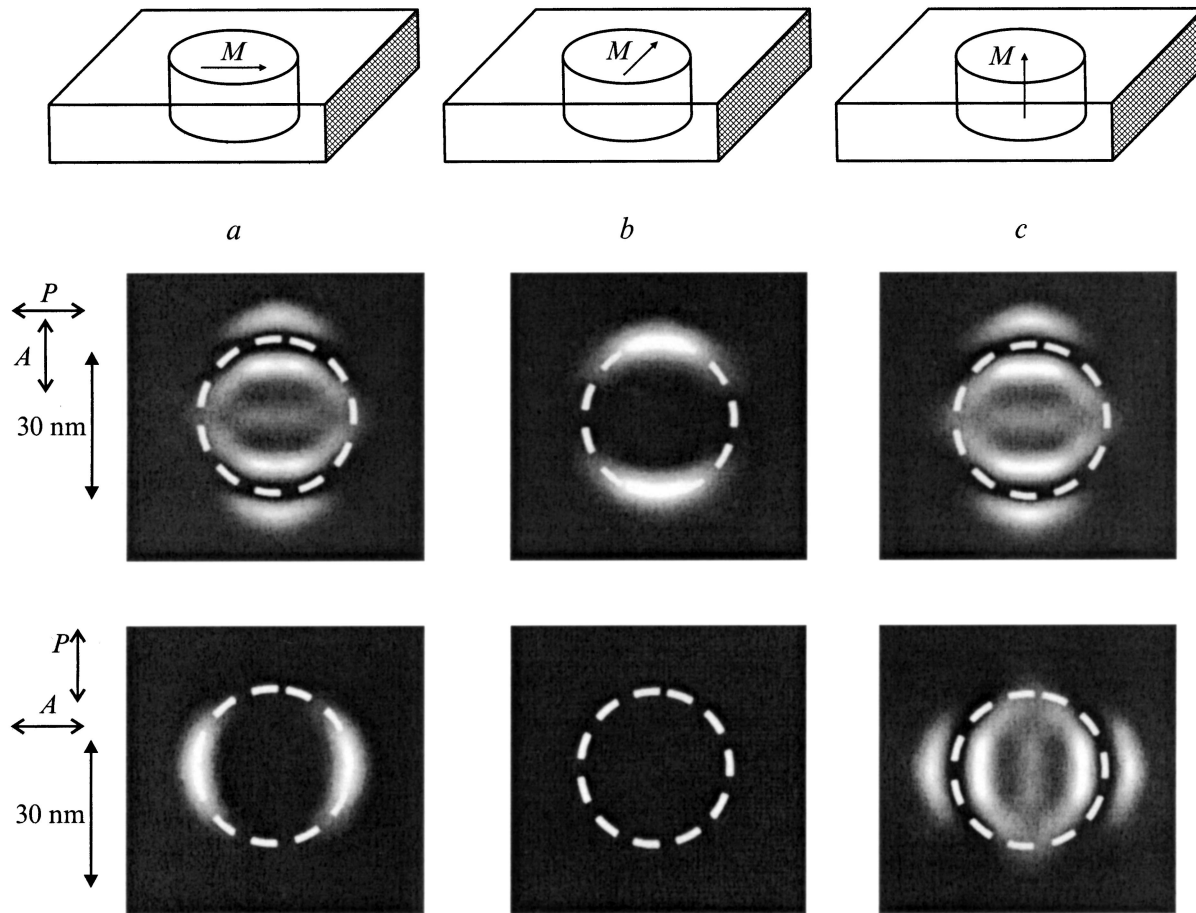


Рис. 5. Изображения, смоделированные для магнитной области размером 30 nm, находящейся в пленке толщиной 10 nm для различных условий освещения и наблюдения. Приведены изображения для нанодомены, намагниченной вдоль оси X (a), вдоль оси Y (b) и вдоль оси Z (c). Высота сканирования 11 nm. Пространственное разрешение 5 nm. A — анализатор, P — поляризатор.

ориентацию поляризации падающего излучения, можно делать выводы о направлении намагниченности в магнитной нанодомене.

Заключение

С использованием метода тензорных электродинамических функций Грина при решении уравнения Максвелла была разработана процедура расчета электромагнитных полей вблизи немагнитной и магнитной частиц нанометровых размеров, что может рассматриваться как первое приближение в задаче о численном моделировании изображений в ближнепольной сканирующей оптической микроскопии. Результаты моделирования демонстрируют различные виды изображений при различных условиях освещения и наблюдения (наблюдение в скрещенных и параллельных поляризаторах при s - и p -поляризованном падающем излучении).

Показано, что в ближнем поле значительную роль играют эффекты поворота плоскости поляризации на топографических особенностях образца, что может существенно затруднить интерпретацию изображений

в БСОМ. Вместе с тем указанные сложности гораздо менее существенны в ближнепольной микроскопии магнитных наноструктур, полученных путем модификации однородных сверхтонких пленок лазерным излучением. Это связано с тем, что в данном случае практически отсутствуют немагнитные неоднородности, которые являются помехой для магнитооптического исследования.

Работа поддержана РФФИ (проект № 01-02-16595), INTAS (проект № 99-01839).

Список литературы

- [1] O'Grady K., Laidler H. // JMMM. 1999. Vol. 200. P. 616–633.
- [2] Weller D. Plenary Lecture at the Joint European Symposium on Magnetism. JEMS-2001. Grenoble, 2001.
- [3] Pohl D.W., Denk W., Lanz M. // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 41. P. 651–653.
- [4] Ohtsu M. Near field Nano/atom optics and technology. Tokyo: Springer, 1998. 297 p.
- [5] Жданов Г.С., Либенсон М.Н., Марционовский Г. // УФН. 1998. Т. 47. № 7. С. 801–804.

- [6] *Betzig E., Trautman J.K., Weiner J.S. et al. // Appl. Opt. 1992. Vol. 31. P. 4563–4568.*
- [7] *McDaniel E.B., McClain S.C., Hsu J.P.W. // Appl. Opt. 1998. Vol. 37. P. 84–89.*
- [8] *Wioland H., Bergossi O., Hudlet S. et al. // Eur. Phys. 1999. N 5. P. 289–295.*
- [9] *Ежов А.А., Логгинов А.С., Музыченко Д.А. и др. // Поверхность. 2000. Т. 11. С. 56–61.*
- [10] *Saito K., Nakaoki A., Kaneko M. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 38. P. 6743–6749.*
- [11] *Кособукин В.А. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 7. С. 86–93.*
- [12] *Nieto-Vesperinas M. Optics at the nanometer scale: Imaging and Storing with Photonic near Fields. Madrid, 1996. 319 p.*
- [13] *Krenn J.R., Dereux A., Weeber J.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82. N 12. P. 2590–2593.*
- [14] *Maradudin A.A., Mills D.L. // Phys. Rev. B. 1975. Vol. 11. N 4. P. 1392–1415.*
- [15] *Nieto-Vesperinas M., Dainty J.C. Scattering in Volumes and Surfaces. Madrid, 1990. 289 p.*
- [16] *Белотелов В.И., Пятаков А.П., Еремин С.А. и др. // ФТТ. 2000. Т. 42. Вып. 10. С. 1826–1831.*
- [17] *Белотелов В.И., Пятаков А.П., Еремин С.А. и др. // Опт. и спектр. 2001. Т. 91. Вып. 4. С. 663–670.*
- [18] *Palik E.D. Handbook of Optical Constants of Solids. Orlando, 1985. 430 p.*
- [19] *Zvezdin A.K., Kotov V.A. Modern Magneto-Optics and Magneto-Materials. Philadelphia, 1997. 363 p.*
- [20] *Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. М., 1988. 197 с.*
- [21] *Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1982. 392 с.*
- [22] *Skomski R., Liou S.H., Sellmyer D.J. et al. // IEEE Trans. MAG. 2001. Vol. 37. P. 2070–2072.*
- [23] *Babonneau D., Briatico J., Petroff F. et al. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 87. P. 3432–3443.*