

## Детектирование и исследование магнитных микро- и наноструктур с применением оптической микроскопии темного поля

© В.И. Белотелов, А.С. Логгинов, А.В. Николаев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

E-mail: bvi@osc.phys.msu.ru

(Поступила в Редакцию 8 апреля 2002 г.  
В окончательной редакции 1 июля 2002 г.)

Проведено исследование особенностей формирования изображения магнитной микроструктуры при использовании различных геометрий магнитооптической микроскопии темного поля. Экспериментально и теоретически проанализированы возможности и ограничения метода темного поля в применении к магнитным исследованиям. Результаты экспериментов свидетельствуют о возможности магнитооптического детектирования локализованных магнитных образований размером меньше или порядка  $0.1 \mu\text{m}$ . Для расчета углового спектра рассеянного на магнитных неоднородностях излучения в рассмотренной теоретической модели использован метод тензорных электродинамических функций Грина. В рамках теоретической модели предложена и проанализирована процедура, позволяющая визуализировать в реальном времени процесс перемагничивания уединенных монокристаллических наночастиц или их регулярных матриц, изучать их динамические и статические характеристики.

Работа выполнена в рамках программы „Университеты России — фундаментальные исследования“, INTAS (проект № 99-01839), а также при поддержке программы Российского фонда фундаментальных исследований „Ведущие научные школы России“ — школа В.В. Мигулина (проекты № 00-15-96782 и 01-02-16595).

Проблема детального изучения распределений намагниченности на субмикронных пространственных масштабах и создания соответствующих высокоразрешающих экспериментальных методик является одной из ключевых в современном прикладном и фундаментальном микромагнетизме. Значительный прогресс в разработке методов исследования микро- и наноструктур достигнут в последнее десятилетие с появлением и стремительным развитием магнитной силовой микроскопии, являющейся разновидностью сканирующей зондовой микроскопии [1]. Хотя магнитная силовая микроскопия обеспечивает наилучшее на настоящее время пространственное разрешение при исследовании магнитных микроструктур (десятки нанометров [2]), ее применение сопровождается рядом проблем: трудностями в интерпретации и идентификации получаемых изображений; неконтролируемым воздействием микрозонда на распределение намагниченности в образце и наоборот; трудностями в позиционировании иглы силового микроскопа над нужным местом поверхности; малой скоростью процесса сканирования, делающей невозможным наблюдение быстропротекающих процессов в реальном времени [3].

В то же время значительным нереализованным потенциалом для детектирования и изучения таких магнитных образований, как доменная граница и ее субструктура (линии Блоха, блоховские точки), имеющих сложное распределение намагниченности и характерный размер в десятые и сотые доли микрона, обладают методы оптической микроскопии темного поля.

Оптическая микроскопия темного поля широко применяется при исследовании фазовых объектов в физике, минералогии, биологии и т.д. [4]. В простейшей

реализации этого метода образец подсвечивается через конденсор с диафрагмированной центральной частью так, что падающий на образец поток света представляет собой полый конус (рис. 1). Если апертура объектива меньше апертуры конденсора, то в объектив попадает лишь свет, испытавший рассеяние на фазовой структуре образца. Он и формирует ее изображение.

В отношении пространственного разрешения метод темного поля практически эквивалентен традиционной оптической микроскопии [4]. В то же время, так как в изображении отсутствует фоновая засветка, обнаружительная способность данного метода намного выше, чем аналогичная характеристика обычной микроскопии

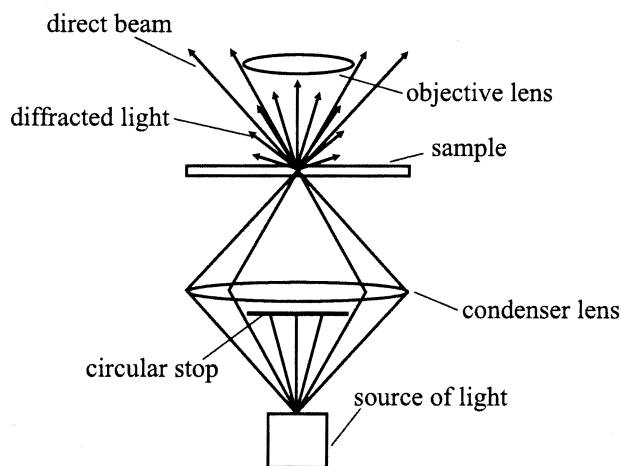
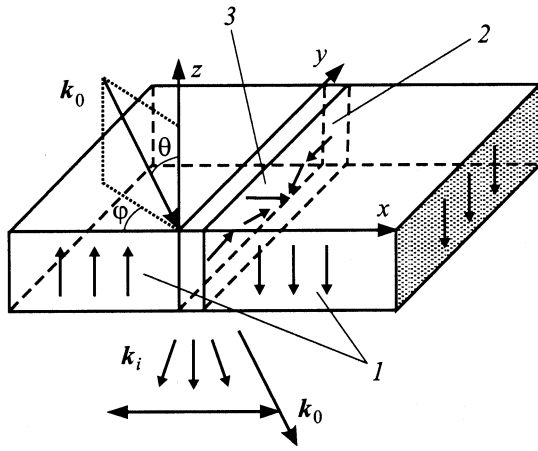


Рис. 1. Схема наблюдения фазовых объектов по методу темного поля.



**Рис. 2.** Распределение намагниченности в доменах (1), доменной границе (2) и линии Блоха (3) в пленке феррита-граната и оптическая схема наблюдения:  $\varphi$  — азимутальный угол плоскости падения света;  $\theta$  — угол падения света;  $k_0$  — волновой вектор падающего излучения;  $k_i$  — волновой вектор рассеянного излучения.

в проходящем свете, что позволяет применять темное поле для наблюдения и детектирования фазовых неоднородностей с размером меньше или порядка долей микрона (ультрамикроскопия). К таким фазовым неоднородностям в силу существования магнитооптических эффектов (эффекты Фарадея, Керра, Коттона–Мутона) можно отнести и субмикронные магнитные структуры, исследование которых в настоящее время представляет большой интерес в связи с поиском новых способов записи, хранения и считывания информации.

Начало в применении метода темного поля для исследования магнитных сред положено в [5] демонстрацией визуализации доменной структуры в пленках ферритов-гранатов. Значительный вклад в разработку магнитооптической темнопольной микроскопии внесли работы А. Тиавилля [6,7], осуществившего оптическое детектирование вертикальных блоховских линий (ВБЛ) в пленках ферритов-гранатов (ФГ) и описавшего физический механизм визуализации.

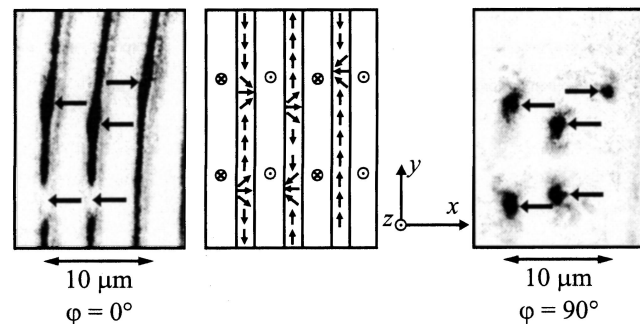
Вертикальные линии Блоха представляют собой устойчивые магнитные вихри и разделяют участки доменной границы (ДГ) противоположной полярности [8]. Размеры ВБЛ для многих типичных пленок ФГ не превышают десятых долей микрона. Эксперименты [6,7] проведены с использованием метода анизотропной темнопольной микроскопии (АТМ). Последний является модификацией обычного метода темного поля, в которой из конуса темнопольной подсветки вырезается узкий пучок. В [6,7] плоскость падения света установлена перпендикулярно плоскости доменной стенки, что соответствует азимутальному углу  $\varphi = 0^\circ$  (рис. 2).

В получаемых при помощи АТМ [6,7] изображениях засветка от доменов практически отсутствует, а ДГ видны как контрастные линии, в некоторых местах которых

можно наблюдать более светлые или темные области, являющиеся вертикальными линиями Блоха различной магнитной топологии (рис. 3,  $\varphi = 0^\circ$ ). Последующие исследования показали, что возможность наблюдения линий в данной геометрии темного поля связана не с рассеянием света непосредственно на распределении намагниченности в линии Блоха, а с микронаклоном ДГ в местах локализации ВБЛ [9].

На протяжении ряда лет авторы настоящей статьи развивают темнопольный метод наблюдения субмикронных магнитных структур. Успешно проведены наблюдения по методике Тиавилля и получены характерные изображения ВБЛ [10,11]. Наряду с этим реализована и другая геометрия темного поля, также обеспечивающая наблюдение линий Блоха. В этой геометрии плоскость падения света установлена параллельно доменным стенкам, что соответствует азимутальному углу  $\varphi = 90^\circ$  (рис. 2) [11]. В изображениях, получаемых в данной геометрии эксперимента, отсутствует засветка как от доменов, так и от ДГ, а ВБЛ вне зависимости от магнитной топологии визуализируются в виде ярких объектов симметричной формы (рис. 3,  $\varphi = 90^\circ$ ). Проведенное в [12] теоретическое исследование механизма визуализации ВБЛ позволило авторам заключить, что в данном случае механизм визуализации линий Блоха отличен от предложенного в [9] и связан с рассеянием света на магнитной структуре ВБЛ.

Таким образом, полученные в [6,9–12] результаты продемонстрировали, что с применением метода темного поля возможно детектирование магнитных структур размером порядка  $0.1\mu\text{m}$ . Изменяя конкретную схему наблюдения (например, угол падения света  $\theta$  и угол  $\varphi$ , образованный плоскостью падения света и плоскостью ДГ (рис. 2)), удается получить различные изображения магнитных микроструктур. При этом не исключена возможность формирования изображений за счет различных механизмов. В то же время многие аспекты, относящиеся к особенностям применения ме-



**Рис. 3.** Характерные изображения доменных границ и линий Блоха, получаемые при геометриях наблюдения, соответствующих азимутальным углам падения света  $\varphi = 0^\circ, 90^\circ$  (контраст инвертирован). В центральной части рисунка схематически изображена магнитная структура исследуемого участка образца. Линии Блоха отмечены стрелками.

тодов микроскопии темного поля в магнитных исследованиях, их возможностям и ограничениям, остаются невыясненными.

В данной статье развивается предложенный нами ранее в [12] и основанный на применении тензорных электродинамических функций Грина теоретический подход к описанию формирования изображений магнитных структур в методе темного поля. На основе развитой теории и соответствующих экспериментов проводится изучение возможностей различных конфигураций метода анизотропной темнопольной микроскопии.

## 1. Магнитооптическая дифракция света и формирование изображений магнитных структур в микроскопии темного поля

Дифракция света на магнитных неоднородностях в магнитных пленках рассмотрена в ряде работ [6,13–15]. В большинстве из них решались задачи о нахождении дифракционной картины, возникающей при взаимодействии света с магнитной средой, и в существенно меньшей степени обсуждался вопрос о характере и свойствах изображений магнитных структур, которые могут быть получены в оптической системе.

Задачей настоящей работы является изучение именно особенностей формирования изображения магнитной структуры, возникающего при использовании различных геометрий микроскопии темного поля. Следуя [12], проведем это рассмотрение с использованием метода тензорных электродинамических функций Грина.

Тензорные функции Грина  $D_{\mu\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  вводятся уравнениями

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x_\lambda \partial x_\mu} - \delta_{\lambda\mu} \frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2} - \varepsilon(\mathbf{r}) \frac{\omega_0^2}{c^2} \delta_{\lambda\mu} \right) D_{\mu\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\delta_{\lambda\nu} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'),$$

которые решают с учетом обычных максвелловских условий. Поэтому выражения для полей, получаемые с их помощью, заведомо удовлетворяют этим граничным условиям. Метод функций Грина позволяет получать аналитические выражения для фурье-образов напряженности электрического поля дифрагировавшей волны.

Рассмотрим находящийся на прозрачной немагнитной подложке слой ферромагнетика толщиной  $l$ , обладающего кубической симметрией (рис. 4). Выберем систему координат так, чтобы центральная плоскость слоя совпадала с плоскостью  $XY$ . Единичный вектор намагниченности слоя  $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M} = \mathbf{i} \cdot m_x + \mathbf{j} \cdot m_y + \mathbf{k} \cdot m_z$ , где  $\mathbf{M}$  — вектор намагниченности среды. Диэлектрическая проницаемость этого слоя в предположении существования только магнитооптических (МО) эффектов первого

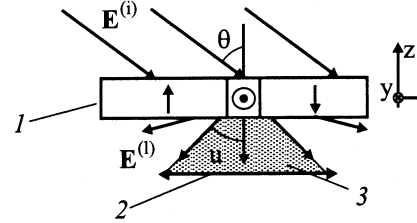


Рис. 4. Формирование темнопольной картины. 1 — магнитная пленка (схематически изображена магнитная структура, состоящая из двух доменов, разделенных доменной границей), 2 — объектив, 3 — конус излучения, проходящего через объектив.

порядка по намагниченности описывается тензором [16]

$$\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{r})I + igm(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды при отсутствии намагниченности ( $\mathbf{M} = 0$ ),  $I$  — единичный тензор,  $g$  — модуль вектора гирации  $\hat{\mathbf{g}} = g\hat{\mathbf{m}}$ ,

$$m(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} 0 & -m_z(\mathbf{r}) & m_y(\mathbf{r}) \\ m_z(\mathbf{r}) & 0 & -m_x(\mathbf{r}) \\ -m_y(\mathbf{r}) & m_x(\mathbf{r}) & 0 \end{pmatrix}.$$

Будем считать, что намагниченность среды однородна вдоль оси  $Z$  — типичное предположение при описании распределения намагниченности в магнитных пленках [8]. В силу этого во избежание неоправданного увеличения объема вычислений вместо магнитного слоя толщиной  $l$  рассмотрим эффективный бесконечно тонкий слой. При этом зависящая от толщины пленки и вектора гирации величина фазового сдвига между противоположно поляризованными циркулярными волнами на выходе из пленки в исследуемой модели учитывается наличием эффективного параметра  $G$  в правой части уравнения Максвелла (см. далее формулу (2)).

Пусть на пластинку под углом  $\theta$  падает линейно поляризованная плоская монохроматическая волна с  $\mathbf{E}^{(i)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^{(i)} \exp(i(\mathbf{k}_0\mathbf{r} - \omega_0 t))$  (рис. 4). Тогда уравнение Максвелла с учетом (1) записывается следующим образом:

$$\text{rot rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}) - k_0^2 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = k_0^2 ((\varepsilon - 1) \cdot \mathbf{E} + G[\mathbf{m} \times \mathbf{E}]) \cdot \delta(z), \quad (2)$$

где  $\varepsilon(\mathbf{r}) = 1$  вне пленки,  $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon$  внутри пленки.

Уравнение (2) может быть решено методом последовательных приближений с малым параметром  $G$ . При этом ограничимся первым приближением:  $\mathbf{E} = \mathbf{E}^{(0)} + \mathbf{E}^{(1)}$ , где  $\mathbf{E}^{(0)}$  — напряженность электрического поля без учета магнитных свойств среды,  $\mathbf{E}^{(1)}$  — напряженность электрического поля световой волны, дифрагировавшей на распределении намагниченности.

Выражения для напряженности поля  $\mathbf{E}^{(0)}$  хорошо известны и обычно записываются в виде формул Френеля. Фурье-образы напряженности поля  $\mathbf{E}^{(1)}$  можно получить при помощи фурье-образов функций Грина

$$d_{\mu\nu}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z') = \int d(\mathbf{r}_{\parallel} - \mathbf{r}'_{\parallel}) \exp(-i\mathbf{k}_{\parallel}(\mathbf{r}_{\parallel} - \mathbf{r}'_{\parallel})) D_{\mu\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (3)$$

где  $\mathbf{r}_{\parallel}$  и  $\mathbf{r}'_{\parallel}$  — компоненты радиус-векторов, лежащие в плоскости  $XY$ ,  $\mathbf{k}_{\parallel}$  — компонента волнового вектора, параллельная плоскости  $XY$  (рис. 2). Фурье-образы функций Грина находят в результате решения обыкновенных дифференциальных уравнений. Эта процедура изложена в [17].

Таким образом, учитывая (3), можно получить

$$\widehat{E}_{\mu}^{(1)}(\mathbf{k}_{\parallel}, z) = -k_0^2 G d_{\mu\nu}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, 0-) \widehat{m}_{\nu k}(\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}_{\parallel}^0) \times \widehat{E}_k^{(0)}(\mathbf{k}_{\parallel}^0, 0-), \quad z < 0, \quad (4)$$

где  $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y, 0)$  — компонента волнового вектора, параллельная плоскости пленки,  $d_{\mu\nu}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z')$  — фурье-образы функций Грина,  $d_{\mu\nu}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, 0-) = \lim_{z' \rightarrow 0-} d_{\mu\nu}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z')$ ,  $\widehat{m}_{\nu k}(\mathbf{k}_{\parallel})$  — фурье-образы элементов тензора  $m$ ,  $\widehat{E}_k^{(0)}(\mathbf{k}_{\parallel}^0, 0-) = \lim_{z' \rightarrow 0-} \widehat{E}_k^{(0)}(\mathbf{k}_{\parallel}^0, z')$ .

Соотношение (4) описывает угловую пространственный спектр поля волны, дифрагировавшей на магнитной структуре. Поле рассеянной волны можно представить как суперпозицию электромагнитных плоских волн с различными значениями  $\mathbf{k}_{\parallel}$  и комплексными амплитудами, задаваемыми формулами (4).

Используя выражения (4), можно провести теоретическое исследование изображений, получаемых как в прямом свете, так и в различных модификациях методики темного поля.

Изображение в микроскопе формируется теми пространственными фурье-компонентами поля волны, которые попадают в объектив микроскопа. Набор прошедших через систему гармоник определяется числовой апертурой объектива  $NA = n \sin u$ , где  $n$  — показатель преломления среды, в которой находится объектив,  $u$  — апертурный угол объектива (рис. 4). Таким образом, характер изображения, образующегося в оптической системе, определяется обратным фурье-преобразованием, которое проводится с учетом только тех гармоник поля, которые прошли через систему

$$E_{\mu}^{(1)} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{\{\mathbf{k}_{\parallel}\}} d\mathbf{k}_{\parallel} \widehat{E}_{\mu}^{(1)} e^{i\mathbf{k}_{\parallel}}, \quad (5)$$

где  $\{\mathbf{k}_{\parallel}\}$  — совокупность компонент  $\mathbf{k}_{\parallel}$  волновых векторов гармоник, прошедших через оптическую систему.

## 2. Основные свойства магнитооптической дифракции. Условия получения изображений

Исходя из приведенных в предыдущем разделе аналитических выражений и не прибегая к численному эксперименту, можно сделать ряд выводов относительно условий формирования изображения магнитных структур в условиях микроскопии темного поля.

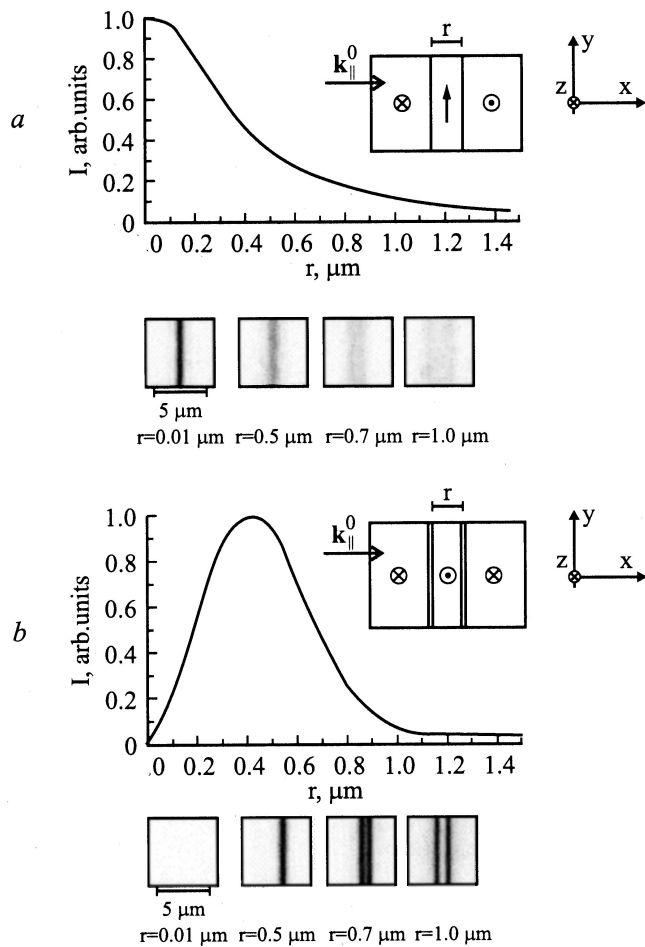
В силу того что мы ограничиваемся линейным по намагниченности приближением и учитываем лишь гиротропный эффект (эффект Фарадея), получаемая картина зависит только от взаимодействия света с теми компонентами намагниченности среды, которые имеют отличную от нуля проекцию на волновой вектор  $\mathbf{k}_0$  падающего света. Кроме того, дифракция света происходит только при наличии изменения этих компонент намагниченности вдоль направления вектора  $\mathbf{k}_0$ . Таким образом, если некоторые компоненты намагниченности в исследуемой структуре изменяются только вдоль одного направления, то, варьируя относительное положение луча подсветки и магнитной структуры, можно либо изучать распределение этих компонент, либо, устраняя из изображения информацию о них, проводить исследования других составляющих вектора  $\mathbf{M}$ .

Важным свойством магнитооптической дифракции является то, что в приближении эффекта Фарадея свет, испытавший взаимодействие с магнитной структурой, поляризован в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации падающего света, в то время как часть излучения, дифрагировавшего на немагнитных неоднородностях образца, не поляризована. Поэтому для экспериментального наблюдения магнитных объектов в геометриях темного поля поляризатор и анализатор должны быть скрещены, что помогает устранить компоненту света, рассеянного на немагнитных неоднородностях.

## 3. Анализ возможностей различных схем темнопольной микроскопии

На основании изложенного теоретического подхода проведем анализ возможностей применения метода темного поля в магнитных исследованиях.

При этом будем считать, что изучаемые образцы имеют кристаллографическую ориентацию  $\langle 111 \rangle$  и в них реализована периодическая структура полосовых доменов с ДГ блоховского типа [8]. Вращение вектора  $\mathbf{M}$  в ДГ при переходе от одного домена к другому происходит равномерно, т.е. угол поворота намагниченности пропорционален соответствующей координате. Таким образом, в системе координат с осью  $OZ$ , перпендикулярной плоскости пленки, и осью  $OX$ , перпендикулярной плоскости ДГ (рис. 2), для компонент вектора намагни-



**Рис. 5.** Графики зависимости интенсивности изображений ДГ, разделяющей два однородно намагниченных домена (*a*) и уединенного домена (*b*) от их размера  $r$ . В случае (*b*) ДГ предполагаются бесконечно тонкими. Под каждым из графиков приводятся соответствующие расчетные изображения. При моделировании использовалась длина волны падающего излучения  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ , числовая апертура объектива оптической системы  $NA = 0.4$ . На вставке показаны соответствующие магнитные конфигурации и направление подсветки.

ченности можно записать

$$m_x = 0, \quad m_y = \cos\left(\frac{\pi x}{\Delta}\right), \quad m_z = \sin\left(\frac{\pi x}{\Delta}\right)$$

внутри стенки Блоха с центром при  $x = 0$ , где  $\Delta$  — параметр ширины ДГ [8].

Прежде всего остановимся на ряде основных свойств темнопольных изображений.

**3.1. Общие свойства темнопольных изображений.** Исходя из общих соображений о магнитооптической дифракции и по аналогии с „традиционной“ темнопольной микроскопией, можно предположить, что в магнитооптическом темном поле адекватно будут изображены магнитные неоднородности, представляющие собой изменение  $\mathbf{M}$ , сосредоточенное на рассто-

яниях порядка длины волны  $\lambda$  используемого излучения. Действительно, численный эксперимент продемонстрировал, что в методе темного поля интенсивность изображений и их соответствие реальному характеру распределения вектора  $\mathbf{M}$  зависят от размеров области, на которой происходит дифракция излучения. Так, если эта область гораздо больше длины волны  $\lambda$  используемого для наблюдения света, то яркость изображения оказывается крайне малой, а само изображение не всегда правильно отражает реальное распределение намагниченности в образце. Если размер неоднородности меньше  $\lambda$ , данная структура может быть визуализирована, но ее видимый размер будет соответствовать пределу разрешения оптической системы.

Так же можно выделить два основных случая магнитооптической дифракции:

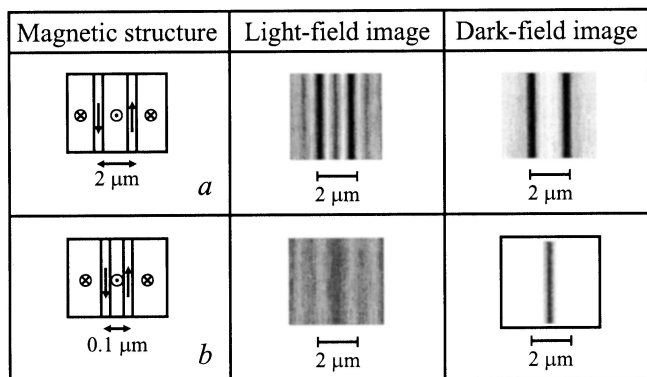
1) рассеяние света на магнитной неоднородности, являющейся переходной областью между участками с различными (в силу эффекта Фарадея) фазовыми характеристиками и не взаимодействующей непосредственно с падающим излучением в силу соответствующей ориентации волнового вектора и намагниченности в неоднородности (например, ДГ, разделяющая два однородно намагниченных домена, и ВБЛ, разделяющая части ДГ противоположной полярности (рис. 3 и 5, *a*));

2) рассеяние световой волны на неоднородности, которую окружают области с одинаковыми фазовыми характеристиками (например, уединенный субмикронный домен) (рис. 5).

При размерах неоднородностей  $r$  (рис. 5), меньших  $\lambda$ , наблюдается следующее. В первом варианте характер изображения не зависит от ширины переходного участка, так как дифракция происходит на скачке показателя преломления, а полное изменение  $\mathbf{M}$  и, следовательно, показателя преломления на масштабе порядка  $\lambda$  отлично от нуля. Во втором варианте с уменьшением размеров неоднородной области яркость изображения резко уменьшается. Это связано с тем, что здесь результирующее изменение  $\mathbf{M}$  на расстояниях, сравнимых с  $\lambda$ , стремится к 0 (рис. 5).

**3.2. Пространственное разрешение и обнаружительная способность метода темного поля.** Обсудим такие важные характеристики оптического наблюдения, как пространственное разрешение и детектирующая способность.

Как упоминалось во введении, разрешающая способность оптической микроскопии темного поля практически эквивалентна разрешающей способности микроскопии в проходящем свете [4]. Численное моделирование изображений бесконечно тонких ДГ показывает, что с применением метода темного поля их можно наблюдать как отдельные объекты при расстояниях между ними не меньше  $0.6 \mu\text{m}$  (при  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ ;  $NA = 0.4$ ). Эта величина соответствует предельному разрешению по критерию Рэля для заданных  $NA$  и  $\lambda$  и согласуется с общим рассмотрением разрешающей способности метода темного поля в [4].



**Рис. 6.** Расчетные изображения двух доменов с размерами 2 (*a*) и 0.1  $\mu\text{m}$  (*b*). (Контраст инвертирован,  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ ;  $NA = 0.4$ ).

В отличие от пространственного разрешения детектирующая способность магнитооптической темнопольной микроскопии значительно превосходит аналогичную характеристику наблюдения традиционной микроскопии светлого поля. Действительно в последнем случае наблюдение микромагнитной структуры происходит, как правило, на фоне засветки от доменов, и для ее обнаружения приходится оперировать отношением сигнал/фон. В случае наблюдения в рассеянном свете фоновая засветка от магнитооднородных областей полностью отсутствует при любой магнитной конфигурации, и при регистрации субмикронных неоднородностей распределения  $\mathbf{M}$  мы имеем дело с отношением сигнал/шум, которое гораздо выше предыдущего.

Для иллюстрации высокой обнаружительной способности АТМ рассчитаны ( $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ ;  $NA = 0.4$ ) изображения доменов, размеры которых составляют 2 и 0.1  $\mu\text{m}$  (рис. 6). Домен размером 2  $\mu\text{m}$  одинаково надежно регистрируется как в обычной микроскопии в прямом свете (поляризатор и анализатор скрещены, что соответствует наблюдению при „контрасте ДГ“), так и в АТМ. Во втором случае ситуация иная: находящийся за пределом оптического разрешения домен размером 0.1  $\mu\text{m}$  при традиционном наблюдении не регистрируется. В анизотропном темном поле изображение домена не вполне адекватно — доменные границы не наблюдаются раздельно. Тем не менее домен уверенно детектируется.

#### 4. Наблюдение коллапса цилиндрических магнитных доменов

Для сравнения детектирующей способности АТМ и традиционного метода микроскопии в прямо проходящем свете и оценки возможностей АТМ по визуализации магнитных субмикронных частиц нами проведены эксперименты по наблюдению процесса коллапса цилиндрических магнитных доменов (ЦМД). Используемая при

этом экспериментальная установка высокоскоростной фотографии (ВСФ) и темного поля подробно описана в [18].

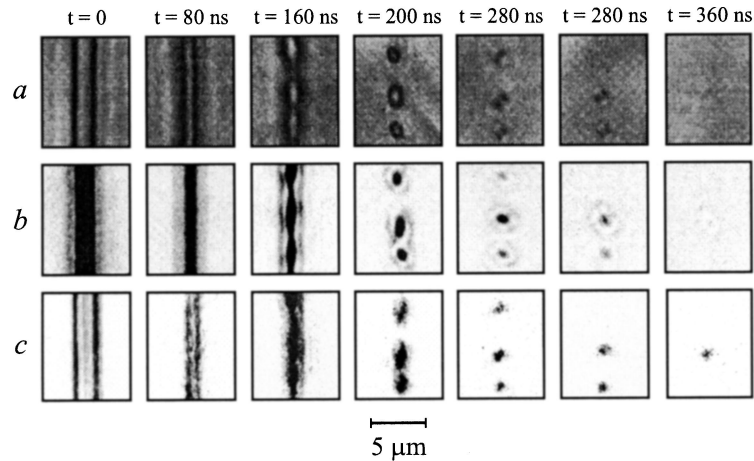
Эксперимент выполнен с использованием одноосной магнитной пленки феррита-граната состава  $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ , имеющей параметры: кристаллографическая ориентация  $\langle 111 \rangle$ , период доменной структуры — 8.5  $\mu\text{m}$ ; удельное фарадеевское вращение  $4\pi M_s = 173 \text{ G}$ ; намагниченность насыщения  $K_u = 4500 \text{ erg/cm}^3$ ; константа одноосной анизотропии  $Q = 3.8$ ; толщина пленки 7.5  $\mu\text{m}$ ; магнитное поле коллапса ЦМД  $H_{\text{col}} = 125 \text{ Oe}$ .

К образцу прикладывалось постоянное магнитное поле смещения  $H = 110 \text{ Oe}$ , направленное перпендикулярно поверхности пленки, в результате чего ширина полосовых доменов, намагниченных против поля, уменьшалась до 3  $\mu\text{m}$ . На постоянное поле смещения сонаправленно были наложены прямоугольные импульсы магнитного поля длительностью 500 ns и амплитудой  $H = 25 \text{ Oe}$ . Под их действием происходило разбиение намагниченных противоположно полю полосовых доменов на отдельные ЦМД, которые затем коллапсируют. Этот процесс наблюдался с использованием методов ВСФ [19], АТМ, а также в обычном светлом поле при скрещенных и чуть раскрещенных поляризаторах („контраст ДГ“ и „контраст доменов“ соответственно).

В методе ВСФ подсветка образца осуществлялась наносекундными оптическими импульсами. Импульсы прикладываются с регулируемой временной задержкой относительно импульсов магнитного поля, возмущающего доменную структуру. Варьируя временной сдвиг  $t$  между началом импульса магнитного поля и импульсом подсветки, можно получить магнитооптические изображения мгновенных динамических конфигураций намагниченности и проследить эволюцию отклика структуры намагниченности на внешнее воздействие.

Методика эксперимента не позволяет одновременно наблюдать образование и коллапс одного и того же ЦМД и в геометрии темного поля, и в прямом свете. Также технически сложно осуществить непрерывное или последовательное по времени наблюдение за изменением размера фиксированного домена. Тем не менее проведенное на основе накопленного статистического материала сравнение изображений различных стадий образования и коллапса ЦМД в различных геометриях наблюдения позволило выявить основные повторяющиеся этапы процесса и воспроизвести его на рис. 7.

Характерное время начала разбиения полосовых доменов на ЦМД составляет  $\sim 150 \text{ ns}$ . При этом наблюдается неоднородное сжатие домена. Его вызывает, по видимому, отличие динамических характеристик различных участков домена — присутствие в ДГ линий Блоха. При  $t \sim 200 \text{ ns}$  домены, как правило, уже разбиваются на отдельные фрагменты, которые фактически являются ЦМД. Во всех трех случаях наблюдения размеры изображений сформировавшихся ЦМД с течением времени



**Рис. 7.** Наблюдение динамического преобразования полосовой доменной структуры во внешнем периодическом магнитном поле смещения в трех различных геометриях наблюдения: в прямопроходящем свете при контрасте доменных границ (*a*) и контрасте доменов (*b*); в условиях анизотропной темнопольной микроскопии при  $\varphi = 0^\circ$  (контраст инвертирован) (*c*).

уменьшаются вплоть до значений  $0.8 \mu\text{m}$ , что является фактическим пределом разрешающей способности данной оптической системы ( $NA = 0.4$ ;  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ ). Контраст изображений также падает. По-видимому, основной причиной этого является уменьшение реальных размеров доменов до сотен и десятков нанометров, но возможно, что некоторый вклад вносит и изменение их магнитной структуры. Существует ряд моделей коллапса цилиндрических доменов: с образованием торцевой ДГ и с неравномерным по толщине уменьшением диаметра ЦМД [8]. Однако какой именно процесс реализовывался в проведенных экспериментах при данных условиях — не ясно. Как видно из рис. 7, при  $t \sim 350 \text{ ns}$  ЦМД практически не детектируются в обоих случаях светлого поля: их изображения сливаются с фоновой засветкой. В то же время на этих же временных масштабах существование ЦМД удается визуализировать в АТМ. Вследствие того что фон темный (отметим, что на рис. 7 контраст инвертирован), контрастность картины ухудшается не столь значительно, несмотря на то что яркость при этом уменьшается в сотни раз. При больших временах ЦМД не удается визуализировать ни в одной из трех геометрий наблюдения.

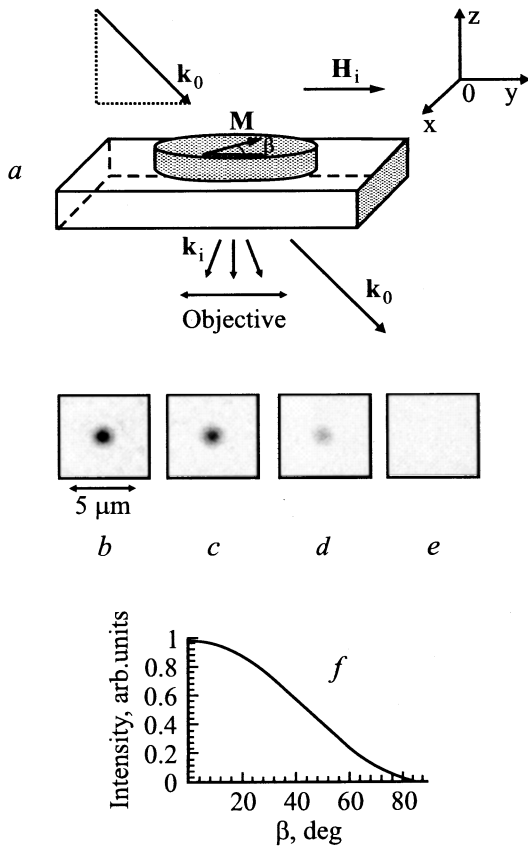
Описанные экспериментальные результаты подтверждают высказанное выше утверждение о высокой детектирующей способности АТМ при регистрации магнитных субмикронных структур. Высокий контраст темнопольных изображений ограничивается лишь уровнем шумов приемной системы. Таким образом, методика магнито-оптической темнопольной микроскопии обладает большими возможностями по детектированию уединенных магнитных образований субмикронного масштаба. Далее рассмотрим перспективы применения метода темного поля к исследованию статических и динамических характеристик монодоменных магнитных наночастиц.

## 5. Возможности исследования магнитных наночастиц с применением микроскопии темного поля

Наночастицы являются основой для разрабатываемых в настоящее время квантовых магнитных дисков — новых сред для записи и считывания информации [20,21]. Запись информации на таких дисках можно осуществить традиционным способом — приложением локальных магнитных полей. В связи с этим большой интерес вызывает исследование процесса перемагничивания наночастиц [22]. Теоретические расчеты показывают, что этот процесс носит достаточно сложный характер. Это связано с тем, что при размерах частиц, превышающих несколько десятков нанометров, однодоменная структура при перемагничивании может стать полидоменной [23] или вихревой [22,24]. Кроме того, если частицы расположены на расстояниях порядка их размеров, то на процесс перемагничивания оказывает существенное влияние взаимодействие магнитного момента частицы с магнитными моментами соседних частиц [25]. Проведение соответствующих экспериментов в силу малости размеров частиц представляет определенные сложности. Например, эксперименты по определению перемагничивания наночастиц, осуществленные методом сканирующей магнитной силовой микроскопии [26], не позволили изучить все особенности процесса и принципиально не позволяют исследовать его динамические характеристики.

Высокая чувствительность метода АТМ позволяет предположить возможность его применения к изучению магнитных наночастиц.

Рассмотрим уединенную монодоменную частицу диаметром  $50 \text{ nm}$ , намагниченную по внешнему магнитному полю, направленному исходно вдоль подложки в плос-



**Рис. 8.** Моделирование изображений процесса перемагничивания монодоменной наночастицы диаметром  $50 \text{ nm}$  в АТМ при различных углах  $\beta$  между намагниченностью наночастицы и плоскостью падения света (падающее излучение поляризовано в плоскости падения;  $NA = 0.4$ ;  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ ). Геометрия падения света (a). Представлены картины при  $\beta = 0^\circ$  (b),  $30^\circ$  (c),  $60^\circ$  (d) и  $90^\circ$  (e). График зависимости относительной интенсивности изображения наночастицы от угла  $\beta$  (f) (контраст инвертирован).

кости падения света (рис. 8). Изменение направления поля в плоскости подложки на  $180^\circ$  вызывает процесс перемагничивания частицы. Предположим, что вектор  $M$  наночастицы при этом плавно разворачивается на  $180^\circ$  так, что в результате принимает положение, сонаправленное с полем. Угол между намагниченностью частицы и плоскостью падающего излучения обозначим  $\beta$ .

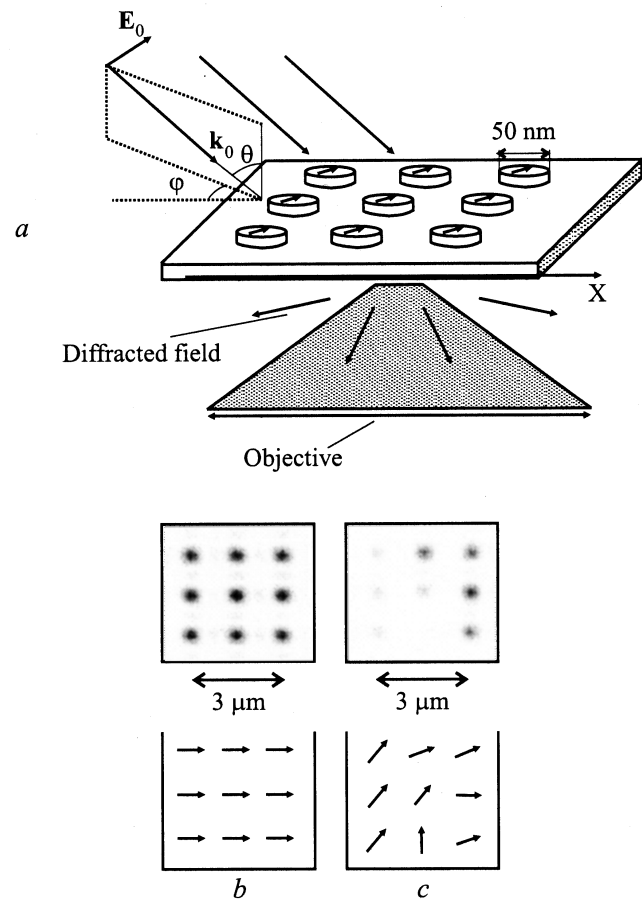
Результаты расчета изображения наночастицы при наблюдении по методу АТМ на различных стадиях перемагничивания представлены на рис. 8, b-f. Видно, что интенсивность картины сильно зависит от ориентации вектора  $M$ . Яркость максимальна, когда частица намагничена в плоскости падения ( $\beta = 0^\circ$ ), и спадает в результате перемагничивания (при увеличении  $\beta$ ) по закону  $I = I_0 \cdot \cos^2 \beta$ .

Таким образом, методика АТМ чувствительна к положению вектора намагниченности наночастицы и, учитывая простоту реализации, может быть полезна и удобна для изучения процесса перемагничивания. Ее

совмещение с установкой высокоскоростной фотографии позволяет исследовать этот процесс по крайней мере с наносекундным временным разрешением in-situ [18], т.е. непосредственно во время воздействия импульсов магнитного поля. Отметим, что по теоретическим и экспериментальным оценкам время перемагничивания наночастиц составляет  $10^{-12} - 10^{-9} \text{ s}$  [27,28].

Перейдем теперь от одной наночастицы к матрице равномерно распределенных наночастиц (рис. 9). Когда расстояние между наночастицами превышает  $0.6 \mu\text{m}$  ( $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ ,  $NA = 0.8$ ), частицы визуализируются раздельно и, как и в случае уединенной частицы, возможен непосредственный контроль состояния их намагниченности (рис. 9, b). При этом можно исследовать процесс одновременного перемагничивания всей совокупности наночастиц, изучать взаимное влияние частиц при перемагничивании лишь части матрицы, детектировать неоднородности направления намагниченности в отдельных частицах (рис. 9, c) и т.д.

При расстояниях между отдельными частицами меньших длины волны света  $\lambda$  изображения частиц сливаются и матрица представляется в виде равномерно



**Рис. 9.** Схема наблюдения в АТМ матрицы наночастиц (a) и темнопольные изображения матрицы, полученные при расстоянии между частицами  $0.6 \mu\text{m}$  и различных ориентациях намагниченностей частиц матрицы (b, c) (контраст инвертирован;  $NA = 0.8$ ;  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ ).



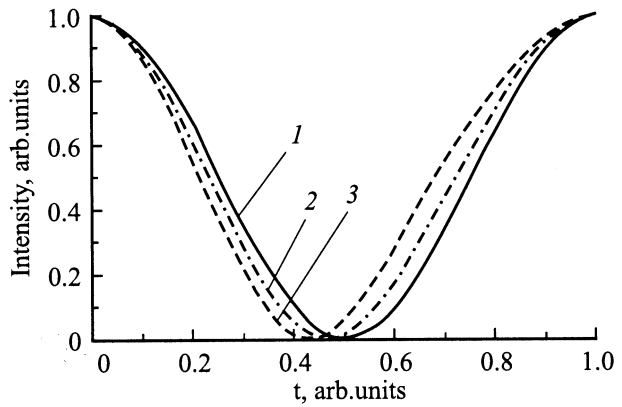
засвеченного поля. Тем не менее даже при невозможности раздельного наблюдения частиц можно сделать ряд выводов о статических и динамических свойствах системы, исследуя яркость изображения при различных геометриях подсветки и регистрируя зависимость интенсивности АТМ-картины от времени в ходе процесса перемагничивания.

В случае однородности свойств всех входящих в матрицу наночастиц изображение перемагничивающейся матрицы в АТМ будет выглядеть аналогично описанному выше и представленному на рис. 8 изображению, иллюстрирующему процесс перемагничивания уединенной наночастицы. В то же время в реальных ситуациях возможно возникновение неоднородности свойств отдельных частиц матрицы, проявляющейся, например, в различии скоростей разворота  $\mathbf{M}$  отдельных частиц. При рассмотрении такого случая будем считать, что в результате приложения импульсного внешнего магнитного поля в направлении, противоположном исходной однородной намагниченности матрицы, вектор  $\mathbf{M}$  наночастиц плавно разворачивается на  $180^\circ$  так, что в результате принимает положение, сонаправленное с полем. Примем, что в матрице существует некоторое количество „быстрых частиц“, которые перемагничиваются в 1.4 раза быстрее остальных. Их относительная концентрация —  $N$ .

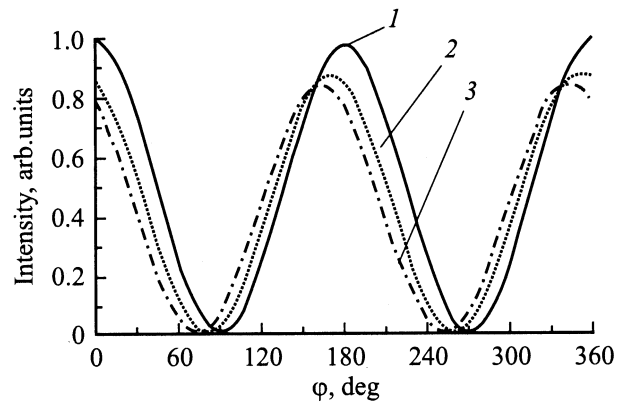
Расчетные зависимости интенсивности АТМ изображения от времени при перемагничивании матриц с различной концентрацией  $N$  „быстрых“ частиц иллюстрирует рис. 10, на котором приведен ряд кривых для значений  $N = 0, 0.25, 0.4$ . Видно, что при изменении числа быстрых частиц меняется форма графика зависимости: при  $N = 0$  график имеет симметричную форму, при увеличении  $N$  минимум графика смещается в сторону уменьшения времени, а форма графика становится все более несимметричной.

Более того, при помощи методики АТМ можно получить информацию о состоянии намагниченности частиц в матрице в статическом случае. Действительно, изменяя азимутальный угол  $\varphi$  падения света (рис. 9), можно построить зависимость интенсивности изображения матрицы от угла  $\varphi$ . Вид этих кривых будет зависеть от степени рассогласования направлений намагниченности наночастиц. Для проверки такого заключения проведено численное моделирование АТМ изображения для случая, когда в матрице присутствует  $N$  процентов наночастиц, вектор  $\mathbf{M}$  которых направлен под углом  $45^\circ$  к направлению намагниченности остальных частиц. Из рис. 11 видно, что при увеличении числа  $N$  минимумы и максимумы кривой смещаются, а величина интенсивности в максимуме уменьшается.

Из сказанного выше следует, что, несмотря на то что при расстояниях между частицами, меньших  $\lambda$ , раздельное наблюдение наночастиц в АТМ невозможно, характер изменения интенсивности темнопольного изображения при перемагничивании матрицы позволяет определить среднюю скорость ее перемагничивания и



**Рис. 10.** Расчетные зависимости интенсивности изображения матрицы наночастиц (имеющих диаметр 50 nm и расположенных на расстояниях 50 nm друг от друга) от времени при перемагничивании, вызванном мгновенным изменением на  $180^\circ$  направления приложенного внешнего магнитного поля. Кривые 1–3 соответствуют относительным концентрациям  $N = 0, 0.25$  и  $0.4$  частиц в матрице, имеющих скорость поворота вектора намагниченности в 1.4 раза выше основной массы частиц („быстрые“ частицы).  $T = 1$  — время, за которое намагниченность основной группы частиц становится сонаправленной внешнему полю.



**Рис. 11.** Расчетные графики зависимости интенсивности изображения матрицы монодоменных наночастиц от азимутального угла  $\varphi$  падения света. Кривые 1–3 соответствуют трем различным относительным концентрациям  $N = 0, 0.25$  и  $0.4$  частиц, намагниченность которых направлена под углом  $45^\circ$  к направлению намагниченности остальных частиц.

наличие в матрице частиц, обладающих отличными от основной массы динамическими свойствами. Кроме того, по зависимости интенсивности изображения от азимутального угла падения света  $\varphi$  можно судить о степени рассогласования направлений намагниченности частиц в статическом случае.

Таким образом, в работе рассмотрена теоретическая модель формирования изображений магнитных микро-структур при наблюдениях по методу оптической микроскопии темного поля. Для расчета углового спектра

рассеянного излучения использован метод тензорных электродинамических функций Грина.

Полученные экспериментальные и теоретические результаты свидетельствуют о том, что методика анизотропного темнопольного наблюдения обеспечивает визуализацию магнитных субмикронных структур и в сочетании с методом ВСФ — изучение их динамики.

Предложена методика эксперимента, позволяющего исследовать процесс перемагничивания уединенной монодоменной наночастицы или матрицы наночастиц.

## Список литературы

- [1] Y. Martin, H.K. Wickramasinghe. Appl. Phys. Lett. **50**, 20, 1455 (1987).
- [2] S. Hosaka, A. Kikukawa, Y. Honda. Appl. Phys. Lett. **65**, 26, 3407 (1994).
- [3] И.В. Яминский, А.М. Тишин. Успехи химии **68**, 3, 187 (1999).
- [4] Р. Дитчберн. Физическая оптика. Наука, М. (1965).
- [5] B. Kuhlow, M. Lambeck. Physica BC **80**, 374 (1975).
- [6] A. Thiaville, F. Boileau, J. Miltat, L. Arnaud. J. Appl. Phys. **63**, 8, 3153 (1988).
- [7] A. Thiaville, J. Miltat. IEEE Trans. MAG. **26**, 5, 1530 (1990).
- [8] А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. (1982). 391 с.
- [9] A. Thiaville, J. Ben Youssef, Y. Nakatani, J. Miltat. J. Appl. Phys. **69**, 8, 6090 (1991).
- [10] A.S. Logginov, A.V. Nikolaev, V.V. Dobrovitski. IEEE Trans. MAG **29**, 11, 2590 (1993).
- [11] А.С. Логгинов, А.В. Николаев, В.Н. Онищук. Сб. тр. конф. „Физика конденсированных состояний“. Стерлитамак. гос. пед. ин-та. Стерлитамак (1997). Т. 2. С. 50.
- [12] В.И. Белотелов, А.С. Логгинов, А.В. Николаев. Радиотехника и электроника **46**, 7, 870 (2001).
- [13] Б.Д. Лайхтман, В.Ю. Петров. ФТТ **20**, 10, 3630 (1978).
- [14] В.К. Петерсон. ФТТ **23**, 3, 910 (1981).
- [15] И.Ф. Гисмятов, Д.И. Семенцов. ФТТ **42**, 6, 1043 (2000).
- [16] А.К. Звездин, В.А. Котов. Магнитооптика тонких пленок. Наука, М. (1988). 147 с.
- [17] A.A. Maradudin, D.L. Mills. Phys. Rev. B **11**, 6, 1392 (1975).
- [18] А.С. Логгинов, А.В. Николаев, Е.П. Николаева, В.Н. Онищук. ЖЭТФ **117**, 3, 571 (2000).
- [19] Л.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий. ЖЭТФ **84**, 3, 1006 (1983).
- [20] K. O'Grady, H. Laidler. J. Magn. Magn. Mater. **200**, 616 (1999).
- [21] R.L. White. J. Magn. Magn. Mater. **209**, 1 (2000).
- [22] R. Pulwey, M. Rahm, J. Biberger, et. al. IEEE Trans. MAG **37**, 4, 2076 (2001).
- [23] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, A. Sulpice, A. Benoit, A.J.-E. Wegrowe, L. Thomas, B. Barbara, D. Mailly. Phys. Rev. B **53**, 6, 3341 (1996).
- [24] V. Novosad, K.Yu. Guslienko, H. Shima, et. al. IEEE Trans. MAG **37**, 4, 1416 (2001).
- [25] M.F. Hansen, S. Morup. J. Magn. Magn. Mater. **184**, 262 (1998).
- [26] G.D. Skidmore, A. Kunz, E. Dahlberg, C.E. Campbell. UMSI research report **99**, 191, 1 (1999).
- [27] D.P.E. Dickson, N.M.K. Reid, C.A. Hunt. J. Magn. Magn. Mater. **125**, 345 (1994).
- [28] W. Wernsdorfer, E. Bonet Orozco, K. Hasselbach, A. Benoit, B. Barbara, N. Demoncy, A. Loiseau, H. Pascard, D. Mailly. Phys. Rev. Lett. **78**, 9, 1791 (1997).