

УДК 535.375.5  
 © 1991

## ПРОЦЕССЫ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ И ТЕРМОМАГНИТНАЯ ЗАПИСЬ В ДВУМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ

В. В. Белошапкин, Г. П. Берман, В. А. Середкин,  
 А. Г. Третьяков, Г. И. Фролов, Ж. Б. Цыбина

Проведено численное исследование структурных состояний и процесса термомагнитной записи в двумерных магнитных пленках с дипольными взаимодействиями и полем анизотропии. Определена область параметров, в которой дипольные взаимодействия приводят к образованию неоднородных стохастических структур в процессе термомагнитной записи.

В последние годы значительный интерес в проблеме реверсивной оптической записи информации связан с использованием тонких металлических аморфных магнитных пленок, представляющих собой сплавы редкая земля—переходной металл (РЗМ—ПМ) [1-3]. Отличительной особенностью таких пленок является существование в них относительно большой величины одноосной анизотропии, направленной перпендикулярно плоскости пленки. Одним из основных механизмов записи информации в таких пленках является термомагнитная запись (ТМЗ), которая осуществляется в слабом записывающем магнитном поле  $H \ll H_k$  ( $H_k$  — коэрцитивная сила) при нагреве локального участка пленки импульсом лазерного источника до температуры Кюри. Подробный обзор экспериментальных результатов по изучению механизма ТМЗ можно найти в [2-4]. Теоретическому анализу механизма ТМЗ, включая численный эксперимент, посвящено сравнительно небольшое число работ (см., например, [5-7]).

В частности, в [6] была введена удобная для проведения численных экспериментов модель, в которой пленка представляет собой двумерную систему  $N_x N_y$  «элементарных макрочастиц» размером  $\Delta \times \Delta \times t_f$ , где  $\Delta$  — параметр, определяющий размер частицы в плоскости пленки;  $t_f$  — толщина частицы (пленки). В численном эксперименте [6] были выбраны следующие параметры:  $N^2 = 40 \times 40$ ;  $t_f = 500 \text{ \AA}$ . Каждая частица обладает перпендикулярной составляющей некоторого среднего по двум подрешеткам магнитного момента  $M_s(T, \alpha)$  ( $T$  — температура;  $\alpha$  — случайный параметр, зависящий от структуры пленки), имеет перпендикулярную анизотропию и взаимодействует с внешним магнитным полем; частицы взаимодействуют между собой за счет обменного и дипольного взаимодействий. Используя метод Монте-Карло, авторы [6] рассмотрели процессы образования зародышей перемагнитченной фазы (без учета механизмов движения доменных стенок), температурную зависимость коэрцитивной силы, формирование и устойчивость доменов в режиме ТМЗ, а также особенности стирания записанной информации при вариации внешнего магнитного поля. Несмотря на очевидные достоинства метода, предложенного в [6], он обладает некоторыми недостатками, в частности не позволяет рассмотреть различные возможные метастабильные состояния, реализующиеся в процессе ТМЗ.

В настоящей работе проведено численное исследование статических устойчивых структур в двумерной магнитной системе с дипольными взаимодействиями, полем анизотропии и с учетом внешнего магнитного поля. Мы определили также область параметров, в которой дипольные взаимодействия приводят к образованию неоднородных стохастических структур в процессе ТМЗ.

#### 4. Описание модели и численного метода

Мы рассматриваем магнитную пленку как двумерную систему «элементарных макрочастиц» аналогично работе [6]. Все «элементарные макрочастицы» располагаются по центрам квадратной сетки и характеризуются трехмерным вектором магнитного момента

$$\begin{aligned} \mu_{m,n} &= \mu_{m,n}^0 (\sin \vartheta_{m,n} \cos \varphi_{m,n}; \\ &\sin \vartheta_{m,n} \sin \varphi_{m,n}; \cos \vartheta_{m,n}), m, \\ n &= 1 \div N, \end{aligned} \quad (1)$$

где индексы  $m$  и  $n$  нумеруют строки и столбцы квадратной сетки;  $\vartheta_{m,n}$  и  $\varphi_{m,n}$  — полярный и азимутальный углы, определяющие направление вектора  $\mu_{m,n}$ ;  $\mu_{m,n}^0$  — амплитуда вектора намагниченности. Система координат выбрана таким образом, что ось  $x$  перпендикулярна плоскости, в которой расположены центры частиц, а оси  $y$  и  $z$  лежат в этой плоскости. Геометрия модели показана на рис. 1. Гамильтониан, описывающий взаимодействие частиц, имеет вид

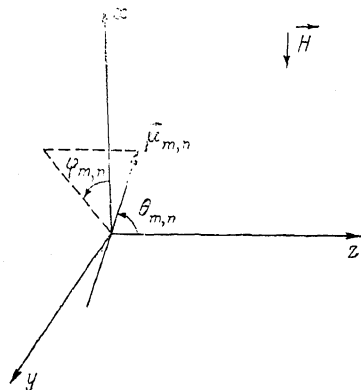


Рис. 1. Геометрия модели.

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= -\frac{1}{2} \sum_{\substack{m,n \\ p,q}} J_{m,n;p,q} (\mu_{m,n} \cdot \mu_{p,q}) + \frac{1}{2} \sum_{\substack{m,n \\ p,q}} D_{m,n;p,q} [(\mu_{m,n} \cdot \mu_{p,q}) - \\ &- 3(\mu_{m,n} \cdot \mathbf{e}_{m,p;p,a})(\mu_{p,q} \cdot \mathbf{e}_{m,n;p,q})] - \sum_{m,n} [K_{m,n} (\mu_{m,n}^x)^2 + (\mathbf{H} \cdot \mu_{m,n})], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $J_{m,n;p,q}$  — константа обменного взаимодействия магнитных моментов, лежащих в узлах  $(m,n)$  и  $(p,q)$ ,

$$D_{m,n;p,q} = D_0 / |\mathbf{R}_{m,n;p,q}|^3,$$

$D_0$  — константа дипольного взаимодействия;  $R_{m,n;p,q}$  — расстояние между узлами  $(m,n)$  и  $(p,q)$ ;  $K_{m,n}$  — константа анизотропии типа «легкая ось» ( $K_{m,n} > 0$ );  $\mathbf{H} = (H_x, 0, 0)$  — магнитное поле, которое в дальнейшем всегда направлено вдоль оси  $x$ . В нашем численном эксперименте мы считаем, что константы обменного взаимодействия отличны от нуля только для частиц, находящихся в соседних узлах решетки. Радиус дипольных взаимодействий выбирался в эксперименте таким образом, чтобы дальнейшее его увеличение не приводило к изменению результатов.

Мы считаем, что при нагревании пленки лазерным лучом пространственное распределение поля температур имеет гауссовский вид

$$T_{m,n}(t) = T_0 + \tau_0(t) \exp \left[ -\frac{(R_{m,n} - R_0)^2}{2\sigma^2 t} \right], \quad (3)$$

где  $\tau_0(t) = T_1 / (2\pi t)^{1/2}$ ;  $\sigma$ ,  $T_1$  — параметры распределения;  $t = 1, 2, \dots$  — дискретное время;  $(R_{m,n} - R_0)$  — расстояние от центра пленки ( $R_0$ ), где нагрев максимальный, до узла  $(m,n)$ . В (3) время  $t=1$  считается вре-

менем окончания действия лазерного импульса; при  $t=2, 3, \dots$  происходит охлаждение полученного участка.

Неоднородное распределение температуры приводит к неоднородному распределению модуля магнитного момента  $|\mu_{m,n}|$  по образцу. Мы предполагаем, что нагрев приводит к уменьшению намагниченности отдельных частиц по закону

$$\mu_{m,n}^0 = \mu_0 \left[ 1 - \frac{\eta}{\sqrt{t}} \exp\left(-\frac{(R_{m,n} - R_0)^2}{2\sigma^2 t}\right) \right], \quad t = 1, 2, \dots, \quad (4)$$

где  $\mu_0$  — амплитуда вектора намагниченности при  $T=T_0$ ;  $\eta$  — параметр, который в численном эксперименте выбирался таким образом, чтобы в центре облученного участка  $\mu_{m,n}(t=1) \approx 0$ . В дальнейшем предполагается  $\mu_0=1$ .

Хорошо известно, что константа анизотропии также может зависеть от температуры [7]. При линейной зависимости величины отдельного магнитного момента от температуры зависимость константы анизотропии от температуры будет также линейной [7]. Поэтому мы можем считать, что константа анизотропии также может быть неоднородной по образцу, и будем записывать ее в виде

$$K_{m,n} = K_0 \left[ 1 - \frac{\alpha}{\sqrt{t}} \exp\left(-\frac{(R_{m,n} - R_0)^2}{2\sigma^2 t}\right) \right], \quad (5)$$

где  $\alpha$  — параметр. В дальнейшем мы рассмотрим как случай  $\alpha=0$ , так и случай  $\alpha \neq 0$ .

Для получения устойчивых конфигураций модели (2)–(5) нами применялся релаксационный метод [8–10], суть которого состоит в том, что для определения устойчивых структурных состояний решается система обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\dot{\vartheta}_{m,n} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vartheta_{m,n}}, \quad \dot{\varphi}_{m,n} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \varphi_{m,n}}, \quad m, n = 1 \div N. \quad (6)$$

Для интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений (6) необходимо задать  $2N^2$  начальных условий  $\varphi_{m,n}(t_0)$  и  $\vartheta_{m,n}(t_0)$  ( $t_0$  — начальный момент времени). В процессе интегрирования (6) при  $t \rightarrow \infty$  значения  $\varphi_{m,n}(t)$  и  $\vartheta_{m,n}(t)$  стремятся к значениям, в которых система с гамильтонианом (2) имеет минимум энергии (локальный или глобальный). Для интегрирования системы (6) мы применяли неявный метод Адамса—Мултона второго порядка и прекращали процесс интегрирования, когда величина

$$S = \frac{1}{2N^2} \sum_{m,n} \left[ \left| \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vartheta_{m,n}} \right| + \left| \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \varphi_{m,n}} \right| \right] \quad (7)$$

достигала достаточно малого значения ( $S=10^{-6} \div 10^{-14}$  в зависимости от скорости приближения к равновесию). Изменяя начальные условия  $\varphi_{m,n}(t_0)$ ,  $\vartheta_{m,n}(t_0)$ , при интегрировании системы (6) можно получать различные динамически устойчивые структуры.

## 2. Структурные состояния при отсутствии температурного нагрева и переманивающего поля

Мы начали исследование структурных состояний модели (2)–(5) с изучения возможных типов структур в отсутствие нагрева ( $\eta=0$ ,  $\alpha=0$ ). В чисто дипольном случае при  $D_0=1$ ,  $J=0$ ,  $K_0=0$  и  $H=0$  мы нашли, решая систему уравнений (6), что основное состояние реализуется микровихревой структурой (рис. 2). Существование таких структур в бесконечных

образцах было аналитически предсказано в работах [11, 12]. Однако в бесконечном образце это состояние является непрерывно вырожденным, так что, например, энергия состояния, изображенного на рис. 2, и энергия антиферромагнитного состояния одинаковы. В нашем численном эксперименте было показано, что антиферромагнитное состояние имеет более высокую энергию, чем микровихревая структура, и если это состояние выбрать в качестве начального при интегрировании системы релаксационных уравнений (6), то оно релаксирует в микровихревую структуру (рис. 2). Таким образом, в случае конечного образца непрерывное вырождение основного состояния дипольной системы снимается. Заметим, что при интегрировании системы (6) мы считаем, что границы образца являются свободными. Это замечание относится ко всему последующему изложению.

Перейдем теперь к изучению структурных состояний в системе с обменным и дипольным взаимодействиями ( $D_0 \neq 0$ ,  $J \neq 0$ ,  $K=0$ ,  $H=0$ ). Будем

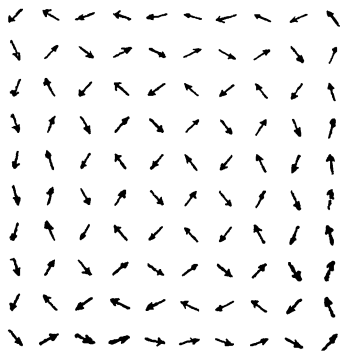


Рис. 2. Микровихревая структура основного состояния при  $D_0=1$ ,  $K_0=0$ ,  $J=0$ ,  $H=0$ .

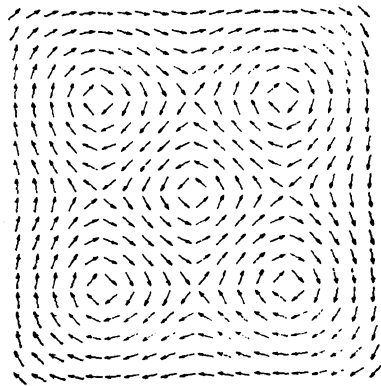


Рис. 3. Вихревая структура при  $D_0=1$ ,  $J=3.5$ .

теперь в качестве исходной структуры при интегрировании уравнений (6) рассматривать микровихревую структуру (рис. 2). Как показал численный эксперимент, при  $|J|/D < 1$  микровихревая дипольная структура остается устойчивой. При  $|J| > D$  микровихревая структура теряет свою устойчивость и переходит в вихревую структуру (рис. 3). Для выяснения вопроса о том, какая структура будет реализовывать основное состояние системы (2) при  $|J|/D > 1$ ,  $K_0=0$ ,  $H=0$ , необходимо знать, какие другие структурные состояния могут существовать в этом интервале параметров. Например, было установлено, что при  $|J|/D > 1$  в качестве устойчивого состояния может существовать ферромагнитная структура. В отличие от обычной ферромагнитной структуры ( $D_0=0$ ) эта структура не имеет непрерывного вырождения по направлению суммарного магнитного момента. Суммарный магнитный момент в такой системе всегда направлен вдоль одной из двух диагоналей квадратной сетки.

Для выяснения вопроса о возможности существования каких-либо других устойчивых структурных состояний при  $|J|/D > 1$  мы провели следующий численный эксперимент. В качестве исходной структуры при интегрировании уравнений (6) мы выбрали структуру, генерированную датчиком случайных чисел. В результате релаксации этой структуры, согласно уравнениям (6), при  $D=1$ ,  $J=2$  была получена одновихревая структура, пример которой приведен на рис. 3.

Мы выбирали в качестве исходных и другие стохастические структуры, однако в результате релаксации каждый раз получали либо вихревые структуры, либо ферромагнитные. Таким образом, можно утверждать, что при  $|J|/D > 1$  в качестве динамически устойчивых состояний могут существовать лишь два типа структур — вихревые и ферромагнит-

ные. Для выяснения вопроса о том, какая из двух возможных типов структур реализует основное состояние в этом случае, мы сравнивали энергии вихревой структуры (рис. 3) и ферромагнитной структуры. Вычисления показали, что при  $4 > |J|/D > 1$  одновихревая структура имеет энергию ниже, чем энергия ферромагнитной структуры. Однако еще остается вопрос о том, будет ли основным состоянием один макровихрь или решетка

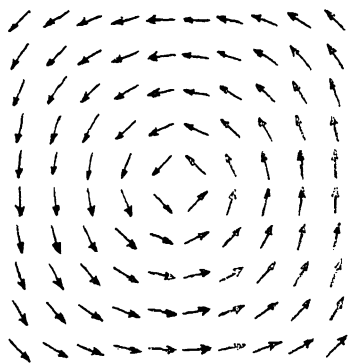


Рис. 4. Квадратная гранецентрированная ячейка из макровихрей при  $D_0=1$ ,  $J=3$ .

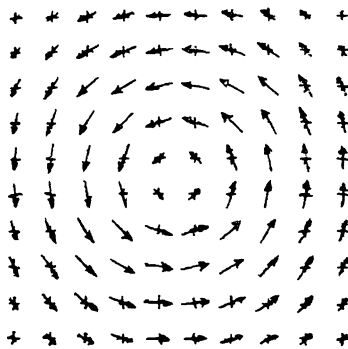


Рис. 5. Неоднородная наклонная фаза, полученная из макровихря, показанного на рис. 3, при  $K_0=4.5$ ,  $J=2.5$ ,  $D_0=1$ .

из макровихрей. Чтобы выяснить этот вопрос, мы организовали из четырех вихрей (рис. 3) квадратную ячейку вихрей. Результат релаксации такой ячейки показан на рис. 4. В результате получена гранецентрированная квадратная ячейка с энергией, на частицу меньшей, чем у исходного макровихря, по крайней мере при  $|J|/D$ , близком к единице. Мы меняли размеры исходных вихрей и всякий раз при составлении отдельных макровихрей в квадратную ячейку получали понижение энергии на частицу. (При  $|J|/D$ , достаточном близком к 1).

Таким образом, в результате проведенного численного эксперимента можно утверждать, что основное состояние системы (2) при  $K_0=0$  и  $H=0$  в интервале

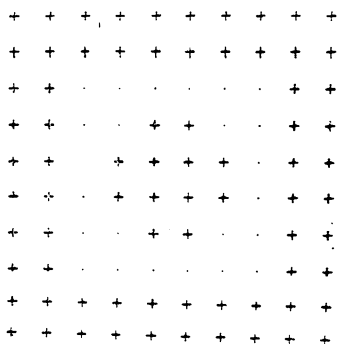


Рис. 6. Доменная структура, полученная из наклонной фазы, приведенной на рис. 5, при  $K_0=6.7$ ,  $D_0=1$ ,  $J=2.5$ .

$1 < |J|/D < 4$  реализуется решеткой из макровихрей. При  $|J|/D \geq 4$  в качестве основного состояния реализуется ферромагнитное упорядочение.

Перейдем теперь к исследованию структур при наличии трех типов взаимодействий — обменного  $J$ , дипольного  $D_0$  и поля анизотропии  $K_0$ . При отсутствии поля анизотропии, как следует из нашего численного эксперимента, любое сколь угодно слабое дипольное взаимодействие частиц, лежащих в узлах квадратной сетки, создает в системе анизотропию типа легкой плоскости. При включении анизотропии типа легкой ось (ось  $x$ ) возникает конкуренция между дипольным взаимодействием и легкоосной анизотропией. Как показал численный эксперимент, при  $|K_0|/D_0 \leq 4$  все моменты  $\mu_{m,n}$  динамически устойчивых структурных состояний лежат в легкой плоскости (в нашем случае в плоскости  $yz$ ). При  $5 \geq |K_0|/D_0 \geq 4$  моменты начинают выходить из плоскости, образуя неоднородную

наклонную фазу. Пример такой структуры, полученной из макровихря при  $J=2.5$ ,  $K_0=4.5$ ,  $D_0=1$  приведен на рис. 5. На этом рисунке знаки (+) в узлах сетки соответствуют положительной проекции спина на ось  $x$ , а длина стрелки пропорциональна величине проекции спина на плоскость ( $yz$ ). При дальнейшем увеличении анизотропии при  $|K_0|/D \geq 5$  наклонная фаза переходит в перпендикулярную с доменной структурой. На рис. 6 показана структура, полученная из структуры, приведенной на рис. 5, при увеличении анизотропии до  $K_0=6.7$ . Отметим неустойчивый характер процесса образования доменной структуры при увеличении поля анизотропии в устойчивой плоской структуре  $|K_0|/D_0 \leq 4$ . Достаточно малого изменения начальных координат для существенного изменения получаемой доменной структуры. Отметим также, что в численном эксперименте образование доменных структур при увеличении  $K_0$  происходило при  $|J|/D \leq 5$ , а при  $|J|/D \geq 5$  происходило образование однородной структуры (на образцах размером до  $30 \times 30$ ).

### 3. Характерные структуры, возникающие при неоднородном нагреве во внешнем магнитном поле

Как уже отмечалось в разделе 1, неоднородный нагрев образца ведет к неоднородному распределению абсолютных величин магнитных моментов и константы анизотропии  $K_{m,n}$  (выражения (3)–(5)). При уменьше-

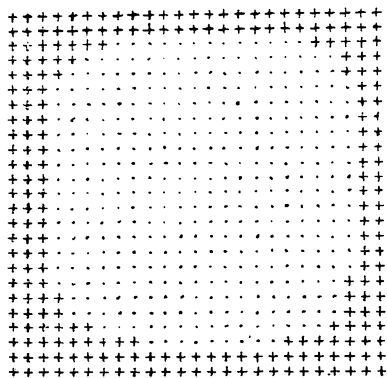


Рис. 7. Результат численного перемангнитивания системы (2)–(5) при  $J=3$ ,  $K=6$ ,  $D_0=0$ ,  $\sigma=8$ ,  $H_x=-0.01$ ,  $\eta=0.98$ ,  $\alpha=0.5$ .

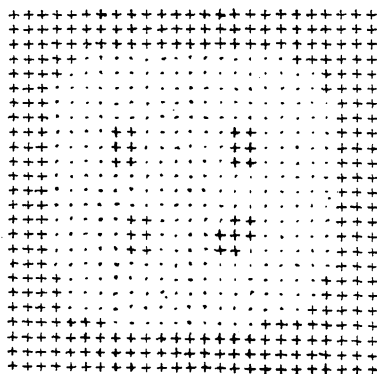


Рис. 8. Результат численного перемангнитивания при нагревании в системе (2)–(5) при  $D_0=1$ ,  $J=3$ ,  $K_0=6$ ,  $\sigma=8$ ,  $H_x=-0.01$ ,  $\eta=0.98$ ,  $\alpha=0.5$ .

нии абсолютной величины магнитных моментов  $|\mu_{m,n}|$  при нагревании происходит эффективное уменьшение обменного, дипольного и анизотропного вкладов в гамильтониан (2) по сравнению с вкладом в энергию от магнитного поля. Это происходит из-за квадратичной по  $\mu_{m,n}$  зависимости обменного, дипольного и анизотропного вкладов и линейной зависимости по  $|\mu_{m,n}|$  вклада от магнитного поля в гамильтониан системы. Поэтому при нагревании образца в магнитном поле, направленном вдоль оси  $x$ , в областях, достаточно сильно нагретых должно происходить перемангнитивание системы. После охлаждения системы в той области, которая была достаточно нагрета, будет происходить процесс перемангнитивания, а в остальной области сохранится исходное состояние.

На рис. 7 мы привели численный результат перемангнитивания системы из  $25 \times 25$  частиц при  $D_0=0$ ,  $K_0=6$ ,  $J=3$ ,  $H_x=-0.01$ ,  $\sigma=8$ ,  $\eta=0.98$ ;  $\alpha=0.5$ . Учет дипольных взаимодействий может существенно изменить картину перемангнитивания. Если в результате нагрева возникнут области, в которых  $|K_{m,n}|/D < 5$ , дипольные взаимодействия приведут к образованию в этих областях плоских структур, которые подробно обсуждались

в разделе 2. Далее, если  $|J|/D_0 < 5$ , возрастающая при охлаждении образца анизотропия может привести к образованию неоднородных структур, что и было подтверждено численным экспериментом. Мы смоделировали процесс нагревания и последующего охлаждения в перемагничивающем поле при  $D_0=1$ ,  $J=3$ ,  $K_0=6$ ,  $\sigma=8$ ,  $\alpha=0.5$ ,  $\tau_1=0.98$ ,  $H_x=-0.01$ . Получившаяся в результате перемагничивания структура представлена на рис. 8. Хорошо видно, что даже в присутствии внешнего поля в процессе охлаждения пленки возникли стохастические пространственные структуры с неоднородными областями внутри перемагниченного пятна, что объясняется наличием сильных ( $|J|/D_0 < 5$ ) дипольных взаимодействий.

Таким образом, в результате проведенного численного эксперимента показано, что в системе с обменным и дипольным взаимодействиями в качестве основного состояния при  $1 \leq |J|/D \leq 4$  реализуется решетка из макровихрей. Дипольные взаимодействия в двумерной системе создают анизотропию типа «легкая плоскость». При учете наведенной магнитной анизотропии при  $K_0/D_0 \leq 4$  динамически устойчивыми состояниями остаются плоские структуры. При  $5 \geq |K_0|/D_0 \geq 4$  плоские структуры переходят в неоднородную наклонную фазу. При  $K_0/D_0 \geq 5$  динамически устойчивыми являются перпендикулярные структуры. Показано, что процесс образования перпендикулярных доменных структур имеет место при  $|J|/D_0 \leq 5$ . При  $|J|/D_0 \geq 5$  многодоменные структуры в численном эксперименте не образовывались.

Рассмотрен процесс образования устойчивых структур в различных областях параметров модели (1)–(5) при неоднородном нагреве в присутствии внешнего слабого магнитного поля. Показано, что в области параметров  $K_0/D_0 \geq 5$ ,  $J/D_0 \leq 5$  процесс перемагничивания приводит к образованию неоднородных случайных структур. Это обстоятельство необходимо учитывать при изучении процессов оптической записи в магнито-оптических носителях.

#### Список литературы

- [1] White R. M. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57 (8). P. 2996–2999.
- [2] Буркова Л. В., Фролов Г. И. // Зарубеж. электрон. техника. 1987. Т. 9. С. 3–69.
- [3] Александров К. С., Середкин В. А., Фролов Г. И., Яковчук В. Ю. // Автометрия. 1988. № 4. С. 59–70.
- [4] Honda S., Hirokane J., Ohkiah M., Kusuda T. // J. Mag. and Magn. Mat. 1983. V. 35. P. 208–214.
- [5] Shin S. // J. Mag. and Magn. Mat. 1986. V. 61. N 3. P. 301–306.
- [6] Mansuripur M. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61 (4). P. 1580–1598.
- [7] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
- [8] Peygand M., Aubry S. // J. Phys. 1983. V. C16. P. 1593–1608.
- [9] Белошапкин В. В., Заславский Г. М., Третьяков А. Г. // ФНТ. 1986. № 12. С. 733–741.
- [10] Белошапкин В. В., Берман Г. П., Третьяков А. Г. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95 (2). С. 723–731.
- [11] Белобров П. И., Гехт Р. С., Игнатченко В. А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1097–1108.
- [12] Белобров П. И., Воеводин В. А., Игнатченко В. А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 88. С. 889–893.

Институт физики им. Л. В. Киренского  
СО АН СССР  
Красноярск

Поступило в Редакцию  
23 декабря 1990 г.