

01;05.3

Нуклеация домена в системах термомагнитной памяти вблизи точки Кюри

© Г.Е. Ходенков

Институт электронных управляющих машин, Москва

Поступило в Редакцию 18 февраля 1998 г.

В приближении фазовых переходов II рода Ландау для ферромагнетиков вблизи точки Кюри численными методами определена двухмерная микромагнитная структура, являющаяся зародышем информационного домена. Сама структура и ее нижний уровень спектра малых колебаний являются сильно делокализованными. Это, в зависимости от режимов записи, может обусловить иногда наблюдаемую сильную нерегулярность формы доменной границы или возникновение кольцевых доменов.

В простейшей системе термомагнитной памяти запись информации (цилиндрических доменов) основана на разогреве участка магнитной пленки до температуры Кюри лазерным пучком. К сожалению, такой способ не является оптимальным, так как в частности, нарушение режимов записи и/или разброс технологических параметров пленки ведет к образованию сильно нерегулярных доменных границ (ДГ) цилиндрических доменов и даже кольцевых доменов. Цель настоящей работы — выяснить причину подобного нежелательного (с точки зрения отношения сигнал/шум) явления, обратившись к изучению нуклеации домена.

Наиболее изучен второй этап нуклеации, на котором происходит смещение уже образовавшейся 180° блоховской ДГ (см. обзор соответствующих представлений и результатов, например, в [1]). Однако на этом этапе чрезвычайно трудно объяснить возникновение крупномасштабных нерегулярностей формы ДГ или кольцевых доменов. В связи с этим отметим, что уже неоднократно отмечалась важность учета первого этапа процесса нуклеации и его кинетики (см., в частности, [2–4]). Ниже будет показано, что возникающая на этом этапе микромагнитная структура и ее нижний уровень спектра малых колебаний являются

сильно делокализованными, что и может стать причиной образования указанных выше нерегулярностей.

На стадии остывания в ферромагнитной пленке неизбежно возникает локальная температурная область $T \leq T_c$ (T_c — точка Кюри), в которой применим стандартный термодинамический потенциал

$$\Phi = \int dV \left[\frac{\alpha}{2} (\nabla M)^2 + AM^2 + BM^4 \right]. \quad (1)$$

Здесь M — намагниченность, $\alpha > 0$ — обменная жесткость; $A = a(T - T_c)$, где $a > 0$, $B > 0$ — коэффициенты разложения потенциала вблизи точки Кюри T_c . Предполагается, что пространственный размер центральной области, описываемой (1), достаточно велик, а вне ее (1) необходимо дополнить энергией магнитной анизотропии и др. Отметим здесь также, что в пространственно одномерном случае из (1) следует ДГ Жирнова:

$$M(x) = \sqrt{|A|/2B} \operatorname{th}(\sqrt{|A|/\alpha} x), \quad (2)$$

в которой переход между доменами (вдоль оси x) осуществляется путем изменения модуля вектора намагниченности без его поворотов.

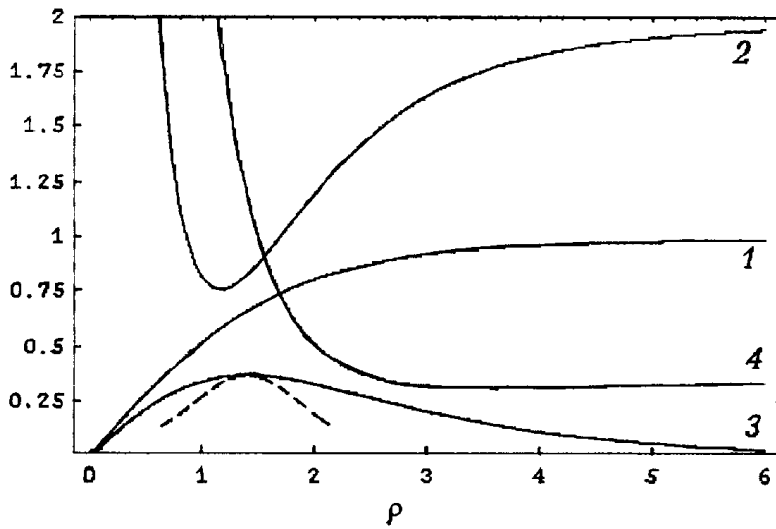
Пусть вектор намагниченности имеет лишь одну, касательную, компоненту, которая зависит только от радиальной координаты, так что $\operatorname{div} \mathbf{M} = 0$. Динамика намагниченности подчиняется уравнению Ландау–Халатникова, которое запишем в цилиндрических координатах:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \frac{2|A|}{\tau_{\parallel}} [(\rho m')' / \rho + m / \rho^2 + m - m^3]. \quad (3)$$

Здесь τ_{\parallel} — время продольной релаксации; безразмерная радиальная координата ρ и намагниченность $-1 \leq m(\rho) \leq 1$ измеряются в единицах $\sqrt{\alpha/2|A|}$ и $\sqrt{|A|/2B}$ соответственно.

Результаты численного интегрирования (3) представлены на рисунке. Кривая 1 — статическое решение $m_0(\rho)$, найденное численно. В центре домена $m_0(\rho \rightarrow 0) \rightarrow 0.58\rho$, тогда как $m_0(\rho \rightarrow \infty) \rightarrow 1 - 1/2\rho^2$. Изображенная зависимость, как и само уравнение, являются универсальными и описывают многие явления (в частности, вихревые нити в почти идеальной бозе-жидкости, антиферромагнитные дисклинации [5] и др.).

Для изучения временной эволюции полученной вихревой структуры определим спектр малых колебаний задачи (3), линеаризованной по



малым амплитудам ($m(\rho, t) = m_0(\rho) + \delta m(\rho) \exp(-Et)$):

$$E\delta m = -(\rho\delta m')'/\rho + V(\rho)\delta m,$$

$$V(\rho) = 1/\rho^2 - 1 + 3m_0^2(\rho). \tag{4}$$

Потенциал $V(\rho)$ и нижняя собственная функция дискретного спектра $\delta m_0(\rho)$ показаны на рисунке — кривые 2 и 3 соответственно. Собственное значение этого уровня равно

$$E_0 = 1.627 \dots, \tag{5}$$

причем $\delta m_0(\rho)$ имеет асимптотики: $\delta m_0(\rho \rightarrow \infty) \sim \exp(-\sqrt{2-E_0}\rho)/\sqrt{\rho}$ и $\delta m_0(\rho \rightarrow 0) \sim \rho$. Пространственный масштаб вблизи точки Кюри велик $\sim 1/\sqrt{T-T_c}$, так что изображенные структуры сильно делокализованы. Для сравнения на рисунке также приводится мягкая мода спектра ДГ Жирнова (2) $\sim 1/ch^2(x/\sqrt{2})$ (см. пунктир вблизи максимума 3).

Рассмотрим возможность существования дополнительных дискретных уровней, лежащих ниже границы непрерывного спектра $E_\infty = 2$.

Замена $\delta R = \sqrt{\rho} \delta t(\rho)$ исключает из (4) первую производную:

$$(E - E_0)\delta R = \hat{L}^+ \hat{L}^- \delta R, \quad (6)$$

где операторы $\hat{L}^\pm = \pm \partial / \partial \rho + \delta R'_0 / \delta R_0$ и $\delta R_0 = \sqrt{\rho} \delta t_0(\rho)$ — известная функция. Вводя в (6) переменную $x = \hat{L}^- \delta R$, приходим к одномерному уравнению Шредингера, из которого исключен уровень (5):

$$(E - E_0)\chi = -\chi'' + V^*(\rho)\chi, \quad (7)$$

$$V^*(\rho) = 2(\delta R'_0 / \delta R_0)^2 - \delta R''_0 / \delta R_0.$$

Новый потенциал $V^*(\rho)$ (см. кривую 4 на рисунке) имеет очень неглубокий и пологий минимум. Резкая асимметрия потенциала ($V^*(\rho \rightarrow 0) \rightarrow 15/(4\rho^2)$ и $V^*(\rho \rightarrow \infty) \rightarrow 2 - E_0$) делают существование дополнительного к (5) уровня крайне маловероятным.

Эволюция вихревой структуры $m_0(\rho)$ при остывании определяется уравнением (3) (с включением в(1) одноосной анизотропии, магнито-статического взаимодействия и др.) и уравнением теплопроводности. Возможные здесь сценарии зависят как от параметров лазерного импульса, так и от технологических параметров магнитооптического диска, но учет их выходит за рамки настоящей работы. Несомненно, однако, что главную роль в кинетику будет вносить нижний дискретный уровень (5), который, как видно из рисунка, имеет широкую кольцеобразную форму. Поэтому важно выбрать режим остывания таким, чтобы его характерное время не превышало времени пространственного установления моды (5), которое, согласно (3), составляет $\sim \tau_{\parallel} / (2E_0|A|)$. Нарушение указанного условия может, в зависимости от последующих условий, привести либо к образованию кольцевого домена, либо (за счет взаимодействия с дефектами) к образованию широкой нерегулярной области, окаймляющей информационный домен. В условиях записи область применимости (1), (3) ограничена размером температурного поля $T \leq T_c$, создаваемого лазерным пучком. Для подавления нежелательных эффектов передаваемая пучком энергия и размер активной области (1) не должны быть слишком велики, а охлаждение должно быть достаточно быстрым.

Введением в проблематику термомагнитной записи автор обязан

Ю.В. Старостину.

Список литературы

- [1] *Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я.* Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- [2] *Shieh H.P.D., Kryder M.* // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 3. P. 1108–1122.
- [3] *Takahashi M., Niihara T., Ohta N.* // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 1. P. 262–269.
- [4] *Thompson T., O'Grady K.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. N 11. P. 1567–1576.
- [5] *Иванов Б.А., Киреев В.Е., Воронов В.П.* // ФНТ. 1997. Т. 23. N 6. С. 845–853.