

01;05

Обменное сокращение модуля намагниченности в окрестности блоховской точки

© Г.Е. Ходенков

Институт электронных управляющих машин,
Москва, Россия
e-mail: angeline@mtu-net.ru

(Поступило в Редакцию 12 августа 2009 г.)

Определена структура ядра блоховской точки (БТ), „ежа“ намагниченности, с учетом обменного сокращения длины вектора намагниченности. В центре малой сферы, охватывающей БТ, модуль намагниченности обращается в нуль. Значение энергии подобной БТ вблизи ферромагнитной точки Кюри в приближении фазовых переходов Ландау II рода лежит ниже соответствующего значения энергии, вычисленного в приближении постоянства модуля. Показана устойчивость ядра БТ относительно радиальных пульсаций.

Известно, что в ферромагнитных образцах могут существовать конфигурации намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, которые содержат сингулярности вида

$$\mathbf{m}(r) = \pm \mathbf{r}/r, \quad (1)$$

это блоховские точки (БТ), или „ежи“ намагниченности [1,2]. Здесь $\mathbf{m}(r) = \mathbf{M}(\mathbf{r})/M_0$ — нормированная на свою номинальную величину M_0 намагниченность. Литература, относящаяся к БТ, в основном в магнитоодноосных материалах, весьма обширна, ее можно найти в указанных выше монографиях. В случае кубической магнитной анизотропии БТ регистрировались как для ее положительного знака (Fe) [3], так и отрицательного (YIG) [4]. Если говорить о современном прикладном аспекте, то перемещение БТ вдоль кора магнитного вихря представляется естественным способом перемагничивания пермаллоевых нанодисков, хотя и требует довольно больших постоянных магнитных полей [5,6] (заметим, что в настоящее время для этой цели реализован более приемлемый практически метод, см., например, [7]).

При оценке энергии ядра БТ вида (1) ведущим является вклад обменной энергии, остальные вклады, учитывающие механизмы встраивания БТ в то или иное распределение намагниченности, рассматриваются как поправочные [1,2,5]. Согласно оценкам, проведенным в [1], минимальное значение энергии БТ $E_{BP} \sim 0.5 \text{ eV}$ ($0.8 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$) довольно велико. Если воспользоваться известным выражением (см. [2,5]) для энергии БТ (1):

$$E_{BP}^{(1)} = 8\pi A r \quad (2)$$

и обрезать его на расстоянии $r = \Delta_B$ от центра БТ, то при средних значениях обменной жесткости $A \sim 2 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$ и ширины блоховской доменной границы (ДГ) $\Delta_B \sim 5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ получим еще несколько большее значение. Эти оценки, основанные на предположении постоянства модуля намагниченности $|\mathbf{m}(\mathbf{r})| = 1$,

плохо согласуются с механизмами термического возбуждения БТ, на которые указывается в некоторых работах в качестве причины наблюдаемого изменения свойств доменных структур [1].

В настоящей работе обращается внимание на то, что имеющее место сокращение длины вектора намагниченности, особенно значительное вблизи точки Кюри, наряду с известным существенным вкладом в процесс ультрабыстрого переключения намагниченности [8], может привести к другому значительному эффекту — понижению энергии БТ по сравнению с приведенными выше оценками и понижению порога ее термической нуклеации.

Обменная энергия, которая вблизи ядра вносит основной вклад в энергию БТ, имеет вид

$$E_{BP}^{(2)}(r) = \int [A(\nabla \mathbf{m})^2 + P(1 - m^2)^2] dx dy dz = 4\pi P \Delta^3 f(r/\Delta), \quad (3.1)$$

$$f(r/\Delta) = \int_0^{r/\Delta} [m_r'(s)^2 + 2m_r^2(s)/s^2 + (1 - m_r^2(s))^2] s^2 ds. \quad (3.2)$$

Здесь A — обменная жесткость, входящая в (2); $P = M_0^2/8\chi_p$ — плотность обменной энергии, выраженная через χ_p — линейную восприимчивость ферромагнитного парапроцесса (см. [9]); $\Delta = (A/P)^{1/2}$ — параметр длины, определяющий радиус ядра БТ (в принципе, отличный от Δ_B).

Переход от формулы (3.1), записанной в декартовых координатах, к сферическим в (3.2) предполагает, что искомого решение сферически симметрично и от нуля отлична лишь радиальная компонента вектора намагниченности: $m_r(r) = m(r)$, $m_\varphi = m_\theta = 0$. Изотропная обменная энергия (3) вырождена относительно пространственных поворотов намагниченности $\mathbf{m}(r) \rightarrow \mathbf{R}(\theta_0, \varphi_0)\mathbf{m}(r)$, где θ_0, φ_0 — постоянные углы, \mathbf{R} — матрица поворотов. Все получаемые указанным преобразованием из

$m_r(r) = m(r)$ решения будут энергетически эквивалентны. Вырождение по θ_0 и φ_0 снимается дополнительными взаимодействиями при встраивании БТ в магнитную структуру.

Из (3.2) получим следующее уравнение для $m(r)$:

$$-(r^2 m')'/r^2 + 2m/r^2 - 2m(1 - m^2) = 0 \quad (4.1)$$

с граничными условиями $m(0) = 0$, $m(r \rightarrow \infty) \rightarrow 1$, где теперь $r \rightarrow r/\Delta$. Выражение (4.1) определяет две асимптотики, удовлетворяющие граничным условиям

$$\begin{aligned} m(r \rightarrow 0) &= Cr(1 - r^2/5 + \dots), \\ m(r \rightarrow \infty) &= 1 - 2/r^2 + \dots \end{aligned} \quad (5.1)$$

Полученное численное решение (использовался метод стрельбы из окрестности $r = 0$) представлено на рис. 1, где оно сопоставляется с асимптотиками (5.1). Видно, что эти асимптотики достаточно удовлетворительно описывают всю область существования $m(r)$. Параметр $C = 0.71565\dots$, входящий в первую из асимптотик (5.1), определен численно. Для сравнения приводится также кривая для $m_\varphi(r)$ — циркулярной компоненты намагниченности двумерного вихря ($m_r = m_z = 0$) с индексом состояния $S = 1$ [1] в цилиндрических координатах, вычисленной из уравнения

$$-(r m_\varphi')'/r + m_\varphi/r^2 - 2m_\varphi(1 - m_\varphi^2) = 0, \quad (4.2)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} m_\varphi(r \rightarrow 0) &= C_1 r(1 - r^2/4 + \dots), \\ m_\varphi(r \rightarrow \infty) &= 1 - 1/(4r^2) + \dots, \quad C_1 = 0.82475\dots \end{aligned} \quad (5.2)$$

Переходя к оценке энергии БТ, находим с помощью асимптотик $f(r/\Delta \rightarrow \infty) \rightarrow 2r/\Delta$ и энергию БТ $E_{BP}^{(2)}(r/\Delta \rightarrow \infty) = 8\pi A r$, которая совпадает с величиной (2), полученной в приближении $|\mathbf{m}(\mathbf{r})| = 1$. С другой стороны, используя первую из асимптотик (5.1), получаем в противоположном пределе $E_{BP}^{(2)}(r/\Delta \leq 1) = 4\pi P(1 + 3C^2)r^3/3$. Поскольку, как видно из (3), $dE_{BP}^{(2)}/dr > 0$, то $E_{BP}^{(2)}$ не имеет экстремумов. Сравнение обоих значений энергии с помощью отношения

$$\kappa(r) = E_{BP}^{(2)}/E_{BP}^{(1)} \quad (6)$$

показывает (см. рис. 1), что $\kappa(r) < 1$. Таким образом, сокращение модуля намагниченности в ядре БТ энергетически выгодно, выигрыш в энергии при $r/\Delta \sim 3$ достигает 50%.

Основное изменение $m(r)$ и $\kappa(r)$, как показывает рис. 1, происходит на расстояниях $\sim \Delta = (A/P)^{1/2}$. Заметим, что значение параметра Δ может быть очень малым вследствие большой величины P (малости парапроцесса), так что используемый континуальный подход становится неприменимым. Ситуация изменяется, однако, в окрестности точки Кюри. С точностью до постоянной

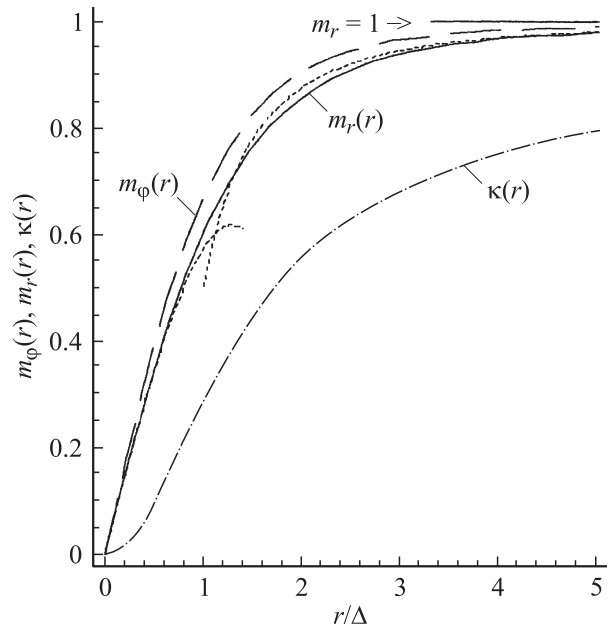


Рис. 1. Вычисленная зависимость радиальной компоненты вектора намагниченности БТ $m_r(r)$ от радиус-вектора r (сплошная кривая) вместе с асимптотиками (5) (пунктир); для сравнения изображена касательная намагниченность $m_\varphi(r)$ двумерного вихря (левая штриховая кривая). $\kappa(r)$ — отношение энергии ядра БТ (3) с учетом сокращения модуля намагниченности к энергии БТ (2) без его учета (штрихпунктир).

плотность энергии (3) эквивалентна свободной энергии вблизи точки фазового перехода II рода Ландау в ферромагнитной области

$$F = \alpha(\nabla M)^2/2 - |a(T)|M^2 + bM^4, \quad (7)$$

если в (3) воспользоваться заменами: $m = M/M_0$, $M_0(T) = (|a(T)|/2b)^{1/2}$, $P = bM_0^4$, $A = \alpha M_0^2(T)/2$, где α — квадрат обменной длины. Если учесть, что $a(T) = (1 - T/T_c)a_1$ ($a_1 > 0$), то параметр обменной длины $\Delta = (\alpha/a_1)^{1/2}(1 - T/T_c)^{-1/2}$ существенно возрастает. Таким образом, по меньшей мере в той области температур ниже точки Кюри, где справедлива классическая теория Ландау, континуальный подход оправдан. Отметим еще, что в приближении (7) величина Δ совпадает с шириной линейной ДГ Жирнова [10] (ее существование энергетически предпочтительно в наноперемычках спинтроники [11]).

В заключение покажем устойчивость полученного решения уравнения (4.1) для БТ относительно радиальных пульсаций. Для этого воспользуемся справедливым вблизи T_c релаксационным уравнением $\partial m/\partial t = -(\delta E_{BP}^{(2)}/\delta m)/(\tau M_0^2)$, где τ — время продольной релаксации, $E_{BP}^{(2)}$ — энергия БТ (3.2), которая в статическом пределе совпадает с (4.1). Для малых радиальных возмущений $\delta m(r, t) = \exp(-\omega t)\delta m(r)$ приходим к урав-

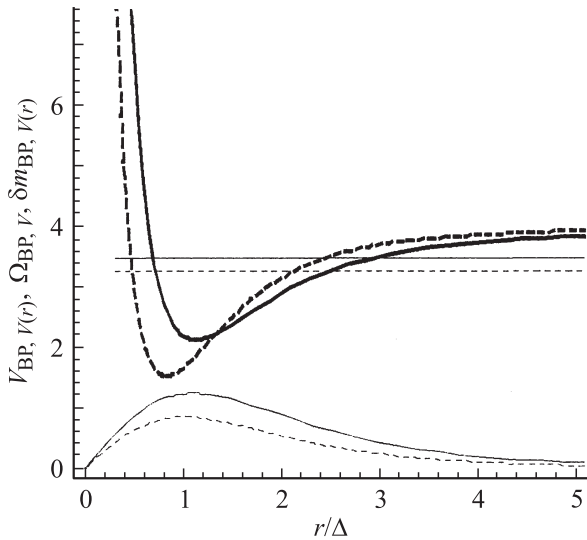


Рис. 2. Положение нижних релаксационных уровней Ω_{BP} и Ω_V колебаний намагниченности в ядрах БТ и двумерного вихря (отрезки горизонтальных прямых) относительно соответствующих потенциалов V_{BP} и V_V линейных уравнений устойчивости (вверху); их собственные функции изображены внизу. Зависимости, относящиеся к БТ, — сплошные кривые; к двумерному вихрю — штриховые.

нению линейной устойчивости

$$\Omega \delta m(r) = -(r^2 \delta m')'/r^2 + V_{BP}(r) \delta m(r),$$

$$V_{BP}(r) = 2/r^2 + 6m_0^2(r) - 2, \quad (8)$$

где через $m_0(r)$ обозначено решение уравнения (4.1), $\Omega = \omega \tau M_0^2 / 2P$ и для устойчивости требуется $\Omega > 0$. Численное решение (8) при граничных условиях $\delta m(0) = \delta m(r \rightarrow \infty) = 0$ дает нижний затухающий релаксационный уровень радиальных пульсаций БТ $\Omega_{BP} = 3.4597\dots$ и отвечающую ему собственную функцию $\delta m_{BP}(r)$, которые вместе с $V_{BP}(r)$ показаны на рис. 2 сплошными линиями.

Для сравнения рассмотрим уравнение устойчивости двумерного вихря (4.2), которое отличается от (8) заменами:

$$(r^2 \delta m')'/r^2 \rightarrow (r \delta m')'/r,$$

$$V_{BP}(r) \rightarrow V_V(r) = 1/r^2 + 6m_0^2(r) - 2,$$

где теперь $m_0(r) = m_\phi(r)$. Нижний уровень в этом случае оказывается равным $\Omega_V = 3.25379\dots$. Результаты для цилиндрического вихря представлены на рис. 2 пунктиром.

Основным результатом настоящей работы служит вывод о значительном уменьшении энергии ядра БТ в окрестности точки Кюри (см. рис. 1), который облегчает термическую нуклеацию БТ. Положительность Ω_{BP} и Ω_V (см. рис. 2) отражает устойчивость кора БТ (и двумерного вихря) относительно радиальных пульсаций,

локализованных в области ядра $r \sim \Delta$. Дополнительные угловые моды колебаний БТ зависят от магнитной структуры, в которую встраивается БТ [12,13], причем устойчивость этих мод будет обеспечиваться устойчивостью внешней структуры.

Список литературы

- [1] Малоземов А., Слонзунски Дж. Доменные стенки в материалах с ЦМД. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [2] Hubert A., Schaefer R. // Magnetic Domains. Berlin: Springer, 2000. 696 p.
- [3] Zubov V.E., Krinichik G.S., Kudaikov A.D. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 3. С. 134–135.
- [4] Кабанов Ю.П., Дедух Л.М., Никитенко В.В. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. Вып. 10. С. 551–554.
- [5] Thiaville A., Garcia J.M., Dittich R., Miltat J., Schrefl T. // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67. N 9. P. 094410.
- [6] Dittich R. (<http://magnet.atp.tuwein.ac.at/gallery/Blochpoint/index>).
- [7] Waeyenberge B., Puzic A., Stoll H., Chou K.W. et al. // Nature. 2006. Vol. 444. N 7118. P. 461–464.
- [8] Atxitia U., Chubykalo-Fesenko O., Walevski J. et al. (arXiv: 0904.4399v1).
- [9] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 305 с.
- [10] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 622 с.
- [11] Kazantseva N., Wieser R., Nowak U. (arXiv: 0501056v1).
- [12] Куфаев Ю.А., Сонин Э.Б. // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 11. С. 3272–3275.
- [13] Куфаев Ю.А., Сонин Э.Б. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 4. С. 1523–1529.