01;05

Блоховские линии в доменных границах антиферромагнетиков

© Г.Е. Ходенков

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

(Поступило в Редакцию 23 ноября 2005 г.)

Получены приближенные уравнения, описывающие субструктуру 180° доменных границ (ДГ) в антиферромагнетиках с сильной одноосной анизотропией. Определены структура и спектр блоховских линий, которые разделяют участки ДГ с противоположными направлениями вектора антиферромагнетизма.

PACS: 75.70.Kw, 75.50.Ee

В магнетиках блоховские линии (БЛ) разделяют поверхность доменных границ (ДГ) на субдомены и существенно влияют на свойства ДГ с доменов. Неоднократно предпринимались попытки построения памяти на основе БЛ в ферромагнетиках различных типов [1,2].

Наиболее полно БЛ, по-видимому, изучены в ферромагнетиках с сильной одноосной анизотропией [3], В пленках со слабой анизотропией их изучение началось ранее [4], сведения о состоянии этого вопроса можно найти в [5]. В кубических ферромагнетиках БЛ наблюдались как в случае отрицательной константы анизотропии (см. рис. 1 в [6]), так и положительной [7]. Теоретические модели БЛ в слабых ферромагнетиках были предложены в [8,9]. В иттриевом ортоферрите при больших скоростях ДГ экспериментально наблюдаются [10] локальные прогибы ДГ, обусловленные, по мнению авторов, смещением внутренних вихревых образований вдоль ДГ.

Хотя ДГ в антиферромагнетиках (АФМ) известны уже давно, субструктура АФМ ДГ, как представляется, изучена не так подробно, как в перечисленных выше случаях. Общий анализ АФМ дисклинаций и вихрей можно найти в [11]. В работе [12] найдены некоторые многомерные вихревые решения уравнений Андреева–Марченко [13] для одноосного АФМ. К сожалению, среди указанных в [12] решений отсутствует простейший элемент субструктуры ДГ — локализованная БЛ, аналогичная наблюдаемым в одноосных ферромагнетиках 180° БЛ [3]. Ниже исходя из уравнений [13] (см. также [11]) для описания субструктуры 180° ДГ в АФМ с сильной одноосной анизотропией построены редуцированные уравнения, аналогичные уравнениям Слончевского [3] для ферромагнетиков.

Предположим, что ось анизотропии АФМ коллинеарна $0z$, а 180° ДГ расположены в плоскости $x0z$. Согласно [13], ланграножиан системы $L = L_0 + L_1$ выражается через единичный вектор АФМ $\mathbf{l}(\mathbf{r},\mathbf{t})$:

$$L_0/(4M_0^2\beta_1) = -\frac{1}{2}\left[(d\mathbf{l}/dy)^2 - l_z^2\right], \qquad (1.1)$$

$$L_1/(4M_0^2\beta_1) = \dot{\mathbf{l}}^2/2 - \mathbf{l}[\dot{\mathbf{l}}\mathbf{H}] - \frac{1}{2}\left[(\mathbf{lH})^2 + (\nabla_{x,z}\mathbf{l})^2 + \frac{\beta_0}{\beta_1}\,l_y^2\right]. \qquad (1.2)$$

В (1) учитываются кинетические вклады $\sim \dot{\mathbf{l}}$, неоднородный обмен $\sim (\nabla\mathbf{l})^2$ (константа α), одноосная и ромбическая анизотропия $\sim\beta_1$ и $\sim\beta_0$, внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$. Длины измеряются в единицах ширины ДГ $\Delta = (\alpha/\beta_1)^{1/2}$; время $t - 1/\omega_0$, где $\omega_0 \equiv 1/2\gamma M_0(\alpha\beta_1)^{1/2}$ (M_0 — номинальная намагниченность подрешеток, γ — магнитомеханическое отношение, $a \sim 10^3$ — безразмерная константа АФМ взаимодействия), магнитные поля — $H_0 \equiv \omega_0/\gamma$.

Основное предположение настоящей работы состоит в том, что в качестве исходного используется инвариантный в базисной плоскостя АФМ $x0y$ лагранжиан L_0, задающий 180° АФМ ДГ. Параметризуя вектор АФМ как $\mathbf{l} = (\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$, получим из L_0:

$$\cos\theta_0 = -\mathrm{th}\big[\big(y - q(x,z,t)\big)/\Delta\big], \quad \varphi_0 = \psi(x,z,t). \qquad (2)$$

Искомые уравнения для положения центра ДГ $q(x,z,t)$ и азимутального угла $\psi(x,z,t)$ на поверхности ДГ определяются возмущением L_1. Как показывает (1.2), такая постановка задачи справедлива, если частоты $\omega \ll \omega_0$, поля $H \ll H_0$. Характерные длины в плоскости ДГ превышают Δ и $\beta_1 \gg \beta_0$.

В указанной постановке задача аналогична задаче в выводе уравнений Слончевского для $q(x,z,t)$ и $\psi(x,z,t)$ в сильноанизотропных ферромагнетиках (требование к фактору качества $Q \gg 1$ теперь выполняет условие $\beta_1/\beta_0 \gg 1$). Асимптотический вывод этих уравнений из уравнения Ландау–Лифшица путем разложения по $1/Q$ был осуществлен в [14,15]. Здесь удобно воспользоваться лагранжевой формулировкой [15], где было показано, что искомые уравнения можно также получить, подставив исходные выражения в лагранжиан (т.е. в данном случае — (2) в (1.2)), проинтегрировав полученное выражение по dy в бесконечных пределах, а затем уже проварьировать по q и ψ. Учитывая аналогично вклад функции диссипации $R = \alpha_G M_0\dot{\mathbf{l}}^2/2\gamma$ (α_G — константа затухания Гильберта), получаем эффективные уравнения

$$\ddot{q} + \sqrt{a/\beta_1}\,\alpha_G\dot{q} - \nabla_{x,z}^2 q = \frac{\pi}{2}\frac{d}{dt}\,(H_x\sin\psi - H_y\cos\psi), \qquad (3.1)$$

$$\ddot{\psi} + \sqrt{a/\beta_1}\,\alpha_G\dot{\psi} - \nabla^2_{x,z}\psi + (\beta_0/\beta_1)\sin\psi\cos\psi$$
$$+ (H_x\cos\psi + H_y\sin\psi)(-H_x\sin\psi + H_y\cos\psi)$$
$$= -\frac{\pi}{2}\,\dot{q}(H_x\cos\psi + H_y\sin\psi) + \dot{H}_z. \qquad (3.2)$$

Пусть на оси $0x$ БЛ разделяет два субдомена с $\psi(x\to\mp\infty) = 0, \pi$. Это возможно, если $H_x^2 < H_c^2 \equiv \equiv \beta_0/\beta_1$ (при $H_x^2 > H_c^2$ — $\psi(\pm\infty) = \pm\pi/2$), где H_c — поле переключения структуры, в $(\beta_0/\beta_1)^{1/2}$ раз меньшее $H_0 = 2M_0(a\beta_1)^{1/2}$. Тогда из (3.2), ограничиваясь здесь случаем $H_y = 0$, получим для БЛ

$$\cos\psi_0 = -\mathrm{th}[(x-X)/\Lambda], \quad \Lambda = \Delta/(H_c^2 - H_x^2)^{1/2}. \qquad (4)$$

Если БЛ свободно движется $\psi(x - Vt)$ с постоянной скоростью V, то вид решения (4) сохраняется, но теперь

$$\frac{1}{\Lambda} \to \frac{1}{\Lambda_d} \equiv \left(\beta_0/\beta_1 - H_x^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{V^2 H_x^2}{1-V^2}\right)^{1/2} (1-V^2)^{-1/2}. \qquad (5)$$

При $H_x^2 \ll \beta_0/\beta_1 < 1$, как показывает (5), предельная скорость V_0 БЛ близка к единице (в размерных единицах — $V_0 = \omega_0\Delta$). Движение БЛ сопровождается возникновением ступеньки на профиле ДГ, высота которой зависит от скорости

$$\frac{q - q_0}{\Delta} = \frac{\pi V_0 V}{V_0^2 - V^2}\,\frac{H_x}{H_0}\,\Lambda_d\,\mathrm{arctg}\exp\left(\frac{x - Vt}{\Delta\Lambda_d}\right), \qquad (6)$$

где q_0 — const. Отметим еще, что в пределе $H_{x,y} = 0$ система (3) распадается на два независимых уравнения: линейное для $q(x,t)$ и sin-Гордон с внешней накачкой $\sim \dot{H}_z(t)$ для $\psi(x,t)$.

В заключение рассмотрим линейные колебания БЛ в присутствии постоянного слабого поля H_y. Для малых амплитуд δq и $\delta\psi$ получаем из (3)

$$(-\omega^2 + \omega_q^2)\delta q - \delta q'' = -i\,\frac{\pi}{2}\,\omega H_y\sin\psi_0\,\delta\psi, \qquad (7.1)$$

$$(-\omega^2 + \omega_\psi^2)\delta\psi + \hat{L}\delta\psi = i\,\frac{\pi}{2}\,\omega H_y\sin\psi_0\,\delta q - i\omega H_z, \qquad (7.2)$$

$$\hat{L} = -\frac{d^2}{dx^2} + (\beta_0/\beta_1)\cos 2\psi_0. \qquad (7.3)$$

Помимо собственной ω в (7) входят квазиупругие частоты ДГ и БЛ ω_q и ω_ψ. Спектр ДГ, как следует из (7), образуют две ветви изгибных колебаний ДГ $\omega^2 = \omega_q^2 + k^2$ и $\omega^2 = \omega_\psi^2 + \beta_0/\beta_1 + k^2$, локализованные вне БЛ.

Теория свободных колебаний БЛ в ферромагнетиках [16,17] исходит из того, что при $\omega < \omega_q < 1$ вблизи БЛ возникают сильно делокализованные прогибы ДГ. Согласно (7.1) аналогичная ситуация имеет место и для ДГ в АФМ, когда длина прогиба ДГ $\lambda = (\omega_q^2 - \omega^2)^{-1/2}$ превосходит ширину БЛ Λ:

$$\delta q(x) = i\,\frac{\pi}{2}\,\omega H_y\lambda\exp[-|x|/\lambda]\delta X. \qquad (8)$$

Необходимо также иметь в виду, что нижняя собственная функция (СФ) $\delta\chi = \sin\psi_0$ оператора $\hat{L}$ является в данном случае модой сдвига БЛ вдоль ДГ и поэтому $\hat{L}\delta\chi = 0$. Подставив (8) в (7.2) и воспользовавшись тем, что для сдвиговой моды согласно (4) $\delta\psi = -\delta X\sin\psi_0/\Lambda$, сохраним в разложении (7.2) по СФ только $\delta\chi$. В результате приходим к дисперсионному уравнению

$$(\omega_\psi^2 - \omega^2)(\omega_q^2 - \omega^2)^{1/2} = (\pi\omega H_y/2)^2(\beta_1/\beta_0)^{1/2}. \qquad (9)$$

Единственное вещественное решение (9) лежит в области $\omega \le \min(\omega_q, \omega_\psi)$ и мало отличается от ω_q или ω_ψ при $H_y^2 \ll 1$. Предполагая, что квазиупругие частоты целиком обусловлены магнитоупругой энергией $w_{\mathrm{me}} \sim b^2/c$, где c и b — оценки модуля упругой жесткости и констант магнитоупругости, находим $\omega_q \sim \omega_\psi \sim \omega_0(w_{\mathrm{me}}/\beta_1 M_0^2)^{1/2}$. Для типичных значений $M_0 \sim 10^2$ Gs, $\beta_1 \sim 10$, $a \sim 10^3$, $\gamma \sim 10^7\,(\mathrm{sOe})^{-1}$, $c \sim 10^{12}$, $b \sim 10^7\,\mathrm{erg/cm^3}$ имеем $\omega_0 \sim 10^{11}\,\mathrm{c^{-1}}$ и $\omega_q \sim \omega_\psi \le \omega_0/10$.

Поле $H_z(t)$, входящее в (7.2), в случае $H_y = 0$ прогибов ДГ не вызывает, но приводит в движение БЛ. Скорость БЛ определяется, если разложить (7.2), как и выше, по СФ $\delta\chi$: $\dot{X} = -\pi\Lambda\dot{H}_z/(4\alpha_G a M_0)$. Для приведенных ранее значений параметров и $\Delta \sim 10^{-5}$ cm, $\beta_0 \sim 1$ для достижения $\dot{X} = 1$ cm/s даже при $\alpha_G \sim 10^{-4}$ требуется $\dot{H}_z \sim 10^6$ Oe/s.

Список литературы

[1] *Schwee L., Irons H., Anderson W.* // 1976. V. MAG-12, № 3. P. 608–613.

[2] *Konishi S.* // IEEE Trans. Magn. 1983. V. MAG-19, № 5. P. 1838–1840.

[3] *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с ЦМД. М.: Мир 1982. 382 с.

[4] *Huber E.E., Jr, Smith D.O., Goodenough J.B.* // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. N 1. P. 294–295.

[5] *Hubert A., Schaefer R.* // Magnetic Domains. Berlin: Springer, 1998. 696 p.

[6] *Хуберт А.* // Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 306 с.

[7] *Hartmann U., Mende H.H.* // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 12. P. 4123–4128.

[8] *Фарзтдинов М.М., Шамсутдинов М.А., Халфина А.А.* // ФТТ. 1979. Т. 21. Вып. 5. С. 1522–1527.

[9] *Мелихов Ю.В., Переход О.А.* // УФЖ. 1983. Т. 28. Вып. 5. С. 713–716.

[10] *Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б., Борщеговский О.А.* // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79. Вып. 9. С. 527–530.

[11] *Косевич А.А., Иванов Б.А., Ковалев А.С.* // Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, Киев: Наукова дука, 1988. 190 с.

[12] *Джежеря Ю.И., Сорокин М.В., Бубук Е.А.* // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. Вып. 3. С. 633–642.

[13] *Андреев А.Ф., Марченко В.И.* // УФН. 1980. Т. 130. Вып. 1. С. 39–63.

[14] *Маслов В.П., Четвериков В.М.* // Теор. и мат. физика. 1984. Т. 60. Вып. 3. С. 447–460.

[15] *Ходенков Г.Е.* // ФММ. 1994. Т. 78. Вып. 3. С. 33–37.

[16] *Никифоров А.В., Сонин Э.Б.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 4. С. 309–317.

[17] *Звездин А.К., Попков А.Ф.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 5. С. 1789–1798.