

О гироскопической силе, действующей на магнитный вихрь в слабом ферромагнетике

А. К. Звездин^{1)*}, В. И. Белотелов^{*+}, К. А. Звездин^{*}

^{*} Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

⁺ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 декабря 2007 г.

После переработки 22 февраля 2008 г.

Исследован вопрос о гироскопической (Магнуса) силе в слабых ферромагнетиках, действующей на магнитные вихри при движении доменных стенок во внешнем магнитном поле. Получены общие выражения для гироскопической силы в слабых ферромагнетиках. Конкретный расчет для гироскопической силы в ромбических слабых ферромагнетиках проведен методом, который дает возможность ее вычисления без учета внутренней структуры вихря в доменной границе. Показано, что для большинства типов доменных границ гироскопическая сила отлична от нуля и определяется средней намагниченностью подрешеток, константами взаимодействия Дзялошинского и обменного взаимодействия между подрешетками.

PACS: 75.70.Kw

В настоящее время исследование динамических свойств магнитных вихрей привлекает большое внимание, что связано с их необычными магнитными свойствами и с возможными применениями для задач спинтроники и высокоплотной магнитной памяти [1–5]. Одним из примеров магнитных вихрей являются вертикальные линии Блоха, возникающие в доменных границах в области смены направления разворота вектора намагниченности. В известной книге Малоземова и Слоизуски [6] содержатся основные сведения о динамике блоховских линий (см. также более поздние теоретические и экспериментальные работы [7–13]). Более общий и глубокий взгляд на динамику вихревых структур в различных средах и содержательные аналогии читатель может найти в интересной монографии Г. Воловика [14].

При движении доменной границы во внешнем магнитном поле происходит ее искривление в области локализации линии Блоха и смещение линии Блоха вдоль доменной границы под действием инерционной (гироскопической или Магнуса) силы, которая для ферромагнетиков была вычислена в [15, 16]. Динамические свойства магнитных вихрей в магнитных пленках (в основном, в эпитаксиальных феррит-гранатовых пленках) детально исследованы в [6, 9, 12, 13]). В последние годы появились экспериментальные работы по изучению движения магнитных вихрей в иттриевом ортоферрите

(YFeO_3) [17–21], который является типичным примером слабого ферромагнетика с ромбической симметрией. Для ортоферритов характерны большие скорости движения доменных стенок (до 20 км/с) [22]. В экспериментах [17–21] была исследована зависимость скорости сноса линий Блоха вдоль доменной границы от скорости доменной границы и получен ряд интригующих результатов. Удивительны огромные скорости вихрей, обнаруженные в этих работах. Они достигают 16 км/с, что близко к скорости магнов в YFeO_3 . Зависимости скорости вихрей от внешнего магнитного поля и силы Магнуса также весьма нетривиальны; они обусловлены, по мнению авторов [17–21], квазирелятивистскими особенностями динамики солитонов и доменных границ в слабых ферромагнетиках.

Вместе с тем, теоретическое рассмотрение этой проблемы остается не завершенным и многие экспериментальные данные до сих пор не получили должного объяснения. Центральным вопросом в динамике магнитных вихрей в слабых ферромагнетиках является вопрос о величине и даже о существовании в них [23] гироскопической силы, которая ответственна за снос магнитного вихря во внешнем поле. Именно этому посвящена данная работа.

Уравнения Ландау–Лифшица для двухподрешеточного слабого ферромагнетика представимы в виде

$$\dot{\mathbf{M}}_i = \gamma \left[\mathbf{M}_i, \frac{\delta W}{\delta \mathbf{M}_i} \right] + \frac{\alpha}{M_i} [\mathbf{M}_i, \dot{\mathbf{M}}_i], \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

¹⁾ e-mail: zvezdin@gmail.com

где \mathbf{M}_i – магнитный момент i -й подрешетки, γ – гиромагнитное отношение, α – безразмерный параметр затухания. Свободная энергия слабого ферромагнетика W во внешнем магнитном поле \mathbf{H} определяется выражением [24]

$$W = \frac{a}{2}m^2 + \frac{b_1}{2}l_x^2 + \frac{b_3}{2}l_z^2 + d_1m_zl_x - d_3m_xl_z - M\mathbf{m}\mathbf{H} + A[(\nabla l)^2 + (\nabla m)^2], \quad (2)$$

где a – константа обмена между подрешетками, b_1 , b_3 – константы анизотропии, d_1 , d_3 – константы обмена Дзялошинского, A – константа неоднородного обмена (обменная жесткость); $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M$, $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M$ – ферромагнитный вектор, $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M$ – вектор антиферромагнетизма.

Будем считать, что магнитная структура вихря определяется зависимостью типа $F(\mathbf{x} - \mathbf{X}(t))$, где $\mathbf{X}(t)$ – координата центра вихря. Пренебрегая пока диссипативными слагаемыми в (1) (они будут учтены позже), умножим уравнения (1) на $\nabla_k M_i$, $k = x, y, z$ и затем их сложим. Получаем

$$\frac{\delta W}{\delta X_k} = \frac{1}{2\gamma M^2} \{ (\mathbf{M}_1 [\nabla_s \mathbf{M}_1, \nabla_k \mathbf{M}_1]) + (\mathbf{M}_2 [\nabla_s \mathbf{M}_2, \nabla_k \mathbf{M}_2]) \} \dot{X}_s. \quad (3)$$

При этом учтено, что $\dot{\mathbf{M}}_i = -\dot{X}_s \nabla_s \mathbf{M}_i$ и $(\mathbf{M}_i \nabla_k \mathbf{M}_i) = 0$. Соотношение (3) представляет собой равенство внешней силы, которая определяется как $-\delta W/\delta \mathbf{X}$, и внутренней, инерционной (гироскопической) силы \mathbf{F}^{gyr} , которая может быть представлена в виде $F_k = -\tilde{G}_{sk} \dot{X}_s$, где тензор \tilde{G}_{sk} равен

$$\tilde{G}_{sk} = \frac{1}{2\gamma M^2} \{ (\mathbf{M}_1 [\nabla_s \mathbf{M}_1, \nabla_k \mathbf{M}_1]) + (\mathbf{M}_2 [\nabla_s \mathbf{M}_2, \nabla_k \mathbf{M}_2]) \}. \quad (4)$$

Тензор \tilde{G}_{sk} – антисимметричный псевдотензор, поэтому он представим в виде произведения тензора Леви-Чевиты e_{isk} и аксиального вектора \mathbf{G} : $\tilde{G}_{sk} = e_{isk} G_i$.

В результате гироскопическая сила равна

$$F_k = -e_{isk} G_i \dot{X}_s = ([\dot{X}, \mathbf{G}])_k. \quad (5)$$

Если величины \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 зависят только от x и y , что реализуется в большинстве практических случаев, тогда смещение магнитного вихря вдоль доменной стенки обусловлено компонентой

$$G_z = \frac{1}{2\gamma M^2} \{ (\mathbf{M}_1 [\nabla_x \mathbf{M}_1, \nabla_y \mathbf{M}_1]) + (\mathbf{M}_2 [\nabla_x \mathbf{M}_2, \nabla_y \mathbf{M}_2]) \}. \quad (6)$$

Для непосредственного вычисления полной гироскопической силы, действующей на магнитный вихрь, необходимо проинтегрировать выражение (6) по объему, занимаемому вихрем. Эта процедура существенно упрощается при переходе к сферическим координатам θ_i , ϕ_i :

$$(M_i)_x = M \sin \theta_i \cos \phi_i, \quad (7)$$

$$(M_i)_y = M \sin \theta_i \sin \phi_i, \quad (M_i)_z = M \cos \theta_i.$$

Обе угловые переменные являются функциями разности $\mathbf{x} - \mathbf{X}(t)$. Тогда уравнения Ландау-Лифшица (1) примут вид

$$\begin{aligned} \frac{M}{\gamma} \sin \theta_i \dot{\theta}_i &= -\frac{\delta W}{\delta \phi_i} - \frac{\delta R}{\delta \dot{\phi}_i}, \\ -\frac{M}{\gamma} \sin \theta_i \dot{\phi}_i &= -\frac{\delta W}{\delta \theta_i} - \frac{\delta R}{\delta \dot{\theta}_i}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $R = (\alpha M/2\gamma)(\dot{\theta}^2 + \sin^2 \theta \dot{\phi}^2)$ – диссипативная функция Рэлея. Поступая аналогично тому, как это сделано при выводе (4), получим

$$\delta W/\delta X_k = -\tilde{G}_{sk} \dot{X}_s - D_{sk} \dot{X}_s, \quad (9)$$

где гироскопический и диссипативный тензоры имеют вид

$$\tilde{G}_{sk} = -\frac{M}{2\gamma} \{ \nabla_s \cos \theta_1 \varphi_1 - \nabla_s \varphi_1 \nabla_k \cos \theta_1 + \nabla_s \cos \theta_2 \nabla_k \varphi_2 - \nabla_s \varphi_2 \nabla_k \cos \theta_2 \}, \quad (10)$$

$$D_{sk} = \frac{\alpha M}{\gamma} \{ \nabla_s \theta_1 \nabla_k \theta_1 + \sin^2 \theta_1 \nabla_s \varphi_1 \nabla_k \varphi_1 \}. \quad (11)$$

Интересующая нас z -компонента вектора \mathbf{G} представима через якобианы преобразования координат:

$$G_z = -\frac{M}{2\gamma} \left(\frac{\partial(\cos \theta_1, \varphi_1)}{\partial(x, y)} + \frac{\partial(\cos \theta_2, \varphi_2)}{\partial(x, y)} \right). \quad (12)$$

При рассмотрении конкретных ситуаций распределения спиновых моментов в магнитной пленке перейдем от угловых координат θ_i и φ_i намагниченностей подрешеток \mathbf{M}_i к угловым координатам θ и φ вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} : $\theta_1 = \theta + \varepsilon$, $\theta_2 = \pi - \theta + \varepsilon$, $\varphi_1 = \varphi + \beta$, $\varphi_2 = \varphi + \pi - \beta$. Это приводит к следующему выражению:

$$G_z = -\frac{M}{\gamma} \left(\frac{\partial(\sin \theta \sin \varepsilon, \varphi)}{\partial(x, y)} + \frac{\partial(\cos \theta \cos \varepsilon, \beta)}{\partial(x, y)} \right). \quad (13)$$

Полная сила, действующая на магнитный вихрь, определяется через интеграл

$$\langle G_z \rangle = \int_V G_z d^3 \mathbf{x}, \quad (14)$$

Полагая $u = \sin \theta \sin \varepsilon = f_1(x, y)$ и $v = \cos \theta \cos \varepsilon = f_2(x, y)$, получим

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int \frac{\partial(u, v)}{\partial(x, y)} dx dy = \int_{u_1}^{u_2} \int_{v_1}^{v_2} du dv = (u_2 - u_1)(v_2 - v_1), \quad (15)$$

где u_1, u_2, v_1, v_2 – асимптотические значения соответствующих переменных. В используемом подходе данное соотношение играет важную роль, поскольку позволяет вычислить полную силу, действующую на магнитный вихрь, используя только условия на его границе и не учитывая сложное распределение магнитных спинов внутри вихря.

Рассмотрим магнитный вихрь в доменной стенке иттриевого ортоферрита $YFeO_3$ (рисунок а). Известно, что в нем легкой плоскостью является ac -плоскость кристалла, то есть в доменных стенках спины всегда переориентируются в этой пленке. Тогда соответствующие асимптотические значения u_1, u_2, v_1, v_2 определяются следующими значениями угловых переменных в соседних доменах и двух субдоменах доменной стенки:

домен-I: $\theta = \pi/2, \varepsilon = \varepsilon_0 > 0, \varphi = 0$; домен-II: $\theta = \pi/2, \varepsilon = -\varepsilon_0 < 0, \varphi = \pi$; субдомен-1: $\theta = \pi/2, \varepsilon = \varepsilon'_0 > 0, \varphi = \pi/2$; субдомен-2: $\theta = \pi/2, \varepsilon = -\varepsilon'_0 < 0, \varphi = 3\pi/2$. При этом $\varepsilon_0 = d_1/a$ и $\varepsilon'_0 = d_2/a$ (см. (2)).

В результате, используя (13) и (14), с учетом (15), получаем

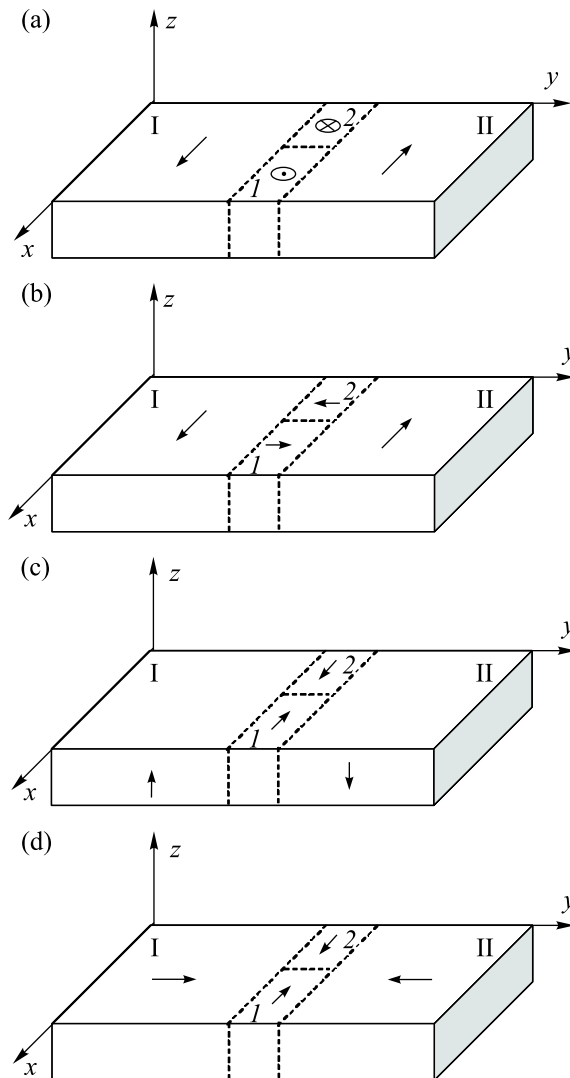
$$\langle \mathbf{G}_z \rangle_{ac} = \frac{M}{\gamma} 2\varepsilon_0(\pi/2 - 3\pi/2)h = -\frac{2\pi M d_1 h}{\gamma a}, \quad (16)$$

где h – толщина пластинки.

В качестве другого примера рассмотрим ситуацию, в которой легкой плоскостью является плоскость ab кристалла (например, $DyFeO_3$) (рис.1b). При этом граничные условия почти полностью совпадают с предыдущим случаем, за исключением того, что в обоих субдоменах в доменной границе $\varepsilon = 0$. В итоге, гироскопический вектор определяется тем же выражением (16).

Для полноты картины рассмотрим еще два случая: доменные границы типа ac' и ab' (см. рисунок, с, d). Первый тип доменных границ реализуется в слабых ферромагнетиках, которые обладают легкой плоскостью ac , но легкой осью в этой плоскости, в отличие от предыдущего случая, является ось c (например, $TmFeO_3, HoFeO_3$ при низких температурах), то есть в условии равновесия вектор \mathbf{M} параллелен оси c . Тогда гироскопический вектор \mathbf{G} определяется как

$$\langle \mathbf{G}_z \rangle_{ac'} = -2\pi M d_2 h / \gamma a. \quad (17)$$



Распределение антиферромагнитного вектора \mathbf{I} в магнитной пластинке слабого ферромагнетика с доменной границей типа (a) ac , (b) ab , (c) ac' , (d) ab' . Оси $x \parallel \mathbf{a}$, $y \parallel \mathbf{b}$, $z \parallel \mathbf{c}$, где оси \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} – оси ромбического кристалла

Во втором случае (ab') намагниченность в доменах равна нулю, так как антиферромагнитные векторы в них коллинеарны с осью \mathbf{b} кристалла, но в самой доменной границе намагниченность не равна нулю, то есть образно говоря, доменная граница представляет собой “магнитный лист” в антиферромагнитной среде (рисунок, d). Расчет гироскопического вектора по формуле (14) дает $\langle \mathbf{G}_z \rangle_{ab'} = 0$.

Легко увидеть из рисунков, что при прохождении по замкнутому пути вокруг центра магнитного вихря вектор антиферромагнетизма испытывает полный поворот на 2π , то есть здесь идет речь об антиферромагнитном вихре с единичным топологическим зарядом, равным Q . В общем случае, когда при полном

обороте вокруг центра антиферромагнитного вихря изменение угла вектора антиферромагнетизма равно $2\pi Q$, гироскопические силы в (16)–(17) следует умножить на величину Q .

Таким образом, гироскопическая сила в ромбических слабых ферромагнетиках (ортоферритах), так же как и в ферромагнетиках, определяется намагниченностью кристалла, но в отличие от последних, она анизотропна. Этот вывод не трудно обобщить и на другие слабые ферромагнетики, например, ромбоэдрические (альфа- Fe_2O_3 , FeVO_3 и др.).

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты # 07-02-01445-а, # 07-02-91588-АСП_а, # 06-02-17507-а) и фондом “Династия”.

1. R. P. Cowburn, *Nature materials* **6**, 265 (2007).
2. A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, *Europhys. Lett.* **69**, 990 (2005).
3. M. Klaui, P. O. Jubert, R. Allenspach et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 026601 (2005).
4. T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf et al., *Science* **289**, 930 (2000).
5. J. Shibata, Y. Nakatani, G. Tatara et al., *JMMM* **310**, 2041 (2007).
6. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, М.: Мир, 1982.
7. A. V. Nikiforov and E. B. Sonin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **85**, 642 (1983) [*Sov. Phys.-JETP* **58**, 373 (1983)].
8. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 348 (1984).
9. L. M. Dedukh, V. I. Nikitenko, and E. B. Sonin, *Usp. Fiz. Nauk* **145**, 158 (1985) [*Sov. Phys.-Usp.* **28**, 100 (1985)].
10. G. E. Volovik, *Pis'ma v ZhETF* **44**, 144 (1986).
11. A. K. Zvezdin and A. F. Popkov, *Sov. Phys. JETP* **64**, 1059 (1986).
12. M. V. Chetkin, V. B. Smirnov, A. F. Novikov et al., *JETP Lett.* **49**, 204 (1989).
13. M. V. Chetkin, V. B. Smirnov, I. V. Parigina, and A. K. Zvezdin, *Phys. Lett. A* **140**, 428 (1989).
14. G. E. Volovik, *The Universe in a Helium Droplet*, Clarendon Press, Oxford, 2003; <http://lil.tkk.fi/personnel/THEORY/volovik/book.pdf>.
15. A. A. Thiele, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 230 (1973).
16. A. A. Thiele, *J. Appl. Phys.* **45**, 377 (1974).
17. М. В. Четкин, Ю. Н. Курбатова, В. Н. Филатов, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 760 (1997).
18. М. В. Четкин, Ю. Н. Курбатова, Т. Б. Шапаева, О. А. Борщеговский, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 527 (2004).
19. M. V. Chetkin, Yu. N. Kurbatova, T. B. Shapaeva, and O. A. Borschevsky, *Phys. Lett. A* **337**, 235 (2005).
20. М. В. Четкин, Ю. Н. Курбатова, Т. Б. Шапаева, О. А. Борщеговский, *ЖЭТФ* **130**, 181 (2006).
21. М. В. Четкин, Ю. Н. Курбатова, Т. Б. Шапаева, О. А. Борщеговский, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 232 (2007).
22. М. В. Четкин, А. Н. Шалыгин, А де ла Кампа, *ФТТ* **19**, 3470 (1977).
23. V. G. Varyahar, M. V. Chetkin, B. A. Ivanov, and S. Gadetskii, *Dynamics of Topological Magnetic Solitons*, Springer, 1994.
24. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, М.: Наука, 1979.