01;05

Полевая зависимость моды Гилинского спектра доменной границы в одноосном ферромагнетике

© Г.Е. Ходенков

Совместная хозрасчетная лаборатория "Магнитооптоэлектроника" Института общей физики РАН
при Мордовском государственном университете им. Н.Р. Огарева, Россия
e-mail: angeline@mtu-net.ru

(Поступило в Редакцию 7 августа 2000 г.)

Определены полевые зависимости трансляционной моды и моды Гилинского спектра доменной границы, помещенной во внешнее магнитное поле, которое ориентировано в плоскости блоховской доменной границы перпендикулярно оси анизотропии. Вычислена диаграмма устойчивости полярности доменной границы в магнитном поле и проанализировано поведение мод вблизи точки переориентации ее полярности.

Введение

В настоящее время магнитные материалы рассматриваются как среды для построения нового типа устройств обработки микроволновых и оптических информационных сигналов [1,2]. Особый интерес с указанной точки зрения представляют ферромагнетики, содержащие доменные границы (ДГ). Помимо того, что сама ДГ может являться двумерным волноводным каналом (предложение было сформулировано авторами [1] в 1976 г.), спектр ДГ содержит целый ряд локализованных на ее поверхности нормальных мод, технологическое использование которых способствовало бы расширению возможностей и миниатюризации упомянутого типа устройств.

В этой связи необходимо отметить, что даже спектр простейшей ДГ (180° ДГ в одноосном ферромагнетике) в присутствии поверхностных мод под действием магнитостатических взаимодействий претерпевает коренную перестройку. Единственная исходная локализованная мода одномерного приближения, мода сдвига ДГ (или трансляционная мода), становится невзаимной; появляется новая невзаимная мода оптического типа, мода Гилинского, [3]; от дна зоны объемных спиновых волн, как было обнаружено численными методами в [4], при некоторых значениях волнового вектора $\mathbf{k}$, лежащих в плоскости ДГ, могут отщепляться дополнительные локализованные на ДГ нормальные моды. Учет дополнительных составляющих анизотропии, проведенный численными методами [5,6], обнаруживает дальнейшее усложнение картины: аномальное поведение дисперсии, пересечение уровней и др. С экспериментальной точки зрения относительно хорошо изучена только трансляционная мода, тогда как указания на существование моды Гилинского были получены сравнительно недавно [6].

Важное значение имеет исследование влияния внешнего магнитного поля на указанные выше специфические моды спектра ДГ. Это поле, меняя дисперсионные характеристики ДГ, может, с одной стороны, служить средством экспериментальной идентификации различных ветвей спектра, а с другой — параметром управления обработкой информационных сигналов.

Необходимо отметить также, что сама ДГ при определенных критических значениях поля испытывает внутренние структурные переходы (типа изменения полярности, переходов блоховская–неелевская ДГ и т.д.), вблизи которых влияние поля на дисперсионные характеристики может быть особенно велико. Этот вопрос достаточно хорошо изучен для нижней трансляционной моды ДГ в сильноанизотропных ферромагнетиках (см., например, [7–9]). Что касается более высоко расположенной моды Гилинского, указания на существование которой были получены сравнительно недавно [6], то для нее, насколько известно, подобные результаты отсутствуют. Цель настоящего исследования — восполнить этот пробел, ограничившись преимущественно случаем одноосного сильноанизотропного ферромагнетика и ориентацией внешнего поля вдоль или против полярности ДГ.

Общие уравнения, переориентация полярности ДГ

Рассмотрим одноосный ферромагнетик (легкая ось которого коллинеарна с осью z выбранной системы координат) с плотностью энергии

$$w = A(\nabla\mathbf{M})^2/M^2 - KM_z^2/M^2 - \mathbf{HM} - \frac{1}{2}\nabla\chi\mathbf{M}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ — намагниченность, модуль которой сохраняется; $A > 0$ и $K > 0$ — константы обменной жесткости и одноосной анизотропии; $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле; χ — магнитостатический потенциал; используются обычные уравнения движения: $\partial\mathbf{M}/\partial t = \gamma\left[\mathbf{H}^{\mathrm{eff}} \times \mathbf{M}\right]$ (здесь $\gamma > 0$ — магнитомеханическое отношение, $\mathbf{H}^{\mathrm{eff}} = -\delta w/\delta\mathbf{M}$ — эффективное внутреннее поле) и уравнение Максвелла $\mathrm{div}(-\nabla\chi + 4\pi\mathbf{M}) = 0$.

Если ДГ расположена в плоскости $x0z$, а внешнее магнитное поле направлено по оси x, то структура основного состояния описывается углом $\varphi = \varphi(y)$, отсчитываемым от оси z,

$$\varphi'(y) = \sin\varphi - H,$$

$$\cos\varphi = -\sqrt{1-H^2}\,\frac{\operatorname{sh}\left(y\sqrt{1-H^2}\right)}{H + \operatorname{ch}\left(y\sqrt{1-H^2}\right)}, \qquad (2)$$

где расстояния вдоль координаты y (нормаль к плоскости ДГ), как и в последующем вдоль координаты x, измеряются в единицах ширины ДГ $\Delta = \sqrt{A/K}$, внешнее магнитное поле H — в единицах поля эффективной анизотропии $H_a = 2K/M$.

Выражение (2) относится только к случаю $|H| \leqslant 1$, случай $H < 0$ и $|H| > 1$, когда ДГ имеет 360°-ную структуру, не затрагиваются существенно в настоящей работе. Под полярностью ДГ ниже понимается направление (знак) компоненты намагниченности $M_x(y)$ в центре границы $y = 0$, где $\varphi(0) = \pm\pi/2$.

Ограничимся, как и в фундаментальной работе [3], рассмотрением малых колебаний намагниченности вида $\sim \exp(-i\omega t + ikx) f(y)$, распространяющихся вдоль оси x (перпендикулярно оси легкого намагничивания). В локальной относительно основного стояния (2) системе координат для составляющих вектора намагниченности уравнения малых колебаний имеют вид, совершенно аналогичный [3] ,

$$-i\omega m_\perp = \left(k^2 + \hat{L}_\parallel\right) m_\parallel + \frac{ik}{Q}\chi\cos\varphi, \qquad (3.1)$$

$$-i\omega m_\parallel = -\left(k^2 + \hat{L}_\perp\right) m_\perp - \frac{\chi'}{Q}, \qquad (3.2)$$

$$\chi'' - k^2\chi = m'_\perp + ik\cos\varphi m_\parallel, \qquad (3.3)$$

где исходные одномерные операторы

$$\hat{L}_\parallel = -\frac{d^2}{dy^2} + \cos 2\varphi + H\sin\varphi, \qquad (4.1)$$

$$\hat{L}_\perp = \hat{L}_\parallel + 2H(\sin\varphi - H) + H^2, \qquad (4.2)$$

как и сама система (3), зависят только от координаты y через (2). Зависимые переменные системы (3): $m_\perp(y)$ и $m_\parallel(y)$ — малые безразмерные амплитуды намагниченности, направленные соответственно перпендикулярно и параллельно плоскости ДГ $x0z$; $Q = H_a/4\pi M$ — фактор качества; частота ω измеряется в единицах γH_a; k — волновой вектор вдоль оси x (измеряется в единицах $1/\Delta$).

Система (3), (4) отличается от соответствующих уравнений в [3] только учетом продольного магнитного поля H, направленного вдоль оси x (по или против полярности ДГ). Это отличие, однако, весьма существенно в нескольких отношениях. Во-первых, теперь коммутатор $[\hat{L}_\perp, \hat{L}_\parallel]$ отличен от нуля, тогда как в [3] операторы совпадали, поэтому выбор базисного набора функций для построения аналитического решения, что использовалось в [3], становится затруднительным. Во-вторых, если в [3] оба оператора были неотрицательными и имели нулевые собственные значения в качестве основных уровней, то теперь этим свойством, как можно проверить, обладает только оператор $\hat{L}_\parallel\varphi'(y) = 0$ (см. (2)). И наконец, в рассматриваемом случае оператор $\hat{L}_\perp$ (см. (4.2)) может в определенной области полей иметь отрицательные собственные значения.

Последнее утверждение требует обоснования, покажем его справедливость в пределе слабых полей. Структура оператора $\hat{L}_\perp$ (см. (4.2)) и соотношение $\hat{L}_\parallel\varphi'(y) = 0$ показывают, что отличный от нуля вклад в собственное значение в первом приближении вносит лишь величина $2H\sin\varphi$. Первый порядок теории возмущений

$$E(H) = \frac{\langle\varphi'(y)|2H\sin\varphi|\varphi'(y)\rangle}{\langle\varphi'(y)|\varphi'(y)\rangle} \approx \frac{\pi H}{2} \qquad (5)$$

показывает, что при $H < 0$ собственное значение становится отрицательным. В случае сильных полей ДГ имеет 360°-ную структуру, внешнее поле всегда направлено против полярности и, как можно показать (см. результаты [10]), нижнее собственное значение $\hat{L}_\perp$ отрицательно — $E(H) = -3|H|$.

Заключение об отрицательности оператора $\hat{L}_\perp$ имеет принципиальное значение, так как оно указывает на возможность неустойчивости исходной структуры ДГ (2), когда внешнее поле направлено против ее полярности. Действительно, ограничившись ради простоты одномерным приближением, когда, согласно (3.3), $\chi' = m_\perp$, можно записать уравнение баланса энергии в виде

$$\frac{d}{dt}\int_{-\infty}^{\infty} dy\left[m_\parallel\hat{L}_\parallel m_\parallel + m_\perp\left(\hat{L}_\perp + \frac{1}{Q}\right)m_\perp\right] < 0 \qquad (6)$$

(строгое неравенство следует, если учесть наличие диссипации в системе). Отрицательность приведенной величины в рамках линейной теории означает неограниченный рост малых возмущений со временем. Магнитостатическое взаимодействие $\sim 1/Q$ стабилизирует систему, однако можно указать такое критическое значение поля $H = H_c(Q)$, начиная с которого система теряет устойчивость и происходит переориентация полярности ДГ.

Зависимость $H_c(Q)$ определяется из условия существования локализованных на ДГ решений уравнения

$$\left(\hat{L}_\perp + 1/Q\right)m_\perp = 0. \qquad (7)$$

Для одноосных ферромагнетиков с $Q \gg 1$ во втором порядке теории возмущений можно получить

$$\left|\frac{H_c}{4\pi M}\right| = \frac{2}{\pi} - \left(\frac{2}{\pi}\right)^2\frac{1}{Q} \times\left[\frac{2}{5\pi} + \frac{1}{8\pi}\left(\frac{32}{5\pi} + \frac{4}{\pi} + \pi - \frac{14}{\pi}\zeta(3)\right)\right], \qquad (8)$$

где $\zeta(3) = 1.202\ldots$ — дзета-функция Римана, значение коэффициента при $1/Q$ равно 0.069.

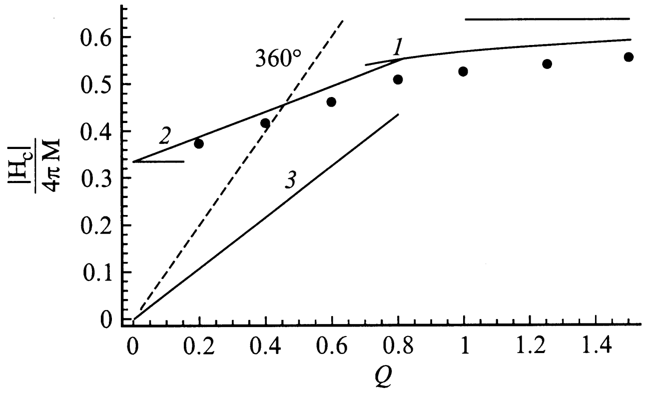

Диаграмма устойчивости полярности ДГ в продольном магнитном поле (верхние границы по полю). Точки — расчетные значения критического поля (одномерная теория); *1* — второй порядок теории возмущений для $Q > 1$; *2* — то же для $Q < 1$; *3* — вариационная оценка [10] (неодномерная теория, $Q < 1$). Горизонтальные отрезки: 1/3 слева и $2/\pi$ — асимптотические значения полей перестройки полярности ДГ в пределах $Q \ll 1$ и $Q \gg 1$ соответственно (одномерное приближение). Выше штриховой прямой ДГ становится 360°.

Первый вклад в правой части хорошо известен ([7–9]), следующий — вычисленная поправка от второго порядка теории возмущений. Аналогично для ферромагнетиков с $Q \ll 1$ находим

$$\left|\frac{H_c}{4\pi M}\right| = \frac{1}{3} + \frac{4}{15}Q. \tag{9}$$

Здесь первый вклад в правой части был определен в [10], хотя согласно результатам той же работы, он является сильно завышенным. На основе двумерных уравнений (3) в статическом варианте авторы [10] приводят вариационную оценку $|H_c/4\pi M| = 0.543Q$ полностью обращая в нуль магнитостатический вклад. На приведенном здесь рисунке представлены результаты численных расчетов критического поля на основании решения уравнения (7) вместе с приведенными выше оценками. Отметим, что расхождение между результатами точных вычислений (точки) и второго порядка теории возмущений (кривая *1*) быстро сокращается с ростом Q.

Редукция основных уравнений

Для решения задачи в области малых k, представляющих основной интерес, воспользуемся подходом, предложенным в [11], который дает неплохие результаты при сравнении с точными аналитическими результатами [3]. Подход основан на квантово-механической теории мелкого уровня и широко применявшемся в теории металлов методе модельных псевдопотенциалов (см., например, [12]). Применимость теории мелкого уровня к системе (3) станет очевидной, если записать ее характеристические корни p при $|y| \to \infty$, где все решения пропорциональны $\exp(-|py|)$,

$$p_{1,2}(\omega) = \left[1 + k^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{Q} - H^2\right) \pm \sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{1}{Q} + H^2\right)^2 + k^2\frac{H^2}{Q} + \omega^2}\,\right]^{1/2}, \quad p_3 = |k| \tag{10}$$

(из 6 корней выписаны 3 положительные, остальные 3 имеют противоположные знаки). Из (10) следует, что при малых k асимптотика решений определяется третьим корнем и конкретные зависимости коэффициентов системы (3) от пространственной координаты y в значительной мере становятся несущественными. Последнее позволяет выбрать потенциалы, входящие в операторы $\hat{L}_{\perp,\parallel}$ в простейшем виде, например в виде δ-функций Дирака. Вид потенциалов и коэффициентов в (3) выбирается таким образом, чтобы наряду с сохранением характеристических корней (10) сохранялись собственные значения операторов (4.1) и (4.2).

С учетом изложенного проведем в системе (3) следующие замены:

$$\hat{L}_\parallel \to \hat{L}^*_\parallel = -\frac{d^2}{dy^2} + 1 - H^2 - 2\sqrt{1 - H^2}\,\delta(y), \tag{11.1}$$

$$\hat{L}_\perp \to \hat{L}^*_\perp = -\frac{d^2}{dy^2} + 1 - 2\sqrt{1 - E(H)}\,\delta(y), \tag{11.2}$$

$$\cos\varphi \to -\operatorname{sing}(y)\sqrt{1 - H^2}, \tag{11.3}$$

где $\operatorname{sing}(y)$ — знаковая функция и $E(H)$ — нижнее собственное значение точного оператора $\hat{L}_\perp$ (см. (5)).

Эти замены резко упрощают исходную систему (3), сводя ее к системе уравнений с постоянными коэффициентами со следующими граничными условиями, определяемыми δ-потенциалами (11):

$$\chi(0+) = \chi(0-), \qquad \chi'(0+) = \chi'(0-);$$
$$m_{\parallel,\perp}(0+) = m_{\parallel\perp}(0-),$$
$$-m'_{\parallel,\perp}(0+) + m'_{\parallel,\perp}(0-) = 2\left(\sqrt{1-H^2}, \sqrt{1-E(H)}\right). \tag{12}$$

Компоненты намагниченности и магнитостатический потенциал вместе со своей первой производной по y в центре ДГ $y = 0$ непрерывны (следовательно, как и должно быть, непрерывна и нормальная составляющая магнитной индукции), тогда как производные намагниченности испытывают скачки.

Модифицированный оператор $\hat{L}^*_\parallel$ сохраняет нижнее собственное значение $E = 0$ и асимптотику собственной функции $\varphi'(y) \sim \exp\left(-|y|\sqrt{1 - H^2}\right)$ точного $\hat{L}_\parallel$. То же справедливо и относительно операторов $\hat{L}^*_\perp$ и $\hat{L}_\perp$, если учесть собственное значение (5).

Строго говоря, использование δ-потенциалов недостаточно для полного описания системы локализованных уровней ДГ в одномерном пределе. В [8] было показано, что даже в пределе $H \ll 1$ в системе возникает дополнительный уровень, отвечающий колебаниям эффективной ширины ДГ. Однако этот уровень, расположенный очень близко ко дну зоны объемных спиновых волн, существует, только если направления внешнего поля и полярности ДГ совпадают. В настоящем изложении указанный уровень не учитывается, так как основной интерес здесь представляют более низко расположенные моды и магнитные поля, направленные против поляризации ДГ, т. е. поля, вызывающие переориентацию.

Результаты и обсуждение

Убывающие при $|y| \to \infty$ решения модифицированной системы (3) с постоянными коэффициентами и граничными условиями (12) выражаются через набор экспонент с показателями (10)

$$(m_\perp, m_\parallel, \chi) = \sum_{j=1}^{3} C_j^\pm \exp\bigl(-p_j|y|\bigr)\bigl(1, is(p_j), \operatorname{sign}(y) r(p_j)\bigr), \tag{13}$$

где $C_j^\pm$ — шесть неизвестных постоянных (различных в отрицательной и положительной областях оси y) по числу граничных условий (12).

Однако, как и в [11], можно показать, что для определения локализованных уровней достаточно взять только симметричные комбинации экспонент, т. е. $C_j^+ = C_j^- = C_j$ ($j = 1, 2, 3$), и только три граничных условия из (12): для скачков производных $m_{\parallel,\perp}$ и непрерывности потенциала χ (остальные, антисимметричные, комбинации относятся к непрерывному спектру). Таким образом, получаем алгебраическое уравнение

$$\begin{vmatrix} r(p_1) & r(p_2) & r(p_3) \\ p_1 - \sqrt{1-\pi H/2} & p_2 - \sqrt{1-\pi H/2} & p_3 - \sqrt{1-\pi H/2} \\ \bigl(p_1 - \sqrt{1-H^2}\bigr) s(p_1) & \bigl(p_2 - \sqrt{1-H^2}\bigr) s(p_2) & \bigl(p_3 - \sqrt{1-H^2}\bigr) s(p_3) \end{vmatrix} \times \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{pmatrix} = 0, \tag{14}$$

в котором

$$r(p_j) = -\Bigl[\bigl(k^2 - p_j^2 + 1 - H^2\bigr)\, p_j + \omega k_x \sqrt{1-H^2}\Bigr] \Big/ D(p_j), \tag{15.1}$$

$$s(p_j) = -\left[\omega(p_j^2 - k^2) + \frac{1}{Q} p_j k_x \sqrt{1-H^2}\right] \Big/ D(p_j), \tag{15.2}$$

$$D(p_j) = (p_j^2 - k^2)\bigl(1 - H^2 - p_j^2 + k^2\bigr) - \frac{k^2}{Q}(1 - H^2). \tag{15.3}$$

Дисперсионное уравнение, определяющее зависимости $\omega(k)$, получается приравниванием нулю определителя матрицы 3×3, входящей в (14).

Решение возникающего уравнения при $k \to 0$ зависит от того, какое значение принимает ω в этом пределе. Трансляционной (сдвиговой) моде ДГ отвечает предел $\omega \to 0$, $k \to 0$

$$\omega_{tr} = \frac{k}{\sqrt{Q}} + |k| \sqrt{1 + \frac{1}{Q}} \sqrt{\frac{1}{Q} - \frac{\pi H}{2}}. \tag{16}$$

Этот результат при $H = 0$ совпадает с точным [3], а при $H \neq 0$ и $Q > 1$ — с результатом теории Слончевского [7]. Переориентация полярности происходит в поле $H_c = 2\pi/Q$ ($H_c = 8M$). Учет следующих порядков по k [9] показывает, однако, что переход происходит неоднородно с некоторым малым $k_0 \sim 1/Q$ ($Q \gg 1$). В случае $Q \ll 1$ использованного здесь разложения по малому полю недостаточно для описания перехода, однако (16) правильно описывает влияние слабого поля $H \ll 1$ на спектр.

Другой предел $k \to 0$, $\omega \to \text{const}$ определяет моду Гилинского с учетом действия внешнего магнитного поля. При разложении определителя дисперсионного уравнения (определителя матрицы в (14)) ведущим является член

$$r(p_3) = Q\left(1 + \omega \operatorname{sign}(k)/\sqrt{1-H^2}\right) \Big/ |k|,$$

который расходится при $k \to 0$. С учетом этого обстоятельства во всех остальных членах, которые конечны в этом пределе, можно положить $k = 0$, $\omega = \omega_0 = \sqrt{1-H^2}$ и получить для моды Гилинского решение в двух пределах:

$$\frac{\omega_G}{\omega_0} = \vartheta(-k) \begin{cases} 1 + \frac{|k|}{Q}\left(2 + \frac{3Q}{2} - \frac{\pi Q H}{4}\right) & Q \ll 1, \\ 1 + \frac{|k|}{Q}\left(2\sqrt{Q} + 1 + \frac{3}{4\sqrt{2Q}} - \frac{3}{8\sqrt{2Q}} - \frac{\pi H}{8}\right) & Q \gg 1, \end{cases} \tag{17}$$

где $\vartheta(-k)$ — ступенчатая функция Хэвисайда, отличная от нуля при $k < 0$.

Магнитное поле H смещает предельное значение $\omega_G(k \to 0)$ вниз и в зависимости от знака приводит к увеличению или уменьшению групповой скорости волны. При $Q \gg 1$ в точке изменения полярности ДГ $H_c = 2\pi/Q$ ($H_c = 8M$) групповая скорость меняется скачком на $\pm\pi H_c/(4Q)$.

В настоящей работе определена (см. рисунок) диаграмма устойчивости полярности ДГ в магнитном поле, ориентированном противоположно ее полярности. Подход к решению спектральных задач динамики ДГ, предложенный в [11], позволяет сравнительно просто определять дисперсионные характеристики ДГ в наиболее трудной для численных методов области волновых векторов $k \ll 1$, а также в области переориентации полярности. Полевые зависимости трансляционной моды и моды Гилинского спектра ДГ представлены формулами (16) и (17) соответственно и могут быть полезны для экспериментальной идентификации этих мод.

Список литературы

[1] *Zvezdin A.K., Kotov V.A.* // Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials. Bristol: Institute of Physics Publishing, 1997. 220 p. *Звездин А.К., Котов В.А.* // Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988. 190 с.

[2] *Marcelli R., Nikitov S. (editors)* // Nonlinear Microwave Processing: Towards a New Range of Devices. Dodrecht: Kluver Ac. Publisher, 1996. 509 p.

[3] *Гилинский И.А.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 3. С. 1032–1045.

[4] *Михайлов А.В., Шимохин И.А.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 6. С. 1966–1973.

[5] *Алексеев А.М., Попков А.Ф., Попов А.И.* // Изв. вузов. Электроника. 1998. № 1. С. 13–18.

[6] *Алексеев А.М., Детч Х. Кулагин Н.Е.* и др. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 6. С. 55–62.

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

[8] *Ходенков Г.Е.* // Физ. мет. и металловед. 1986. Т. 61. Вып. 5. С. 850–858.

[9] *Димашко Ю.А., Шатский П.П., Яблонский Д.А.* // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 10. С. 3084–3090.

[10] *Hornreich R.M., Thomas H.* // Phys. Rev. B. 1978. Vol. 17. N 3. P. 1406–1413.

[11] *Ходенков Г.Е.* // Физ. мет. и металловед. 1993. Т. 75. Вып. 5. С. 5–11.

[12] *Харрисон У.* // Теория твердого тела. М.: Мир, 1972. 616 с.