

Резонансные свойства доменных границ в ферромагнетиках со слабым обменным взаимодействием

М. В. Гвоздикова

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

А. С. Ковалев

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: kovalev@ilt.kharkov.ua*

Ю. С. Кившарь

*Optical Sciences Center, Australian National University ACT 0200 Canberra, Australia
E-mail: ysk124@rsphysse.anu.edu.au*

Статья поступила в редакцию 13 февраля 1998 г., после переработки 16 марта 1998 г.

Исследована спиновая динамика доменной границы в бесконечной ферромагнитной цепочке с легкоосной анизотропией и в цепочке конечного размера. Найдена зависимость частоты внутренней моды доменной границы от величины обменного взаимодействия при всех допустимых его значениях. Показано, что эта зависимость претерпевает существенную перестройку в области перехода доменной стенки из коллинеарной структуры в скошенную форму.

Досліджено спінову динаміку доменної границі в нескінченному ферромагнітному ланцюжку з легкою осною анізотропією та у ланцюжку кінцевого розміру. Знайдено залежність частоти внутрішньої моди доменної границі від величини обмінної взаємодії при всіх можливих її значеннях. Показано, що ця залежність зазнає суттєвої перебудови в області переходу доменної стінки з колінеарної структури у скошену форму.

PACS: 75.60.Ch, 75.30.Ds, 46.10.+z.

В настоящей статье мы исследуем нелинейную динамику спиновых систем. Изучение магнитных солитонов в Харькове началось более 25 лет назад, и одним из пионеров в этом направлении физики был профессор А. М. Косевич. Авторы благодарны ему за то, что в разное время он ввел их в эту интересную область физики.

Нелинейные возбуждения магнитоупорядоченных сред (доменные границы, магнитные солитоны) для традиционных магнетиков изучены достаточно хорошо как теоретически, так и экспериментально [1,2]. Но теоретическое исследование этих объектов проводится, как правило, в рамках

дифференциальных уравнений длинноволнового приближения. Однако в последнее время появился ряд работ [3–5], указывающих на то, что в магнетиках со слабым обменным взаимодействием (когда величина обменного интеграла J становится порядка или меньше константы одноионной анизотропии β) происходит качественное изменение структуры и динамики доменных границ и результаты, полученные при длинноволновом описании таких систем, становятся непригодными.

Изучение этого вопроса важно в связи с синтезом в последнее время новых магнетиков, свойства которых удовлетворяют условию $J \sim \beta$:

квазиодномерных магнетиков $(\text{CH}_3)_3\text{NH}]\text{NiCl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $(\text{C}_9\text{H}_7\text{NH})\text{NiCl}_3 \cdot 1,5\text{H}_2\text{O}$ [6], слоистых антиферромагнетиков с J/β порядка 10^{-2} , например $(\text{CH}_2)_n(\text{NH}_3)_2\text{MnCl}_4$, $(\text{C}_n\text{H}_{2n+1}\text{NH}_3)_2\text{MnCl}_4$ [7–11], и большая часть высокотемпературных сверхпроводников и их изоструктурных аналогов. Важно, что в случае упомянутых слоистых антиферромагнетиков возможно изменение номера n органических молекул, интеркалирующих магнитные слои, т. е. экспериментальное исследование зависимости структуры и динамических свойств таких магнетиков от величины обменного интеграла J .

В работе [3] впервые было показано, что при сравнимых значениях констант обменного взаимодействия и анизотропии происходит «схлопывание» доменной стенки до межатомных размеров в коллинеарную структуру с параллельной и антипараллельной ориентацией спинов. В работе [12] были приведены результаты экспериментов по изучению резонансных свойств слоистых антиферромагнетиков и показано наличие дополнительной полосы поглощения, расположенной в щели магнетонного спектра, которую авторы объясняют появлением внутренней моды в доменных границах. Поскольку при длинноволновом описании магнетика такие моды отсутствуют, их появление связано с дискретностью магнитной среды и переходом доменных стенок в коллинеарную форму. И действительно, в статье [4] теоретически было показано наличие внутренней моды доменной границы при значениях обменного интеграла J меньше критического, при котором происходит ее схлопывание.

В настоящей работе мы демонстрируем наличие внутренней моды в неколлинеарной доменной границе при обменном взаимодействии большем критического и опишем изменение этой моды вблизи критического значения J . Заметим, что изучение этого вопроса важно не только при исследовании магнитоупорядоченных сред, но и вообще в контексте развития «нелинейной физики», где в последнее время интерес перемещается в область существенно дискретных систем.

Рассмотрение динамики намагниченности проводится в рамках классической одномерной дискретной модели Гейзенберга для легкоосного ферромагнетика, т. е. в рамках дискретного уравнения Ландау–Лифшица без затухания.

Выражение для полной энергии спиновой цепочки имеет вид

$$E = \sum_n \left[-\frac{J}{a^2} \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n+1} - \frac{\beta}{2} (\mathbf{S}_n \mathbf{e}_z)^2 \right], \quad (1)$$

где \mathbf{S}_n — узельный спин ($|\mathbf{S}_n|^2 = 1$); J — константа обменного взаимодействия ($J > 0$ для ферромагнетика); β — константа одноионной анизотропии ($\beta > 0$ для легкоосного ферромагнетика с легкой осью, направленной вдоль оси \mathbf{e}_z). При этом уравнение Ландау–Лифшица может быть записано в следующей форме [2]:

$$\frac{1}{\omega_0} \frac{d\mathbf{S}_n}{dt} + \left(\frac{l_0}{a} \right)^2 [\mathbf{S}_n \cdot (\mathbf{S}_{n+1} + \mathbf{S}_{n-1})] + [\mathbf{S}_n \mathbf{e}_z] (\mathbf{S}_n \mathbf{e}_z) = 0, \quad (2)$$

где $\omega_0 = 2\beta\mu_0 S_0 / \hbar$ — частота однородного ферромагнитного резонанса (μ_0 — магнетон Бора и S_0 — номинальная намагниченность); $l_0 = \sqrt{J/\beta}$ — характерный масштаб пространственной неоднородности намагниченности в доменной границе («магнитная длина»). Удобно перейти к комплексной величине $\Psi_n = S_n^x + iS_n^y$ (классическому аналогу оператора рождения магнонов) и проекции спина на ось z : $S_n^z \equiv m_n$. Тогда (если измерять время в единицах $1/\omega_0$ и ввести параметр $\lambda = (l_0/a)^2$) уравнение (2) переписывается в виде

$$i \frac{d\Psi_n}{dt} + \lambda (\Psi_n m_{n+1} - \Psi_{n+1} m_n + \Psi_n m_{n-1} - \Psi_{n-1} m_n) + \Psi_n m_n = 0. \quad (3)$$

Как показано в [3,4], это уравнение допускает статическое решение для коллинеарной доменной границы со следующей ориентацией спинов:

$$m_n = 1 \quad (n \leq 0), \quad m_n = -1 \quad (n > 0) \quad (4)$$

(доменная граница расположена между спинами с номерами 0 и 1) при значениях параметра λ меньше критического значения $\lambda_* = 3/4$. Подставляя в уравнение (3) решение (4) и функцию Ψ_n в виде $\Psi_n = \psi_n \exp(i\Omega t)$, легко найти [4] внутреннюю моду доменной границы при $\lambda < \lambda_*$:

$$\Omega^2 = \frac{1}{6} \left[6 - 4\lambda - \lambda^2 - \lambda \sqrt{4 + 8\lambda + \lambda^2} \right]. \quad (5)$$

Несложно проверить, что это решение удовлетворяет системе статических уравнений, в которых нелинейные слагаемые (кубические по $S_1^x, S_0^x, S_2^x, S_{-1}^x$) учитываются лишь в двух уравнениях для спинов вблизи центра доменной границы, а все остальные уравнения линейризуются по спиновым отклонениям S_n^x :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{4} - \varepsilon\right) S_1^x - \left(\frac{3}{4} + \varepsilon\right) S_2^x + \frac{1}{4} (S_1^x)^3 + \\ & + \frac{3}{8} (S_1^x)^2 S_2^x - \frac{3}{8} (S_1^x) (S_2^x)^2 = 0, \quad n = 1, \quad (16) \\ & \frac{5}{2} S_n^x - \frac{3}{4} (S_{n+1}^x + S_{n-1}^x) = 0, \quad n > 1. \end{aligned}$$

Решая динамическую задачу в том же приближении и с той же степенью точности, мы оставляем нелинейные слагаемые в динамических уравнениях (6),(7) лишь с номерами $n = 0, 1$, линейризуя их затем по малым добавкам к статическому решению (15):

$$S_n^x = S_n^{x(0)} + \sqrt{2} W_n(t), \quad S_n^y = \sqrt{2} V_n(t), \quad (17)$$

где $W_n, V_n \ll S_n^{x(0)}$.

Подставляя в полученную систему уравнений решение в виде

$$V_n = v_n \cos \Omega t, \quad W_n = w_n \sin \Omega t, \quad (18)$$

получаем окончательную систему линейных разностных уравнений для величин w_n, v_n :

$$\frac{5}{2} w_n - \frac{3}{4} (w_{n+1} + w_{n-1}) \pm \Omega v_n = 0, \quad (19)$$

$$\frac{5}{2} v_n - \frac{3}{4} (v_{n+1} + v_{n-1}) \pm \Omega w_n = 0 \quad (20)$$

и

$$\left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon\right) w_1 - \frac{3}{4} \left(1 - \frac{14}{3}\varepsilon\right) w_0 - \frac{3}{4} \left(1 + \frac{2}{3}\varepsilon\right) w_2 + \Omega v_1 = 0,$$

$$\left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon\right) w_0 - \frac{3}{4} \left(1 - \frac{14}{3}\varepsilon\right) w_1 - \frac{3}{4} \left(1 + \frac{2}{3}\varepsilon\right) w_{-1} - \Omega v_0 = 0, \quad (21)$$

$$\left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon\right) v_1 - \frac{3}{4} \left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon\right) v_0 - \frac{3}{4} \left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon\right) v_2 + \Omega w_1 = 0,$$

$$\left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon\right) v_0 - \frac{3}{4} \left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon\right) v_1 - \frac{3}{4} \left(1 - \frac{2}{3}\varepsilon\right) v_{-1} - \Omega w_0 = 0,$$

где знаки $+, -$ в уравнениях (19),(20) соответствуют номерам $n > 1$ и $n < 0$ соответственно, а уравнения (21) описывают динамику спинов с номерами $n = 1$ и 0 , соседствующих с центром доменной стенки. Внутренней моде доменной границы, локализованной вблизи ее центра, соответствует следующее решение уравнений (19)–(21):

$$w_n = A \exp(-\xi_1(n-1)) + B \exp(-\xi_2(n-1)), \quad n \geq 1,$$

$$v_n = A \exp(-\xi_1(n-1)) - B \exp(-\xi_2(n-1)), \quad n \geq 1, \quad (22)$$

$$w_n = C \exp(\xi_1 n) + D \exp(\xi_2 n), \quad n \leq 0,$$

$$v_n = -C \exp(\xi_1 n) + D \exp(\xi_2 n), \quad n \leq 0,$$

где

$$\exp(-\xi_{1,2}) = \frac{1}{3} \left[5 \pm 2\Omega - 4 \left(1 \pm \frac{5\Omega}{4} + \frac{\Omega^2}{4} \right)^{1/2} \right] \quad (23)$$

Подставляя решения (22),(23) в систему уравнений (21), находим окончательное выражение для зависимости частоты внутренней моды от параметра дискретности спиновой цепочки λ . В основном приближении по малому параметру ε эта зависимость имеет вид

$$\Omega \approx \frac{32}{3\sqrt{39}} \sqrt{\lambda - \lambda^*}. \quad (24)$$

Она изображена на рис. 2 в виде участка 2 зависимости $\Omega(\lambda)$. Здесь же изображена (см. участок 3) асимптотика частотной зависимости

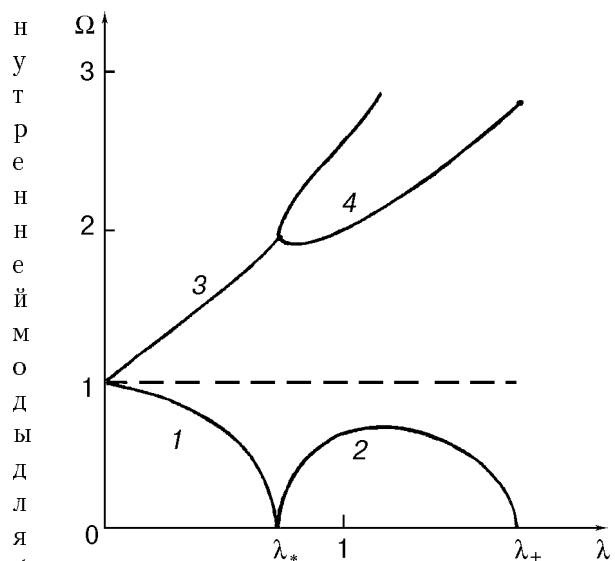


Рис. 2. Спектр собственных частот спиновой цепочки конечной длины, содержащей доменную границу.

ьших значений параметра λ , найденная численно в работе [13].

Таким образом, показано, что в легкоосном ферромагнетике доменная граница обладает внутренней модой во всем интервале значений параметра дискретности J/β и частотная зависимость этой моды претерпевает резкое изменение вблизи критического значения этого параметра, соответствующего переходу доменной границы из коллинеарной структуры в скошенную.

К сожалению, в случае бесконечной спиновой цепочки с обменным взаимодействием, большим критического, динамика доменной стенки может быть исследована аналитически лишь в узком интервале значений J вблизи критического при ряде упрощающих предположений. Поэтому представляет интерес изучение спиновой динамики подобной системы в рамках упрощенной модели, содержащей конечное число спинов. Поскольку при малых значениях обменного интеграла ширина доменной границы близка к межатомному расстоянию и величина спиновых отклонений быстро убывает с расстоянием от ее центра, внутренняя динамика стенки фактически определяется небольшим числом спинов вблизи центра.

Рассмотрим цепочку из четырех спинов в конфигурации «доменная граница», т. е. будем считать, что при малых значениях обменного интеграла спиновая система имеет коллинеарную структуру типа (4): $m_1 = m_2 = -1$, $m_0 = m_{-1} = 1$. В коллинеарной фазе система уравнений (3) для решений типа $\Psi_n = \psi_n \exp(i\Omega t)$ сводится к четырем линейным уравнениям:

$$\begin{aligned} (\Omega - 1) \psi_1 + \lambda(\psi_2 + \psi_0) &= 0, \\ (-\Omega - 1) \psi_0 + \lambda(\psi_1 + \psi_{-1}) &= 0, \\ (\Omega - 1 - \lambda) \psi_2 + \lambda\psi_1 &= 0, \\ (-\Omega - 1 - \lambda) \psi_{-1} + \lambda\psi_0 &= 0, \end{aligned} \quad (25)$$

определяющим спектр частот данной системы с конечным числом степеней свободы и его зависимость от параметра дискретности λ , а также критическое значение λ_* , при котором происходит переход доменной границы из коллинеарной формы в скошенную. Спектр собственных частот симметричен относительно знака Ω и содержит четыре значения. Зависимость $\Omega(\lambda)$ имеет следующий вид:

$$\Omega^2 = \lambda^2 + \lambda + 1 \pm \lambda \sqrt{\lambda^2 + 6\lambda + 5}, \quad (26)$$

где знак минус соответствует внутренней моде доменной границы. Обращение в нуль ее частоты определяет значение критического параметра $\lambda_* = 1/\sqrt{2} \approx 0,71$, очень близкое к таковому для бесконечной цепочки ($\lambda_* = 0,75$). Зависимость (26) для внутренней моды изображена на рис. 2 в виде кривой 1. Она практически совпадает с функцией (5) для бесконечной спиновой цепочки. Знак плюс в формуле (26) соответствует нелокализованной моде с $\psi_2 \approx -1,6\psi_1$. В пределе бесконечной цепочки это состояние переходит в противофазные спиновые колебания верхней границы спектра спиновых волн. Зависимость $\Omega(\lambda)$ для этой моды показана на рис. 2 кривой 3.

В области $\lambda > \lambda_*$ задача для четырехспинового комплекса и для скошенной формы доменной стенки решается точно (в отличие от бесконечной цепочки). Можно показать, что ее статическая конфигурация описывается следующими решениями системы уравнений (6),(7):

$$\begin{aligned} m_1 = -m_0 &= -\left[1 \pm \frac{1}{2}\sqrt{1 + z/(2\lambda - 1)^2}\right]^{1/2}, \\ S_1^x = S_0^x &= \left[1 \mp \frac{1}{2}\sqrt{1 + z/(2\lambda - 1)^2}\right]^{1/2}, \\ m_2 = -m_{-1} &= -\left[1 \pm \frac{1}{2}\sqrt{(1+z)}\right]^{1/2}, \\ S_2^x = S_{-1}^x &= \left[1 \mp \sqrt{(1+z)}\right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (27)$$

где

$$z(\lambda) = \frac{4\lambda^2(2\lambda^2 - 1)(2\lambda^2 - 4\lambda + 1)}{(2\lambda - 1)(4\lambda^2 + 2\lambda - 1)}. \quad (28)$$

В приведенных формулах необходимо брать верхние знаки в области $\lambda_* < \lambda < \lambda_1$, верхние знаки для $n = 2, -1$, нижние знаки для $n = 0, 1$ в интервале $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ и нижние знаки для всех n в интервале $\lambda_2 < \lambda < \lambda_+$, где $\lambda_1 \approx 0,84$ и значение λ_1 является корнем уравнения $z(\lambda) + (2\lambda - 1)^2 = 1$, а $\lambda_2 \approx 1,24$ является корнем уравнения $z(\lambda) + 1 = 0$. Точки λ_1 и λ_2 не являются критическими, и все зависимости в них — плавные. (В этих точках углы разворотов спинов с $n = 1$ и $n = 2$ проходят через значения $\pi/4$.) Во второй критической точке $\lambda = \lambda_+ = 1 + 1/\sqrt{2}$ конфигурация типа «доменной стенки» исчезает и все спины поворачиваются в направлении перпендикулярном легкой оси. В этой неустойчивой конфигурации частота внутренней моды вновь обращается в нуль и происходит

переход спинового комплекса в однородное основное состояние. Однако при значениях параметра λ близких к λ_+ описание доменной границы в рамках четырехспинового комплекса становится физически несправедливым.

Для определения трансформации спектра в области $\lambda > \lambda_*$ линеаризуем динамические уравнения (6),(7) вблизи статической конфигурации (27) (для рассматриваемой системы с конечным числом спинов в уравнениях (6),(7) необходимо положить $S_n^x = S_n^y = m_n = 0$ для всех $n \geq 3$ и $n \leq -2$):

$$S_n^x = S_n^{x(0)} + W_n(t), S_n^y = V_n(t),$$

$$m_n = m_n^{(0)} - S_n^{x(0)}W_n/m_n^{(0)}, \quad (29)$$

где величины $m_n^{(0)}$, $S_n^{x(0)}$ определяются выражениями (27) и $W_n, V_n \ll m_n^{(0)}, S_n^{x(0)}$. Как и в случае бесконечной цепочки, ищем решение линеаризованных уравнений в виде $W_n = w_n \sin \Omega t$, $V_n = v_n \cos \Omega t$ и получаем систему из восьми линейных уравнений для величин w_n, v_n . Зануление детерминанта этой системы дает окончательное уравнение для определения зависимости частот $\Omega(\lambda)$ для мод в скошенной фазе доменной границы. Нетривиальные (с $\Omega \neq 0$) решения для $\Omega^2(\lambda)$ удовлетворяют кубическому уравнению со сложной зависимостью коэффициентов от параметра λ . Здесь не приводится это уравнение из-за его громоздкости, однако нами были вычислены асимптотики зависимости $\Omega(\lambda)$ вблизи критических значений $\lambda = \lambda_*$ и $\lambda = \lambda_+$ и численно построены эти зависимости во всем допустимом интервале значений λ (рис. 2, кривые 2 и 4). Функции $\Omega(\lambda)$ имеют корневое поведение вблизи $\lambda = \lambda_*$. Эта точка является бифуркационной для высокочастотной моды, вырождение которой снимается из-за нарушения симметрии доменной границы. Для «внутренней моды» ход кривой 2 на рис. 2 весьма близок к соответствующей зависимости для бесконечной цепочки ($\Omega^2 \approx 3,09(\lambda - \lambda_*)$), из (24) для бесконечной цепочки следует, что $\Omega^2 \approx 2,92(\lambda - \lambda_*)$. Ход кривой 2 на рис. 2 при не слишком больших λ также повторяет зависимость 2 на рис. 1.

Таким образом, мы видим, что в рамках модели для спиновой цепочки конечной длины

адекватно описывается динамика доменной границы в области ее перехода из коллинеарной в скошенную форму. Это также подтверждает правильность всех предположений и приближений, использованных при анализе бесконечной спиновой цепочки, содержащей доменную стенку.

Двое из авторов (А. С. Ковалев и Ю. С. Кившарь) благодарят Министерство промышленности, науки и туризма Австралии за предоставление гранта для научных исследований.

1. А. Хуберт, *Теория доменных стенок в упорядоченных средах*, Мир, Москва (1977).
2. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев (1988).
3. J. J. Van den Broek and H. Zijlstra, *IEEE Trans. Magn. V. Mag.* **7**, 226 (1971).
4. А. Н. Гончарук, А. А. Степанов, Д. А. Яблонский, *ФТТ* **31**, 132 (1989).
5. B. Rumpf, *Phys. Lett.* **A221**, 197 (1996).
6. А. Г. Андерс, В. Г. Борисенко, С. В. Волоцкий, *ФНТ* **15**, 39 (1989).
7. М. И. Кобец, А. А. Степанов, А. И. Звягин, *ФНТ* **7**, 1473 (1981).
8. А. И. Звягин, М. И. Кобец, В. Н. Криворучко, А. А. Степанов, Д. А. Яблонский, *ЖЭТФ* **89**, 2298 (1985).
9. А. И. Звягин, В. Н. Криворучко, В. А. Пашенко, А. А. Степанов, Д. А. Яблонский, *ЖЭТФ* **92**, 311 (1987).
10. А. А. Степанов, В. А. Пашенко, Н. М. Кобец, *ФНТ* **14**, 550 (1988).
11. А. А. Степанов, В. А. Пашенко, Н. М. Кобец, *ФНТ* **14**, 1114 (1988).
12. А. А. Степанов, Д. А. Яблонский, *ФНТ* **15**, 215 (1989).
13. M. M. Bogdan, A. M. Kosevich, and V. P. Voronov, in: *Solitons and Applications*, World Scientific, Singapore (1990).

Resonance properties of domain walls in ferromagnets with weak exchange interaction

M. V. Gvozdikova, A. S. Kovalev,
and Yu. S. Kivshar

The spin dynamics of a domain wall in an infinite and finite easy-axis anisotropy ferromagnet chains one is investigated. The dependence of the intrinsic mode frequency of the domain wall on exchange interaction for all permissible values is found. It is shown that the dependence is modified essentially near the bifurcation point where the collinear domain wall transforms into a canted form.