

Резонансные свойства доменных границ в квазидвумерных антиферромагнетиках

А.С. Ковалев^{1,3}, J.E. Prilepsky^{1,2}, Е.А. Крюков³, Н.В. Кулик³

¹ Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: kovalev@ilt.kharkov.ua

² Nonlinearity and Complexity Research Group, School of Engineering and Applied Science, Aston University,
Aston Triangle, Birmingham, UK

³ Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина

Статья поступила в редакцию 6 апреля 2010 г.

Рассмотрены так называемые «внутренние моды», локализованные у доменных границ в квазидвумерных антиферромагнетиках. Проведена классификация возможных локализованных состояний и найдены их частотные зависимости от параметра дискретности системы $\lambda = J/\beta$, описывающего отношение величин обменного межплоскостного взаимодействия и магнитной анизотропии. Показано, что при критическом значении этого параметра $\lambda = \lambda_b = 3/4$, при котором происходит переход доменной стенки из коллинеарной в скошенную форму, наблюдается резкое изменение спектра локальных внутренних мод. При $\lambda < \lambda_b$ существуют симметричная и две антисимметричные локальные моды, а при $\lambda > \lambda_b$ — две симметричные, антисимметричная и сдвиговая моды. При значениях параметра дискретности, близких к критическому, частоты некоторых локальных мод лежат в глубине щели спектра линейных АФМ магнов и могут быть обнаружены экспериментально.

Розглянуто так звані «внутрішні моди», локалізовані коло доменних границь в квазідвовимірних антиферромагнетиках. Проведено класифікацію можливих локалізованих станів і знайдено їх частотні залежності від параметра дискретності системи $\lambda = J/\beta$, що описують співвідношення обмінної міжплощинної взаємодії та магнітної анізотропії. Доведено, що при критичному значенні цього параметра $\lambda = \lambda_b = 3/4$, при якому має місце перехід доменної стінки з колінеарної до скошеної форми, спостерігається різка зміна спектру локальних внутрішніх мод. При $\lambda < \lambda_b$ існують симетрична та дві антисиметричні локальні моди, а при $\lambda > \lambda_b$ — дві симетричні, антисиметрична та зсувна моди. При значеннях параметра дискретності, близьких до критичного, частоти деяких локальних мод лежать в глибині щілини спектру лінійних АФМ магнів і можуть бути спостережені експериментально.

PACS: 63.20.Pw Локализованные моды;
05.45.Yv Солитоны.

Ключевые слова: квазидвумерные антиферромагнетики, доменные границы, параметр дискретности, внутренние моды, антиконтинуальный предел, длинноволновое приближение.

В настоящее время успехи физики магнитных явлений в значительной мере связаны с экспериментальным исследованием новых магнитных материалов со сложной внутренней структурой. Многие из этих веществ являются низкоразмерными: квазидвумерными и квазиодномерными [1,2]. Примерами могут служить ВТСП соединения, двумерные магнетики на основе пленок Ленгмюра–Блонже и металлорганические низкоразмерные магнетики. Последние интенсивно

изучаются экспериментально уже более 20 лет в ряде лабораторий, включая ФТИНТ НАНУ, где было проведено комплексное исследование их резонансных свойств. Особый интерес как экспериментаторов, так и теоретиков вызывают слоистые магнетики [3–5], обладающие большим разнообразием физических свойств: ферромагнитным (ФМ) и антиферромагнитным (АФМ) могут быть как взаимодействия в слоях, так и межслойное обменное взаимодействие, различный харак-

тер носит энергия магнитной анизотропии. При варьировании структуры указанных магнетиков удалось добиться условий, при которых обменное взаимодействие между магнитными слоями становилось много меньше обменного взаимодействия внутри плоскостей ($J \ll J_{\parallel}$) и достигало порядка величины одноионной (или обменной) анизотропии $J \sim \beta$ и даже много меньше последней (J — константа обменного межслойного взаимодействия; β — константа одноионной анизотропии). Параметр $\lambda = (l_0/a)^2$, где $l_0 = a\sqrt{J/\beta}$ — масштаб пространственной неоднородности намагниченности (например, ширина доменной границы — «магнитная длина»), a — постоянная решетки, характеризует дискретность системы. Предел $\lambda < 1$ принято называть «антиконтинуальным», и исследование нелинейной динамики физических систем в этом пределе сейчас становится одним из наиболее интересных направлений современной теоретической физики [6]. В частности, такими свойствами дискретности в направлении, перпендикулярном плоскости магнитных слоев, обладают многие металлорганические АФМ [1–5] со структурой $((C_nH_{2n+1})(NH_3))_2(XCl_4)$ и $((NH_3)(CH_2)_n(NH_3))(XCl_4)$ с магнитными атомами меди и марганца (X) в слоях и с различным числом n органических групп CH_2 в молекулах, интеркалирующих слои магнитных атомов, а также некоторые другие вещества с магнитными ионами железа [7] и неорганическими интеркалянтами [8]. Эти вещества проявляют ярко выраженные нелинейные свойства. Примерами могут служить обнаружение в них нелинейного АФМ резонанса [9], доказательств существования «магнитных скирмионов» [10,11] и динамических магнитных солитонов («брисеров») [12]. Следует упомянуть также экспериментальное обнаружение так называемой «обменной моды» [13]. Важно, что в случае упомянутых слоистых металлорганических АФМ возможно изменение номера n , а значит, экспериментальное исследование зависимости структуры и динамических свойств таких магнетиков от величины межслойного обменного интеграла J , т.е. от параметра дискретности системы. Это дало возможность проследить переход от трехмерного к квазидвумерному поведению физических свойств. (Конечно, надо иметь в виду, что свойства сильно трансформируются при изменении значения параметра n даже на единицу.)

В ходе резонансных экспериментов с квазидвумерными АФМ обнаружена (помимо полос однородного АФМ резонанса и обменной моды) дополнительная полоса поглощения высокочастотного электромагнитного поля, лежащая ниже однородного АФМ резонанса (нижней границы спектра линейных волн — АФМ магнонов) в глубине щели спектра спиновых волн [7,8,14–16]. Поскольку эксперименты проводились с малыми уровнями накачки, а дополнительные пики поглощения фиксировались в глубине щели магноно-

го спектра, наблюдение таких пиков поглощения могло быть объяснено существованием линейных мод, локализованных вблизи существенно нелинейных магнитных дефектов, в первую очередь — около доменных границ. Прямое подтверждение этого получено в работе [8], в которой явление наблюдалось лишь после быстрого охлаждения образца до температуры жидкого гелия (в течение 20 мин) и не наблюдалось после медленного (в течение 3 ч) охлаждения. Различная скорость охлаждения приводит к возникновению различной плотности структурных дефектов типа доменных стенок или магнитных слоев с намагниченностью, направление которой инвертировано по сравнению с идеальной АФМ структурой. Такой дефект можно представить как связанное состояние двух доменных стенок, в силу чего его естественно назвать дефектом солитонного типа. (Из-за существенного различия обменного взаимодействия в слоях и между ними речь идет о стенках и слоях с «перевернутыми спинами», параллельных магнитным слоям).

В металлорганических соединениях пик поглощения в запрещенной области спектра наблюдался лишь при некоторых значениях числа n , для которых параметр дискретности λ порядка единицы, и не наблюдался при малых и больших значениях n . Это указывает на то, что частотная зависимость внутренних мод от параметра J/β (межслойного обменного взаимодействия) должна претерпевать резкое изменение при $J \sim \beta$.

Авторы [14–16] высказали правильное предположение о том, что дополнительные пики поглощения могут быть связаны с «внутренними модами» существенно дискретных доменных границ и магнитных слоев с инвертированными спинами, подтвержденное в работе [17] аналитическими расчетами. Расчеты [17] были проведены для случая ферромагнитного взаимодействия между слоями и аномально малых значений параметра дискретности ($\lambda < 3/4$), при которых доменная стенка принимает коллинеарную форму. Позже в работах [18–20] теоретически исследована зависимость частоты локализованной моды от величины межслоевого взаимодействия при произвольных значениях параметра дискретности. Однако, как и в [17], взаимодействие между магнитными слоями предполагалось ферромагнитным, в то время как в экспериментах это взаимодействие, как правило, антиферромагнитное. Поскольку экспериментальное исследование новых серий образцов квазидвумерных магнетиков продолжается и получены новые данные о наличии локализованных мод с частотами в щели спектра, актуальным представляется теоретическое изучение этого вопроса для реального случая антиферромагнитного обменного взаимодействия между магнитными слоями. Этой проблеме и посвящена настоящая работа, в которой подробно изучается структура спектра собст-

венных мод одномерной антиферромагнитной цепочки в присутствии доменной стенки.

Также отметим еще одну мотивацию представленной работы. Внутренние моды топологических возбуждений в нелинейных динамических системах различной природы в течение более чем 20 лет являются объектом пристального интереса теоретиков, занимающихся изучением солитонной динамики. При этом в большом количестве работ рассматривались свойства внутренних мод в непрерывных системах (близких к интегрируемым) с различным видом дисперсии линейных волн (большой вклад в решение этой проблемы внесен В.Г. Барьяхтаром с сотрудниками) [21–26]. Также в существенно дискретном пределе исследовались внутренние моды в моделях типа Френкеля–Конторовой — с линейным характером межчастичного взаимодействия (например, DSGE-дискретное синусоидальное уравнение Гордона) [27–29]. В упомянутых случаях частоты внутренних мод доменных стенок обычно слабо отщепляются от границы спектра линейных волн даже в антиконтинуальном пределе. В магнитоупорядоченных средах взаимодействие между магнитными моментами носит существенно нелинейный характер, что приводит к образованию коллинеарных структур и радикальному изменению частотных характеристик внутренних мод [30]. Отметим, что применительно к магнитным системам рассматривались внутренние моды и более сложных объектов, чем топологические дефекты, в частности, спектры антиферромагнитных полупроводников (при учете связи с электронной подсистемой) при наличии магнитных поляронов разной структуры [31].

1. Формулировка модели и основные уравнения

Поскольку обменное магнитное взаимодействие внутри магнитных слоев существенно превосходит межслойное взаимодействие (например, в серии соединений $(C_nH_{2n+1}NH_3)_2CuCl_4$ отношение обменных взаимодействий $|J/J_{||}| = 10^{-3}$ при $n = 1$ и $|J/J_{||}| = 10^{-20}$ при $n = 10$ [20]), при исследовании межслойного взаимодействия весь магнитный слой можно представить как один большой магнитный момент, рассматриваемый классически. При этом магнитную динамику можно представить в рамках уравнений Ландау–Лифшица [28] для одномерной модели Гейзенберга с энергией вида

$$E = \sum_n \left[JS_n S_{n+1} - \frac{\beta}{2} (S_n e_z)^2 \right], \quad (1.1)$$

где S_n — узельный магнитный момент («спин»), для АФМ $J > 0$ — обмен между слоями. Ограничимся простейшим случаем одноосной магнитной анизотропии с $\beta > 0$ для легкоосного АФМ с легкой осью, направленной вдоль оси e_z . При этом уравнение Ландау–Лифшица без учета затухания записывается в форме

$$\frac{1}{\omega_0} \frac{dS_n}{dt} - \lambda [S_n, (S_{n+1} + S_{n-1})] + [S_n, e_z] (S_n, e_z) = 0, \quad (1.2)$$

где $\omega_0 = 2\beta\mu_0 S_0 / \hbar$ — частота однородного АФМ резонанса, μ_0 — магнетон Бора, S_0 — номинальная намагниченность элементарной ячейки, $\lambda = (l_0/a_0)^2$ — введенный выше параметр дискретности, связанный с магнитной длиной. (Ниже время измеряется в единицах $1/\omega_0$.) Параметр n нумерует магнитные слои в направлении X . (В обменном приближении это направление никак не связано с направлением легкой оси Z .) При $\lambda \sim 1$ решетка становится существенно дискретной в направлении X , а значения $\lambda \gg 1$ соответствуют длинноволновому пределу. Заметим, что структура основного и неоднородных вдоль оси X состояний, а также классификация локальных мод в пределе большого внутрислоевого обмена не зависят от типа (ФМ или АФМ) магнитного упорядочения в магнитных слоях.

Структура статических состояний системы (как основного, так и неоднородных) одинакова для ФМ и АФМ взаимодействий между слоями (необходимо лишь изменить направления четных моментов на обратные) и исследовалась в работах [17–20]. (Динамика в этих случаях, конечно, различна.)

В основном состоянии моменты слоев ориентированы вдоль легкой оси антиколлинеарно и удобно перейти к комплексной полевой переменной $\psi_n = S_n^x + iS_n^y$ (классическому аналогу оператора рождения магнонов) и проекции моментов на ось Z : $S_n^z \equiv m_n$. При этом выполняется соотношение $|\psi_n|^2 + m_n^2 = 1$ (величину номинальной намагниченности полагаем равной единице: $S_0 = 1$), и уравнение (1.2) переписывается в виде

$$i \frac{d\psi_n}{dt} - \lambda (\psi_n m_{n+1} - \psi_{n+1} m_n + \psi_n m_{n-1} - \psi_{n-1} m_n) + \psi_n m_n = 0, \quad (1.3)$$

где дискретность системы характеризуется параметром $\lambda = (J/\beta)$.

2. Статические структуры коллинеарных и скошенных доменных стенок

Начнем с изучения статических конфигураций доменных стенок, параллельных магнитным слоям, и заметим, что уравнение (1.3) допускает статическое решение для коллинеарной доменной границы (рис. 1,а) со следующей ориентацией спинов:

$$m_{2n} = -1; \quad m_{2n+1} = 1, \quad \psi_n = 0, \quad (2.1)$$

где n — целое число. (Для удобства спины пронумерованы так, как показано на рис. 1,а, где отсутствует номер $n = 0$, а доменная граница (ДГ) лежит между спинами с номерами -1 и 1 .)

При значениях обменного взаимодействия, больших критического ($\lambda > \lambda_b = 3/4$), кроме доменных границ

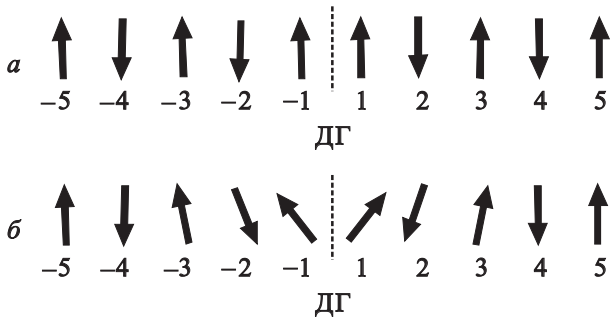


Рис. 1. Структуры коллинеарной (а) и скошенной (б) доменных границ АФМ.

с коллинеарной структурой, соответствующих решению (2.1), становятся возможными скошенные границы с неколлинеарным распределением спинов в доменной стенке: $m_n \neq \pm 1$ (см. рис. 1,б). Этот переход происходит бифуркационным образом.

Для нахождения точки бифуркации линеаризуем уравнение (1.3) в статическом случае относительно малых отклонений ψ_n векторов намагниченности от коллинеарной конфигурации. Из соображений симметрии следует, что $\psi_n = -\psi_{-n}$ и $m_n = m_{-n}$. При этом для моментов с $n > 0$ возникает система линейных разностных уравнений

$$(1 - \lambda)\psi_1 + \lambda\psi_2 = 0, \quad (2.2)$$

$$(1 + 2\lambda)\psi_n + \lambda(\psi_{n+1} + \psi_{n-1}) = 0, \quad n > 1, \quad (2.3)$$

решение которых для $n \geq 1$ имеет простой вид:

$$\psi_n = (-1)^n a / 3^{1-n}, \quad \lambda = \lambda_b = 3/4, \quad (2.4)$$

где константа a произвольна на первом шаге теории возмущений и находится из следующего приближения. Приближенное решение вблизи точки бифуркации легко получить с помощью асимптотической процедуры [32] разложения по малому параметру

$$\varepsilon = \lambda - \lambda_b, \quad (2.5)$$

характеризующему отклонение параметра дискретности λ от бифуркационного значения. Представим приближенное решение (1.3) в виде

$$\psi_n = (-1)^n \left(a^{(1)} e^{-v(n-1)} + a^{(3)} e^{-3v(n-1)} + \dots \right), \quad (2.6)$$

где $a^{(1)} \sim \varepsilon^{1/2}$, $a^{(3)} \sim \varepsilon^{3/2}$ и т.д. После подстановки выражения (2.6) в уравнения (1.3), включающие граничные условия, находим, что $\text{ch } v = 1 + 1/2\lambda$ (т.е. в основном приближении с $\lambda = 3/4$ имеем $\text{exp } v = 3$, что соответствует найденной выше точке бифуркации) и $a^{(3)} = a^{(1)3} \lambda (1 + 2\lambda) / 2(1 + 4\lambda) \approx 15a^{(1)3} / 64$. При этом в основном приближении амплитуда решения $a \equiv a^{(1)}$ зависит от параметра дискретности следующим образом:

$$a^2 = 72\varepsilon / 37 \approx 2\varepsilon. \quad (2.7)$$

Таким образом, статическая конфигурация скошенной доменной границы определяется выражением

$$\psi_n^{(0)} = -\psi_{-n}^{(0)} \approx (-1)^n \sqrt{2} \frac{\sqrt{\lambda - \lambda_b}}{3^{n-1}}, \quad n \geq 1. \quad (2.8)$$

Заметим, что амплитуда решения вблизи точки бифуркации мала в меру отклонения параметра дискретности от бифуркационного значения и быстро спадает с расстоянием от центра доменной стенки. С ростом параметра λ ширина скошенной стенки увеличивается.

Подставляя решения (2.1) и (2.8) в выражение (1.1) для энергии системы, получаем зависимость $E = E(\lambda)$ для коллинеарной и скошенной стенок (отсчитанная от энергии основного состояния):

$$E_{\text{col}} / \beta = 2\lambda, \quad (2.9)$$

$$\frac{E_{\text{can}}}{\beta} \approx 2\lambda - \lambda_b (\lambda - \lambda_b), \quad 0 < \frac{\lambda - \lambda_b}{\lambda_b} \ll 1. \quad (2.10)$$

Как будет показано ниже, коллинеарная структура доменной стенки остается устойчивой лишь до критического значения параметра дискретности $\lambda = \lambda_c = 3/2$, а скошенная структура претерпевает изменение с увеличением этого параметра. Вблизи точки бифуркации энергия скошенной стенки равна $E_{\text{can}} / \beta \approx 9/16 + 5\lambda/4$.

Рассмотрим структуру доменной стенки в длинноволновом пределе, которому соответствуют значения параметра дискретности $\lambda \gg 1$. При этом в статическом случае уравнение (1.3) сводится к стандартному виду

$$2\lambda d^2\theta/dx^2 = \sin 2\theta \quad (2.11)$$

для угла отклонения θ вектора антиферромагнетизма от легкой оси. Его решению для доменной границы

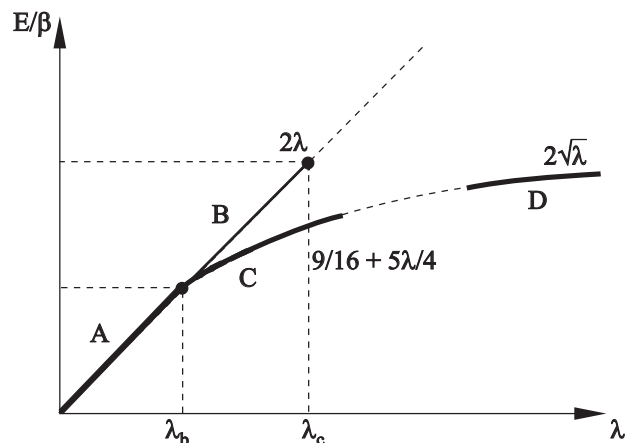


Рис. 2. Зависимость нормированной энергии доменных стенок разных конфигураций от параметра дискретности (указаны зависимости $E(\lambda)$ для коллинеарной структуры стенки (А,В), скошенной стенки вблизи точки бифуркации (С) и асимптотика в длинноволновом пределе (D)).

$\theta = 2 \arctg \exp(x/\sqrt{\lambda})$ отвечает асимптотика зависимости энергии от параметра дискретности $E/\beta = 2\sqrt{\lambda}$. Все приведенные выше зависимости энергии доменной стенки от параметра λ показаны на рис. 2. Видна хорошая «стыковка» асимптотик зависимостей энергий доменных границ в разных конфигурациях от параметра дискретности.

3. Спектр внутренних мод коллинеарных доменных стенок в антиконтинуальном пределе

Спектр линейных спиновых волн двухподрешеточного АФМ в однородном состоянии имеет хорошо известный вид [28]:

$$\omega = \pm \sqrt{(1+4\lambda) + 4\lambda^2 \sin^2 k}, \quad (3.1)$$

где k — волновой вектор в направлении, перпендикулярном плоскости слоев. В отличие от ферромагнитного случая этот спектр симметричен относительно изменения знака частоты и существенно отличается от соответствующего выражения для ФМ упорядоченных слоев $\omega_f = 1 + 4\lambda \sin^2(k/2)$. Таким образом, в наших обозначениях щель в спектре линейных АФМ магнов меняется с изменением параметра дискретности (межслойного обмена) следующим образом:

$$\omega_{\min} = \sqrt{1+4\lambda}. \quad (3.2)$$

(Верхняя граница спектра — так называемая «обменная мода» — определяется зависимостью $\omega_{\max} = 1 + 2\lambda$.) На рис. 3 область магнного спектра заштрихована.

Начнем рассмотрение внутренних мод доменных стенок со случая коллинеарных границ с распределени-

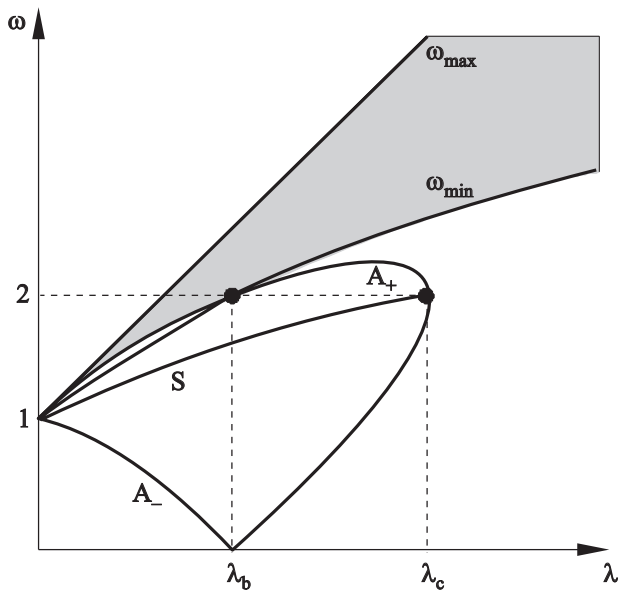


Рис. 3. Зависимость спектра линейных магнов и внутренних мод коллинеарной доменной стенки от параметра дискретности (все собственные частоты перенесены в область положительных частот).

ем магнитных моментов, определяемым выражением (2.1). Подставляя его в динамические уравнения (1.3), для стационарных решений вида $\psi_n = a_n \exp(i\omega t)$ получаем для $n > 0$ систему уравнений

$$\begin{aligned} (1+2\lambda + \omega)a_{2n} + \lambda(a_{2n+1} + a_{2n-1}) &= 0, \\ (1+2\lambda - \omega)a_{2n+1} + \lambda(a_{2n+2} + a_{2n}) &= 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

с граничным условием на доменной границе

$$(1 \pm \lambda - \omega)a_1 + \lambda a_2 = 0 \quad (3.4)$$

для симметричных (+) внутренних мод с $a_n = a_{-n}$ и антисимметричных мод (-) с $a_n = -a_{-n}$ соответственно. (В отличие от ферромагнитной коллинеарной ДГ (см. [17]), в случае антиферромагнетика возможно существование нескольких внутренних локальных мод с разной симметрией.) Внутренним модам соответствуют локализованные у стенки решения вида

$$a_{2m} = A \exp(-2m\xi), \quad a_{2m+1} = B \exp(-(2m+1)\xi) \quad (3.5)$$

с разными амплитудами вращения разнонаправленных моментов. При этом зависимость частоты внутренних мод от параметра локализации определяется выражением

$$\omega = \pm \sqrt{(1+4\lambda) - 4\lambda^2 \operatorname{sh}^2 \xi}, \quad (3.6)$$

которое, очевидно, следует из (3.1) при замене волнового числа магнов мнимой величиной $k \rightarrow i\xi$, определяющей область локализации внутренней моды. Отношение амплитуд вращения разнонаправленных моментов имеет вид $A = -B2\lambda \operatorname{ch} \xi / (1+2\lambda + \omega)$. Учитывая это соотношение и подставляя (3.5), (3.6) в граничные условия (3.4), получаем следующую зависимость частоты симметричной внутренней моды от параметра дискретности:

$$\omega = \pm \sqrt{1+2\lambda}, \quad (3.7)$$

изображенную кривой (S) на рис. 3. Область локализации симметричной моды $l \sim 1/\xi$ убывает при малых значениях λ как $l \sim -1/\ln \lambda$ и возрастает при больших λ как $l \sim \sqrt{\lambda}$. Отношение амплитуд вращений моментов равно $A/B = (1 - \sqrt{1+2\lambda})/\sqrt{2\lambda}$.

Кроме симметричных мод, существуют также две антисимметричные моды с $a_n = -a_{-n}$. В этом случае из граничного условия (отличного от приведенного выше для симметричной моды) следуют такие зависимости частот локальных мод ω от параметра дискретности λ :

$$\omega_{\pm} = (-4\lambda \pm \sqrt{9+6\lambda-8\lambda^2})/3. \quad (3.8)$$

Из выражений (3.7), (3.8) видно, что две ветви зависимостей $\omega(\lambda)$ для симметричных внутренних мод симметричны по знаку частоты, а у антисимметричных внутренних мод две ветви (3.8) имеют разные зависи-

мости от параметра дискретности, что связано с конечной намагниченностью доменной стенки, которая приводит к несимметрии направлений относительно легкой оси. С другой стороны, при перенесении центра АФМ доменной стенки на одно межатомное расстояние ненулевая намагниченность доменной границы меняет свой знак на противоположный. При этом меняют знак частоты всех собственных состояний системы. Поэтому можно изменить знак частоты у отрицательно-частотных решений и отобразить весь спектр колебаний в область $\omega \geq 0$. Эти зависимости показаны на рис. 3 в виде кривых A_+ и A_- . Зависимость (3.8) для ω_+ при малых значениях параметра дискретности слабо отщепляется от нижней границы сплошного спектра, а при $\lambda = \lambda_b$ касается ее. (В точке бифуркации $\lambda = \lambda_b$ частота верхней антисимметричной моды равна $\omega = 2$, а частота симметричной моды $\omega = \sqrt{5/2}$.) Зависимость (3.7) для симметричной внутренней моды отщепляется от границы сплошного спектра сильнее. Наконец, наиболее сильное отщепление от частоты АФМР наблюдается для антисимметричной моды ω_- (3.8). Зависимость частоты от параметра λ для этой моды обращается в нуль при $\lambda = \lambda_b$. При больших значениях параметра дискретности $\lambda > \lambda_b$ абсолютно-минимуму энергии отвечает скошенная форма ДГ, но в коллинеарном виде доменная стенка имеет относительный минимум энергии и остается устойчивой вплоть до второго критического значения $\lambda = \lambda_c = 3/2$. Как следует из (3.8), в этой точке у частот ω_{\pm} возникают мнимые добавки, что приводит к модуляционной неустойчивости соответствующих антисимметричных мод и самой коллинеарной структуры ДГ. На рис. 1, б видно, что отклонения направлений магнитных моментов в скошенной ДГ антисимметричны относительно ее центра, что согласуется с нарастанием именно антисимметричной внутренней моды.

4. Спектр собственных состояний АФМ цепочки со скошенной доменной границей

Рассмотрим спектр внутренних мод доменных стенок в скошенной фазе, которые возникают при значениях обменного взаимодействия больше критического ($\lambda > \lambda_b$) и трансформируются в этой точке из соответствующих частотных зависимостей внутренних мод при $\lambda < \lambda_b$. Точного аналитического решения для распределения намагниченности в дискретной скошенной АФМ цепочке найти не удастся, но приближенно это распределение вблизи критического значения $\lambda = \lambda_b$ описывается выражением (2.8).

Для неколлинеарной структуры уравнение (1.3) удобно переписать в компонентах S_n^i ($i = x, y$):

$$\frac{dS_n^x}{dt} - \lambda(S_n^y m_{n+1} + S_n^y m_{n-1} - S_{n+1}^y m_n - S_{n-1}^y m_n) + S_n^y m_n = 0, \quad (4.1)$$

$$-\frac{dS_n^y}{dt} - \lambda(S_n^x m_{n+1} + S_n^x m_{n-1} - S_{n+1}^x m_n - S_{n-1}^x m_n) + S_n^x m_n = 0, \quad (4.2)$$

где $m_n = \sqrt{1 - (S_n^x)^2 - (S_n^y)^2}$. Для определенности считаем, что разворот намагниченности в статической ДГ происходит в плоскости XZ . Тогда ее конфигурация определяется выражениями $S_n^{x(0)} = -S_{-n}^{x(0)} = (-1)^n \sqrt{2\varepsilon} 3^{1-n}$, $S_n^{y(0)} = 0$. Напомним, что амплитуда этого решения находилась на втором шаге теории возмущения, но сам характер убывания отклонений намагниченности определялся первым шагом. Поскольку эти отклонения экспоненциально быстро спадают с номером n , для решения динамической задачи в этом же приближении и с этой же степенью точности оставляем нелинейные слагаемые $(S_{\pm 1}^{x(0)} = \mp \sqrt{2\varepsilon})$ в динамических уравнениях (4.1), (4.2) лишь с номерами $n = -1, 1$, линейризуя их затем для всех остальных моментов по малым добавкам к статическому решению (2.8):

$$S_n^x = S_n^{x(0)} + W_n(t), \quad S_n^y = V_n(t), \quad |n| \geq 2, \quad (4.3)$$

где $W_n(t), V_n(t) \ll S_n^{x(0)}$. В отличие от коллинеарной доменной стенки, в которой вращение магнитных моментов происходит по конусу, в скошенной границе амплитуда колебаний моментов в разных направлениях разная, и решение представляется в виде

$$V_n = A_n \sin(\omega t), \quad W_n = B_n \cos(\omega t). \quad (4.4)$$

Поскольку амплитуды вращения моментов разной четности различны, пространственно убывающие решения системы (4.1), (4.2) на полуоси $n > 0$ представляем в виде

$$A_{2m} = c \exp(-2m\xi), \quad A_{2m+1} = d \exp(-(2m+1)\xi), \quad (4.5)$$

$$B_{2m} = a \exp(-2m\xi), \quad B_{2m+1} = b \exp(-(2m+1)\xi),$$

где параметр локализации ξ определяется выражением (3.6), т.е.

$$\exp(-\xi) = (\sqrt{(1+2\lambda)^2 - \omega^2} - \sqrt{(1+4\lambda) - \omega^2}) / 2\lambda. \quad (4.6)$$

Подставляя (4.3)–(4.5) в уравнения (4.1), (4.2), получаем окончательную систему алгебраических уравнений. (Напомним, что статические скосы векторов намагниченности учитываем лишь для спинов с номерами $n = \pm 1$ из-за быстрого спадания соответствующих амплитуд. Что касается динамических отклонений в локальных модах, то, например, в модах с частотами, прилегающими к сплошному спектру, амплитуды спинов с номерами $n = \pm 2$ существенно больше амплитуд с номерами $n = \pm 1$, как показано ниже.) Уравнения для

$n = 1, 2$, играющие роль «граничного условия», сводятся к следующим:

$$\omega a + [(1 + 2\lambda) - \lambda \varepsilon] c + 2\lambda \operatorname{ch} \xi d = 0,$$

$$\omega c + [(1 + 2\lambda) - \lambda \varepsilon] a + 2\lambda \operatorname{ch} \xi b = 0,$$

$$\omega b - [(1 \pm \lambda) - (1 - \lambda \pm \lambda) \varepsilon] d - \lambda (1 - \varepsilon) \exp(-\xi) c = 0,$$

$$\omega d - [(1 \pm \lambda) - 3(1 - \lambda \pm \lambda) \varepsilon] b - \lambda (1 - \varepsilon) \exp(-\xi) a = 0, \quad (4.7)$$

где знаки \pm относятся соответственно к симметричным и антисимметричным модам. При этом уравнение, определяющее спектр локальных мод, принимает вид

$$\begin{aligned} [1 \pm \lambda - \omega - 2\varepsilon(1 - \lambda \pm \lambda)](1 + 2\lambda + \omega - \lambda \varepsilon) = \\ = \lambda^2 (1 - \varepsilon) [1 + \exp(-2\xi)]. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Легко показать, что в симметричной локальной моде с частотами, отщепляющимися в точке бифуркации от частоты $\omega = \sqrt{5/2}$, амплитуды колебаний монотонно спадают с номером n ($a \approx b/2$) и асимптотика аналитической частотной зависимости при $\varepsilon \ll 1$ описывается формулой

$$\omega \approx \sqrt{5/2} - (13 - \sqrt{10})(\lambda - \lambda_b) / 8 \approx \sqrt{5/2} - 1,23(\lambda - \lambda_b). \quad (4.9)$$

Частота антисимметричной моды A_- в точке бифуркации обращается в нуль и при $\lambda > \lambda_b$ превращается в специфическую сдвиговую моду с тождественно нулевой частотой. Это связано с тем обстоятельством, что в рассматриваемом легкоосном антиферромагнетике выбор плоскости разворота намагниченности в статической конфигурации скошенной ДГ произволен.

Наконец, антисимметричная мода A_+ слабо отщепляется от нижней границы сплошного спектра в точке ($\omega = 2, \lambda = 3/4$):

$$\omega \approx 2 + \varepsilon - \varepsilon^2 [(13/12)^2 + 1] / 4 \approx 2 + \varepsilon - \varepsilon^2 / 2, \quad (4.10)$$

т.е. отщепляется от границы спектра в меру $\omega_{\min}(\lambda) - \omega_-(\lambda) \approx \varepsilon^2 / 4$. (Заметим, что хотя это эффект $\sim \varepsilon^2$, но в данном случае он соответствует используемому приближению с учетом в уравнениях членов $\sim \varepsilon$.)

Все полученные аналитические зависимости приведены на рис. 4 в виде жирных кривых. Сравнение спектра внутренних мод в ферро- и антиферромагнетиках (см. [17]) показывает, что внутренняя динамика доменных стенок в них существенно различается: меняется число локальных мод и их зависимость от параметра дискретности. В частности, для некоторых мод в критической точке частота не обращается в нуль, а претерпевает излом. Однако общим является то, что в обоих случаях происходит резкое изменение частотных зависимостей в области $J \sim \beta$, где частоты некоторых локальных мод опускаются глубоко в щель магннного спектра и могут быть обнаружены экспериментально.

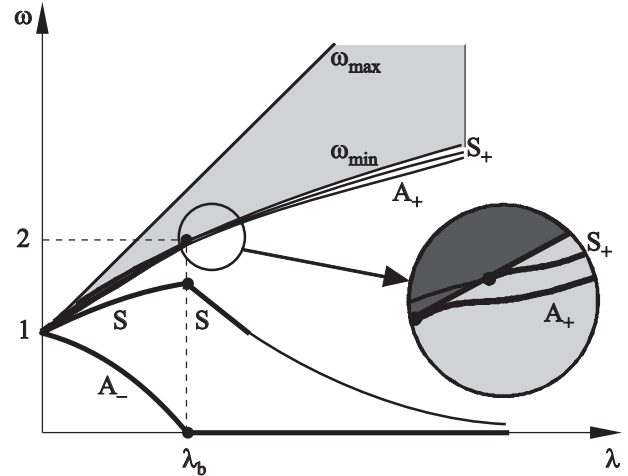


Рис. 4. Частотные зависимости от параметра дискретности для внутренних мод доменных стенок в областях устойчивости разных конфигураций ДГ.

В длинноволновом пределе ($\lambda \gg 1$) частотные зависимости внутренних мод также можно исследовать. Симметричная мода S трансформируется в малоамплитудные колебания центра АФМ доменной стенки в потенциале Пайерлса. Этот потенциал легко находится в подходе Инденбома [33]. Хотя он дает абсолютную энергию ДГ лишь качественно, но сам рельеф определяется с высокой точностью [34]. Легко показать, что энергия Пайерлса ДГ имеет вид $U = kX_0^2 / 2$, где X_0 — положение центра доменной стенки и $k \sim J \exp(-\pi^2 \sqrt{\lambda})$. С другой стороны, эффективная масса АФМ ДГ пропорциональна $M \sim 1 / J \sqrt{\lambda}$ [30]. Таким образом, частота симметричной внутренней моды в длинноволновом пределе стремится к нулю, как $\omega \sim J^4 \sqrt{\lambda} \exp(-\pi^2 \sqrt{\lambda} / 2)$ (см. рис. 4).

Поведение антисимметричной моды A_+ в длинноволновом пределе также легко оценивается. Эта мода описывает колебание ширины доменной стенки, и, как показано в [25–28], отщепление антисимметричной внутренней моды, связанное с дискретностью системы, зависит от параметра дискретности следующим образом: $\omega_{\min} - \omega \sim 1 / \lambda^2$ (см. рис. 4).

В промежуточной области значений параметра дискретности частотные зависимости исследованы нами численно. Результаты, приведенные на рис. 4, хорошо стыкуются с аналитическими результатами вблизи точки бифуркации $\lambda = 3/4$ и асимптотиками длинноволнового предела. Интересной особенностью динамики АФМ доменных стенок является появление дополнительной симметричной внутренней моды S_+ , слабо отщепленной от сплошного магннного спектра. Частоты этой моды лежат выше частот антисимметричной моды A_+ , и ее частотная зависимость «входит» в сплошной спектр при значении параметра дискретности $\lambda_* \approx 0,84 > \lambda_b$. (Подобное поведение наблюдается для антисимметричной моды SGE.)

Заклучение

Исследованы все возможные внутренние моды существенно дискретных доменных стенок в квазидвумерных антиферромагнетиках. Указано на существование целого спектра локализованных состояний (симметричных и антисимметричных) и найдены (аналитически и численно) их частотные зависимости от параметра дискретности. Показано, что в области значений этого параметра порядка единицы частоты некоторых мод достаточно сильно отщепляются от спектра линейных магнонов и могут быть обнаружены экспериментально. Полученные теоретические результаты могут быть использованы для объяснения экспериментальных данных для новых низкоразмерных магнетиков.

Авторы благодарны редакторам специального выпуска ФНТ, посвященного юбилею академика В.Г. Барьяхтара, за предложение представить материал для публикации. Хочется отметить, что В.Г. Барьяхтар был одним из первых, теоретически исследовавших динамику квазидвумерных антиферромагнетиков [35]

1. L.J. De Jongh, W.D. Van Amstel, and A.R. Miedema, *Physica* **58**, 277 (1972).
2. L.I. De Jongh and F.R. Miedema, *Adv. Phys.* **23**, 1 (1974).
3. L.I. De Jongh, F.C. Batterman, F.R. De Boer, and A.R. Miedema, *J. Appl. Phys.* **40**, 1363 (1969).
4. H. Arend, K. Tichy, K. Babershke, and F. Rys, *Solid State Commun.* **18**, 999 (1971).
5. H. Arend, R. Hofmann, and F. Waldner, *Solid State Commun.* **13**, 1629 (1973).
6. S. Flach and A.V. Gorbach, *Phys. Rep.* **467**, 1 (2008).
7. К.Г. Дергачев, М.И. Кобец, Е.Н. Хацько, *ФНТ* **31**, 530 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 402 (2005)].
8. М.И. Кобец, К.Г. Дергачев, С.Л. Гнатченко, Е.Н. Хацько, Ю.М. Высочанский, М.И. Гурзан, *ФНТ* **35**, 1197 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 930 (2009)].
9. А.А. Степанов, А.И. Звягин, С.В. Волоцкий, М.И. Кобец, В.А. Пашенко, *ФНТ* **15**, 100 (1989) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **15**, 57 (1989)].
10. F. Waldner, *J. Magn. Magn. Mater.* **31–34**, 1203 (1983).
11. F. Waldner, *J. Magn. Magn. Mater.* **54–77**, 873 (1986).
12. U.T. Schwarz, L.Q. English, and A.J. Sievers, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 223 (1999).
13. А.А. Степанов, М.И. Кобец, А.И. Звягин, *ФНТ* **9**, 764 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 391 (1983)].
14. А.А. Степанов, В.А. Пашенко, М.И. Кобец, *ФНТ* **14**, 550 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 304 (1988)].
15. А.А. Степанов, В.А. Пашенко, М.И. Кобец, *ФНТ* **14**, 1212 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 669 (1988)].
16. А.А. Степанов, Д.А. Яблонский, *ФНТ* **15**, 215 (1989) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **15**, 122 (1989)].
17. А.Н. Гончарук, А.А. Степанов, Д.А. Яблонский, *ФТТ* **31**, 132 (1989).
18. М.В. Гвоздикова, А.С. Ковалев, Ю.С. Кившарь, *ФНТ* **24**, 635 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 479 (1998)].
19. М.В. Гвоздикова, А.С. Ковалев, *ФНТ* **25**, 1295 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 972 (1999)].
20. М.В. Гвоздикова, А.С. Ковалев, *ФНТ* **24**, 1077 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 808 (1998)].
21. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин, *УФН* **146**, 418 (1985).
22. V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, and S.N. Gadetskii, *Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory. Tracts in Modern Physics*, Springer-Verlag (1994), v. 129.
23. V.G. Bar'yakhtar and B.A. Ivanov, in: *Soliton Thermodynamics of Low-Dimensional Magnets*, *Sov. Sci. Rev.*, I.M. Khalatynnikov (ed.), 192 pp., Gordon & Breach Publishing (1992), v. 16, No. 3.
24. O.V. Charkina and M.M. Bogdan, in: *Symmetry, Integrability and Geometry: Methods and Applications* (2006), v. 2.
25. Yu.S. Kivshar, D.E. Pelinovsky, T. Cretegny, and M. Peyrard, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5032 (1998).
26. P.G. Kevrekidis and C.K.R.T. Jones, *Phys. Rev.* **E61**, 3114 (2000).
27. O.M. Braun, Yu.S. Kivshar, and M. Peyrard, *Phys. Rev.* **E56**, 6959 (1997).
28. J.E. Prilepsky and A.S. Kovalev, *Phys. Rev.* **E71**, 046601 (2005).
29. M.M. Bogdan, A.M. Kosevich, and V.P. Voronov, in: *Solitons and Applications*, Singapore, World Scientific (1990), p. 231.
30. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев (1988); А.М. Косевич, В.А. Иванов, and А.С. Ковалев, *Phys. Rep.* **194**, 117 (1990).
31. J.E. Prilepsky, A.S. Kovalev, M. Johansson, and Yu.S. Kivshar, *Phys. Rev.* **B74**, 132404 (2006).
32. А.М. Косевич, А.С. Ковалев, *Введение в нелинейную физическую механику*, Наукова думка, Киев (1989).
33. В.Л. Инденбом, *Кристаллография* **3**, 195 (1958).
34. О.В. Усатенко, А.В. Горбач, А.С. Ковалев, *ФТТ* **43**, 1202 (2001).
35. В.Г. Барьяхтар, А.И. Звягин, М.И. Кобец, В.Н. Криво-ручко, А.А. Степанов, Д.А. Яблонский, *ФНТ* **11**, 1113 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **11**, 615 (1985)].

Resonant properties of domain walls in quasi-two-dimensional antiferromagnets

A.S. Kovalev, J.E. Prilepsky,
E.A. Kryukov, and N.V. Kulik

The «internal modes» in quasi-two-dimensional antiferromagnets, which are localized near the domain walls, are investigated. The classification of possible

internal modes are provide and the frequency dependencies on the discreteness parameter $\lambda = J/\beta$ is found. At the parameter critical value $\lambda = \lambda_b = 3/4$ there occurs a transition of the collinear domain wall to the canted one and the spectrum of localized modes changes essentially. Symmetrical and two antisymmetrical modes exist in the domain $\lambda < \lambda_b$ and two symmetrical, one antisymmetrical and one shear modes — in the region $\lambda > \lambda_b$. For the discreteness parameter values close to the critical one some localized

modes have the frequencies deep inside the gap of linear magnons spectrum. These modes may be detected experimentally.

PACS: 63.20.Pw Localized modes;
05.45.Yv Solitons.

Keywords: quasi-two-dimensional antiferromagnets, domain walls, discreteness parameter, internal modes, anticollelinear limit, long wave approximation.