

Резонансные свойства доменных границ в низкоразмерных антиферромагнетиках

А.С. Ковалев

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина МОН Украины
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61107, Украина*

E-mail: kovalev@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 7 июля 2017 г., опубликована онлайн 28 ноября 2017 г.

Теоретически исследованы собственные моды, локализованные у коллинеарных доменных границ, в сильно анизотропных антиферромагнетиках. В рамках эффективных уравнений для вектора антиферромагнетизма найдены частотно-полевые зависимости этих локализованных мод. Проведено сравнение полученных аналитических результатов с экспериментальными данными резонансных исследований квазидвумерного антиферромагнетика $Mn_2P_2S_6$.

Теоретично досліджено власні моди, локалізовані коло доменних границь, в анізотропних антиферомагнетиках. В межах ефективних рівнянь для вектора антиферомагнетизму знайдено частотно-польові залежності цих локалізованих мод. Проведено порівняння аналітичних результатів з експериментальними даними резонансних досліджень квазидвовимірного антиферомагнетика $Mn_2P_2S_6$.

PACS: 63.20.Pw Локализованные моды;

76.50.+g Ферромагнитный, антиферромагнитный и ферромагнитный резонансы.

Ключевые слова: антиферромагнетик, АФМ резонанс, доменные границы, локализованные моды.

Собственные колебания дефектов структуры как упругих, так и магнитоупорядоченных сред исследовались давно теоретически и экспериментально. Особый интерес привлекают «собственные» дефекты структуры, имеющие топологический характер и связанные с вырождением основного состояния системы. Наиболее важный пример — доменные границы (ДГ) в магнетиках. Поскольку ширина ДГ (так называемая «магнитная длина», определяемая величиной $l = a\sqrt{\beta/J}$, где a — постоянная решетки, β — константа одноионной магнитной анизотропии и J — величина обменного взаимодействия) в большинстве магнетиков намного превосходит межатомное расстояние, при исследовании ДГ обычно используют длинноволновое приближение и теоретический подход в рамках дифференциальных уравнений. При этом мода однородных колебаний системы (соответствующая границе спектра линейных волн — магнонов) трансформируется в симметричную, так называемую «сдвиговую моду» с нулевой частотой, отвечающую возможности перемещения центра ДГ. При трансформации остальной части спектра линейных волн возможно

отщепление частоты следующей антисимметричной моды от сплошного спектра и образование дополнительной *локальной моды колебания* ДГ. Как правило, это отщепление очень мало. (В рамках интегрируемых систем, описываемых уравнением Ландау–Лифшица, нелинейным уравнением Шредингера или синусоидальным уравнением Гордона, оно вообще равно нулю.) Поэтому экспериментальное обнаружение такой моды затруднительно, поскольку пик поглощения ВЧ поля на ее частоте теряется на фоне мощного поглощения на частоте края зоны магнонного спектра.

Ситуация меняется в случае низкоразмерных (в частности, квазидвумерных) магнетиков. Для них взаимодействие вдоль одного из направлений становится аномально малым ($J \sim \beta$) и ширина ДГ (магнитная длина) может сравняться с межатомным расстоянием. В этом «антиконтинуальном» пределе из-за дискретности решетки возникает рельеф Пайерлса для ДГ и сдвиговая мода приобретает конечную частоту. Кроме этого, следующая антисимметричная мода также может существенно отделиться от края магнонного спектра,

и становится возможным ее экспериментальное наблюдение.

Впервые экспериментально внутренние моды ДГ, по-видимому, обнаружены в резонансных исследованиях слоистых антиферромагнетиков $(C_nH_{2n+1}NH_3)_2MnCl_4$ с регулируемой степенью двумерности соединений [1]. В образцах с $n = 2$ на частотах, меньших частоты однородного АФМ резонанса, был обнаружен пик поглощения ВЧ поля, не связанный с двухмаглонным поглощением. Этот пик авторы связывали с поглощением на частоте внутренней моды колебаний ДГ, расположенных в плоскости слабой обменной связи. Теоретически этот вопрос рассмотрен в [2] в рамках простой одномерной модели дискретной ферромагнитной цепочки с ДГ в коллинеарной форме в отсутствие внешнего магнитного поля. Было показано, что ДГ имеет коллинеарную форму при малых обменных взаимодействиях с $J < 3\beta/4$, и в этом интервале у ДГ существует внутренняя мода. Позже в работах [3,4] вопрос о внутренних модах коллинеарных и скошенных ДГ, а также «дискретных бризеров» в дискретных моделях ферромагнетиков был рассмотрен при произвольных соотношениях обменного взаимодействия и магнитной анизотропии. В работе [5] теория внутренних мод дискретных ДГ распространена на случай низкоразмерных АФМ, которыми являются большинство исследованных по этой теме соединений.

Однако во всех перечисленных работах исследовалась зависимость характеристик внутренних мод ДГ от параметров магнитных взаимодействий в отсутствие внешнего поля. В реальных экспериментах, как правило, изучаются резонансные зависимости конкретных магнетиков при изменении частоты внешнего переменного поля и величины приложенного постоянного поля. Важными представляются результаты работы [6], в которой в результате целенаправленного эксперимента (быстрого закаливания до гелиевой температуры) с образцами квазидвумерного АФМ $Mn_2P_2S_6$ было доказано, что пик поглощения ВЧ поля в щели маглонного спектра действительно связан с наличием топологических дефектов.

Данный кристалл представляет собой АФМ с температурой Нееля $T_N = 78$ К, в котором магнитные ионы Mn^{2+} с магнитным моментом $S = 5/2$ образуют двумерную сотовую антиферромагнитную решетку с направлением моментов, перпендикулярным плоскости слоев. Основное АФМ обменное взаимодействие в магнитном слое определяется константой $J \approx -1060$ кЭ. Обменное взаимодействие между слоями носит ферромагнитный характер и определяется константой $J_0 \approx 0,148$ кЭ. Из экспериментальных данных [6] следовало, что магнитная анизотропия носит двухосный характер. Ось легчайшего намагничивания (направленная перпендикулярно магнитным слоям) характеризуется постоянной $\beta_1 = 0,8$ кЭ, а промежуточная ось намагни-

чивания характеризуется константой $\beta_2 = 0,182$ кЭ. Результаты экспериментов схематически приведены на рис. 1(а), на котором изображена только область полей до поля спин-флоп перехода $H_{sf} = 36,5$ кЭ и область частот до частоты нижней щели маглонного спектра $\Omega = \Omega_0 = 101$ ГГц.

Сплошная кривая на рис. 1(а) — линия низкочастотной ветви однородного АФМ резонанса. Светлые квадраты соответствуют пикам поглощения ВЧ поля, связанного с доменными стенками. Они наблюдались только при быстром охлаждении образцов.

Большая величина магнитных моментов ионов Mn позволяет исследовать задачу в рамках классической

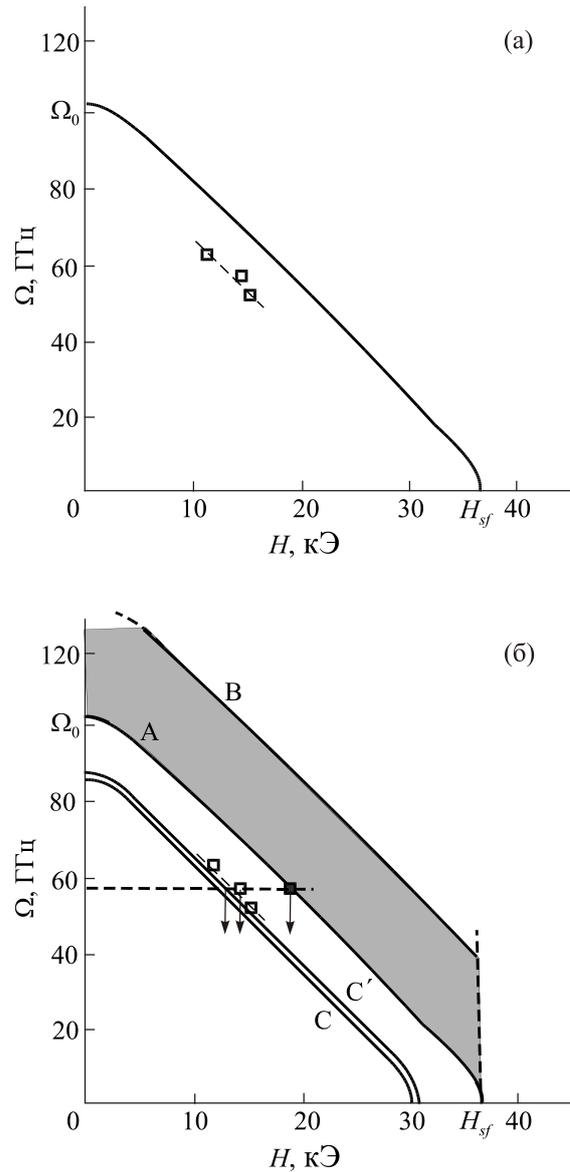


Рис. 1. (а) Часть резонансных зависимостей образцов $Mn_2P_2S_6$ из [6] (эксперимент); (б) полевые зависимости частот однородного АФМ резонанса (А), обменной моды (В), симметричной (С) и антисимметричной (С') локализованных мод (теория).

модели Гейзенберга и уравнений Ландау–Лифшица [7]. Ограничимся простой моделью двухподрешеточного двухосного АФМ. Поскольку ДГ образуется в плоскости с наименьшей энергией связи (ниже — в плоскости XY), считаем, что в этой плоскости распределение намагниченности однородно. При этом энергия элементарной ячейки в магнитной плоскости имеет вид

$$E = JM_1M_2 - \sum_{i=1,2} \left(\frac{\beta_1}{2} (\mathbf{M}_i \mathbf{n}_z)^2 + \frac{\beta_2}{2} (\mathbf{M}_i \mathbf{n}_x)^2 + (\mathbf{M}_i \mathbf{H}) \right), \quad (1)$$

где J — константа обменного АФМ взаимодействия в плоскости ($J > 0$), β_1 — константа основной легкоосной анизотропии с осью \mathbf{n}_z , $0 < \beta_2 < \beta_1$ — ось «промежуточной» анизотропии, \mathbf{H} — постоянное магнитное поле, которое ниже (как в эксперименте) направлено вдоль легкой оси Z . Основному состоянию в коллинеарной фазе при $H < H_{sf}$ соответствует распределение намагниченности $\mathbf{M}_1 = (0, 0, M_0)$ и $\mathbf{M}_2 = (0, 0, -M_0)$, где M_0 — номинальная намагниченность подрешеток. Динамика намагниченности описывается уравнениями Ландау–Лифшица, которые в пренебрежении затуханием имеют вид

$$\frac{d\mathbf{M}_i}{dt} = \left[\mathbf{M}_i, \frac{\partial E}{\partial \mathbf{M}_i} \right]. \quad (2)$$

(Для простоты константу гиромагнитного отношения положили равной единице и ниже будем считать $M_0 = 1$.) Линеаризуя уравнения (2) по малым отклонениям от основного состояния $M_x, M_y \sim \exp(i\Omega t)$, легко найти частотно-полевою зависимость однородных колебаний намагниченности, соответствующих нижней ветви магнетонного спектра [6]:

$$\Omega^2 = [J(2\beta_1 - \beta_2) + \beta_1(\beta_1 - \beta_2)] + H^2 - \sqrt{J^2\beta_2^2 + H^2(4J + 2\beta_1 - \beta_2)(2\beta_1 - \beta_2)}. \quad (3)$$

С использованием этой формулы и выражения для частоты верхней ветви спектра в работе [6] были получены значения констант анизотропии β_1 и β_2 . При этом экспериментальная зависимость $\Omega = \Omega(H)$ практически совпала с графиком соотношения (3).

Поскольку ниже рассмотрена более сложная задача о локальных колебаниях ДГ, упростим теоретическое рассмотрение, воспользовавшись приближенными уравнениями для вектора антиферромагнетизма. Вывод этих уравнений впервые был предложен в работе [8]. Воспользовавшись предложенной в ней методикой для двухподрешеточной модели двухосного АФМ, легко получить эффективные уравнения для однородных колебаний вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ и выражение для вектора ферромагнетизма $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$:

$$\begin{aligned} [\ddot{\mathbf{L}}] &= 2\dot{\mathbf{L}}(\mathbf{L}\mathbf{H}) + \mathbf{L}\mathbf{H} - \\ &- 2J\beta_1 \mathbf{L}\mathbf{n}_z - 2J\beta_2 \mathbf{L}\mathbf{n}_x, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\mathbf{M} = ([\dot{\mathbf{L}}] - [\mathbf{L}[\mathbf{L}\mathbf{H}]]) / 4J. \quad (5)$$

В рамках этих уравнений частотно-полевая зависимость однородных колебаний (3) несколько упрощается и имеет вид

$$\Omega^2 = J(2\beta_1 - \beta_2) + H^2 \pm \sqrt{J^2\beta_2^2 + 4J(2\beta_1 - \beta_2)H^2}. \quad (6)$$

Видно, что выражения (6) и (3) совпадают во всей интересующей нас области при $J \gg \beta_1$ и $J\beta_2 \gg \beta_1^2$. (Малость отношения $\beta_2/\beta_1 \ll 1$, вообще говоря, не предполагается.) Ниже нас будет интересовать нижняя ветвь колебаний.

Считая, что распределение намагниченности однородно в плоскости, параллельной ориентации ДГ (в плоскости XY), но меняется от слоя к слою в направлении оси Z , легко вывести, следуя [8], дискретные уравнения динамики векторов антиферромагнетизма в пространственно неоднородном случае. При этом обменное взаимодействие между антиферромагнитно упорядоченными слоями считаем, как в указанных экспериментах, ферромагнитным, включая в энергию магнетика дополнительное слагаемое

$$E_{\text{int}} = -J_0 \sum_n (\mathbf{M}_1^n \mathbf{M}_1^{n+1} + \mathbf{M}_2^n \mathbf{M}_2^{n+1}), \quad (7)$$

где верхний индекс n нумерует магнитные слои (рис. 2(a)).

Учитывая характерные порядки величин, фигурирующих в задаче: $d/dt \sim \Omega \sim H \sim \sqrt{J\beta}$, $M \sim \sqrt{\beta/J}$ и $J_0/J \ll 1$, получаем следующий вид приближенных одномерных дискретных уравнений динамики:

$$\begin{aligned} [\ddot{\mathbf{L}}^n] &= 2\dot{\mathbf{L}}^n(\mathbf{L}^n\mathbf{H}) + \mathbf{L}^n\mathbf{H} - 2J\beta_1 \mathbf{L}^n\mathbf{n}_z - \\ &- 2J\beta_2 \mathbf{L}^n\mathbf{n}_x - 2J_0J [\mathbf{L}^n(\mathbf{L}^{n+1} + \mathbf{L}^{n-1})]. \end{aligned} \quad (8)$$

Линеаризация этих уравнений около однородного основного состояния (рис. 1(a)) для линейных спиновых волн вида $\mathbf{L}^n = \mathbf{n}_z + \mathbf{l}^n$ с $\mathbf{l}^n = (a, b, 0) \exp(ikn - i\Omega t)$ дает спектр магнонов нижней ветви:

$$\begin{aligned} \Omega^2 &= J(2\beta_1 - \beta_2) + H^2 + 8JJ_0 \sin^2(k/2) - \\ &- \sqrt{J^2\beta_2^2 + 4J(2\beta_1 - \beta_2)H^2 + 32JJ_0H^2 \sin^2(k/2)}. \end{aligned} \quad (9)$$

Область соответствующих частот показана штриховкой на рис. 1(б).

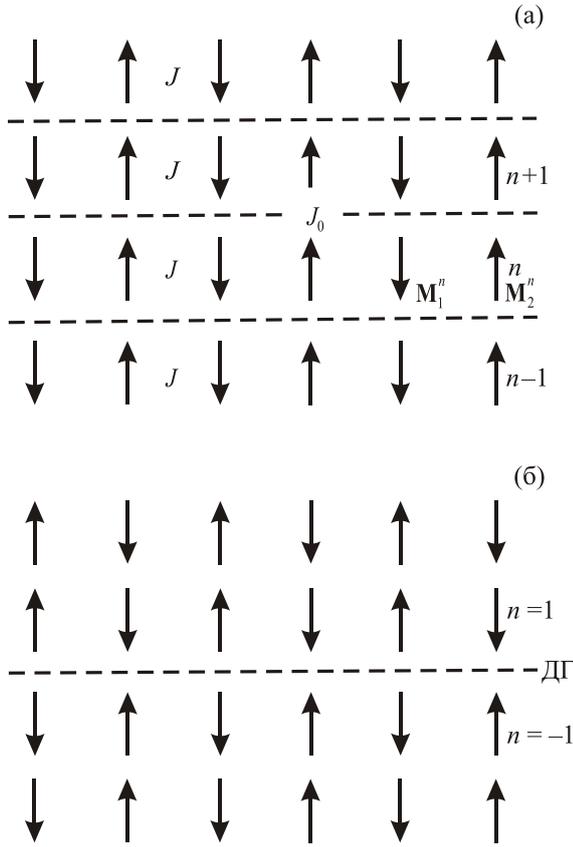


Рис. 2. Магнитное упорядочение рассмотренной модели в основном состоянии (а) и в конфигурации с коллинеарной доменной границей (б).

Рассмотрим изолированную ДГ с коллинеарной магнитной структурой, схематически приведенную на рис. 2(б). Для такой границы в основном состоянии $\mathbf{L}^n = \mathbf{L}_0^n = \mathbf{n}_z$ при $n \geq 1$ и $\mathbf{L}^n = \mathbf{L}_0^n = -\mathbf{n}_z$ при $n \leq -1$. После линеаризации уравнений (8) относительно малых добавок $\mathbf{L}^n = \mathbf{L}_0^n + \mathbf{l}^n$ с $\mathbf{l}^n = (a, b, 0) \exp(-\kappa n - i\Omega t)$ при $n \geq 1$ и $\mathbf{l}^n = (A, B, 0) \exp(\kappa n - i\Omega t)$ при $n \leq -1$ получаем для локализованных вблизи ДГ возбуждений соотношение

$$\left[M + 4\varepsilon \operatorname{sh}^2(\kappa/2) \right] \left[N + 4\varepsilon \operatorname{sh}^2(\kappa/2) \right] - R^2 = 0, \quad (12)$$

в котором $M = \Omega^2 - H^2 - 2J\beta_1$, $N = \Omega^2 - H^2 - 2J(\beta_1 - \beta_2)$, $R = 2\Omega H$ и $\varepsilon = 2JJ_0$. Кроме того, из граничного условия для $n = \pm 1$ находим зависимости параметра локализации возбуждений κ от их частоты и внешнего магнитного поля:

$$\left[(M + \varepsilon e^{-\kappa})(N + \varepsilon e^{-\kappa}) + \varepsilon^2 - R^2 \right]^2 = (M + N)^2. \quad (13)$$

Система уравнений (12), (13) задает полевые зависимости частот локальных мод ДГ. Из решений этих уравнений два соответствуют локализованным возбуждениям ДГ с частотами, лежащими ниже спектра спиновых волн нижней ветки магнитных возбуждений. Они характеризуются различной симметрией колебаний:

близкими к синфазным и противофазным. Частотно-полевая зависимость нижней «симметричной» моды описывается выражением

$$\Omega_{11}^2 = J(2\beta_1 - \beta_2) + H^2 - \frac{3}{2}JJ_0 - \sqrt{J^2\beta_2^2 + 4H^2 \left(J(2\beta_1 - \beta_2) - \frac{8}{3}JJ_0 \right)}. \quad (14)$$

В нулевом поле отщепление частоты этой локальной моды от частоты однородного АФМ резонанса $\Omega_0 = \sqrt{2J(\beta_1 - \beta_2)}$ равно

$$\frac{\Delta\Omega_{11}}{\Omega_0} \approx \frac{3J_0}{8(\beta_1 - \beta_2)} \sim \frac{J_0}{\beta}. \quad (15)$$

В нашем случае для экспериментальных значений параметров сдвиг частоты равен $\Delta\Omega_{11}/\Omega_0 \approx 0,1 \ll 1$. Из-за слабого межплоскостного взаимодействия мода локализована на нескольких ближайших к ДГ слоях: $\text{exrc} \approx 3$. Частотная зависимость (14) изображена в виде кривой С на рис. 1(б).

Вторая, «антисимметричная» локальная мода определяется более сложной зависимостью

$$\left(\Omega^2 - J(2\beta_1 - \beta_2) + H^2 + \frac{5}{2}\varepsilon \right) \left(2\sqrt{J^2\beta_2^2 + (2H\Omega)^2} + 3\varepsilon \right) + 2 \left(J^2\beta_2^2 + (2H\Omega)^2 \right) - \frac{7}{2}\varepsilon^2 = 0.$$

Она приведена на рис. 1(б) в виде кривой С', которая практически совпадает с зависимостью для «симметричной» моды. Расщепление двух локальных мод $\delta\Omega_{12}/\Omega_0 \sim (J_0/\beta_1)^2$. Эта мода также сильно локализована: $\text{exrc} \approx 4$. Для сравнения полученных аналитических результатов с экспериментальными данными мы вычислили отношение поля локального колебания к полю однородных колебаний $\alpha = H_l(\Omega_*)/H_{\text{un}}(\Omega_*)$ при фиксированной частоте накачки $\Omega = \Omega_* = 57,6$ ГГц. Экспериментальное значение этой величины равно $\alpha_{\text{ex}} \approx 0,77$, а аналитическое, вычисленное в предложенной модели, $\alpha_{\text{th}} \approx 0,74$. Близость полученных результатов свидетельствует об адекватности предложенной модели и справедливости сделанного в [6] предположения о наблюдении внутренних мод ДГ в АФМ.

Автор благодарен М.И. Кобцу за обсуждение полученных результатов и пояснения особенностей эксперимента.

Работа поддержана научным проектом НАН Украины №4.17-Н и научной программой 1.4.10.26/Ф-26-3.

1. А.А. Степанов, В.А. Пашенко, М.И. Кобец, *ФНТ* **14**, 550 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 304 (1988)].
2. А.Н. Гончарук, А.А. Степанов, Д.А. Яблонский, *ФТТ* **31**, 132 (1989).
3. М.В. Гвоздикава, А.С. Ковалев, Ю.С. Кившарь, *ФНТ* **24**, 641 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 479 (1998)].

4. М.В. Гвоздикова, А.С. Ковалев, *ФНТ* **25**, 1295 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 972 (1999)].
5. А.С. Ковалев, Я.Е. Прилепский, Е.А. Крюков, Н.В. Кулик, *ФНТ* **36**, 1041 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 831 (2010)].
6. М.И. Кобец, К.Г. Дергачев, С.Л. Гнатченко, Е.Н. Хацько, Ю.М. Высочанский, М.Н. Гурзан, *ФНТ* **35**, 1197 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 930 (2009)].
7. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Phys. Zs. Sowjet.* **8**, 153 (1935).
8. И.В. Барьяхтар, Б.А. Иванов, *ФНТ* **5**, 759 (1979) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **5**, 361 (1979)].

Resonant properties of domain walls in low-dimension antiferromagnets

A.S. Kovalev

The intrinsic modes localized near domain walls in anisotropic antiferromagnet are studied theoretically. The intrinsic mode frequency dependence on the field was received in the framework of the effective equations for antiferromagnets. The analytical results were compared with the experimental data for hf resonance in quasi-two-dimensional antiferromagnet $\text{Mn}_2\text{P}_2\text{S}_6$.

PACS: 63.20.Pw Localized modes;
76.50.+g Ferromagnetic, antiferromagnetic
and ferrimagnetic resonances.

Keywords: antiferromagnets, AFM resonance, domain wall, localized modes.