Low Temperature Physics/Физика низких температур, 2017, т. 43, № 11, с. 1609–1617

Прецессионные одномерные солитоны в антиферромагнетиках с низкой динамической симметрией

Е.Г. Галкина[1], Р.В. Овчаров[2], Б.А. Иванов[2,3,4]

[1]*Институт физики НАН Украины, пр. Науки 46, г. Киев, 03028, Украина*

[2]*Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, г. Киев, 03127, Украина*

[3]*Институт магнетизма НАН и МОН Украины, пр. Вернадского, 36-б, г. Киев, 03142, Украина*

[4]*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»*
пр. Ленинский, 4, г. Москва, 119049, Россия

E-mail: bor.a.ivanov@gmail.com

Статья поступила в редакцию 12 июня 2017 г., опубликована онлайн 25 сентября 2017 г.

Теоретически исследована нелинейная внутренняя динамика одномерных топологических магнитных солитонов в антиферромагнетиках с учетом их реальной магнитной симметрии. Наличие взаимодействия Дзялошинского–Мории, которое может приводить к появлению слабой неколлинеарности подрешеток антиферромагнетика, приводит к понижению динамической симметрии магнетика. Как следствие, возникают эффекты понижения симметрии солитона с внутренней прецессионной динамикой: прецессия спинов становится неоднородной во времени и сопровождается колебаниями центра солитона. В некотором интервале частот возможны также эффекты излучения коротковолновых магнонов.

Теоретично досліджено нелінійну внутрішню динаміку одновимірних топологічних магнітних солітонів в антиферомагнетиках з урахуванням їх реальної магнітної симетрії. Наявність взаємодії Дзялошинського–Морії, яка може призводити до появи слабкої неколінеарності підграток антиферомагнетика, призводить до зниження динамічної симетрії магнетика. Як наслідок, виникають ефекти зниження симетрії солітону з внутрішньою прецесійною динамікою: прецесія спінів стає неоднорідною за часом та супроводжується коливаннями центру солітону. У деякому інтервалі частот можливі також ефекти випромінювання короткохвильових магнонів.

PACS: 75.10.Hk Классические спиновые модели;
75.50.Ee Антиферромагнетики;
05.45.Yv Солитоны.

Ключевые слова: антиферромагнетики, магнитные солитоны, взаимодействие Дзялошинского–Мории, спинтроника.

1. Введение

В течение последних десятилетий развития физики магнетизма можно отметить устойчивый интерес к исследованию солитонов различного типа. Исследование низкоразмерных (квазидвумерных или квазиодномерных) магнетиков продемонстрировало важный вклад солитонных возбуждений в наблюдаемые величины (индуцированного солитонами центрального пика в функциях отклика) для реальных магнетиков и побудило интерес к интенсивным теоретическим и экспериментальным исследованиям магнитных солитонов, см. обзоры [1,2]. Оказалось, что роль солитонов в низкоразмерных магнетиках не всегда сводится только к формированию центрального пика, который связан с поступательным движением солитонов. Комплексные экспериментальные исследования резонансных свойств металлорганических низкоразмерных магнетиков, проводившиеся в Физико-техническом институте низких температур, см. [3–5], показали ряд особенностей их динамических свойств, не укладывающихся в стандартную схему центрального пика. Существование внутренней динамики магнитных солитонов типа доменных стенок, т.е. спиновых осцилляций, локализованных вблизи центра солитона, а также так называемых обменных магнонных мод, вызывает интерес как экспериментаторов, так и теоретиков [6–9].

Внутренняя динамика является предельно важным свойством магнитных солитонов. Достаточно заметить, что наиболее общим случаем солитона в моделях, которые не являются интегрируемыми методом обратной задачи рассеяния, является двухпараметрический солитон. Такие солитонные решения были найдены почти сорок лет назад [10], они характеризуются не только скоростью поступательного движения, но и внутренней динамикой (прецессией намагниченности с частотой ω), см. обзоры и монографии [11–14]. Длительное время вопрос о возбуждении таких прецессионных солитонов оставался открытым. Не ясна была даже возможность существования таких солитонов в реальных средах с диссипацией. Однако недавно такие солитоны были обнаружены в численном моделировании и эксперименте в условиях возбуждения ферромагнетика с помощью накачки энергии при переносе спинового момента (spin transfer torque) [15–17]. В этом случае естественная диссипация в магнетике компенсируется эффектом «антизатухания», обусловленным спиновой накачкой [18,19], что составляет физическую основу спинтроники (spintronics), см. обзоры [20,21]. Были отмечены преимущества использования таких солитонов для создания наноосцилляторов [15–17]. Как и наноосцилляторы с однородно намагниченными активными элементами, солитонные устройства работают на частотах естественного ферромагнитного резонанса (до десятков гигагерц), но характеризуются меньшей шириной линии генерации. Таким образом, оказалось, что внутренняя динамика солитонов, исследования которой были начаты как чисто фундаментальная проблема в рамках физики низкоразмерных магнетиков [3–9], определяет новые перспективы для приложений в области наноэлектроники магнетиков.

Основная часть отмеченных выше результатов относится к солитонам поля намагниченности в ферромагнетиках, динамика которого определяется уравнением Ландау–Лифшица. Солитоны в антиферромагнетиках (АФМ) исследованы в значительно меньшей степени. Эти материалы обладают уникальными физическими свойствами; в частности, за счет эффектов обменного усиления, частоты их собственного резонанса достигают единиц терагерц, что на порядки превышает значения резонансных частот для ферромагнетиков, см. монографию Турова с соавторами [22]. Обменное усиление имеет место и для эффектов спиновой накачки [23]. АФМ могут проводить [24,25] и даже усиливать [25] спиновый ток. Эти свойства обуславливают большие возможности практического применения АФМ в спинтронике [26], прежде всего, в связи с насущной технологической проблемой создания компактных генераторов в диапазоне терагерц (заполнение терагерцевой щели, см. [27,28]). Недавно было предложено использовать АФМ для создания автоосцилляторов, возбуждаемых спиновой накачкой и работающих в диапазоне терагерц [29–31]. В связи с этим исследование внутренней динамики спинов в АФМ солитонах приобретает большую актуальность.

В настоящей работе исследована прецессионная спиновая динамика для одномерного солитона типа доменной стенки с учетом реальной динамической симметрии АФМ. Показано, что характер внутренней динамики солитона связан с наличием так называемого взаимодействия Дзялошинского–Мории (ВДМ), вид которого определяется магнитной симметрией АФМ. Указано, что для ряда АФМ наличие этого взаимодействия, даже достаточно слабого, приводит к качественно новым эффектам в динамике солитона.

2. Описание модели и постановка задачи

Спиновая динамика двухподрешеточного АФМ (намагниченности подрешеток $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) может быть описана в рамках уравнений для суммарной намагниченности $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ и АФМ вектора $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$. Удобно использовать нормированные векторы $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$,

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}. \tag{1}$$

для которых справедливы соотношения $(\mathbf{m}\cdot\mathbf{l}) = 0$, $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$. Для многих АФМ присутствует так называемое взаимодействие Дзялошинского–Мории (ВДМ) w_{DM}, которое является линейным по намагниченности АФМ, нормированным вектором $\mathbf{m}$, в общем случае $w_{DM} = D_{ik}(\mathbf{l})m_i l_k$, симметрия тензора D_{ik} определяется магнитной симметрией АФМ. Будучи линейным по $\mathbf{m}$, вклад ВДМ может быть записан через некоторое эффективное поле (поле Дзялошинского $\mathbf{H}_D$) $w_{DM} = -\mathbf{M}\mathbf{H}_D$, где $\mathbf{H}_D = -\partial w_D / \partial \mathbf{m}$. Поле $\mathbf{H}_D \equiv \mathbf{H}_D(\mathbf{l})$ зависит от вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$, его можно рассматривать как некоторое внутреннее эффективное поле, ведущее к появлению слабого спонтанного магнитного момента даже при отсутствии внешнего магнитного поля (как правило, этот момент не превышает нескольких процентов от M_0).

Динамику АФМ можно описать при помощи замкнутого уравнения для единичного вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$. При этом вектор намагниченности АФМ является подчиненной переменной и определяется вектором $\mathbf{l}$ и его производной по времени $\partial\mathbf{l}/t$, см. монографии и обзоры [22,32–34]. Для общего вида АФМ с ВДМ намагниченность удобно описать простой универсальной формулой

$$\mathbf{m} = \frac{1}{H_{\text{ex}}}\left[\mathbf{H}_{\text{eff}} - \mathbf{l}(\mathbf{H}_{\text{eff}}\cdot\mathbf{l}) + \frac{1}{\gamma}\left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t}\times\mathbf{l}\right)\right], \tag{2}$$

где H_{ex} — обменное поле АФМ, γ — гиромагнитное отношение, и введено эффективное поле $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_D$, которое определяется суммой внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ и поля Дзялошинского $\mathbf{H}_D$. Слагаемые с $\mathbf{H}_{\text{eff}}$

определяют статическую часть намагниченности, вызванную внешним магнитным полем или полем Дзялошинского, последний член является динамическим. Значение обменного поля порядка мегаэрстед, которое существенно превышает все остальные характерные поля для АФМ, поэтому восприимчивость АФМ, пропорциональная параметру M_0/H_{ex}, мала.

Динамические уравнения движения для единичного вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ представляют собой хорошо известные уравнения сигма-модели. Использование таких уравнений существенно упрощает анализ как линейных, так и нелинейных динамических эффектов в АФМ. Для общей модели АФМ лагранжиан сигма-модели, описывающий динамику вектора $\mathbf{l}$ в бездиссипативном пределе, может быть представлен в виде [35]

$$L=\int d\mathbf{r}\left\{\frac{M_0}{\gamma^2 H_{\text{ex}}}\left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t}\right)^2-\right.$$

$$\left.-\frac{2M_0}{\gamma H_{\text{ex}}}\left(\mathbf{H}_{\text{eff}}\cdot\left[\mathbf{l}\times\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t}\right]\right)-\frac{A}{2}\left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_i}\right)^2-w_a(\mathbf{l})\right\}, \qquad (3)$$

где первые два слагаемых определяют динамику АФМ, стандартную инерционную и гироскопическую соответственно, A — константа неоднородного обмена, $w_a(\mathbf{l})$ описывает энергию анизотропии АФМ. С учетом условия $\mathbf{l}^2=1$ уравнения сигма-модели можно записать в виде $[\mathbf{l}\times(\delta L/\delta\mathbf{l})]=0$.

Существенной особенностью сигма-модели является наличие члена, квадратичного по временной производной $(\partial\mathbf{l}/\partial t)^2$. Этот член является аналогом кинетической энергии в классической механике и определяет «инерцию» вектора $\mathbf{l}$. Инерционные свойства спиновой динамики проявляются при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на АФМ, приводя к эффектам сверхбыстрого переворота спинов подрешеток, см. обзоры [35,36]. Следствием этих уравнений является лоренц-инвариантный характер динамики доменной стенки, что позволяет описать эксперименты для ряда АФМ, см. [32,33]. Однако наличие высокой динамической симметрии, связанной с лоренц-инвариантностью, значительно обедняет внутреннюю динамику АФМ солитонов.

Достаточно сильное внешнее магнитное поле понижает динамическую симметрию классической σ-модели, и в ее лагранжиане появляются гироскопические слагаемые. Эти слагаемые являются линейными по $\partial\mathbf{l}/\partial t$, они подобны силе Кориолиса для частицы в обычной динамике. Наличие таких гироскопических слагаемых принципиально меняет динамику солитонов [37–43]. Однако эти эффекты становятся существенными только в достаточно сильном поле, порядка поля спин–флоп перехода, характерное значение которого составляет 100 кЭ. Такие поля достижимы в современных экспериментах, их важность обсуждалась в связи с анализом эффектов спинового транспорта в АФМ [45], но практическая реализация компактных приборов с такими сильными полями проблематична.

Для реальных значений магнитного поля единственный вклад в гироскопическую динамику АФМ может исходить от ВДМ w_{DM}. Его учет может существенно изменить характер поступательного движения солитона; в частности, предельная скорость может быть во много раз меньше, чем для лоренц-инвариантной версии сигма-модели [46]. Однако этот вклад является весьма нетривиальным и сильно зависит от формы ВДМ. В частности, для чисто антисимметричной формы ВДМ с $\mathbf{H}_D=H_D(\mathbf{d}\times\mathbf{l})$, $\mathbf{d}$ — единичный вектор вдоль избранной оси АФМ, слагаемое с $(\mathbf{H}_D[\mathbf{l}\times\partial\mathbf{l}/\partial t])$ сводится к полной производной по времени и не проявляется в динамических уравнениях [46], см. также [32,33]. Следовательно, для материалов с таким ВДМ слабый магнитный момент может быть отличен от нуля, но их динамика будет чисто инерционной, без каких-либо проявлений гироскопического эффекта. Недавно это свойство отмечалось в связи с анализом возможности сверхбыстрой спинтроники АФМ [47]. Таким образом, прямой связи между наличием или отсутствием слабого магнитного момента и гироскопических эффектов в спиновой динамике не существует и вопрос о влиянии ВДМ на внутреннюю спиновую динамику солитона является нетривиальным. Далее мы не конкретизируем форму тензора D_{ik}, допуская также его зависимость от вектора $\mathbf{l}$, при этом $D_{ik}=D_{ik}(\mathbf{l})$ является четной функцией компонент вектора $\mathbf{l}$.

Для анализа солитонной задачи удобной является параметризация единичного вектора $\mathbf{l}$ через полярный угол θ и азимутальный угол φ,

$$l_1=\sin\theta\cos\varphi,\ \ l_2=\sin\theta\sin\varphi,\ \ l_3=\cos\theta, \qquad (4)$$

где $l_{1,2,3}$ суть проекции вектора $\mathbf{l}$ на ортогональные оси 1, 2 и 3 и ось 3 выбрана вдоль легкой оси АФМ, так что основному состоянию отвечает $\theta=0,\pi$. Энергию анизотропии выберем в виде

$$w(\mathbf{l})=\frac{K}{2}\sin^2\theta+\frac{K_n}{n}\sin^n\theta\sin^2\left(\frac{n\varphi}{2}\right), \qquad (5)$$

где первое слагаемое определяет чисто одноосную анизотропию типа легкая ось, $K>0$, а второе определяет простейший вид анизотропии в базисной плоскости для АФМ с легкой осью n-го порядка C_n, n = 2, 4, 6 (в случае ромбоэдрического кристалла с осью C_3 в формуле (5) нужно выбрать n = 6). Оси 1, 2 можно выбрать так, чтобы сделать $K_n>0$. При записи лагранжиана АФМ в угловых переменных выделим явно слагаемые различной симметрии, $L=L_0+\Delta L$. Здесь слагаемое L_0 относится к простейшей чисто-одноосной и лоренц-инвариантной модели, ΔL определяет понижение симметрии АФМ. Запишем лагранжиан в виде, удобном для анализа одномерной задачи, $\theta=\theta(x,t)$ и $\varphi=\varphi(x,t)$,

$$L_0 = E_0\int\frac{dx}{x_0}\left\{\frac{1}{2\omega_0^2}\left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial t}\right)^2+\sin^2\theta\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)^2\right]-\right.$$
$$\left.-\frac{x_0^2}{2}\left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2+\sin^2\theta\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2\right]-\frac{\sin^2\theta}{2}\right\}, \qquad (6)$$

$$\Delta L=-E_0\int\frac{dx}{x_0}\left\{\frac{K_n}{nK}\sin^n\theta\sin^2\left(\frac{n\varphi}{2}\right)+\frac{\gamma H_D}{\omega_0^2}g(\theta,\varphi)\frac{\partial\theta}{\partial t}\right\}. \qquad (7)$$

Здесь использованы естественные величины $\omega_0=\gamma\sqrt{H_{\text{ex}}K/2M_0}$ и $x_0=\sqrt{A/K}$, которые определяют частоту линейного однородного резонанса и толщину доменной стенки в модели с $L=L_0$, избранная скорость $c=\omega_0 x_0$. Множитель при гироскопическом слагаемом выбран так, чтобы функция $g(\theta,\varphi)$ была порядка единицы, H_D — поле Дзялошинского. Величина $E_0=2S_\perp\sqrt{AK}$ равна энергии планарной неподвижной стенки с $\theta=\theta(x)$, $S_\perp$ — площадь поперечного сечения образца АФМ.

Гироскопическое слагаемое с $g(\theta,\varphi)$ определяет динамическое понижение симметрии задачи за счет ВДМ, вид $g(\theta,\varphi)$ для различных АФМ будет конкретизирован ниже. Заметим, что модель с $\Delta L=0$ допускает решение $\varphi=0$ и переход к точно интегрируемому уравнению синус-Гордон для переменной $\theta=\theta(x,t)$, в силу чего можно построить многосолитонные решения [47]. Слагаемое с $g(\theta,\varphi)$ весьма важно для описания динамики доменных стенок в АФМ: его присутствие может существенно уменьшать предельную скорость стенки, а также приводить к скачкообразному изменению структуры стенки при непрерывном изменении ее скорости [46]. Ранее обсуждались различные обобщения сигма-модели, также допускающие точное интегрирование, см. [48–53], но ни одна из них не отвечает тем случаям $g(\theta,\varphi)$, которые возникают для реальных АФМ.

Важно заметить, что для всех видов ВДМ гироскопическое слагаемое может быть представлено только через $\partial\theta/\partial t$, см. (6), причем функция $g(\theta,\varphi)$ содержит только тригонометрические функции угловых переменных, а не сами углы. Этот факт заранее не очевиден: для ферромагнетика стандартная форма лагранжиана содержит слагаемое, пропорциональное $(1-\cos\theta)(\partial\varphi/\partial t)$, и формальное интегрирование по частям дает $\varphi\sin\theta(\partial\theta/\partial t)$. Сингулярность лагранжиана, связанная с недифферинцируемостью азимутальной переменной φ, представляет проблему для определения импульса поля намагниченности для солитонов в ферромагнетиках, но для АФМ с эквивалентными подрешетками эта проблема отсутствует.

3. Солитонные решения с высокой динамической симметрией

Значения параметров K_n/K и $g(\theta,\varphi)$ малы, и полезно начать с анализа чисто-одноосной модели АФМ с лоренц-инвариантной динамикой. Для лоренц-инвариантной модели АФМ с $g(\theta,\varphi)=0$ и в приближении чисто одноосной симметрии $K_n=0$ решение для неподвижной стенки имеет вид

$$\cos\theta_0=\sigma\,\text{th}\left(\frac{x-X}{x_0}\right),\quad \varphi=\varphi_s, \qquad (8)$$

где $\sigma=[l_z(+\infty)-l_z(-\infty)]/2=\pm1$ определяет π_0 — топологический заряд солитона. Это решение содержит два параметра, координату стенки X и угол φ_s, который определяет плоскость разворота вектора $\mathbf{l}$ в стенке. Такое решение допускает различные динамические обобщения. Решение, описывающее движущийся солитон, можно получить из (8) простым преобразованием Лоренца, $X\to vt$, $x_0\to x_0(v)=x_0/\sqrt{1-v^2/c^2}$, где скорость $v<c$. Интересующую нас прецессионную динамику можно описать преобразованием

$$\varphi=\omega t+\varphi_s,\quad x_0\to x_0(\omega)=x_0\sqrt{1-\omega^2/\omega_0^2}, \qquad (9)$$

солитонное решение существует при $\omega^2<\omega_0^2$.

Для модели с $L=L_0$ оба эти типа динамики можно рассмотреть одновременно, что позволяет построить общие двухпараметрические решения, включая неодномерные решения, для АФМ солитонов [38,40,54]. Однако нас интересуют реальные модели АФМ с ВДМ, для которых всегда существуют гироскопические слагаемые. Поступательное движение стенок было исследовано ранее [46], и далее мы сконцентрируемся на анализе внутренней прецессионной динамики.

Однако до того как переходить к анализу реальных моделей, напомним, что для чисто антисимметричной формы ВДМ с $\mathbf{H}_D=H_D(\mathbf{d}\times\mathbf{l})$ гироскопические свойства АФМ не проявляются и $g(\theta,\varphi)=0$. Такая форма ВДМ характерна для всех одноосных АФМ с четной (по Турову) главной осью $C_n^{(+)}$, в этом случае вектор $\mathbf{d}$ параллелен избранной оси АФМ (оси $\mathbf{e}_z$). Однако во всех таких материалах во ВДМ обязательно присутствуют и другие слагаемые, которые дают $g(\theta,\varphi)\neq0$. Часто именно антисимметричный вклад в слабый момент оказывается доминирующим, поэтому полезно найти слабый момент в солитоне с учетом только такой формы ВДМ. Используя формулу (2), получаем для одноосного АФМ

$$\mathbf{M}=2(H_D/H_{\text{ex}})\sin\theta(\mathbf{e}_x\sin\omega t-\mathbf{e}_y\sin\omega t), \qquad (10)$$

т.е. в центре солитона имеет место ненулевой магнитный момент, который вращается в базисной плоскости АФМ. Обсудим также АФМ с ромбической симметрией, ортоферриты, для которых ВДМ содержит два независимых инварианта, антисимметричный и симметричный, $w_D = d_a(m_x l_z - m_z l_x) + d_s(m_x l_z + m_z l_x)$, здесь ось y выбрана вдоль нечетной оси **b**, а оси x и z — вдоль четных кристаллических осей **a** и **c** кристалла, см., например, [22,33]. Если вектор **l** лежит в плоскости xz, оба инварианта дают вклад в намагниченность ортоферрита, и для прецессионного солитона в ортоферрите возникает переменный магнитный момент. При комнатной температуре доминирует вклад d_a. Характер изменения $\mathbf{M}(t)$ зависит от магнитного состояния ортоферрита. Все ортоферриты при комнатной температуре находятся в фазе Γ_4, для которой легкая ось (ось 3) параллельна оси **a** ортоферрита, а магнитный момент коллинеарен оси **c**, $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 = \mathbf{c}(2H_D/H_{\text{ex}})\cos\theta$. Если в этой фазе существует прецессионный солитон, то в его центре обычный статический вклад $\mathbf{M}_0 = 0$, но появляется осциллирующий магнитный момент, параллельный оси **a**, $\mathbf{M}(t) = -\mathbf{a}(H_D/H_{\text{ex}})\sin\theta\cos\omega t$. Сходная ситуация, с заменой $\mathbf{a} \rightleftarrows \mathbf{c}$, имеет место и для фазы Γ_2, где $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{a}$, которая реализуется для ряда ортоферритов при низких температурах [22]. Для ортоферрита диспрозия ниже точки Морина ($T < T_M \sim 40$ К, см., например, [22]) реализуется фаза Γ_1, в которой $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b}$ и $\mathbf{M}_0 = 0$. Для солитонов в этой фазе динамический магнитный момент возникает в центре солитона, он прецессирует в плоскости **ac** так же, как для одноосного АФМ, см. (10). Доменные стенки в указанных выше фазах наблюдаются экспериментально, как традиционными методами, см. обзоры [32,33], так и с применением современных фемтосекундных методик [55,56]; и можно надеяться на реализацию их динамических аналогов — прецессионных солитонов. В этом случае наличие высокочастотного магнитного момента имеет большое преимущество для создания СВЧ генераторов на базе эффектов спиновой накачки солитонов и получения полезного сигнала [31].

4. Солитоны для реальных АФМ: теория возмущений

Перейдем к анализу эффектов понижения симметрии солитонов при учете слагаемых, входящих в ΔL, анизотропии в плоскости и гироскопического слагаемого. Уравнения для переменных θ и φ запишем в виде

$$\frac{1}{\omega_0^2}\frac{\partial^2\theta}{\partial t^2} - x_0^2\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \sin\theta\cos\theta\left[1 + x_0^2\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2 - \frac{1}{\omega_0^2}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)^2\right] =$$

$$= \frac{K_n}{K}\sin^{n-1}\theta\cos\theta\sin^2\left(\frac{n\varphi}{2}\right) - \frac{\gamma H_D}{\omega_0^2}D(\theta,\varphi)\frac{\partial\varphi}{\partial t}, \qquad (11)$$

$$\frac{1}{\omega_0^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(\sin^2\theta\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) - x_0^2\frac{\partial}{\partial x}\left[\sin^2\theta\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right] =$$

$$= \frac{K_n}{2K}\sin^n\theta\sin(n\varphi) + \frac{\gamma H_D}{\omega_0^2}D(\theta,\varphi)\frac{\partial\theta}{\partial t}. \qquad (12)$$

Здесь обозначено $D(\theta,\varphi) = \partial g(\theta,\varphi)/\partial\varphi$. Явный вид функции $D(\theta,\varphi)$ зависит не только от кристаллографической симметрии АФМ (т.е. порядка главной оси C_n), но и от магнитной симметрии. Формы функций $D(\theta,\varphi)$ для многих АФМ приведены в табл. в работе [46]; они очень разные для различных АФМ. Для АФМ с четной главной осью $C_n^{(+)}$, $n = 2, 3, 4, 6$, а также для фторида марганца MnF_2, который обладает нечетной осью 4-го порядка, функция $D(\theta,\varphi) = \sin^{\bar n}\theta\sin\tilde n\varphi$, где $\bar n = n+1, \tilde n = n$ для АФМ с осью $C_n^{(+)}$ при $n = 2$, 4 и 6, $\bar n = 7$, $\tilde n = 6$ для ромбоэдрических АФМ с осью $C_3^{(+)}$ и $\bar n = 3$, $\tilde n = 2$ для MnF_2. Для АФМ с нечетной главной осью $C_n^{(-)}$ и $n = 2$, 6 форма $D(\theta,\varphi)$ другая, $D(\theta,\varphi) \propto \sin^n\theta\cos\theta\sin n\varphi$. В этих АФМ возникает интересный эффект потери центра симметрии движущегося солитона, см. [46], но они менее интересны с точки зрения внутренней динамики, и мы их не рассматриваем.

Уравнения (11), (12) решить не удается. Учитывая, что слагаемые в правой части этой системы малы, начнем с анализа, используя теорию возмущений. Для этого запишем малые добавки к «нулевому» решению (9) в виде

$$\theta = \theta_0(x) + \vartheta(x,t),$$

$$\varphi = \varphi_0 + \omega t + \mu(x,t)/\sin\theta_0(x), \qquad (13)$$

линеаризуем левые части системы (11), (12) по ϑ и μ и ограничимся нулевым приближением в правых частях этих уравнений. В этом случае для ϑ и μ получается система линейных неоднородных уравнений,

$$\{\hat H_0 + \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\}\vartheta - \frac{2\omega\cos\theta_0}{\omega_0^2 - \omega^2}\frac{\partial\mu}{\partial t} =$$

$$= -B_n\sin^{n-1}\theta_0\cos\theta_0\cos n\omega t + D_n\sin^{\bar n}\theta_0\sin\tilde n\omega t, \qquad (14)$$

$$\left\{\hat H_0 + \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right\}\mu + \frac{2\omega\cos\theta_0}{\omega_0^2 - \omega^2}\frac{\partial\vartheta}{\partial t} = B_n\sin^n\theta_0\sin n\omega t, \qquad (15)$$

где опущены слагаемые, не содержащие зависимости от времени, и введены обозначения

$$B_n = \frac{K_n}{2K(1-\omega^2/\omega_0^2)}, \quad D_n = \omega\frac{\gamma H_D}{\omega_0^2 - \omega^2}. \qquad (16)$$

Уравнения для ϑ и μ содержат оператор Шредингера $\hat H_0$ с простым безотражательным потенциалом

$$\hat{H}_0 = -\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + 1 - \frac{2}{\operatorname{ch}^2 \xi}, \quad \xi = \frac{x}{x_0(\omega)}, \tag{17}$$

и известным полным набором собственных функций ψ_0 и ψ_k,

$$\psi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}\operatorname{ch}\xi}, \quad \hat{H}_0 \psi_0 = 0;$$

$$\psi_k = \frac{\operatorname{th}\xi - ik}{\sqrt{L(1+k^2)}} e^{ik\xi}, \quad \hat{H}_0 \psi_k = (1+k^2)\psi_k, \tag{18}$$

где L — размер АФМ вдоль направления x, все функции нормированы условиями $\left\langle \psi^*{}_1 \psi_2 \right\rangle = \delta_{1,2}$, $1 \equiv k_1$, здесь и далее обозначено $\langle ... \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} (...)\, d\xi$, см. [57]. Левая часть уравнений (14), (15) не зависит от времени, и их решения могут быть представлены в виде суперпозиции простых гармоник:

$$\vartheta^{(c)}(x,t) = Bf_B(x)\cos n\omega t + Df_D(x)\sin \tilde{n}\omega t,$$

$$\mu^{(c)}(x,t) = Bg_B(x)\sin n\omega t + Dg_D(x)\cos \tilde{n}\omega t, \tag{19}$$

где для краткости в коэффициентах B_n, D_n опущены индексы. Для функций $f_B(x), g_B(x)$ и $f_D(x), g_D(x)$ получаются системы обыкновенных дифференциальных уравнений, например,

$$\hat{H} f_D + W g_D = \sin^{\bar{n}} \theta_0, \quad \hat{H} g_D + W f_D = 0, \tag{20}$$

где обозначено

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{\tilde{n}^2 \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad W = \frac{2\tilde{n}\omega^2 \cos\theta_0}{\omega_0^2 - \omega^2}. \tag{21}$$

Легко показать, что при достаточно низких частотах, $\omega^2 < \omega_0^2/(\tilde{n}^2+1)$, существует обратный оператор $\hat{H}$. Действительно, его собственные значения не равны нулю (они положительны для $|\psi_k\rangle$, а собственное значение для $|\psi_0\rangle$ отрицательно). Далее можно записать замкнутое уравнение для каждой из функций f_D, g_D, например, $\hat{H} f_D - W(1/\hat{H}) W f_D = \sin^{\bar{n}} \theta_0$, и построить его решение в виде разложения по полному набору (18), $f_D(x) = F_{D,0}\psi_{D,0} + \sum_k F_{D,k}\psi_{D,k}$. Коэффициенты в этом разложении получаются в виде простых, но громоздких выражений, например,

$$F_{D,0}\left\{ \frac{\tilde{n}^2\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} + \left[\frac{2\tilde{n}\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}\right]^2 \sum_k |\left\langle \psi_k \cos\theta_0 \psi_0 \right\rangle|^2 \times \right.$$

$$\left. \times \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(1+k^2)(\omega_0^2 - \omega^2) - \tilde{n}^2\omega^2} \right\} = -\left\langle \sin^{\bar{n}} \theta_0 \psi_0 \right\rangle.$$

Все матричные элементы в этих выражениях можно найти в виде элементарных функций от k. Для вычисления бесконечных сумм по k можно перейти от суммирования к интегрированию, $\sum_k (...) \to (L/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} (...) dk$. Аналогичный анализ можно провести и для вклада анизотропии.

Обсудим общие свойства решений для $\mu(x,t)$, $\vartheta(x,t)$. Легко видеть, что в важном случае низких частот, $\omega^2 << \omega_0^2$, вклад «нулевого» состояния ψ_0, которому отвечает минимальное собственное значение $\hat{H}_0$, доминирует. При этом вклад состояний непрерывного спектра мал. Для $f_D(x)$ можно записать

$$f_D(x) \simeq F_{D,0}\psi_0 \simeq -(\omega_0^2 / \tilde{n}^2\omega^2)\left\langle \sin^{\bar{n}} \theta_0 \psi_0 \right\rangle \psi_0.$$

Легко видеть, что вклад «нулевого» состояния ψ_0 при низких частотах не мал; он даже расходится при $\omega \to 0$, указывая на естественные ограничения применимости теории возмущений. Однако этот вклад имеет особенность, позволяющую сделать важные выводы о характере нелинейной внутренней динамики. Сравнивая вид $\psi_0 \propto 1/\operatorname{ch}(\xi) \propto \sin\theta_0 \propto d\theta_0/dx$ (18) и определение переменной μ (13), легко видеть, что в полном решении вкладу ψ_0 отвечает функция $\varphi = \varphi(t)$, не зависящая от координаты x. Для переменной ϑ вклад $\psi_0 \propto d\theta/dx$ соответствует смещению центра солитона без искажения его внутренней структуры, то есть преобразованию (8) с конкретной заменой $X(t) = (F_{D,0} x_0 \sin \tilde{n}\omega t)/\sqrt{2}$. В следующем разделе эти свойства будут использованы для построения нелинейной теории внутренней динамики солитона, базирующейся на подходе коллективных переменных. Заметим, что смещение центра солитона имеет место только за счет вклада ВДМ и при выбранном выше виде функции $D(\theta,\varphi)$. Поскольку $\left\langle \psi_0 \sin^{\bar{n}} \theta_0 \cos\theta_0 \right\rangle = 0$, этот эффект смещения отсутствует для вклада анизотропии. Как отмечалось, для некоторых АФМ присутствует ВДМ другой формы, $D(\theta,\varphi) \propto \sin^n \theta \cos\theta$; однако в этом случае эффект связи смещения солитона и внутренних осцилляций также отсутствует. Фактически, для таких АФМ вклад ВДМ во внутреннюю динамику такой же, как вклад анизотропии, и именно поэтому эти магнетики здесь не рассматриваются.

При увеличении частоты прецессии вклад состояний непрерывного спектра ψ_k увеличивается. Этот вклад достаточно нетривиален; в частности, может оказаться, что область локализации этого вклада существенно превышает область локализации солитона, или даже этот вклад не является локализованным. Для анализа этого вклада удобно ввести комплексную переменную $\psi = \mu + i\vartheta$. Рассматривая влияние ВДМ, запишем уравнение для соответствующей функции ψ в виде

$$\hat{H}_0\psi + \frac{1}{(\omega_0{}^2 - \omega^2)}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} - \frac{2i\omega\cos\theta_0}{(\omega_0{}^2 - \omega^2)}\frac{\partial\psi}{\partial t} =$$

$$= iD_n \sin^{\tilde{n}}\theta_0 (e^{-i\tilde{n}\omega t} - e^{i\tilde{n}\omega t}). \quad (22)$$

Для описания указанного выше случая слабой локализации (или делокализации) функции $\psi(\xi)$ уравнения (14), (15) можно упростить, заменив выражения типа $\sin^p\theta_0$ дельта-функцией, $\sin^p\theta_0 \to u_p\delta(\xi)$, где константа u_p определяется из условия $\int_{-\infty}^{\infty}\sin^p\theta_0 d\xi = u_p$, а также аппроксимировав $\cos\theta_0$ ступенчатой функцией, положив $\sigma\cos\theta_0 = 1$ при $\xi > 0$ и $\sigma\cos\theta_0 = -1$ при $\xi < 0$. Далее решения при $\xi > 0$ и $\xi < 0$ сшиваются в точке $\xi = 0$ стандартным образом

$$\psi_{(\xi>0)}(\xi = 0) = \psi_{(\xi<0)}(\xi = 0),$$

$$\left.\frac{d\psi_{(\xi>0)}}{d\xi}\right|_{\xi=0} - \left.\frac{d\psi_{(\xi<0)}}{d\xi}\right|_{\xi=0} -$$

$$-\ 2u_2\psi(\xi = 0) = iD_n u_{\tilde{n}}(e^{-i\tilde{n}\omega t} - e^{i\tilde{n}\omega t}).$$

Форма правой части этого уравнения показывает, что решения $\psi_{(\xi>0)}$ и $\psi_{(\xi<0)}$ содержат слагаемые с положительными и отрицательными частотами, пропорциональные $\exp(\pm i\tilde{n}\omega t)$. Для определенности будем считать, что $\sigma = 1$, т.е. $\cos\theta_0 > 0$ при $\xi > 0$. В этом случае решения при $\xi > 0$ и $\xi < 0$ можно искать в виде

$$\psi_{(\xi>0)} = A_{(+)}\exp(-\kappa_{(-)}\xi + i\tilde{n}\omega t) + A_{(-)}\exp(-\kappa_{(+)}\xi - i\tilde{n}\omega t),$$
$$\psi_{(\xi<0)} = B_{(+)}\exp(\kappa_{(+)}\xi + i\tilde{n}\omega t) + B_{(-)}\exp(\kappa_{(-)}\xi - i\tilde{n}\omega t),$$

$$(23)$$

где функции с положительными и отрицательными частотами определяются соответствующими слагаемыми в правой части (22), а величины $\kappa_{(\pm)}$ — следующими формулами:

$$\kappa_{(+)}{}^2 = \frac{\omega_0{}^2 - (\tilde{n}+1)^2\omega^2}{(\omega_0{}^2 - \omega^2)}, \quad \kappa_{(-)}{}^2 = \frac{\omega_0{}^2 - (\tilde{n}-1)^2\omega^2}{(\omega_0{}^2 - \omega^2)}. \quad (24)$$

Если частота достаточно высокая, конкретно, если ω^2 приближается снизу к значениям $\omega_0{}^2/(\tilde{n}\pm 1)^2$, величины $\kappa_{(\pm)}$ могут стать аномально малыми и возникают медленно убывающие «хвосты» решения, амплитуда которых пропорциональна $\exp(-\kappa|\xi|)$. Это определяет указанный выше эффект делокализации динамической добавки к солитонному решению. Еще более интересный эффект возникает при дальнейшем росте частоты. Если $\omega^2 > \omega_0{}^2/(\tilde{n}\pm 1)^2$, величины $\kappa^2_{(\pm)}$ становятся отрицательными, и решения не убывают вдали от солитона. Фактически, в этом случае имеет место черенковское излучение магнонов, см. [32,33]. В принципе, наличие этого излучения приводит к диссипации энергии прецессии и несовместимо с точным определением солитона. Однако такое состояние можно трактовать как диссипативный солитон, который существует как стационарное возбуждение при наличии внешней накачки. Именно такие диссипативные солитоны типа магнонной капли (dissipative droplet soliton) обсуждаются для приложений в солитонной спинтронике ферромагнетиков [15–17]. Полученные нами динамические доменные стенки имеют преимущество по сравнению со стандартными магнонными каплями в ферромагнетиках [15,16], поскольку они обладают топологической устойчивостью (топологический заряд π_0). Для ферромагнетиков прецессионные 180-градусные доменные стенки невозможны, ранее обсуждались только 360-градусные стенки [17] со слабой топологией (топологический заряд π_1).

5. Солитоны для реальных АФМ: подход коллективных переменных

Как было указано выше, применимость теории возмущений ограничена по частоте прецессии снизу, и для малых частот прецессии внутренняя динамика является, вообще говоря, нелинейной. В случае малых частот можно использовать приближение коллективных переменных [42], что позволяет провести приближенный анализ существенно нелинейной проблемы. Как отмечалось, в этом случае доминирует вклад состояний ψ_0, что указывает на возможность ограничиться исследованием смещения центра солитона $X(t)$ и однородной в пространстве динамики переменной $\varphi = \varphi_s(t)$. Предположим, что эти динамические переменные достаточно медленно изменяются во времени. Подставляя солитонное решение вида (8), зависящее от X и φ_s, в лагранжиан АФМ (3), получаем эффективную функцию Лагранжа динамической системы L_{eff} с двумя степенями свободы, описывающую динамику коллективных координат $X(t)$ и $\Phi = \varphi_s(t)$:

$$L_{\text{eff}} = \frac{E_0}{2c^2}\left(\frac{dX}{dt}\right)^2 + \frac{E_0}{2\omega_0{}^2}\left(\frac{d\Phi}{dt}\right)^2 -$$

$$-V_0\sin^2\left(\frac{n}{2}\Phi\right) + \sigma G_0\frac{dX}{dt}\cos(\tilde{n}\Phi), \quad (25)$$

$$V_0 = \eta_{n-1}E_0\frac{K_n}{nK}, \quad G_0 = \eta_{\tilde{n}}E_0\frac{\gamma H_D}{c\omega_0\tilde{n}}, \quad \eta_n = \int_0^{\pi}\sin^n\theta d\theta,$$

$$(26)$$

где численный коэффициент $\eta_n = 2, 4/3, 16/15$ и $32/35$ для $n = 1, 3, 5$ и 7 соответственно.

В простой модели с лагранжианом $L = L_0$ остаются только два первых слагаемых, которые описывают свободную динамику X и Φ, поступательное движение с лоренц-инвариантной массой $m_* = E_0/c^2$ и прецессию с эффективным моментом инерции

$I_* = E_0/\omega_0^2$. Вклад анизотропии в базисной плоскости порождает потенциальную энергию для переменной Φ, а ВДМ — гироскопическое слагаемое, знак которого зависит от топологического заряда солитона $\sigma = \pm 1$. Это слагаемое изменяет определение канонического импульса для координаты солитона X, $P_X = m_*(dX/dt) + \sigma G_0 \cos(\tilde{n}\Phi)$. В рассмотренном выше случае однородного АФМ X является циклической координатой и $P_X = \text{const}$. В силу этого свободное движение представляет собой связанную прецессию вектора $\mathbf{l}$ в центре солитона и колебания центра солитона. Еще одним интегралом движения задачи является энергия, которую с учетом условия $P_X = P = \text{const}$ можно записать в виде

$$E = \frac{1}{2} I_* \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)^2 + V_{\text{eff}}(\Phi),$$

$$V_{\text{eff}}(\Phi) = V_0 \sin^2 \left(\frac{n}{2} \Phi \right) + \frac{[P - \sigma G_0 \cos(\tilde{n}\Phi)]^2}{2m_*}. \quad (27)$$

Нелинейная задача сводится к анализу колебаний переменной Φ в эффективном потенциале $V_{\text{eff}}(\Phi)$ достаточно сложного вида. Зависимость $X(t)$ легко определить из условия $P_X = P = \text{const}$. Легко видеть, что решение с почти однородной во времени прецессией получается при $E >> \max\{V_{\text{eff}}(\Phi)\}$, при этом $\omega = d\Phi/dt \simeq \sqrt{2E/I_*}$. Если же $E \le \max\{V_{\text{eff}}(\Phi)\}$, то имеет место «финитная» динамика Φ, т.е. ограниченные колебания Φ около положения равновесия. Для случая $P = 0$ анализ упрощается, в частности, в практически важном случае фторида марганца $n = 4$, $\tilde{n} = n/2 = 2$ и описание внутренней динамики солитона сводится к известной задаче о динамике математического маятника.

6. Заключение

Показано, что для ряда АФМ наличие взаимодействия Дзялошинского–Мории, даже достаточно слабого, приводит к качественно новым эффектам в динамике солитона. Солитоны в АФМ с учетом основных взаимодействий, существующих в реальных магнетиках, демонстрируют нетривиальную динамику. При наличии ВДМ вращательная динамика вектора $\mathbf{l}$ в центре солитона для многих АФМ связана с колебаниями центра солитона. Это позволяет возбуждать прецессионную динамику в рамках стандартной схемы изучения движения доменных стенок под действием импульса магнитного поля, см. [32,33]. В нашем случае импульс магнитного поля, который смещает центр солитона, возбуждает и колебания угловой переменной φ_s. С другой стороны, если прецессия вектора $\mathbf{l}$ с частотой ω возбуждается спиновой накачкой в рамках стандартной схемы наногенератора типа [15–17,26,30,31], то одновременно возникают и колебания центра солитона с частотой $\tilde{n}\omega$. Все эти интересные особенности могут быть полезными для реализации приборов спинтроники, использующих квазиодномерные солитоны в АФМ. В отличие от неодномерных солитонов в ферромагнитных наногенераторах [15–17], АФМ солитон является устойчивым и при выключенной накачке; его легко создать в нужном месте прибора с помощью достаточно слабого магнитного поля [32,33].

Для достаточно высокой частоты прецессии вектора $\mathbf{l}$ в солитоне должно возникать черенковское излучение магнонов. Наличие такого излучения может быть использовано для синхронизации солитонного АФМ генератора с применением нескольких солитонов, в которых динамика возбуждается спиновой накачкой. Кроме того, интересна сама возможность создания генератора коротковолновых магнонов, возбуждаемого эффектами спиновой накачки.

Работа поддержана НАН Украины в рамках проектов № 1/16-Н и ВЦ/157. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках программы повышения конкурентоспособности НИТУ «MISIS» (NK2-2017-005), осуществляемой постановлением правительства от 16 марта 2013 г. № 211.

1. L.I. De Jongh and F.R. Miedema, *Adv. Phys*. **23**, 1 (1974).
2. H.-J. Mikeska and M. Steiner, *Adv. Phys*. **40**, 191 (1991).
3. А.А. Степанов, М.И. Кобец, А.И. Звягин, *ФНТ* **9**, 764 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys*. **9**, 391 (1983)].
4. 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)].
5. А.А. Степанов, А.И. Звягин, С.В. Волоцкий, М.И. Кобец, В.А. Пащенко, *ФНТ* **15**, 100 (1989) [*Sov. J. Low Temp. Phys*. **15**, 57 (1989)].
6. В.Г. Барьяхтар, А.И. Звягин, М.И. Кобец, В.Н. Криворучко, А.А. Степанов, Д.А. Яблонский, *ФНТ* **11**, 1113 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys*. **11**, 615 (1985)].
7. М.В. Гвоздикова, А.С. Ковалев, *ФНТ* **24**, 1077 (1998) [*Low Temp. Phys*. **24**, 808 (1998)].
8. М.В. Гвоздикова, А.С. Ковалев, *ФНТ* **25**, 1295 (1999) [*Low Temp. Phys*. **25**, 972 (1999)].
9. А.С. Ковалев, J.E. Prilepsky, Е.А. Крюков, Н.В. Кулик, *ФНТ* **36**, 1041 (2010) [*Low Temp. Phys*. **36**, 831 (2010)].
10. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 516 (1977).
11. A.M. Kosevich, B.A. Ivanov, and A.S. Kovalev, *Physica D* **3**, 363 (1981).
12. A.M. Kosevich, B.A. Ivanov and A.S. Kovalev, *Phys. Rep*. **194**, 117 (1990).
13. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев. *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев (1983).
14. А.Б. Борисов, В.В. Киселев, *Нелинейные волны, солитоны и локализованные структуры в магнетиках*, УроРАН, Екатеринбург (2009).

15. M.A. Hoefer, M. Sommacal, and T.J. Silva, *Phys. Rev. B* **85**, 214433 (2012).
16. S.M. Mohseni, S.R. Sani, J. Persson, T.N.A. Nguyen, S. Chung, Y. Pogoryelov, P.K. Muduli, E. Iacocca, A. Eklund, R.K. Dumas, S. Bonetti, A. Deac, M.A. Hoefer, and J. Akerman, *Science* **339**, 1295 (2013).
17. E. Iacocca, R.K. Dumas, L. Bookman, M. Mohseni, S. Chung, M. A. Hoefer, and J. Akerman, *Phys. Rev. Lett*. **112**, 047201 (2014).
18. J. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater*. **159**, L1 (1996).
19. L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
20. S.D. Bader and S.S. P. Parkin, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys*. **1**, 71 (2010).
21. D.C. Ralph and M.D. Stiles, *Spin Transfer Torques*, *J. Magn. Magn. Mater*. **320**, 1190 (2008).
22. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001) [E.A. Turov, A.V. Kolchanov, M.I. Kurkin, I.F. Mirsaev, and V.V. Nikolaev, *Symmetry and Physical Properties of Antiferromagnets*, Cambridge International Science Publishing, Ltd. (2010)].
23. H.V. Gomonay, and V.M. Loktev, *Phys. Rev. B* **81**, 144427 (2010).
24. H. Wang, C. Du, P.C. Hammel, and F. Yang, *Phys. Rev. Lett*. **113**, 097202 (2014).
25. R. Khymyn, I. Lisenkov, V.S. Tiberkevich, A.N. Slavin, and B.A. Ivanov, *Phys. Rev. B* **93**, 224421 (2016).
26. Е.В. Гомонай, В.М. Локтев, *ФНТ* **40**, 22 (2014) [*Low Temp. Phys*. **40**, 17 (2014)].
27. C. Sirtori, *Nature* **417**, 132 (2002).
28. R. Kleiner, *Science* **318**, 1254 (2007).
29. Y.V. Gulyaev, P.E. Zilberman, G.M. Mikhailov, and S.G. Chigarev, *JETP Lett*. **98**, 742 (2014).
30. R. Cheng, D. Xiao, and A. Brataas, *Phys. Rev. Lett*. **116**, 207603 (2016).
31. R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tyberkevych, B.A. Ivanov, and A. Slavin, *Sci. Rep*. **7**, 43705 (2017).
32. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин, *УФН* **146**, 417 (1985) [*Sov. Phys. Usp*. **28**, 563 (1985)].
33. 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.
34. Б.А. Иванов, А.К. Колежук, *ФНТ* **21**, 355 (1995) [*Low Temp. Phys*. **21**, 275 (1995)].
35. Б.А. Иванов, *ФНТ* **40**, 119 (2014) [*Low Temp. Phys*. **40**, 91 (2014)].
36. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys*. **82**, 2731 (2010).
37. I.V. Bar'yakhtar and B.A. Ivanov, *Solid State Commun*. **34**, 545 (1980).
38. И.В. Барьяхтар, Б.А. Иванов, *ЖЭТФ* **85**, 328 (1983).
39. B.A. Ivanov, A.K. Kolezhuk, and G.K. Oksyuk, *Europhys. Lett*. **14**, 151 (1991).
40. Б.А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 381 (1993) [*JETP Lett*. **58**, 389 (1993)].
41. B.A. Ivanov and D.D. Sheka, *Phys. Rev. Lett*. **72**, 404 (1994).
42. B.A. Ivanov and A.K. Kolezhuk, *Phys. Rev. B* **56**, 8886 (1997).
43. E.G. Galkina, A.Yu. Galkin, B.A. Ivanov, and Franco Nori, *Phys. Rev. B* **81**, 184413 (2010).
44. H. Velkov, O. Gomonay, M. Beens, G. Schwiete, A.Brataas, J. Sinova, and R.A.Duine, *New J. Phys*. **18**, 075016 (2016).
45. A.Qaiumzadeh, H. Skarsvåg, C. Holmqvist, and A. Brataas, *Phys. Rev. Lett*. **118**, 137201 (2017).
46. Е.В. Гомонай, Б.А. Иванов, В.А. Львов, Г.К. Оксюк, *ЖЭТФ* **97**, 307 (1990) [*Sov. Phys. JETP* **70**, 174 (1990).]
47. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **78**, 1509 (1980).
48. T.H. Kim, P. Grünberg, S.H. Han, and B. Cho, *Sci. Rep*. **6**, 35077 (2016).
49. В.М. Елеонский, Н.Н. Кирова, Н.Е. Кулагин, *ЖЭТФ* **75**, 2210 (1978).
50. В.М. Елеонский, Н.Н. Кирова, Н.Е. Кулагин, *ЖЭТФ* **79**, 321 (1980)
51. В.М. Елеонский, Н.Н. Кирова, Н.Е. Кулагин, *ЖЭТФ* **80**, 357 (1981)
52. В.М. Елеонский, Н.Е. Кулагин, *ЖЭТФ* **84**, 616 (1983).
53. В.М. Елеонский, Н.Е. Кулагин, *ЖЭТФ* **85**, 1437 (1983).
54. B.A. Ivanov and A.K. Kolezhuk, *Phys. Rev. Lett*. **74** 1859 (1995).
55. D. Afanasiev, B.A. Ivanov, A. Kirilyuk, Th. Rasing, R.V. Pisarev, and A.V. Kimel, *Phys. Rev. Lett*. **116**, 097401 (2016).
56. D. Afanasiev, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *J. Phys.: Condens. Matter* **29**, 224003 (2017).
57. М.М. Богдан, О.В. Чаркина, *ФНТ* **40**, 105 (2014) [*Low Temp. Phys*. **40**, 84 (2014)].

Precessional single-dimensional solitons in antiferromagnets with low-dynamic symmetry

E.G. Galkina, R.V. Ovcharov, and B.A. Ivanov

The nonlinear internal dynamics of one-dimensional topological magnetic solitons in antiferromagnets with accounting for their real magnetic symmetry is studied theoretically. The presence of the Dzyaloshinsky–Moriya interaction, which can lead to the appearance of weak canting of the sublattices of the antiferromagnet, leads to a lowering in the dynamic symmetry of the magnet. As a consequence, the effects of lowering the symmetry of the soliton with internal precession dynamics appear: spin precession becomes non-uniform in time and it is accompanied by oscillations of the soliton center. In a certain frequency range, the effect of radiation of short-wave magnons appears.

PACS: 75.10.Hk Classical spin models;
75.50.Ee Antiferromagnetics;
05.45.Yv Solitons.

Keywords: antiferromagnets, magnetic solitons, Dzyaloshinskii–Moriya interaction, spintronics.