

УДК 538.9

СОЛИТОНЫ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С АНИЗОТРОПИЕЙ ТИПА «ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ»

© 2024 г. В. В. Киселев^{1, 2}, А. А. Расковалов^{1, 2, *}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук», Екатеринбург, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», Екатеринбург, Россия

*E-mail: raskovalov@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 02.05.2024

После доработки 13.05.2024

Принята к публикации 31.05.2024

Рассмотрена модель Ландау–Лифшица для полубесконечного ферромагнетика с анизотропией типа «легкая плоскость». Получены ее новые аналитические решения, которые описывают взаимодействие солитонов с границей ферромагнетика. Найдены дополнительные законы сохранения, гарантирующие устойчивость солитонов при их столкновении с границей образца. Вычислены изменения параметров солитонов после столкновения.

Ключевые слова: солитоны, уравнение Ландау–Лифшица, ферромагнетик, легкоплоскостная анизотропия

DOI: 10.31857/S0367676524090052, EDN: OEGPYD

ВВЕДЕНИЕ

Основные уравнения теории магнетизма существенно нелинейны. При рассмотрении слабонелинейных возбуждений их еще можно решить стандартными методами теории возмущений. Однако анализ сильновозбужденных состояний магнитных сред возможен только с привлечением специальных аналитических и численных методов [1, 2]. Наиболее эффективным из таких методов является метод обратной задачи рассеяния [3, 4]. К сожалению, он приспособлен лишь для решения задач в безграничных средах. Реальные образцы имеют конечные размеры. В таких случаях метод обратной задачи рассеяния сталкивается с серьезными трудностями при отображении краевых условий задачи в данные рассеяния. Исключение составляют образцы со специальными (интегрируемыми) краевыми условиями. Для моделей ферромагнетиков, учитывающих основные обменные взаимодействия и квадратичную по намагниченности кристаллографическую анизотропию, такие краевые условия выявлены в работе [5]. Однако нелинейная динамика конечных ферромагнитных образцов до сих пор мало изучена.

В данной работе мы рассмотрим модель Ландау–Лифшица для ферромагнетика с анизотропией

типа «легкая плоскость» (плоскость Oxy) на полуоси $0 \leq z < \infty$. Энергия образца [6]:

$$E = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} dz \left[\alpha (\partial_z \vec{M})^2 + K (\vec{M} \cdot \vec{e}_3)^2 \right] + H (\vec{M} \cdot \vec{e})|_{z=0}. \quad (1)$$

Здесь $\vec{M}(z, t)$ – вектор намагниченности ($\vec{M}^2 = M_0^2 = \text{const}$), z, t – пространственная координата и время, $\alpha > 0$ и $K > 0$ – постоянные обменного взаимодействия и анизотропии, $\vec{H} = H\vec{e}$ – эффективное поле однонаправленной поверхностной анизотропии [7, 8]. Векторы $\vec{e} = (1, 0, 0)$ и $\vec{e}_3 = (0, 0, 1)$ задают направления поверхностного поля и оси анизотропии.

Для упрощения формул перейдем к безразмерным переменным:

$$\vec{S} = -\frac{\vec{M}}{M_0}, \quad h = \frac{H}{M_0 \sqrt{\alpha K}}, \quad z \rightarrow z \sqrt{\frac{\alpha}{K}}, \\ t \rightarrow \frac{t}{\gamma M_0 K},$$

где γ – магнитомеханическое отношение. В безразмерных переменных, возможным нелинейным

возбуждениям в полубесконечном образце соответствуют решения уравнения Ландау–Лифшица [3, 9, 10]:

$$\partial_t \vec{S} = [\vec{S} \times \partial_z^2 \vec{S}] - (\vec{e}_3 \cdot \vec{S}) [\vec{S} \times \vec{e}_3], \quad \vec{S}^2 = 1, \quad (2)$$

с интегрируемыми краевыми условиями:

$$[\vec{S} \times (\partial_z \vec{S} + h \vec{e})] |_{z=0} = 0; \quad (3)$$

$$\vec{S}(z, t) \rightarrow \vec{e}, \quad \partial_z \vec{S}(z, t) \rightarrow 0 \quad \text{при } z \rightarrow +\infty$$

и начальным распределением намагниченности: $\vec{S}(z, t=0) = \vec{S}_0(z)$.

Смешанное граничное условие (3) означает, что магнитные моменты на границе образца частично закреплены. При $h \rightarrow 0$ оно переходит в условие со свободными магнитными моментами на поверхности: $[\vec{S} \times \partial_z \vec{S}] |_{z=0} = 0$, а при $|h| \gg 1$ сводится к условию полного закрепления магнитных моментов на границе образца: $S_1 |_{z=0} = \pm 1$.

Для интегрирования модели (2), (3) нами использован нелинейный аналог метода «изображений» используемого в электростатике. Впервые такая техника была предложена в работах [11, 12] для нелинейного уравнения Шредингера на полуоси. Основная идея состоит в продолжении по определенной симметрии поля намагниченности, заданного на полуоси, на всю ось $-\infty < z < \infty$ с последующим решением исходной задачи по традиционной схеме метода обратной задачи рассеяния.

С помощью такого подхода в полубесконечных образцах изотропного гейзенберговского ферромагнетика были предсказаны и аналитически описаны особые солитоны, которые претерпевают сильные деформации в ходе взаимодействия с границей образца [13]. В данной работе мы изучим влияние легкоплоскостной магнитной анизотропии на особенности образования и свойства таких солитонов.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Отражение волны поворота от границы образца

Напомним, что обменные взаимодействия допускают формирование локализованных около границы образца солитонов с дискретными частотами и характерными модуляционными свойствами [13]. Мы показали, что анизотропия типа «легкая плоскость» (базисная плоскость параллельна границе образца) исключает образование неподвижных приграничных солитонов. Движущиеся частицеподобные возбуждения полубесконечного легкоплоскостного ферромагнетика делятся на два класса.

К первому из них относятся солитоны, которые при удалении от границы образца принимают форму волн стационарного профиля без внутренних

колебаний намагниченности. Их строение и свойства существенно зависят от величины поверхностного поля h . А именно в малых полях $|h| < \text{ch}^{-1} \rho$ имеем

$$\begin{aligned} S_1 &= -1 + \frac{2}{\tau} \text{th}^2 \rho \text{ch}^2 y, \\ S_2 &= -\frac{2 \text{sign} c_0}{\tau} \text{th}^2 \rho \text{sh} s \text{ch} y, \\ S_3 &= -\frac{2 \text{sign} c_0}{\tau \text{ch}^2 \rho} \text{sh} \rho \text{ch} s \text{ch} y, \\ \tau &= \text{ch}^2 s + \text{th}^2 \rho \text{sh}^2 y, \end{aligned} \quad (4)$$

в то время, как в больших полях $|h| > \text{ch}^{-1} \rho$:

$$\begin{aligned} S_1 &= -1 + \frac{2}{\tau} \text{th}^2 \rho \text{sh}^2 y, \\ S_2 &= -\frac{2 \text{sign} c_0}{\tau} \text{th}^2 \rho \text{ch} s \text{sh} y, \\ S_3 &= -\frac{2 \text{sign} c_0}{\tau \text{ch}^2 \rho} \text{sh} \rho \text{sh} s \text{sh} y, \\ \tau &= \text{sh}^2 s + \text{th}^2 \rho \text{ch}^2 y, \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $y = \frac{z}{\text{ch} \rho} - \frac{1}{2} \ln |f|$, $f = \frac{h \text{ch} \rho + 1}{h \text{ch} \rho - 1}$, $s = \frac{\text{sh} \rho}{\text{ch}^2 \rho} (t - t_0)$, $t_0 = \frac{\text{ch}^2 \rho}{2 \text{sh} \rho} \ln \frac{|f|}{c_0^2}$; c_0 – вещественная константа интегрирования, ρ – вещественный параметр. Обсудим особенности отражения солитонов (4), (5) от края образца.

В слабых полях $|h| < \text{ch}^{-1} \rho$ в момент $t = t_0$ столкновения солитона (4) с границей образца все магнитные моменты в области локализации солитона ложатся в плоскость Oxz . В отрицательных слабых полях $-\text{ch}^{-1} \rho < h < 0$ компонента S_1 намагниченности по мере удаления вглубь образца монотонно возрастает (рис. 1а), а при положительных $0 < h < \text{ch}^{-1} \rho$ вблизи границы образца в некоторой точке $z_0 = \text{ch} \rho \ln |f| / 2 > 0$ происходит частичное перемагничивание среды: $S_1^{(0)} = -1 + 2 \text{th}^2 \rho$ (рис. 1б). В обоих случаях в момент отражения $t = t_0$ все магнитные моменты в солитоне (4) наклонены по направлению к границе образца при значениях $c_0 \rho > 0$ (рис. 1в), и по направлению от границы при значениях $c_0 \rho < 0$.

В сильных полях $|h| > \text{ch}^{-1} \rho$ отражение солитона (5) от края образца происходит в другой плоскости Oxy . При отрицательных полях $h < -\text{ch}^{-1} \rho$ компонента S_1 намагниченности по мере удаления вглубь образца также монотонно возрастает (рис. 2а), а при положительных значениях $h > \text{ch}^{-1} \rho$ в точке $z_0 = \text{ch} \rho (\ln |f|) / 2$ в отличие от предыдущего случая

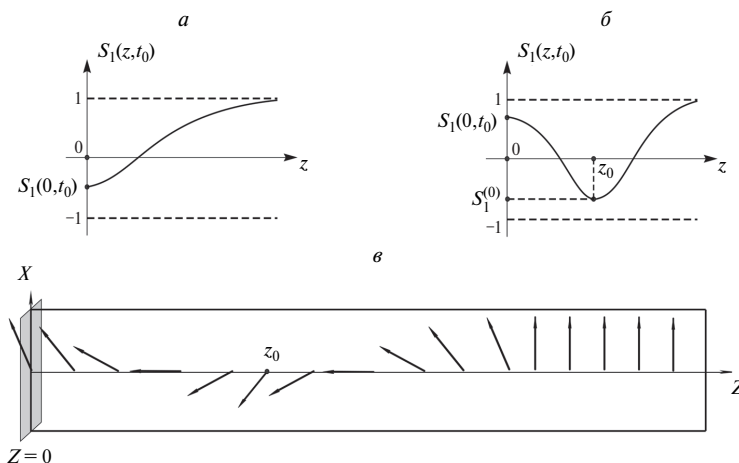


Рис. 1. Компонента S_1 намагниченности при отрицательных (а) и положительных (б) значениях поля h и распределение магнитных моментов в образце (в) в момент столкновения солитона (4) с границей образца.

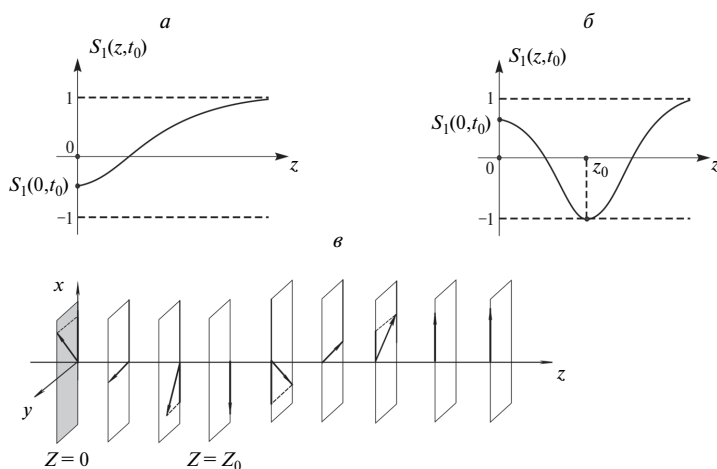


Рис. 2. Компонента S_1 намагниченности при отрицательных (а) и положительных (б) значениях поля h и распределение магнитных моментов в образце (в) в момент столкновения солитона (5) с границей образца.

наблюдается полное перемагничивание среды: $S_1 = -1$ (рис. 2б и 2в).

Обсудим изменения ядер солитонов (4), (5) после их столкновения с краем образца. Под «ядром» мы понимаем область пространственной локализации солитона, за пределами которой намагниченность в образце экспоненциально мало отличается от таковой в отсутствие солитона.

Пусть для определенности параметр $\rho > 0$. В слабых поверхностных полях $|h| < \text{ch}^{-1} \rho$ солитон (4) на больших расстояниях от края образца перед отражением от него (при $t \ll t_0, z \gg 1$) принимает вид волны поворота намагниченности типичной для неограниченной среды [3]:

$$S_1 = \text{th} \xi_-, S_2 = \text{sign } c_0 \frac{\text{th } \rho}{\text{ch} \xi_-}, S_3 = -\frac{\text{sign } c_0}{\text{ch } \rho \text{ch} \xi_-},$$

$$\xi_- = [z + Vt - z_-] / l_0. \tag{6}$$

Волна поворота (6) локализована в области шириной $l_0 = \text{ch } \rho > 1$ и движется по направлению к границе образца со скоростью: $V = \text{th } \rho$. Величина $z_- = -\text{ch} \rho \ln(|c_0| \text{th } \rho / |f|)$ определяет координату центра волны (6) в сопутствующей ей системе отсчета, где $z + Vt = 0$. Название солитона (6) отражает тот факт, что в его ядре намагниченность поворачивается из положения $\vec{S}(z, t) \approx (-1, 0, 0)$ (при $\xi_- \ll -1$) в положение $\vec{S}(z, t) \approx (1, 0, 0)$ (при $\xi_- \gg 1$). Плоскость поворота вектора $\vec{S}(z, t)$ неизменна, ортогональна плоскости Oyz и составляет с осью Oz угол δ_- :

$$\sin \delta_- = \text{sign } c_0 \text{th } \rho, \quad \cos \delta_- = -\text{sign } c_0 / \text{ch } \rho.$$

В центре волны (при $\xi_- = 0$) имеем:

$$\vec{S} = (0, \sin \delta_-, \cos \delta_-).$$

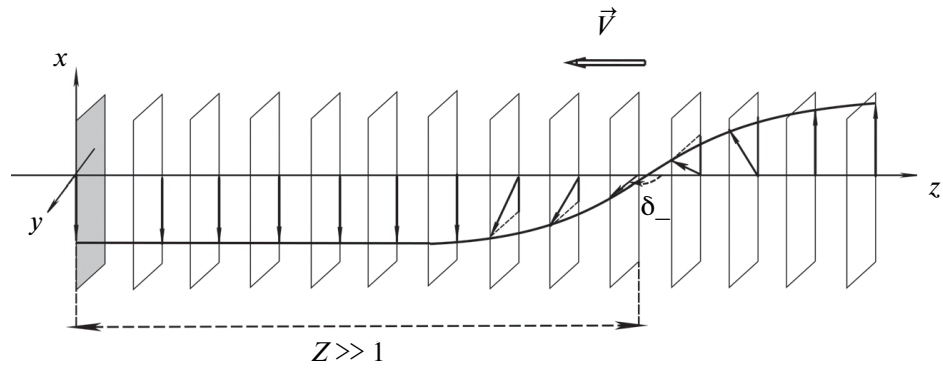


Рис. 3. Волна поворота (6) вдали от границы образца; выбран случай $c_0 > 0$.

В другом предельном случае (при $t \gg t_0$, $z \gg 1$) вдали от края образца после отражения солитон (4) представляет похожую волну поворота намагниченности (см. рис. 3):

$$S_1 = \text{th} \xi_+, S_2 = -\text{sign} c_0 \frac{\text{th} \rho}{\text{ch} \xi_+}, S_3 = -\frac{\text{sign} c_0}{\text{ch} \rho \text{ch} \xi_+},$$

$$\xi_+ = [z - Vt - z_+] / l_0. \quad (7)$$

Она отличается от (6) направлением движения вглубь образца и другим сдвигом центра тяжести: $z_+ = \text{ch} \rho \ln(|c_0| / \text{th} \rho)$. Величина $\Delta z = z_+ - z_- = \text{ch} \rho \ln(c_0^2 / |f|)$ позволяет оценить характерное время Δt взаимодействия солитона (4) с поверхностью образца: $\Delta t = |t - t_0| \leq \Delta z / V$. Кроме того, в волне (7) плоскость поворота намагниченности, хотя и остается ортогональной плоскости Oyz , но в центре солитона образует другой угол δ_+ с осью Oz :

$$\sin \delta_+ = -\text{sign} c_0 \text{th} \rho, \quad \cos \delta_+ = -\text{sign} c_0 / \text{ch} \rho.$$

В итоге намагниченность в центре солитона (4) после его столкновения с границей поворачивается на угол

$$\delta_+ - \delta_- = 2 \arg[1 + i \text{sh} \rho] = 2 \arctg \text{sh} \rho. \quad (8)$$

При наличии сильных поверхностных полей $|h| > \text{ch}^{-1} \rho$ солитон (5) в результате столкновения с границей образца также не меняет свой размер и приобретает дополнительный сдвиг: $\Delta z = z_+ - z_- = \text{ch} \rho \ln(c_0^2 / f)$. Кроме того, намагниченность в центре солитона (5) после его столкновения с границей образца поворачивается в плоскости Oyz на другой угол:

$$\delta_+ - \delta_- = \pi + 2 \arctg \text{sh} \rho, \quad (9)$$

который отличается от (8) на π .

Таким образом, сдвиг фазы комплексного поля $S_3 + i S_2$ в центре волны поворота после ее отражения от края образца в случаях слабого $|h| < \text{ch}^{-1} \rho$

и сильного $|h| > \text{ch}^{-1} \rho$ поверхностного поля аналогичен изменению фазы световой волны при ее отражении от границы с менее и более оптически плотной средой [14].

Хотя зарождение солитонов всегда требует затрат энергии, при положительных (отрицательных) и конечных значениях поверхностного поля энергетически более выгодно образование на полуоси четного (нечетного) числа волн поворота.

Отражение бризера от границы образца

Второй класс солитонных возбуждений в полубесконечном образце содержит движущиеся частицеподобные объекты с внутренними колебательными степенями свободы – бризеры. В толще образца они упруго сталкиваются между собой и с волнами поворота намагниченности. Отражение бризеров от края образца также является упругим и сопровождается сильной деформацией солитонных ядер.

Напомним, что в обменном приближении на размеры областей пространственной локализации любых солитонов в полубесконечном ферромагнитном образце не было ограничений [13]. Учет кристаллографической анизотропии приводит к сужению ядер солитонов и ограничению их размеров. В размерных переменных пространственные параметры солитонов получаются умножением безразмерных значений на магнитную длину $\sqrt{\alpha/K}$.

Обсудим изменение структуры бризера после его отражения от края образца. Вдали от поверхности образца (при $z \gg 1$, $t \rightarrow \pm \infty$) колебания бризера приобретают регулярный характер, и он превращается в прецессирующий солитон неограниченной среды [3]:

$$S_1 = 1 - \frac{2}{\tau_{\pm}} \left[\cos^2 s_{\pm} + \frac{\cos^2 \varphi}{|\text{sh} \mu|^2} \right];$$

$$S_2 = \pm \frac{\text{ctg} \varphi}{\tau_{\pm} |\text{sh} \mu|^2} [\cos s_{\pm} \text{ch} y_{\pm} \text{sh} 2\rho -$$

$$S_3 = \frac{2 \operatorname{ctg} \varphi}{\tau_{\pm} |\operatorname{sh} \mu|^2} [\operatorname{sh} \rho \cos \varphi \operatorname{ch} y_{\pm} \sin s_{\pm} + \operatorname{ch} \rho \sin \varphi \operatorname{sh} y_{\pm} \cos s_{\pm}], \quad (10)$$

$$y_{\pm} = \left[z \mp Vt - z_{\pm}^{(0)} \right] / l_0, \quad s_{\pm} = k z \mp \omega t + s_{\pm}^{(0)},$$

$$\tau_{\pm} = \cos^2 s_{\pm} + \operatorname{ctg}^2 \varphi \operatorname{ch}^2 y_{\pm}.$$

Солитон (10) параметризуется комплексным числом $\mu = \rho + i\varphi$; $-\infty < \rho < \infty$, $0 < \varphi < \pi$. Величины

$$l_0 = \left(\frac{\operatorname{ch} \rho \sin \varphi}{|\operatorname{sh} \mu|^2} \right)^{-1} > 0, \quad V = \frac{\operatorname{th} \rho (\operatorname{ch}^2 \rho + \cos^2 \varphi)}{|\operatorname{sh} \mu|^2},$$

$$\omega = \frac{\operatorname{ch} \rho \cos \varphi}{|\operatorname{sh} \mu|^4} (\operatorname{sh}^2 \rho - \sin^2 \varphi), \quad k = \frac{\operatorname{sh} \rho \cos \varphi}{|\operatorname{sh} \mu|^2},$$

соответственно, определяют толщину стенок, ограничивающих ядро бризера, скорость движения центра солитона, частоту и волновое число осцилляций в его ядре. В пределах ядра солитона (10) намагниченность совершает неоднородную эллиптическую прецессию с частотой ω вокруг оси Ox . При этом компонента S_1 (10) осциллирует с двойной частотой. Поэтому раствор конуса прецессии пульсирует с частотой 2ω . Единственным результатом отражения бризера (10) от границы образца является сдвиг координаты центра солитона:

$$z_+^{(0)} = l_0 \ln \left| \frac{\kappa}{\operatorname{th} \rho \operatorname{cth} \mu} \right|, \quad z_-^{(0)} = l_0 \ln \left| \frac{f}{\kappa \operatorname{th} \rho \operatorname{cth} \mu} \right|,$$

$$f = \frac{i h \operatorname{sh} \mu + 1}{i h \operatorname{sh} \mu - 1}$$

и изменение начальной фазы его прецессии:

$$s_+^{(0)} = \arg \left[\operatorname{th} \rho \operatorname{cth} \mu \kappa^{-1} \right], \quad s_-^{(0)} = \arg \left[\kappa \operatorname{th} \rho \operatorname{cth} \mu f^{-1} \right].$$

Здесь κ – произвольный комплексный параметр. В отличие от случая неограниченной среды, бризер на полуоси так же, как и волна поворота, не может быть неподвижным ($\rho \neq 0$, $V \neq 0$).

Мы показали, что в пределе $|h| \rightarrow \infty$ решение начально-краевой задачи (2), (3) для полуограниченного образца, содержащее N волн поворота намагниченности, произвольное число бризеров и диспергирующих спин-волновых пакетов, переходит в решение той же модели при краевых условиях:

$$\vec{S}(z = 0, t) \rightarrow (-1)^N \vec{e}; \quad \vec{S}(z, t) \rightarrow \vec{e}, \quad \partial_z \vec{S}(z, t) \rightarrow 0$$

при $z \rightarrow +\infty$.

Отсюда следует, что образованием четного или нечетного числа волн поворота в системе можно

управлять, меняя характер закрепления спинов на границе.

Интегралы движения для нелинейных возбуждений

Комбинация обратного спектрального преобразования с методом «изображений» позволяет найти серию локальных интегралов движения для нелинейных возбуждений в полуограниченном ферромагнетике с анизотропией типа «легкая плоскость». Как и в неограниченной среде, производящим функционалом таких интегралов является не зависящий от времени коэффициент прохождения задачи рассеяния. Полученные интегралы движения обеспечивают динамическую стабильность солитонов в объеме образца. В терминах спектральных данных каждый из них (в том числе энергию (1) образца) можно представить как сумму вкладов от набора отдельных солитонов и квазичастиц спектра спиновых волн.

В полуограниченном образце для чисто солитонных состояний (в отсутствие диспергирующих волн) существует дополнительная серия законов сохранения. Они отвечают за то, что солитоны соблюдают краевые условия (3) при их взаимодействии с границей образца. С целью пояснить их происхождение напомним, что в неограниченной среде коэффициент отражения обратной задачи рассеяния вблизи особых точек вспомогательной линейной системы экспоненциально мал. Поэтому асимптотические ряды для него по отклонениям спектрального параметра от особых точек тривиальны и не дают какой-либо информации о поведении солитонов. Применяя технику «изображений», поле намагниченности, заданное на полуоси $0 < z < \infty$, мы четным образом продолжаем на всю ось $-\infty < z < \infty$. Продолжение имеет скачки производных на интервале $-\infty < z < \infty$. Вследствие этого, асимптотический ряд для коэффициента отражения по отклонениям спектрального параметра от особой точки линейной системы становится степенным. Для чисто солитонных состояний коэффициент отражения тождественно равен нулю. Отсюда сразу следует, что все слагаемые степенного ряда должны обращаться в нуль. Таким образом, в полуограниченном образце для солитонов коэффициент отражения обратной задачи рассеяния является производящим функционалом дополнительных законов сохранения:

$$\left[-2 \sum_{k=0}^s w_1^{(2k-1)} \omega_{2(s-k)+1} + i h \omega_{2s} \right]_{z=0} = 0,$$

$s = 0, 1, \dots$ (11)

Функции $\omega_n(z, t)$ определяются цепочкой рекуррентных соотношений:

$$\partial_z \omega_n + 2i S_1 \sum_{m=0}^{n+1} w_1^{(n-m)} \omega_m - i \sum_{\{p+k+q=n\}} \omega_p \left(-i w_1^{(k)} S_2 + w_3^{(k)} S_3 \right) \omega_q + i \left(i w_1^{(n)} S_2 + w_3^{(n)} S_3 \right) = 0.$$

Здесь $n = 0, 1, 2, \dots$, $\omega_0 = -(S_3 + iS_2)/(1 + S_1)$, $w_{1,3}^{(k)}$ – коэффициенты в разложениях: $w_{1,3}(u) = \sum_{k=-1}^{\infty} w_{1,3}^{(k)} u^k$,

где $2 w_1(u) = 1/\operatorname{sh} u$, $2 w_3(u) = \operatorname{cth} u$. $\sum_{\{p+k+q=n\}}^{k=-1}$ означает сумму произведений трех множителей, индексы которых удовлетворяют ограничению $p + k + q = n$. Простейшее из условий (11) имеет вид

$$\partial_z \ln \left[(S_3 + iS_2) / (1 + S_1) \right] \Big|_{z=0} = h.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, аналитически исследовано упругое отражение солитонов от границы полубесконечного ферромагнетика. Изучена динамика солитонов при разных величинах эффективного поля однонаправленной поверхностной анизотропии. Показано что объемная анизотропия типа «легкая плоскость» исключает образование неподвижных солитонов и ограничивает размеры движущихся солитонов. Ядра солитонов при столкновениях с границей образца сильно деформируются. Поэтому такие солитоны невозможно описать традиционными методами, пригодными для неограниченной среды. Результаты работы следует учитывать при моделировании динамики солитонных процессов в образцах конечных размеров. Аналитические решения могут быть использованы для планирования новых экспериментов и верификации численных расчетов.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания Минобрнауки России “Квант”, № 122021000038-7.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Киселев В.В., Расковалов А.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 2. С. 151; Kiselev V.V., Raskovalov A.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. No. 2. С. 85.
2. Мехоношин Д.С., Памятных Л.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 310; Mekhonoshin D.S., Pamyatnykh L.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. С. 267.
3. Борисов А.Б., Киселев В.В. Квазиодномерные магнитные солитоны. М.: Физматлит, 2014. 520 с.
4. Фаддеев Л.Д., Тахтаджян Л.А. Гамильтонов подход в теории солитонов. М.: Наука, 1986. 543 с.
5. Склянин Е.К. // Функц. анал. прил. 1987. Т. 21. С. 86; Sklyanin E.K. // Funct. Analyt. Appl. 1987. V. 21. P. 164.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2005. 656 с.
7. Meiklejohn W.H., Bean S.P. // Phys. Rev. 1956. V. 102. No. 5. P. 1413.
8. Meiklejohn W.H., Bean S.P. // Phys. Rev. 1957. V. 105. No. 3. P. 904.
9. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статистическая физика. Часть 2. Теория конденсированного состояния. М.: Наука, 1978. 448 с.
10. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спировые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
11. Бибиков П.Н., Тарасов В.О. // ТМФ. 1989. Т. 79. № 3. С. 334; Bibikov P.N., Tarasov V.O. // Theor. Math. Phys. 1989. V. 79. No. 3. P. 570.
12. Tarasov V.O. // Inverse Problems. 1991. V. 7. P. 435.
13. Киселев В.В. // ЖЭТФ. 2023. Т. 163. № 3. С. 375; Kiselev V.V. // JETP. 2023. V. 163. No. 3. P. 330.
14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 721 с.

Solitons in the semi-infinite ferromagnet with the anisotropy of an “easy-plane” type

V. V. Kiselev^{1, 2}, A. A. Raskovalov^{1, 2, *}

¹M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, 620108, Russia

²Ural Federal University, Ekaterinburg, 620002, Russia

*e-mail: raskovalov@imp.uran.ru

The Landau–Lifshitz model for semi-infinite ferromagnetic sample with anisotropy of an “easy-plane” type is considered. The new analytical solutions are found, which describe interaction of solitons with the boundary of a ferromagnet. Additional integrals of motion are obtained, that guarantee stability of the solitons under their collision with the boundary of the sample. The changes of parameters of solitons after the collision are calculated.

Keywords: solitons, Landau – Lifshitz equation, ferromagnet, easy-plane anisotropy