

стала. Предполагается, что такие резонансные моды относятся к другому, не рассматриваемому в настоящей работе, типу псевдолокальных волн, и поэтому требуют специального изучения.

Авторы выражают благодарность Е.С.Сыркину за обсуждение полученных результатов.

Работа частично выполнялась при поддержке грантов ISF U21200 и ISSEP 042032, а также проекта ГКНТ Украины «Двойник».

ЛИТЕРАТУРА

1. Lifshits I.M. and Kosevich A.M., Rept. Progr. Phys., □29, 217 (1966). (Русский перевод: И.М.Лифшиц. Избранные труды. Физика реальных кристаллов и неупорядоченных систем. -М.: Наука, 1987. -С.142-176.
2. Косевич А.М., Мацокин Д.В., Савотченко С.Е., ФНТ 23, 92 (1997).
3. Косевич А.М., Сыркин Е.С., Тутов А.В., ФНТ 22, (1996).
4. Гельфгат И.М., ФТТ 19, 1711 (1972).
5. Пересада В.И., Сыркин Е.С., ФНТ 3, 229 (1977).
6. Franchini A., Santoro G., Bortolani V., Wallis R.F., Phys. Rev. B38, 12139 (1988).
7. Косевич А.М., Тутов А.В., ФНТ 19, 1273 (1993).
8. Kosevich A.M., Tutov A.V., Phys. Lett. A213, 265 (1996).
9. Strocio J.A., Persson M., Bare S.R., Ho W., Phys. Rev. Lett. 54, 1428 (1985).
10. Kern K., David R., Comsa G., Surf. Sci. 164, L831 (1985).

ДВИЖЕНИЕ МАГНИТНОГО СОЛИТОНА В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.В. Гани, А.И. Жуков, В.П. Воронов

Теоретические исследования нелинейной динамики магнетиков ведут свое начало с работы Ландау и Лифшица [1], в которой было рассмотрено движение доменной границы в ферромагнетике. В работе [2] были получены решения типа магнитных солитонов. В настоящее время имеется обширная литература, посвященная нелинейным свойствам ферро- и антиферромагнетиков [3, 4]. Развита общая теория возмущений для солитонов [5, 6], в рамках которой, в частности, изучено движение солитона в слабо неоднородной среде [7].

В данной работе исследовано движение солитона в одноосном ферромагнетике, помещенном в медленно меняющееся в пространстве магнитное поле. В адиабатическом приближении получено уравнение для движения

центра солитона; показано, что в магнитном поле с постоянным малым градиентом существуют две точки поворота, и солитон может совершать осцилляции между ними с частотой, не зависящей от энергии солитона. Полученные результаты подтверждены путем численного решения на ЭВМ уравнений движения намагниченности в неоднородном магнитном поле. Численно обнаружен эффект излучения спиновых волн вблизи одной из точек поворота солитона.

Рассмотрим одноосный ферромагнетик, помещенный в магнитное поле $H(x)$, параллельное оси анизотропии n , которое медленно меняется в направлении оси x . Уравнение движения для вектора намагниченности M имеет вид:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = gM \times \left[\beta n(Mn) - \alpha \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} + H(x) \right], \quad (1)$$

где α – обменная постоянная, β – константа анизотропии.

Будем рассматривать решения уравнения (1) типа уединенной волны $M(x,t)$, удовлетворяющее граничным условиям $M(\pm\infty, t) = M_0 n$, где M_0 – намагниченность насыщения. В этом случае величины

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left\{ \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)^2 - \frac{\beta}{2} [(Mn)^2 - M_0^2] - H(x)(Mn - M_0) \right\} \quad (2)$$

$$\text{и} \quad m = \int_{-\infty}^{\infty} dx (M_0 - Mn) \quad (3)$$

имеющие смысл энергии и магнитного момента солитона, будут оставаться интегралами движения.

При $H = \text{const}$ уравнение (1) имеет односолитонное решение в виде [8]:

$$\theta = \theta(\xi); \quad \varphi = \omega t + \psi(\xi); \quad \xi = x - Vt, \quad (4)$$

где θ и φ – полярные углы вектора M , ω – частота прецессии намагниченности, а V – скорость движения солитона, причем:

$$\text{tg}^2 \frac{\theta(\xi)}{2} = \frac{2\kappa}{(\kappa_M - \kappa_m) \text{ch}(2\kappa\xi) + \kappa_m + \kappa_M - 2\kappa},$$

$$\psi(\xi) = -\frac{V}{V_m} \frac{\xi}{l_0} - \text{arctg} \left[\sqrt{\frac{\kappa - \kappa_m}{\kappa_M - \kappa}} \text{th}(\kappa\xi) \right], \quad (5)$$

где $l_0 = \sqrt{\alpha/\beta}$ - обменная длина, $V_m = 2gM_0\sqrt{\alpha\beta}$ - минимальная фазовая

скорость спиновых волн, $\kappa = \frac{E - mH}{2W_0l_0}$ - обратная ширина солитона. Область

допустимых значений κ при заданном значении m ограничена неравенст-

вом: $\kappa_m \leq \kappa \leq \kappa_M$, где $\kappa_m = \frac{1}{l_0} \operatorname{th}\left(\frac{m}{4M_0l_0}\right)$ и $\kappa_M = \frac{1}{\kappa_m l_0^2}$

$W_0 = 2M_0^2\sqrt{\alpha\beta}$ - поверхностная энергия доменной границы,

$$V = V_m l_0 \sqrt{(\kappa - \kappa_m)(\kappa_M - \kappa)}, \quad \omega = gH + gM_0\beta \left[1 - (\kappa l_0)^2 - (V/V_m)^2 \right] \quad (6)$$

Движение солитона в медленно меняющемся магнитном поле можно описать в адиабатическом приближении формулами (4)-(6), в которых $\xi = x - x_c(t)$, где $x_c(t)$ - положение центра солитона в момент времени t . Параметры E и m попережнему являются интегралами движения, а скорость движения V , частота прецессии ω и обратная ширина солитона κ становятся медленно меняющимися функциями времени t . Фактически величины V , ω и κ определяются значением магнитного поля H в точке нахождения центра солитона x_c :

$$\kappa(x_c) = \frac{E - mH(x_c)}{2W_0l_0}$$

$$\omega(x_c) = gH(x_c) + gM_0 \{ 2 - l_0(\kappa_M + \kappa_m)[E - mH(x_c)] / (2W_0) \}$$

$$\sqrt{[H(x_c) - H_m][H_M - H(x_c)]} \quad (7)$$

здесь $H_m = (E - 2W_0l_0\kappa_M) / m$ и $H_M = (E - 2W_0l_0\kappa_m) / m$ - значения магнитного поля в точках поворота солитона.

Полагая, что центр солитона $x_c(t)$ движется со скоростью $\frac{dx_c}{dt} = V(x_c)$, легко получить из (6) уравнение движения центра солитона в

неоднородном магнитном поле: $\frac{d^2x_c}{dt^2} = \frac{d}{dx_c} \left(\frac{V^2(x_c)}{2} \right)$

или
$$\frac{d^2x_c}{dt^2} = - \left(\frac{gm}{2M_0} \right)^2 \left[H(x_c) - \frac{H_M + H_m}{2} \right] \cdot \frac{dH}{dx_c}$$

Если магнитное поле $H(x)$ достигает обоих характерных значений H_m и H_M при конечных x , то солитон будет совершать финитное движение между точками поворота x_m и x_M с периодом

$$T = \frac{4M_0}{gm} \int_{x_m}^{x_M} \frac{dx}{\sqrt{[H_M - H(x)][H(x) - H_m]}} \quad (8)$$

В поле с постоянным градиентом $\eta = \frac{dH}{dx}$ солитон совершает гармоническое колебательное движение, причем ни частота $\Omega = \frac{gm|\eta|}{2M_0}$, ни амплитуда колебаний

$A = \frac{|x_M - x_m|}{2} = \frac{2W_0}{m|\eta|} \operatorname{sh}\left(\frac{m}{2M_0 l_0}\right)$ не зависят от энергии солитона E , а определяется лишь значением его магнитного момента m .

Если $H(x)$ достигает лишь одного из значений H_m или H_M , то будет иметь место инфинитное движение - отражение магнитного солитона от «магнитного» потенциального барьера. Если $H_m < H(x) < H_M$, то инфинитное движение будет носить надбарьерный характер.

Для проверки полученных результатов было проведено численное решение на ЭВМ уравнений (1) в одномерном случае в поле с постоянным значением градиента. Уравнения (1) решались методом Рунге-Кутты, пространственные производные $\frac{\partial^2 M}{\partial x^2}$ вычислялись по пятиточечной схеме

методом конечных разностей; число узлов по переменной x составляло $N=400$. На первый взгляд уравнения (1) могут показаться бесполезными, так как кроме них необходимо знать еще начальное состояние солитона в неоднородном магнитном поле, а оно не известно. Поэтому нами использовалась следующая методика «приготовления» солитона с заданными значениями параметров E и m в неоднородном магнитном поле: сначала строилось рабочее магнитное поле $H(x)$ путем стыковки горизонтального участка $H(x) = \text{const}$ с наклонным участком с заданным градиентом $\frac{dH}{dx}$; на горизонтальном

участке помещался солитон, для этого использовались выражения (4)-(5), затем производился запуск процедуры численного решения уравнений (1); в процессе своего движения солитон заходил в область неоднородного магнитного поля, и в тот момент, когда он целиком оказывался на наклонном участке, производилась подмена зависимости магнитного поля: горизонтальный участок заменялся на наклонный. Поскольку амплитуда

колебаний намагниченности в этой области исчезающе мала, то солитон «не замечал» такой подмены.

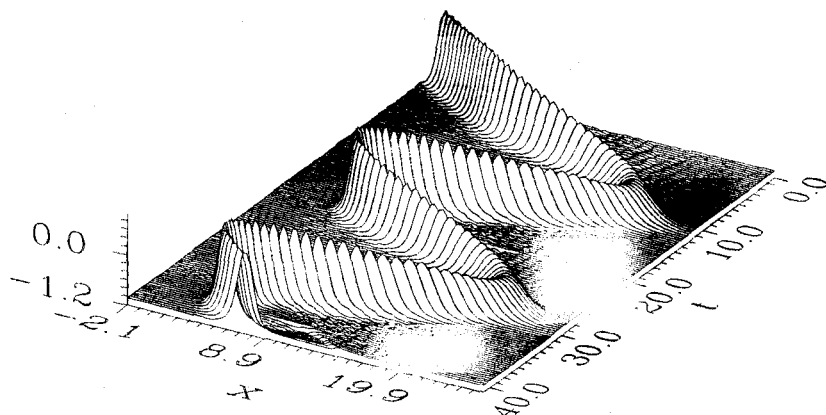


Рис. 1. Колебательное движение солитона в неоднородном магнитном поле.

На рис.1 показаны результаты численного моделирования движения солитона для следующих значений параметров:

$$\frac{m}{M_0 l_0} = 3; \quad \frac{E}{W_0} = 6; \quad \frac{l_0 |\eta|}{\beta M_0} = 0,07.$$

Имеет место достаточно хорошее согласие результатов расчетов с формулами адиабатической теории. Так, при указанных значениях параметров теоретические значения частоты и амплитуды колебаний составляют $\Omega = 0,105 gM_0\beta$ и $A = 8,95 l_0$. Численное моделирование дает значения $\Omega \approx 0,104 gM_0\beta$ и $A \approx 8,7 l_0$, близкие к теоретическим. Однако, более точные расчеты показали, что вблизи правой точки поворота x_M солитон излучает спиновую волну малой амплитуды, частота которой соответствует частоте прецессии намагниченности в солитоне ω (см. рис. 2). Это явление связано с нарушением адиабатичности и описывается поправками более высокого порядка по градиенту магнитного поля.

Анализ показывает, что справедливость адиабатического приближения зависит от положения солитона относительно точки поворота x_S спиновых волн с частотой ω в поле $H(x)$. Координата x_S определяется из уравнения $gH(x_s) + gM_0\beta = \omega$, причем, значение ω зависит от местоположения центра солитона x_c . Адиабатическое приближение справедливо,

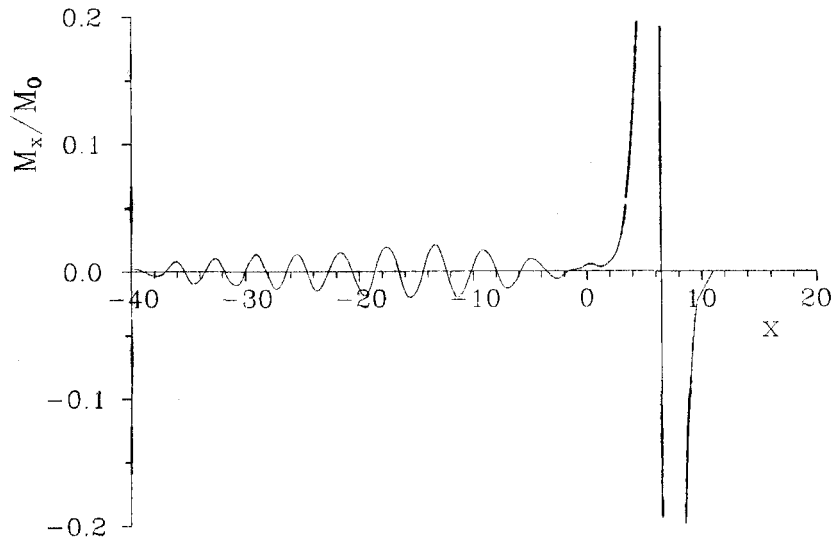


Рис. 2. Излучение спиновой волны магнитным солитоном.

если расстояние от центра солитона x_c до точки поворота спиновых волн x_s значительно больше размеров солитона κ

$$(x_c - x_s)\kappa(x_c) \gg 1 \quad (9)$$

Таким образом адиабатическое приближение может быть справедливым в одной области пространства и несправедливым в другой. Используя выражение (5), получим, что расстояние

$$|x_c - x_s| = \left[\left(1 + \kappa_m^2 l_0^2\right) \frac{\kappa(x_c)}{\kappa_m} - 1 \right] \beta M_0 / |\eta|$$

достигает вблизи правой точки поворота минимального значения:

$$\beta M_0 l_0^2 \kappa_m^2 / |\eta|,$$

а условие адиабатичности (9) в этой точке принимает вид:

$$\left| \frac{dH}{dx_M} \right| \ll \beta M_0 l_0^2 \kappa_m^3.$$

Следовательно, развитая выше адиабатическая теория движения солитона в слабо неоднородном магнитном поле справедлива при условии

$$\frac{l_0}{\beta M_0} \left| \frac{dH}{dx_M} \right| / \operatorname{th}^3 \left(\frac{\mu}{4 M_0 l_0} \right) \ll 1. \quad (10)$$

При рассмотренных выше значениях параметров величина левой части неравенства (10) составляет 0,3, что находится на границе применимости адиабатического приближения.

Таким образом, магнитный солитон, помещенный в неоднородное магнитное поле может совершать периодическое движение с частотой порядка $\Omega \sim 10^9$ Гц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. К теории дисперсии магнитной восприимчивости ферромагнетиков. - В кн.: Собр. трудов.-Т.1. - М.: Наука, 1969.-С.128-140.
2. Ахиезер И.А., Боровик А.Б. К теории спиновых волн конечной амплитуды// ЖЭТФ, 1967.- Т.52.-Вып.2.-С.503-613.
3. Косевич А.М., Иванов В.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. - Киев: Наук. думка, 1983.-192 с.
4. Барьяхтар В.Г., Иванов В.А. О нелинейных волнах намагниченности в антиферромагнетиках. - ФНТ, 1979.-Т.5.-Вып.7.-с.759-770.
5. Карпман В.И., Маслов Е.М. Теория возмущений для солитонов// ЖЭТФ, 1977.- Т.73.-Вып.8.-С.538-559.
6. Kaup D.J., Newell A.C. Solitons as particles and oscillators. -Pros. Roy. Soc., 1978, v.361 A, N2, p.413-446.
7. Karman V.I., Maslov E.M. On the soliton propagation in slowly varying media. - Phys. Fluids., 1982, v.25, N9, p. 1682-1687.
8. Косевич А.М., Иванов В.А., Ковалев А.С. Нелинейная локализованная волна намагниченности ферромагнетика как связанное состояние большого числа магнонов. - Письма в ЖЭТФ, 1977.-Т.25.-Вып. II.- С.516-520.