

05.2;09

©1994

НОВЫЙ ТИП НЕЛИНЕЙНЫХ ВНУТРЕННИХ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРАХ ТИПА МАГНИТНЫЙ СЭНДВИЧ

С.В.Тарасенко

Хорошо известно [1], что наличие скачка магнитных характеристик на границе контактирующих магнитных слоев может приводить к формированию внутренних типов спин-волновых возбуждений локализованных на границе раздела магнитных материалов. Однако традиционно анализ существования таких магнитных возбуждений проводился в линейном по амплитуде спиновых колебаний приближении, что существенно ограничивает общность получаемых в таком подходе результатов, так как известно, что магнитоупорядоченные кристаллы представляют собой существенно нелинейную среду уже при сравнительно низких уровнях мощности СВЧ поля.

В данной работе на примере обменно связанной планарной магнитной структуры типа магнитный сэндвич будет показано, что анализ при произвольных амплитудах спиновых колебаний спин-волновой динамики данного композитного магнетика приводит к формированию нового нелинейного типа внутренних спиновых волн (НВСВ), не имеющего линейного аналога при стремлении амплитуды спиновых колебаний к нулю. В качестве примера сэндвич-структуры рассмотрим систему трех легкоосных (OZ — легкая ось) ферромагнетиков, представляющую собой два полупространства ($z > d$ и $z < -d$), обменно связанных при $z = \pm d$ со слоем толщиной $2d$ и намагниченных до насыщения внешним магнитным полем $\mathbf{H} \parallel OZ$. Если характеристики магнетиков при $z > d$, $-d < z < d$ и $z < -d$ обозначить индексом $\nu = "+"$ (при $z > d$), $\nu = "0"$ (при $-d < z < d$) и $\nu = "-"$ (при $z < -d$), то плотность энергии такой магнитной структуры W может быть представлена в виде [2]:

$$W = W_+ + W_0 + W_-, \quad (1)$$

$$W_\nu = \frac{\alpha_\nu}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{M}_\nu}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{\beta_\nu}{2} M_{\nu z}^2 - \mathbf{M}_\nu (\mathbf{H}_\nu + H_m), \quad (2)$$

где β_ν — константа объемно одноосной анизотропии, α_ν — константа неоднородного обмена, \mathbf{M}_ν — вектор намагничен-

ности, \mathbf{H}_m — магнитодипольное поле в винтеровском приближении. Анализ показывает, что если ввести следующую параметризацию вектора ферромагнетизма M_ν

$$M_{\nu z} = \cos \varphi_\nu; \quad M_{\nu x} + iM_{\nu y} = \sin \vartheta_\nu e^{i\varphi_\nu}, \quad (3)$$

то при $\vartheta_\nu = \vartheta_\nu(z)$ и $\varphi = \omega t + kr_\perp$ (ω и $k \in XY$ — соответственно частота и волновой вектор спиновых колебаний) для локализованных вблизи $-d < z < d$ спин-волновых возбуждений исходная система динамических уравнений, определяющая динамику намагниченности при произвольных амплитудах спиновых отклонений в терминах полярного (ϑ_ν) и азимутального (φ_ν) углов, может быть представлена в виде (g_ν — гиромагнитное отношение, $\omega_{*\nu} = \omega - g_\nu H$):

$$g_\nu \alpha_\nu M_{0\nu} \Delta \vartheta_\nu + \omega_{*\nu} \sin \vartheta_\nu + g M_{0\nu} (4\pi - \beta_\nu - \alpha k^2) \sin \vartheta_\nu \cos \vartheta_\nu = 0. \quad (4)$$

Поскольку в данной работе нас интересуют только локализованные вблизи $-d < z < d$ внутренние спин-волновые возбуждения, то (4) необходимо дополнить соответствующими граничными условиями:

По аналогии с [3,4] можно показать, что если неоднородность магнитных колебаний в слое много меньше его толщины ($2d$), то его наличие при $\varphi = \omega t + kr_\perp$, $\vartheta = \vartheta(z)$ может быть учтено интегрированием соответствующего динамического уравнения (4) ($\nu = 0$) по толщине магнитного слоя $2d$ и последующего предельного перехода $d \rightarrow 0$. В этом случае магнитный слой представляет собой квазидвумерный магнитный дефект, расположенный в плоскости $z = 0$, и его наличие может быть учтено в рамках следующей системы граничных условий:

$$\frac{\alpha_\pm}{\alpha_0} \frac{\partial \theta_\pm}{\partial z} \pm a_0 \sin \vartheta_\pm \pm b_0 \sin \vartheta_\pm \cos \vartheta_\pm = 0, z \rightarrow 0 \pm 0, \quad (5)$$

$$\vartheta_+(\infty) = 0, \quad \vartheta_-(-\infty) = 0. \quad (6)$$

Решение (4), удовлетворяющее условиям (6), имеет вид [5]:

$$\operatorname{tg}(\vartheta_\pm/2) = \frac{A_\pm}{\operatorname{ch}(\kappa_\pm(z - z_\pm)/x_{0\pm})},$$

$$\omega_{*\pm} > 0, x_{0\pm}^2 = \frac{\alpha_\pm}{(\beta_\pm + \alpha_\pm k^2 - 4\pi)},$$

$$\operatorname{tg}(\vartheta_\pm/2) = \frac{A_\pm}{\operatorname{sh}(\kappa_\pm(z - z_\pm)/x_{0\pm})}, \quad \omega_{*\pm} < 0, \quad (7)$$

$$\kappa_{\pm}^2 = 1 - \frac{\omega_{*\pm}}{g_{\pm} M_{0\pm} (\beta_{\pm} + \alpha_{\pm} k^2 - 4\pi)},$$

$$A_{\pm}^2 = \kappa_{\pm}^2 / \left(\frac{|\omega_{*\pm}|}{g_{\pm} M_{0\pm} (\beta_{\pm} + \alpha_{\pm} k^2 - 4\pi)} \right).$$

Константы интегрирования z_{\pm} определяются из граничных условий (5) соотношениями ($u_{\pm} = \text{th}(\kappa_{\pm} z_{\pm} / x_{0\pm})$ при $\omega_{*\pm} > 0$ и $u_{\pm} = \text{cth}(\kappa_{\pm} z_{\pm} / x_{0\pm})$ при $\omega_{*\pm} < 0$:

$$R_{\pm}(z_{\pm}) = 0; \quad (8)$$

$$R_{\pm}(z_{\pm}) = (A_{\pm}^2 \kappa_{\pm}) u_{\pm}^3 + (A_{\pm}^2 (a_0 - b_0)) u_{\pm}^2 -$$

$$- (\kappa_{\pm} (1 - A_{\pm}^2)) u_{\pm} - ((a_0 + b_0) - (a_0 - b_0) A_{\pm}^2) = 0.$$

Следовательно, для анализа условий локализации НВСВ вблизи плоского магнитного дефекта в обменно связанной сэндвич-структуре можно воспользоваться результатами рассмотренной в [5] задачи о формировании НПСС вблизи поверхности полуограниченного магнетика с поверхностной магнитной анизотропией, определяемой константами a_0 , b_0 как при $z > 0$, так и при $z < 0$. В рассматриваемом случае параметры поверхностной анизотропии определяются характеристиками магнитного слоя. Если полученный из (9) дискриминант кубического уравнения (8) при $z > 0$ обозначить как $Q_+(\omega)$, а при $z < 0$ — $Q(\omega)$, то нетрудно показать, что при $Q_{\pm}(\omega) \leq 0$ возможно девять различных типов НВСВ, тогда как при $Q_{\pm}(\omega) > 0$ реализуется только один тип НВСВ — с вещественными z_{\pm} . Не анализируя подробно все возможные частные случаи, отметим только, что наличие при $z = 0$ плоского магнитного дефекта не только увеличивает число ветвей НВСВ, но и качественно меняет структуру распределения амплитуды спин-волновых отклонений в таком магнитном возбуждении по сравнению со случаем обменно связанных магнитных полупространств ($a_0 = b_0 = 0$). В частности, для $z_+ z_- < 0$ возможен вариант, когда амплитуда спин-волновых колебаний, определяемая $\vartheta_{\pm}(z)$, будет одновременно иметь максимум как при $z < 0$, так и при $z > 0$ ($z_+ > 0$, $z_- < 0$), спадая затем до нуля при $z \rightarrow \pm\infty$. Если же в НВСВ одновременно с $z_+ z_- < 0$, $z_- > 0$ и $z_+ < 0$, то максимум амплитуды спин-волновых возбуждений локализован на самом магнитном дефекте. В случае $z_+ z_- > 0$ имеется только один максимум амплитуды НВСВ, не лежащий в плоскости $z = 0$. Анализ показывает, что поведение (7) в случаях $\beta_{\pm} > 4\pi$ [2] и $\beta_{\pm} < 4\pi$ качественно отличается на границе области существования. Для $\kappa_{\pm}^2 > 0$

и $\beta_{\pm} > 4\pi$ соответствующий тип НВСВ исчезает и при этом амплитуда спин-волновых отклонений в таком магнитном возбуждении при $z \rightarrow \pm\infty$ экспоненциально стремится к нулю, тогда как при $\kappa_{\pm}^2 \rightarrow 0$ и $\beta_{\pm} < 4\pi$ НВСВ не исчезает, а убывание амплитуды спиновых колебаний $\varphi(z)$ при $z \rightarrow \pm\infty$ носит степенной характер. Пользуясь результатами анализа [7] нелинейной спиновой динамики неограниченного антиферромагнетика, можно показать, что проведенный выше анализ возможных типов НВСВ остается в силе и в случае, когда магнитный сэндвич составляют слои легкоосного антиферромагнетика в коллинеарной фазе (OZ — легкая ось).

Данная работа частично поддержана Американским Физическим Обществом совместно с Фондом Сороса.

Список литературы

- [1] *Camley R.E., Maradudin A.A.* // Sol. St. Comm. 1982. V. 41. N 8. P. 585–588.
- [2] *Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С.* Нелинейные волны намагнитченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова думка, 1983. 190 с.
- [3] *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [4] *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
- [5] *Сукстанский А.Л., Тарасенко С.В.* // ФТТ. 1993. Т. 35. В. 2. С. 250–257.
- [6] *Ivanov B.A., Kosevich A.M., Manzhos I.V.* // Sol. St. Comm. 1980. V. 34. P. 417–418.
- [7] *Барьяхтар И.В., Иванов Б.А.* // ФНТ. 1979. Т. 5. В. 7. С. 759–771.

Донецкий
физико-технический
институт

Поступило в Редакцию
8 ноября 1993 г.