

01; 09

© 1991

НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОБМЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ДВУХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

С.В. Т а р а с е н к о

При анализе условий распространения обменных поверхностных спиновых волн (ОПСВ) в слоистых магнитных структурах обычно исходят из предложенной в [1] модели, в которой причины возникновения ОПСВ и волн Лява аналогичны. В этом случае ОПСВ, бегущие вдоль границы раздела обменно-связанных магнитного слоя и магнитного полупространства, являются следствием гибридизации объемной обменной спиновой волны в слое и ОПСВ в магнитном полупространстве. Таким образом, данный тип поверхностных магнитных колебаний не может быть локализован вблизи границы раздела двух магнитных полупространств. Однако анализ условий формирования и распространения локализованных магнитных колебаний в слоистых средах до сих пор проводился только в линейном приближении, несмотря на то что даже при малых мощностях СВЧ-поля магнитоупорядоченный кристалл может представлять собой существенно нелинейную среду [2].

В данной работе впервые найдены необходимые условия, при выполнении которых вдоль границы раздела обменно-связанных полупространств возможно распространение нового типа локализованных магнитных возбуждений: нелинейные ОПСВ. В качестве примера магнитной среды рассмотрим легкоосный (OZ) ферромагнетик (ФМ) [3], считая, что внешнее магнитное поле $H \parallel OZ \parallel \vec{n}$ (где \vec{n} — нормаль к границе раздела магнитных полупространств: среда 1 $z < 0$, среда 2 $z > 0$), а на самой границе раздела ($z = 0$) выполнена стандартная система граничных условий [1]:

$$\alpha_1 M_{01} \frac{dm_1}{dz} = \alpha_2 M_{02} \frac{dm_2}{dz}, \quad (1)$$

$$\frac{m_{\pm 1}}{M_{01}} = \frac{m_{\pm 2}}{M_{02}}, \quad (2)$$

где $m_{\pm i}$ — амплитуда бегущей спиновой волны ($m_{\pm} = m_x \pm im_y$) [1], M_{0i} — равновесная намагниченность ($M_{0i} \gg m_{\pm i}$), α_i — константа неоднородного обменного взаимодействия в среде $i = 1, 2$. В дальнейшем для наглядности ограничимся слабонелинейным пределом динамики: $m_{\pm i} \ll M_{0i}$. Так как в этом пределе спиновая динамика ФМ, как известно, описывается с помощью уравнения

Шредингера для $m_{\pm i}$ [3], то структуру бегущих вдоль оси ОХ малоамплитудных нелинейных парциальных ОПСВ в среде 1, 2 будем искать в виде:¹

$$m_{\pm i}(x, z, t) = m_i(z, t) \exp(ikx);$$

$$m_i = (2M_{0i} \alpha_i \bar{l}_i) / \operatorname{ch} \alpha_i (z - z_{0i}) \exp(i\omega t); \quad (3)$$

$$(\alpha_i \bar{l}_i)^2 = \frac{\omega_i - \omega}{g_i \beta_i M_{0i}}; \quad \omega_i = g_i M_{0i} (H_i + \beta_i + \alpha_i k^2), \quad (4)$$

где ω — частота ОПСВ; β_i, g_i — константа магнитной анизотропии и гиромангнитный фактор в среде ($i=1, 2$); $\bar{l}_i = (\alpha_i / \beta_i)^{1/2}$ [3]. Величина параметра z_{0i} определяется амплитудой магнитных колебаний на границе раздела сред ($z=0$) из условия (2):

$$m_i(0) = 2(M_{0i} \alpha_i \bar{l}_i) / \operatorname{ch}(\alpha_i z_{0i}). \quad (5)$$

На основании (1)–(5) можно определить дисперсионное уравнение слабонелинейной ОПСВ, локализованной (при $\omega \leq \min(\omega_{1,2})$) вблизи границы раздела двух ФМ полупространств ($\alpha_i \bar{l}_i \ll 1$):

$$\alpha_1 M_{01} \alpha_1 \operatorname{th} \alpha_1 z_{01} = \alpha_2 M_{02} \alpha_2 \operatorname{th} \alpha_2 z_{02}. \quad (6)$$

Из анализа (6) следует, что при любой разнице в величине магнитных характеристик ФМ полупространств величина z_{0i} строго положительна, и максимум амплитуды $m_{\pm i}$ данного типа обменных ПСВ достигается не на границе раздела магнитных сред ($z=0$), как для линейных ОПСВ [1], а при $z = \pm z_{0i}$, убывая затем до нуля при $z \rightarrow \pm \infty$.

Если же скачок магнитных параметров на границе раздела сред 1, 2 таков, что магнитная нелинейность, например, в среде 1 по сравнению с нелинейностью среды 2 пренебрежительно мала, то тогда можно определить закон дисперсии нелинейной ОПСВ в случае, когда „линейная“ ФМ среда-слой толщиной d ($m_{\pm 1} \approx \operatorname{sh} \alpha_1 z + \operatorname{ch} \alpha_1 z$, при $0 > z > -d$, при $z > 0$: (3), (4)):

$$\alpha_1 M_{01}^2 \alpha_1 \operatorname{th} \alpha_1 d = \alpha_2 M_{02}^2 \alpha_2 \operatorname{th} \alpha_2 z_0. \quad (7)$$

В этом случае амплитуда нелинейной ОПСВ достигает максимума только в точке $z_0 > 0$ (определяемой из (5), если $m_{\pm 1} / M_{01} \rightarrow 0$) при удалении от границы раздела ($z=0$) вглубь магнитного полупространства ($z > 0$). Если же толщина линейного магнитного слоя d (среда 1) такова, что $m_{\pm 1} \approx \sin \tilde{\alpha}_1 z + \cos \tilde{\alpha}_1 z$ ($\tilde{\alpha}_1 = i \alpha_1$), то в такой двухслойной структуре (при $\omega_1 < \omega < \omega_2$, $\omega_1 < \omega_2$) распро-

¹ Аналогичный подход развивался в работах [4, 5] при изучении условий распространения нелинейных электромагнитных волн вдоль границы раздела диэлектрических сред.

страняются слабо-нелинейные ОПСВ, дисперсионное уравнение которых имеет вид:

$$\alpha_1 M_{01}^2 \tilde{x}_1 \operatorname{tg} \tilde{x}_1 d = -\alpha_2 M_{02}^2 x_2 \operatorname{th} x_2 z_0. \quad (8)$$

Из (8) видно, что теперь параметр z_0 , определяющий характер локализации нелинейной ОПСВ, может быть как положительной (при $\pi n < x_1 d < \pi(2n+1)/2$, $n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$), так и отрицательной величиной. В последнем случае ($z_0 < 0$) амплитуда бегущей вдоль границы раздела поверхностной магнитной волны достигает своего максимума на границе раздела ($z=0$) и монотонно спадает при $z \rightarrow \infty$. В пределе $x_2 z_0 \gg 1$ ($z_0 < 0$) дисперсионное уравнение (8) соответствует спектру линейных ОПСВ [1]. Если же $z_0 > 0$, то уравнение (8) определяет дисперсионные соотношения серии слабо нелинейных ОПСВ, не имеющих линейного предела (максимум амплитуды таких ОПСВ достигается при $z=z_0$).

Важной особенностью спектра найденных выше типов нелинейных ОПСВ является то, что их законы дисперсии при $k=0$ определяют частоты ранее не изученных типов поверхностных спин-волновых состояний, локализованных вблизи границы обменосвязанных магнитных сред. При этом амплитуда магнитных колебаний таких поверхностных состояний также достигает максимума не на границе раздела магнитных сред ($z=0$), а при $z=\pm z_{0i}$ (где z_{0i} определяется из (1)–(8) в зависимости от относительной величины магнитной нелинейности в обменосвязанных магнитных средах).

Таким образом, учет нелинейных свойств магнитоупорядоченного кристалла приводит к качественно новым условиям как формирования, так и распространения поверхностных обменных спиновых волн (спин-волновых состояний) в обменосвязанных магнитных структурах.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Е.П. Стефановскому, А.Л. Сукстанскому и А.И. Ломтеву за поддержку и внимание.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Филиппов Б.Н. // ФММ. 1970. Т. 29. В. 6. С. 1131–1136.
- [2] Львов В.С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987. 270 с.
- [3] Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наук. думка. 1988. 190 с.
- [4] Агранович В.М., Бабиченко В.С., Черняк В.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. В. 8. С. 532–535.
- [5] Ломтев А.И. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. В. 2. С. 64–67.

Поступило в Редакцию
6 мая 1991 г.