

© 1992

НОВЫЕ ТИПЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ В ДВУХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

С. В. Тарасенко

В данной работе впервые в слабонелинейном пределе найдены новые типы поверхностных спин-волновых состояний (ПСС), локализованных вблизи границы раздела обменно-связанных магнитных полупространств. Показано, что в отличие от ранее известного типа обменных ПСС амплитуда данного типа спиновых колебаний может обладать одним или двумя максимумами, ни один из которых не лежит на границе раздела магнитных сред.

При анализе необходимых условий для формирования поверхностных спин-волновых состояний (ПСС) в обменно-связанных магнитных структурах, как правило, следуют предложенной в [1] аналогии в возникновении обменных поверхностных спиновых волн и волн Лява. В этом случае обменные ПСС являются результатом гибридизации тригонометрического и гиперболического типов спиновых колебаний на границе обменно-связанных магнитного слоя (тригонометрическая волна) и магнитного полупространства (гиперболическая волна). Таким образом, данный тип ПСС не может быть локализован на границе раздела обменно-связанных магнитных полупространств из-за излучения ПСС объемной спиновой волны в одну из магнитных сред. Однако до сих пор при изучении условий формирования ПСС пренебрегалось влиянием магнитных нелинейностей, несмотря на то что даже в пределе малых амплитуд спиновых колебаний учет нелинейных свойств реального магнитоупорядоченного кристалла может качественно изменить динамику магнитных колебаний в неограниченном магнетике [2, 3].

В данной работе впервые найдены необходимые условия, при выполнении которых учет магнитных нелинейностей приводит к новым типам ПСС локализованных вблизи границы раздела обменно-связанных магнитных полупространств. В качестве примера магнитной среды $i = 1, 2$ изучим двухподрешеточную ($M_{1,2}$ — намагниченности подрешеток) модель двухосного антиферромагнетика (АФМ) [3], считая, что внешнее магнитное поле $H = 0$, а энергия магнитной анизотропии $W_{ai} \approx \beta_{xi} L_{xi}^2 / 2 + \beta_{zi} L_{zi}^2 / 2$, где β_x (β_z) — константа магнитной анизотропии вдоль оси Ox (Oz), L_{0i} — равновесное значение вектора антиферромагнетизма L_i ($L_i = (M_{1i} - M_{2i}) / 2M_{0i}$ в среде $i = 1, 2$, M_{0i} — намагниченность насыщения подрешетки). Пусть нормаль к границе раздела АФМ сред $n \parallel Ox$, тогда в случае обменно-связанных магнитных полупространств на границе раздела ($x = 0$) выполнена стандартная система граничных условий [1]

$$\alpha_1 L_{01} \frac{dL_{1,i}}{dx} = \alpha_2 L_{02} \frac{dL_{2,i}}{dx}, \quad (1)$$

$$\frac{L_{1,j}}{L_{01}} = \frac{L_{2,j}}{L_{02}}, \quad (2)$$

где α_j — константа неоднородного обмена, L_j — линейно-поляризованная вдоль оси j (OY , OZ) амплитуда колебаний вектора антиферромагнетизма L_i относительно равновесной ориентации L_{0i} в среде $i = 1, 2$. Поскольку в основном состоянии $L_j \parallel OX$ и $L_j \cong 1$, то, следуя [2], будем описывать спиновую динамику АФМ с помощью эффективного уравнения движения для вектора L_j , ограничиваясь в дальнейшем для наглядности слабонелинейным пределом: $L_{i,j} \ll L_{0j}$. Так как нас интересует формирование ПСС вследствие интерференции нелинейных свойств обменно-взаимодействующих магнитных сред, то решение эффективных уравнений движения для $L_{i,j}$, удовлетворяющее (1)—(2) в малоамплитудном приближении, будем искать в виде [4, 5]

$$L_{i,j}(x, t) = \frac{4L_{0j} \nu_{i,j} \cos \omega t}{(\omega/c_i) \operatorname{ch}(\nu_{i,j}(x - x_{0ij}))}, \quad (3)$$

$$\nu_{i,j} = (\kappa_{i,j}^2 - \omega^2/c_i^2)^{1/2},$$

$$\kappa_{i,j}^2 = -2K_{i,j}/\alpha_i, \quad \kappa_{i,j}^2 c_i^2/\omega^2 \approx 1, \quad (4)$$

где $K_{i,j} < 0$ — эффективная константа магнитной анизотропии в среде i для магнитных колебаний с $L_{i,j} \neq 0$ ($j = y$ (z)); $K_{iz} = (\beta_{ix} - \beta_{iz})/2$; $K_{ix} = (-d_i^2/\delta_1 + \beta_{ix})/2$; d_i , δ_i — соответственно константы Дзялошинского и однородного обмена; ω — частота спиновых колебаний; c_i — минимальная фазовая скорость спиновых волн в АФМ [3] в среде i . Величина параметра x_{0ij} в (3)—(4) определяется амплитудой колебаний вектора $L_{i,j}$ на границе раздела АФМ сред $x = 0$ из условия (2)

$$L_{i,j}(0) = \frac{4L_{0j} \nu_{i,j} \cos \omega t}{(\omega/c_i) \operatorname{ch}(\nu_{i,j} x_{0ij})}. \quad (5)$$

Как следует из [3, 6], соотношения (3)—(5) являются слабонелинейным пределом решения, описывающего неподвижный магнитный солитон, реализующийся в легкоосной фазе двухподрешеточного АФМ. Подставляя (3)—(4) в (1)—(2), получим дисперсионные соотношения, характеризующие энергетический спектр ПСС, локализованных вблизи $x = 0$, с распределением намагниченности, определяемым (3)—(5)

$$\alpha_1 L_{01}^2 \nu_{1j} \operatorname{th}(x_{01j} \nu_{1j}) = \alpha_2 L_{02}^2 \nu_{2j} \operatorname{th}(x_{02j} \nu_{2j}). \quad (6)$$

Таким образом, учет нелинейных свойств АФМ при $\omega^2 < \min(\kappa_{i,j}^2 c_i^2)$ приводит (уже в слабонелинейном пределе) к формированию новых типов ПСС, локализованных вблизи границы раздела обменно-связанных магнитных полупространств ($x = 0$). Структура амплитуды магнитных колебаний для данного типа ПСС также отличается от ранее изученного случая [1], поскольку вследствие (6) $x_{0ij} > 0$ и, следовательно, амплитуда локализованных спиновых колебаний (6) достигает максимума не на границе раздела магнитных сред, как в [1], а при $x = \pm x_{0ij}$, убывая затем до нуля при $x \rightarrow \pm \infty$. При этом сама величина x_{0ij} определяется величиной амплитуды магнитных колебаний на границе раздела $x = 0$.

Чтобы проанализировать влияние относительной величины магнитных параметров на условия формирования рассматриваемого типа ПСС, предположим, что скачок магнитных параметров на границе раздела $x=0$ таков, что можно пренебречь нелинейными свойствами одной магнитной среды (например, 1) по сравнению с другой. В этом случае можно определить спектр нелинейного типа ПСС, реализующегося, если среда 1 — слой толщиной d «линейного» АФМ ($-d < x < 0$), обменно-связанный с «нелинейным» АФМ полупространством 2 граничными условиями (1)–(2). Если на свободной границе магнитной пластины при $x = -d$ спины не закреплены, то в среде 2 структуру спиновых колебаний по-прежнему будем определять, следуя (3)–(5), тогда как в среде 1 решение ищем в виде

$$L_{1j} \approx (A \operatorname{ch} \nu_{1j} x + B \operatorname{sh} \nu_{1j} x) L_{01}. \quad (7)$$

С учетом сказанного спектр данного типа слабонелинейных ПСС определяется следующим соотношением:

$$\alpha_1 L_{01}^2 \nu_{1j} \operatorname{th} \nu_{1j} d = \alpha_2 L_{02}^2 \nu_{2j} \operatorname{th} (\nu_{2j} x_{02j}). \quad (8)$$

В этом случае амплитуда локализованных спиновых колебаний обладает, как и в [1], только одним максимумом, но не на границе раздела магнитных сред, а при $x = x_{02j} > 0$, убывая затем до нуля $x \rightarrow \infty$. Как и в разобранный выше случае нелинейных ПСС (3)–(6), величина x_{02j} определяется (5). Если же в линейной среде $1 \tilde{\nu}_{1j} = -i \nu_{1j} (L_{1j} = (A \cos \tilde{\nu}_{1j} x + B \sin \tilde{\nu}_{1j} x) L_{01})$, то при $\kappa_{1,j}^2 c_j^2 < \omega < \kappa_{2,j}^2 c_j^2$ в такой двухслойной магнитной структуре формируется целая серия нелинейных ПСС, спектр которых определяется соотношением вида

$$\alpha_1 L_{01}^2 \tilde{\nu}_{1j} \operatorname{tg} \tilde{\nu}_{1j} d = -\alpha_2 L_{02}^2 \nu_{2j} \operatorname{th} (\nu_{2j} x_{02j}). \quad (9)$$

Из (9) видно, что теперь параметр x_{02j} может быть не только положительной, но и отрицательной (при $\pi p < \tilde{\nu} d_{1j} < \pi(2p+1)/2$, $p = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$) величиной и, следовательно, при $x_{02j} < 0$ амплитуда нелинейных ПСС будет монотонно убывать по мере удаления от границы раздела ($x \rightarrow \infty$). В пределе $\nu_{2j} x_{02j} \gg 1$ ($x_{02j} < 0$) соотношение (9) определяет спектр линейных ПСС, изученный в работе [1]. Если же $x_{02j} > 0$, то уравнение (9) определяет спектр нелинейных ПСС, не имеющих линейного предела [1] (максимум амплитуды таких ПСС достигается при $x = x_{02j}$).

Таким образом, учет нелинейных свойств обменно-связанных магнитных сред даже в пределе малых амплитуд приводит к возможности формирования новых типов локализованных магнитных возбуждений, качественно отличающихся от ПСС изученных в линейном приближении [1].

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

Список литературы

- [1] Филиппов В. В. // ФММ. 1970. Т. 29. № 6. С. 1131–1136.
- [2] Львов В. С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987. 270 с.
- [3] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 4. С. 1509–1522.

- [4] Агранович В. М., Бабиченко В. С., Черняк В. Я. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. № 8 С. 532—535.
- [5] Ломтев А. С. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 2. С. 64—67.
- [6] Косевич А. М., Ковалев А. М. Введение в нелинейную физическую механику. Киев: Наукова думка, 1989. 301 с.

Донецкий физико-технический институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
17 июля 1991 г.
