Письма в ЖТФ, том 18, вып. 19 12 октября 1992 г.

01; 05; 09

МАГНИТОСТАТИЧЕСКАЯ ЩЕЛЕВАЯ СПИНОВАЯ ВОЛНА, ИНДУЦИРОВАННАЯ МАГНИТНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

С.В. Тарасенко

Как показано в работах [1, 2], вблизи немагнитной прослойки между двумя магнитными полупространствами (структура типа магнитный сэндвич) возможно формирование особого типа локализованных магнитных возбуждений: щелевых магнитостатических спиновых волн. Физическим механизмом, определяющим существование данного типа спиновых колебаний, является дальнодействующее магнитостатическое поле, за счет которого поверхностные магнитостатические волны, распространяющиеся в магнитных полупространствах, взаимодействуют через разделяющую их немагнитную прослойку, образуя тем самым ЩМСВ. Как правило, условия формирования ЩМСВ исследуются в линейном по амплитуде спиновых колебаний m –M приближении (m – отклонение намагниченности магнетика от равновесного значения M). Вместе с тем известно, что магнитоупорядоченный кристалл уже при сравнительно низких уровнях мощности СВЧ поля представляет собой существенно нелинейную среду. Однако до сих пор влияние магнитной нелинейности магнетика на спектр распространяющихся МСВ сводилось к изучению влияния следующих по m/M ангармонизмов спин-системы магнетика на закон дисперсии МСВ, реализующихся уже в линейном по m/M приближении [3–5]. В данной работе показано, что последовательный учет влияния магнитной нелинейности на взаимодействие спинов в планарной магнитной структуре типа магнетик – немагнетик – магнетик может приводить к формированию нового нелинейного типа ЩМСВ, отсутствующей в линейном по m/M приближении. В качестве примера магнитной среды (при $z > d/2$ и $z < -d/2$) рассмотрим изотропную модель ферромагнетика, намагниченного до насыщения вдоль оси OZ внешним магнитным полем ($H // OZ$) [6]. Используя имеющуюся в такой геометрии цилиндрическую симметрию, без ограничения общности будем в дальнейшем полагать, что волновой вектор распространяющихся в рассматриваемой гибридной структуре спиновых колебаний лежит в плоскости XZ ($k_y=0$). В слабонелинейном по m/M приближении из системы динамических уравнений, состоящей из уравнений Ландау–Лифшица и уравнений магнитостатики следует, что в магнитной среде уравнение для магнитостатического потенциала $\varphi = \varphi_0(z)\exp(i(\omega t - kx))$ имеет вид ($\omega_m = \gamma 4\pi M$, $\omega_H = \gamma H$):

$$\left(\frac{d^2}{dz^2}-\mu k^2+\mu_1|\varphi_0|^2\right)\varphi_0=0\quad \mu=1+4\pi\chi, \tag{1}$$

$$\chi=\frac{\omega_m(\omega_H-\omega_m)/4\pi}{(\omega_H-\omega_m)^2-\omega^2}\,;$$

$$\mu_1=\frac{\omega_m^2(\omega_H-\omega_m)^2-\left[(\omega_H-\omega_m)^2-\omega^2\right]\left[\omega_m^2-\omega_m\omega_H/2\right]}{M^2\left[(\omega_H-\omega_m)^2-\omega^2\right]^2}\,\chi^2k^4, \tag{2}$$

где γ – гиромагнитное соотношение. Таким образом, в локализованной вблизи немагнитной прослойки магнитостатической ЩСВ характер пространственного распределения φ_0 вдоль нормали к границе магнитного полупространства при $\omega<\omega_H-\omega_m$ определяется соответственно соотношением $(\varkappa^2=\mu k^2,\ \varkappa_*^2=\mu_1/2)$

$$\varphi_0=(\varkappa/\varkappa_*)/ch^2(\varkappa(z\pm z_\mp)) \tag{3}$$

в случае магнитного полупространства $z>d/2\,(z<-d/2)$ и

$$\varphi_0=A\begin{cases} sh\,k(z-z_0) & (4)\\ ch\,k(z-z_0) & (5)\end{cases}$$

для немагнитной прослойки $(-d/2<z<d/2)$, где величины $z_\pm, z_0$ определяются из системы граничных условий. Если считать, что на границе раздела магнитной и немагнитной сред выполнена стандартная система электродинамических граничных условий, то, аналогично работам [7, 8], можно показать, что дисперсионное уравнение, определяющее совместно с (3) спектр распространяющейся нелинейной ЩМСВ (НЩМСВ), имеет вид

$$th\,\varkappa(d/2\pm z_\mp)=-(k/\varkappa)\,cth\,k(d/2\pm z_0) \tag{6}$$

при φ, определяемом (4) (нечетная мода), и

$$th\,\varkappa(d/2\pm z_\mp)=-(k/\varkappa)\,th\,k(d/2\pm z_0) \tag{7}$$

в случае (5) (четная мода). При этом величина z_0 в (6) определяется соотношением

$$\frac{1-(k/\varkappa)^2cth^2k(d/2-z_0)}{1-(k/\varkappa)^2cth^2k(d/2+z_0)}=\frac{sh^2k(d/2-z_0)}{sh^2k(d/2+z_0)}, \tag{8}$$

тогда как для z_0 из (7) имеет место

$$\frac{1-(k/\varkappa)^2th^2k(d/2-z_0)}{1-(k/\varkappa)^2th^2k(d/2+z_0)}=\frac{ch^2k(d/2-z_0)}{ch^2k(d/2-z_0)}. \tag{9}$$

Из совместного анализа (3), (6)-(9) следует, что при $k>\varkappa$ реализуются только четные НЩМСВ, тогда как при $k<\varkappa$ возможно формирование как четных, так и нечетных НЩМСВ. Случай $z=0$ соответствует симметричной НЩМСВ и имеет место при произвольной толщине d немагнитной прослойки. Амплитуда спиновых отклонений $m(z)$ в четной (нечетной) симметричной НЩСВ, спадая при $z\to\pm\infty$ нуля, имеет два максимума (максимум и минимум) при $z=z_+>d/2$ и $=z=z_-<-d/2$.

Помимо симметричной НЩМСВ с $z=0$ возможно также и существование (при $k<\varkappa$ в случае (4) и $k>\varkappa$ в случае (5)) несимметричных мод НЩМСВ с $z_0\neq 0$. Одна из них с $|z_0|>d/2$ также имеет место при произвольной толщине немагнитной прослойки d, но амплитуда спиновых отклонений в такой поверхностной волне имеет только один максимум (при $|z|>d/2$), спадая затем при $z\to\pm\infty$ до нуля.

Что же касается другого типа несимметричной НЩМСВ (с $|z|<d/2$), то она формируется, начиная с некоторой критической толщины немагнитной прослойки d_*, отщепляясь от соответствующей (четной или нечетной) симметричной НЩМСВ. При этом распределение амплитуды спиновых отклонений в ней вдоль оси OZ качественно совпадает с распределением для соответствующей симметричной НЩМСВ, однако мминимум в случае четной и прохождение через ноль для нечетной несимметричной НЩМСВ достигается теперь не при $z=0$, как в симметричной НЩМСВ, а при $z=z_0(|z_0|<d/2)$. Для случая четной (нечетной) несимметричной НЩМСВ с $|z|<d/2$ критическая толщина немагнитной прослойки d_* определяется соответственно соотношениями:

$$sh^2 kd/2 \geq (\varkappa^2+k^2)/(k^2-\varkappa^2), \tag{10}$$

$$sh^2 kd/2 \leq (\varkappa^2-k^2)/(\varkappa^2+k^2). \tag{11}$$

Если в полученных выше соотношениях выполнить предельный переход $z\to\pm\infty$ (что соответствует пренебрежению нелинейность магнитной среды), то нетрудно видеть, что ни один из рассмотренных выше типов щелевых магнитоститических спиновых волн в линейной системе такой геометрии не реализуется, а формируется при заданной частоте возбуждения ω и волновом векторе k_x, начиная с некоторой фиксированной амплитуды магнитостатического потенциала φ_0 в немагнитной среде, величина которого (A) с учетом соотношений (4)-(9) соответственно для нечетной и четной НЩМСВ имеет вид:

$$A^2=(\varkappa/\varkappa_*)^2 sh^2 k(d/2\pm z_0)\left[1-(k/\varkappa)^2 cth^2 k(d/2\pm z_0)\right], \tag{12}$$

$$A^2=(\varkappa/\varkappa_*)^2 ch^2 k(d/2\pm z_0)\left[1-(k/\varkappa)^2 th^2 k(d/2\pm z_0)\right]. \tag{13}$$

Аналогичный тип НЩМСВ может быть реализован также и для легкоплоскостного (XY – легкая плоскость) антиферромагнетика с $k \in XY$, $H \parallel OX$, $n \parallel OX$, $\omega < \omega_H \;(1 - 4\pi / \delta)$ (δ – межподрешеточный обмен).

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

Список литературы

[1] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. // ФТТ. 1979. Т. 21. В. 5. С. 1549-1551.

[2] Беспятых Ю.И., Зубков В.И. // ЖТФ. 1975. Т. 45. В. 11. С. 2386-2394.

[3] Звездин А.К., Попков А.Ф. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 2. С. 606-615.

[4] Бордман А.Д., Никитов С.А. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 6. С. 281-282.

[5] Бордман А.Д., Гуляев Ю.В., Никитов С.А.// ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 6. С. 2140-2150.

[6] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны, 1967. 368 с.

[7] Ахмедиев Н.Н. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 545-552.

[8] Ломтев А.И. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 21. С. 1310-1314.

Поступило в Редакцию
20 августа 1992 г.