

©1993

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ЛОКАЛИЗАЦИИ БЕЗОБМЕННЫХ МАГНОНОВ НА ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ

С. В. Тарасенко

Показано, что последовательный учет косвенного спин-спинового взаимодействия через поле виртуальных фононов уже в геометрической модели доменной границы приводит к формированию нового типа поверхностных безобменных спиновых волн, локализованных на магнитной границе.

Как показано в работах [1,2], последовательный учет взаимодействия спиновой и упругой подсистем при определенных условиях приводит к формированию качественно новых особенностей в спин-волновой динамике магнитоупорядоченного кристалла, содержащего доменную границу (ДГ) или плоскопараллельную доменную структуру (ППДС). При этом формирование таких особенностей в спин-волновой динамике доменосодержащего магнитоупорядоченного кристалла было существенно связано с учетом внутренней структуры ДГ. В дальнейшем такие типы спин-волновых возбуждений мы будем относить к внутриграницным магнонам, индуцированным магнитоупругим взаимодействием.

Вместе с тем из теоретических исследований спиновой динамики магнитной ДГ, не учитывающих взаимодействие спиновой и упругой подсистем магнетика, известно, что помимо внутриграницных магнонов возможно также и формирование пристеночных [3-7] магнонов, наличие которых в длинноволновом пределе можно показать исходя из геометрической модели ДГ [3-6]. В этом пределе [3], как известно, ДГ (или система ДГ в случае плоскопараллельной доменной структуры) считается закрепленной и без учета неоднородного обмена (длинноволновое приближение) магнетик с изолированной ДГ рассматривается как два магнитных полупространства с противоположными ориентациями равновесного параметра порядка и связанными по плоскости ДГ электродинамическими условиями. Это соответствует пределу $\lambda \gg \Delta$ (λ — длина спиновой волны, Δ — толщина ДГ) и исключает возможность исследования условий существования внутриграницных магнонов [1,2,7].

До сих пор в рамках такой модели был предсказан только магнитодипольный механизм формирования пристеночных магнонов [3]. Что же касается влияния магнитоупругого взаимодействия на условия локализации магнонов на поверхности ДГ, то до сих пор такой анализ без учета магнитодипольных эффектов не проводился [7].

Цель данной работы состоит в исследовании необходимых условий, при выполнении которых уже в геометрической модели ДГ (или ППДС)

динамическое магнитоупругое взаимодействие приводит к новому немагнитоэластическому классу безобменных приповерхностных спиновых волн, локализованных на ДГ. Чтобы избежать необходимости учета магнитодипольного взаимодействия, рассмотрим проведем для случая двухподрешеточной ($M_{1,2}$ — намагниченности подрешеток) модели легкоосного (ось OZ) ферритмагнетика с точкой компенсации $\nu = 0$ ($\nu \approx (M_1^2 - M_2^2)/(M_1^2 + M_2^2)$) [8], в окрестности которой ($0 \neq \nu \ll 1$), как известно, в спектре спиновых волн одновременно имеют место обменное усиление магнитоупругих эффектов и обменное ослабление магнитодипольных эффектов.

Предполагая для наглядности расчетов магнитоупругие и упругие свойства магнетика изотропными, плотность термодинамического потенциала W в терминах векторов ферро (m)- и антиферромагнетизма (l) ($I_1 = 2M_1/g_1$, $I_2 = 2M_2/g_2$, $g_1(g_2)$ — гиромагнитные отношения для подрешетки 1(2))

$$m = \frac{I_1 + I_2}{2I_0}, \quad l = \frac{I_1 - I_2}{2I_0}, \quad 2I_0 = |I_1 + I_2| \quad (1)$$

представим в виде ($|m| \ll |l| \approx 1$)

$$W = I_0^2 \left\{ \frac{\delta}{2} m^2 + \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial l}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{a}{2} l_z^2 + \gamma l_i l_k u_{ik} \right\} + \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \quad (2)$$

где δ , α , a , γ — константы однородного обмена, неоднородного обмена анизотропии и магнитоэластики соответственно; λ , μ — коэффициенты Ламэ; u_{ik} — тензор деформаций.

Связанная система уравнений, определяющая динамику рассматриваемой системы, состоит из уравнений Ландау–Лифшица для векторов m и l и уравнения Навье–Ламэ для вектора смещений решетки u . Следуя геометрической модели ДГ [3], будем полагать, что равновесное состояние рассматриваемого магнитоупорядоченного кристалла представляет собой плоскопараллельную доменную структуру (ППДС) с доменами (толщиной d), в которых равновесная ориентация вектора l (и m) коллинеарна оси OZ , но противоположно направлена в соседних доменах. Без учета неоднородного обмена на границе доменов (обозначим их характеристики индексами 1 и 2) считаем выполненными условие акустической сплошности (σ_{ik} — тензор упругих напряжений)

$$\sigma_{ik}^{(1)} = \sigma_{ik}^{(2)}, \quad u_i^{(1)} = u_i^{(2)}, \quad i, k = x, y, z \quad (3)$$

и с учетом наличия сверхструктуры (ППДС) с периодом $2d$ потребуем, чтобы для вектора смещений решетки u выполнялась теорема Флоке (κ — волновое число сверхструктуры $0 < \kappa < \pi/d$)

$$u_i(y + 2d) = u_i(y) \exp(2i\kappa d). \quad (4)$$

Если считать, что волновой вектор распространяющихся в такой сверхструктуре магнитоупругих волн лежит в плоскости XU , то из анализа соответствующего дисперсионного уравнения следует, что в эластостатическом пределе (s — скорость звука) [9]

$$\omega^2 \ll s^2 k^2 \quad (5)$$

дисперсионное уравнение, определяющее спектр безобменных спиновых колебаний в таком магнетике, может быть представлено в виде ($\omega_m^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2$; ω_0^2 — активация спин-волнового спектра, обусловленная одноосной анизотропией; ω_{me}^2 — магнитоупругая щель)

$$k_y^2 \mu^2 \sin^2 \kappa d = (\mu_a^2 k_x^2 + \mu^2 k_y^2) \sin^2 k_y d, \quad (6)$$

$$\mu = \frac{(\omega^2 - \omega_m^2)(\omega^2 - \omega_m^2 + \omega_{me}^2) - \nu^2 \omega^2 \omega_E^2}{(\omega^2 - \omega_m^2)^2 - \nu^2 \omega^2 \omega_E^2},$$

$$i\mu_a = \frac{i\nu\omega\omega_E\omega_{me}^2}{(\omega^2 - \omega_m^2)^2 - \nu^2 \omega^2 \omega_E^2},$$

где k_x^2 и k_y^2 связаны соотношением $k_x^2 + k_y^2 = 0$; ω_E — обменная частота.

Из (6) при $k_y^2 = -q^2$ следует возможность формирования нового типа поверхностных спин-волновых возбуждений, локализованных на геометрической границе раздела доменов (в данном приближении — на доменной границе). Область их существования помимо $q^2 > 0$ определяется условием

$$\mu_a^2 k_x^2 - \mu^2 q^2 > 0, \quad (7)$$

и соответствующее дисперсионное уравнение имеет вид

$$q^2 \mu^2 \sin^2 \kappa d = (\mu_a^2 k_x^2 - \mu^2 q^2) \operatorname{sh}^2 qd. \quad (8)$$

Физическим механизмом, ответственным за формирование подобного типа спин-волновых возбуждений, является, как показывает анализ динамических уравнений, косвенный спин-спиновый обмен через дальнедействующее поле квазистатических (5) упругих деформаций с $u_z \neq 0$. И потому по аналогии с магнитостатикой в дальнейшем такой тип возбуждений будем называть приповерхностными эластостатическими спиновыми волнами (ПЭСВ). Кроме того, вторым необходимым условием для формирования данного типа поверхностных возбуждений является наличие эффекта гиротропии, индуцированного в данном случае наличием $0 \neq \nu \ll 1$. Что же касается самой точки магнитной компенсации ($\nu = 0$), то в ней эффект гиротропии может быть индуцирован включением внешнего магнитного поля $H \parallel OZ$ [10], не нарушающего легкоосную ориентацию равновесного параметра порядка l . Как видно из анализа (8), соответствующий спектр безобменных ПЭСВ состоит из четырех ветвей ω_{1-4}^2

$$0 < \omega_1^2 < \omega_-^2 < \omega_2^2 < \omega_*^2 \leq \omega_3^2 < \omega_+^2 < \omega_4^2$$

при

$$\nu^2 \omega_*^2 \omega_E^2 < F(\omega_*^2) \quad (9)$$

или двух ветвей

$$0 < \omega_1^2 < \omega_-^2 < \omega_+^2 < \omega_4^2$$

в противоположном случае, где

$$\omega_*^2 = (\nu^2 \omega_E^2 + 2\omega_m^2 - \omega_{me}^2) / 2,$$

$$F(\omega_*^2) = \left\{ \frac{\nu^4 \omega_E^4 + \omega_{me}^4}{4} + \nu^2 \omega_E^2 \frac{\omega_{me}^2 - 2\omega_m^2}{2} \right\}^2,$$

$$\omega_{\pm}^2 = a/2 + (a^2/4 - b)^{1/2}, \quad a = \nu^2 \omega^2 \omega_E^2 + \omega_m^2 + \omega_0^2, \quad b = \omega_m^2 \omega_0^2, \quad (10)$$

т.е. в таком спектре локализованные спин-волновые моды $\omega_{2,3}^2$ имеют точку окончания при $\omega^2 = \omega_*^2$.

Если в полученных соотношениях перейти к пределу изолированной доменной границы, то соответствующее дисперсионное уравнение примет вид ($q^2 = k_x^2$)

$$\mu q = \mu_a k_x, \quad (11)$$

откуда следует, что рассматриваемый механизм формирования приповерхностных магнонов приводит не только к новому типу локализованных безобменных спиновых возбуждений (ПЭСВ), но и обеспечивает взаимность их спектра: $\omega(k_x) \neq \omega(-k_x)$. При этом в случае изолированной ДГ спектр таких ПЭСВ состоит в отличие от (8) только из двух ветвей. В рассматриваемых приближениях эти ветви спин-волновых возбуждений не обладают дисперсией и при $q = k\mu_a/\mu > 0$ совпадают с $\omega_{1,4}^2 (kd \gg 1)$ (8), а для $q = k\mu_a/\mu < 0$ в случае (9) — с $\omega_{2,3}^2 (kd \gg 1)$ (8). Если же условие (9) не выполняется, то уравнение (11) при $q = k\mu_a/\mu < 0$ решений не имеет. Таким образом, можно сделать вывод, что восстановление взаимности спектра ПЭСВ $\omega(k_x) = \omega(-k_x)$ в случае плоскостатической доменной структуры (8) приводит к удвоению числа ветвей в спектре ПЭСВ по сравнению со случаем изолированной ДГ (аналогичный эффект отмечался в [5] на примере приповерхностных магнонов магнитостатического типа).

Из этого можно сделать вывод, что последовательный учет влияния решетки на спиновую динамику доменосодержащего магнетика уже в геометрическом приближении ДГ приводит к новому типу приповерхностных спиновых возбуждений. Естественно, что в данной работе анализ проведен в рамках геометрической модели ДГ, однако, как показано в работах [4,5] на примере приповерхностной спиновой волны магнитостатического типа, более строгое и громоздкое рассмотрение приводит лишь к уточнению и дополнению результатов, полученных в рамках модели геометрической ДГ. Учет эффектов, связанных с влиянием неоднородного обмена на данный тип локализованных возбуждений, требует учета конечности толщины ДГ, и ему будет посвящена отдельная работа. Однако если сопоставить области существования указанных выше эластостатических магнонов, локализованных на ДГ, и обменных объемных спиновых волн, спектр которых удовлетворяет условию (5) ($c = \mu I_0(\alpha\delta)^{1/2}$ — минимальная фазовая скорость распространения спиновых волн)

$$\nu^2 \omega^2 \omega_E^2 = (\omega^2 - \omega_m^2 - c^2 k^2)(\omega^2 - \omega_0^2 - c^2 k^2), \quad (12)$$

то можно сделать вывод, что найденный выше класс пристеночных магнонов будет при $\omega^2 > \omega_0^2$ квазиповерхностным при учете неоднородного обмена, поскольку в этом случае диапазоны частот указанных выше ПЭСВ и объемных обменных спиновых волн (12) перекрываются.

Необходимо отметить, что рассмотренный выше пример двухподрешеточного ферритмагнетика не является единственным возможным типом магнитоупорядоченного кристалла для реализации данного типа поверхностных спин-волновых возбуждений. Из анализа нелинейной динамики двухподрешеточных обменно-коллинеарных структур с произвольным видом взаимодействия Дзялошинского $D_{ij}m_i l_j$ можно сделать вывод, что при условии (5) формирование указанного выше эластостатического типа пристеночных спиновых возбуждений имеет место, если в плоскости, перпендикулярной направлению равновесной ориентации вектора параметра порядка в доменах, выполняется условие $D_{ij} \neq \varepsilon_{ijk} d_k$.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Е.П. Стефановскому, А.Л. Сукстанскому и И.В. Жихареву за плодотворные обсуждения и поддержку.

Список литературы

- [1] Туров Е.А., Луговой А.А. // ФММ. 1980. Т. 50. № 4. С. 717-729.
- [2] Ходенков Г.Е. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 226-228.
- [3] Гишинский И.А., Минц Р.Г. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. № 10. С. 1230-1233.
- [4] Куркин М.И., Танкеев А.П. // ФММ. 1973. Т. 36. № 6. С. 1149-1158.
- [5] Гишинский И.А. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 3. С. 1032-1048.
- [6] Гишинский И.А., Рязанцев К.А. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 10. С. 3008-3010.
- [7] Филиппов Б.Н., Танкеев А.П. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1987. 216 с.
- [8] Иванов Б.А., Сукстанский А.Л. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 1. С. 370-379.
- [9] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 639 с.
- [10] Иванов Б.А., Оксюк Г.К., Сукстанский А.Л. // Сб. «Современные проблемы теории магнетизма». Киев: Наукова думка, 1986. С. 111-130.

Донецкий физико-технический институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
30 марта 1993 г.