УДК 534+538.114

НОВЫЕ ТИПЫ БЕЗОБМЕННЫХ МАГНОНОВ В МАГНИТНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ НА ОСНОВЕ ЛЕГКООСНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА

С.В.Тарасенко

Донецкий физико-технический институт академии наук Украины,
340114, Донецк, Украина
(Поступила в Редакцию 10 января 1995 г.
В окончательной редакции 15 февраля 1995 г.)

На примере магнитной сверхрешетки типа «магнетик–немагнетик» показано, что если магнитная среда — легкоосный антиферромагнетик, то фононный механизм межслоевого обмена приводит к качественно новым типам коллективных безобменных поверхностных и объемных спин-волновых возбуждений. Эти одночастичные магнитные возбуждения не имеют своего аналога в случае, когда магнитная среда, входящая в состав такой сверхрешетки, — легкоплоскостной антиферромагнетик.

Недавно в работе [1] на примере магнитной сверхрешетки (СР) типа магнетик–немагнетик было показано, что альтернативой традиционно исследуемому магнитодипольному механизму формирования коллективных безобменных спиновых колебаний как поверхностного, так и объемного типа может служить фононный механизм косвенного спин-спинового взаимодействия. Найденные таким образом типы распространяющихся спин-волновых возбуждений по аналогии с физикой магнитостатических колебаний [2,3] могут быть названы эластостатическими спиновыми волнами (ЭСВ). Они индуцированы спин-спиновым обменом через дальнодействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций в случае, когда частота спиновых колебаний ω и их волновой вектор $\mathbf{k}$ как в магнитной, так и в немагнитной среде удовлетворяют условию ($\mathbf{v}$ — скорость распространения упругих волн)

$$\omega \ll vk, \qquad (1)$$

что в теории упругости [4] соответствует эластостатическому приближению. Следует отметить, что данный тип магнитных возбуждений в такой же мере является составной частью общего спектра магнитоупругих колебаний СР, как и исследованные в [5] коллективные магнитостатические волны являются составной частью спектра связанных спиново-электромагнитных колебаний. В случае если магнитная среда — антиферромагнетик, эффективность найденного механизма резко повышается вследствие одновременного обменного усиления магнитоупругих эффектов и обменного ослабления магнитодипольных эффектов в спиновой динамике антиферромагнитных кристаллов [6]. Однако избранная в качестве примера магнитной среды легкоплоскостная модель антиферромагнетика (ЛП АФМ) [1] позволяет лишь частично использовать полученные в [1] результаты в случае магнитной сверхрешетки типа магнетик–немагнетик, в которой магнитные слои представляют собой легкоосный антиферромагнетик (ЛО АФМ) в коллинеарной фазе. Особенностью спиновой динамики этой фазы антиферромагнитного кристалла является то, что в достаточно слабых магнитных полях эластостатический критерий (1) может быть одновременно выполнен для обеих ветвей спектра спин-волновых возбуждений двухподрешеточной модели ЛО АФМ.

В связи с этим цель данной работы состоит в исследовании условий формирования качественно новых типов распространяющихся как поверхностных, так и объемных ЭСВ в случае магнитной СР, представляющей собой систему слоев ЛО АФМ толщиной d_2 (среда 2), акустически связанных между собой немагнитными слоями толщиной d_1 (среда 1). Поскольку в данной работе мы ограничимся анализом условий распространения спиновых колебаний в плоскости, перпендикулярной легкой оси (OZ) двухподрешеточного ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток) антиферромагнитного кристалла, то для простоты и наглядности расчетов будем в дальнейшем предполагать, что магнитная и немагнитная среды являются по своим упругим и магнитоупругим свойствам изотропными, что отвечает кристаллам гексагональной симметрии. Внешнее магнитное поле H будем считать приложенным вдоль оси (OZ) и по величине достаточно слабым (меньше поля перехода спин-флоп), что в терминах векторов ферромагнетизма ($\mathbf{m}$) и антеферромагнетизма ($\mathbf{l}$) соответствует условию

$$|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|,$$

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \qquad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}, \qquad |\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0. \tag{2}$$

В этом случае плотность энергии двухподрешеточной модели одноосного антиферромагнитного кристалла W, одновременно учитывающая взаимодействие спиновой и упругой подсистем, определяется следующими выражениями [6]:

$$W = W_m + W_{me} + W_e,$$

$$W_m = \frac{1}{2}\,\delta\mathbf{m}^2 + \frac{1}{2}\,\alpha\left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x}\right)^2 - \frac{1}{2}\,b l_z^2 - \mathbf{m}\mathbf{H},$$

$$W_{me} = \gamma l_i l_k u_{ik},$$

$$W_e = \frac{1}{2}\,\lambda u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \tag{3}$$

где δ, α, b, γ — соответственно константы однородного и неоднородного обмена, легкоосной анизотропии, магнитоупругого взаимодействия,

$\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле, λ_j и μ_j — коэффициенты Ламэ, u_{ik} — тензор упругих деформаций, $j = 1, 2$. Учитывая (1), (2) и результаты работы [7], систему динамических уравнений, определяющих взаимодействие спиновой и упругой подсистем в рассматриваемой многослойной структуре, можно представить в виде совокупности основного уравнения эластостатики для вектора смещений решетки $\mathbf{u}$ и эффективного уравнения движения для вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$. Условие акустической сплошности рассматриваемой гибридной структуры приводит к следующим соотношениям на границе магнитной и немагнитной сред:

$$u_1 = u_2, \qquad \sigma_{ik}^{(1)} n_k^{(1)} = \sigma_{ik}^{(2)} n_k^{(2)}. \tag{4}$$

Как уже отмечалось выше, $\mathbf{k} \in XY$, поэтому в силу изотропии свойств магнетика в указанной плоскости в дальнейшем без ограничения общности будем полагать, что нормаль к границе слоев $\mathbf{n}$ параллельна OX. Для корректного учета роли поверхности в случае СР конечных размеров в пренебрежении неоднородным обменом (безобменное приближение) рассчитаем матрицу преобразования M, связывающую компоненты вектора упругих смещений u и компоненты тензора упругого напряжения σ в начале периода рассматриваемой магнитной СР $(z = 0)$ и в конце $(z = d,\ d = d_1 + d_2)$. В общем виде такая задача очень громоздка (матрица M содержит 36, вообще говоря, ненулевых элементов), однако анализ показывает, что качественно новые по сравнению с [1] типы распространяющихся ЭСВ в магнитной СР формируются, если фононный механизм спин-спинового обмена как внутри магнитных слоев, так и на границе раздела магнитной и немагнитной сред осуществляется за счет поля упругих смещений, характеризуемых величинами $u_z \neq 0$ $(u_x = u_y = 0)$. В этом случае искомая матрица M $(\det M = 1)$ содержит только четыре элемента, которые на основании (3), (4) для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{l} \parallel OZ$ могут быть определены из Приложения с учетом соотношений

$$\hat{\mu}_2 = \mu_2 \frac{\left(\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2\right)\left(\omega_0^2 + \omega_H^2 - \omega^2\right) - 4\omega^2\omega_H^2}{\left(\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2\right)^2 - 4\omega_H^2\omega^2}, \tag{5}$$

$$\mu_* = \mu_2 \frac{\omega_H \omega \omega_{me}^2}{\left(\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2\right)^2 - 4\omega_H^2\omega^2}, \tag{6}$$

$$k_2^2 = -k^2. \tag{7}$$

В силу наличия трансляционной симметрии вдоль нормали к границе раздела слоев $(\mathbf{n} \parallel OX)$ как вектор смещений решетки $\mathbf{u}(x)$, так и тензор упругих напряжений $\sigma(x)$ должны удовлетворять теореме Флоке с блоховским волновым числом $\varkappa$. Следуя [8], нетрудно получить, что спектр распространяющихся в плоскости XY объемных ЭСВ в рассматриваемой магнитной СР определяется соотношением $(k_2^2 = -k_y^2)$

$$\cos(\varkappa d) = \operatorname{ch}(kd_1)\operatorname{ch}(kd_2) - \frac{\left(\mu_1^2 + \hat{\mu}_2^2 - \mu_*^2\right)}{2\mu_1\hat{\mu}_2}\operatorname{sh}(kd_1)\operatorname{sh}(kd_2). \tag{8}$$

Из сравнения (5)–(8) с аналогичным уравнением, найденным в работе [1] для спектра ЭСВ в магнитной СР на основе ЛП АФМ, следует, что в данном случае вследствие фононного механизма межслоевого обмена коллективные спин-волновые возбуждения в СР формируются за счет гибридизации безобменных не объемных, а поверхностных ЭСВ в каждом из периодов рассматриваемой магнитной сверхструктуры. При $H = 0$ соответствующее дисперсионное соотношение может быть получено из (5)–(8) в явном виде

$$\omega_\pm^2 = \omega_0^2 + \frac{A_\pm}{A_\pm - 1}\,\omega_{me}^2, \tag{9}$$

$$A_\pm = \frac{\mu_1}{\mu_2}\left\{(F_\varkappa - 1) \pm (F_\varkappa(F_\varkappa - 2))^{1/2}\right\},$$

$$F_\varkappa = \frac{\cos\varkappa d - \mathrm{ch}(k(d_1 - d_2))}{\mathrm{sh}(kd_1)\,\mathrm{sh}(kd_2)}. \tag{10}$$

Если сопоставить этот спектр с результатами расчета спектра ЭСВ на одном периоде рассматриваемой СР при условии, что внешние поверхности такой структуры свободны от напряжений, то несложно видеть, что появление трансляционной инвариантности в случае СР приводит к удвоению числа ветвей ЭСВ, распространяющихся с теми же значениями волнового вектора k_y вдоль границы раздела магнитного и немагнитного слоев на одном периоде СР.

Включение магнитного поля $\mathbf{H}$ параллельно OZ, как показывает анализ (5)–(8), может приводить к появлению четырех ветвей в спектре коллективных спин-волновых возбуждений эластостатического типа. Их дисперсионные соотношения также могут быть получены в явном виде, поскольку, как следует из (8), соответствующее уравнение является алгебраическим уравнением четвертой степени относительно ω^2. Можно указать частотные диапазоны их существования, если с учетом (9), (10) представить дисперсионное уравнение (8) в виде

$$R_+(\omega)R_-(\omega) = \omega^2\omega_{me}^4\omega_H^2, \tag{11}$$

$$R_\pm(\omega) = N_0\omega^4 - N_1\omega^2 + N_2,$$

$$N_0 = 1 - A_\pm,$$

$$N_1 = 2\left(\omega_0^2 + \omega_H^2\right) - 2A_\pm\left(\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{me}^2\right) + \omega_{me}^2 + 4\omega_H^2(1 - A_\pm),$$

$$N_2 = \left(\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{me}^2\right)\left(\omega_0^2 + \omega_H^2\right) - A_\pm\left(\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{me}^2\right)^2. \tag{12}$$

Из (11), (12) следует, что имеется критическое значение величины внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel OZ$ ($H = H_*$), при котором имеет место бифуркация решений уравнения (11): при $H > H_*$ вместо четырех ветвей спектр данного типа безобменных магнитных возбуждений содержит только две ветви. Величина H_* определяется из уравнения

$$R_+(\omega_*)R_-(\omega_*) = \omega_*^2\omega_{me}^2\omega_H^2, \tag{13}$$

где ω_* — такое значение частоты ω, которое соответствует максимуму функции $R_+(\omega)R_-(\omega)$ при произвольном значении $\mathbf{H} \parallel \mathbf{l} \parallel OZ$. Если корни уравнения (11) пронумеровать в порядке возрастания: $\omega_1^2 \div \omega_4^2$, то при $H < H_*$ законы дисперсии всех четырех ветвей спектра безобменных ЭСВ рассматриваемого типа удовлетворяют следующей системе неравенств:

$$\omega_1^2 < \omega_A^2 < \omega_B^2 < \omega_2^2 < \omega_*^2 < \omega_3^2 < \omega_C^2 < \omega_D^2 < \omega_4^2, \tag{14}$$

где $\omega_A^2 \div \omega_D^2$ —корни уравнения $R_+(\omega)R_-(\omega) = 0$, расположенные в порядке возрастания.

Качественно другой тип коллективных спин-волновых возбуждений эластостатического типа для магнитной СР в магнитном поле $\mathbf{H}$ реализуется, если при одинаковой относительной ориентации вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ и нормали к поверхности решетки $\mathbf{n}$ выполняется условие $\mathbf{H} \perp \mathbf{l}$. И в этом случае коэффициенты матрицы преобразования M могут быть определены из Приложения, однако теперь вместо (5)–(7) при $\mathbf{H} \parallel OX$ имеют место соотношения

$$\hat{\mu}_2 = \mu_2 \frac{\omega_0^2 + \omega_H^2 - \omega^2}{\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2}, \qquad \mu_* = 0,$$

$$k_2^2 = -\left(\frac{(\omega_0^2 - \omega^2)(\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2)(\omega_0^2 + \omega_H^2 - \omega^2)}\right), \tag{15}$$

а при $\mathbf{H} \parallel OY$ соотношения

$$\hat{\mu}_2 = \mu_2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2}, \qquad \mu_* = 0,$$

$$k_2^2 = -\left(\frac{(\omega_0^2 - \omega^2)(\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2)(\omega_0^2 + \omega_H^2 - \omega^2)}\right)^{-1}. \tag{16}$$

В этом случае при $k_2^2 > 0$ уравнение собственных значений матрицы M, определяющее с учетом (15), (16) в неявном виде закон дисперсии распространяющихся коллективных ЭСВ, соответствует новому классу безобменных спиновых возбуждений в магнитной СР рассматриваемого типа

$$\cos(\varkappa d) = \cos(k_2 d_2)\,\mathrm{ch}(k d_1) - \left(\frac{\hat{\mu}_2^2 k_2^2 + \mu_1^2 k^2}{2\mu_1 \hat{\mu}_2 k_2 k}\right) \sin(k_2 d_2)\,\mathrm{sh}(k d_1). \tag{17}$$

Из (15)–(17) следует, что данный тип коллективных магнитных колебаний, как и изученный в работе [1], является результатом гибридизации объемных ЭСВ, распространяющихся в каждом из периодов рассматриваемой СР. Однако в отличие от случая, исследованного в [1], он не реализуется в ЛО АФМ в нулевом магнитном поле. Таким образом, используя указанную выше аналогию с магнитостатикой [2,3], данный тип возбуждений можно отнести к «анизотропным» ЭСВ.

В данном типе безобменных магнитных возбуждений при одном и том же значении k_y одновременно имеет место формирование прямой ($\mathbf{k}\partial\omega/\partial\mathbf{k} > 0$) и обратной ($\mathbf{k}\partial\omega/\partial\mathbf{k} < 0$) распространяющихся безобменных объемных ЭСВ (точки сгущения спектра при $k = 0$ и ∞), диапазоны существования которых по частоте ω не перекрываются. Какая из мод («высокочастотная» или «низкочастотная») в конкретном случае будет «прямой» зависит от относительной ориентации векторов $\mathbf{H}$ и $\mathbf{n}$. Например, при $\mathbf{H} \parallel OY$ область существования прямых объемных ЭСВ лежит выше области существования распространяющихся в том же направлении объемных ЭСВ обратного типа. Случай, когда «высокочастотная» безобменная объемная ЭСВ является волной обратного типа, реализуется при $\mathbf{H} \parallel OX$. Все перечисленные выше типы коллективных ЭСВ вследствие фононного механизма межслоевого обмена образуют систему неперекрывающихся (по k_y) зон коллективных спин-волновых возбуждений магнитной СР. В частности, при $H = 0$ и $\mathbf{H} \parallel OZ$ формируются соответственно две и четыре такие зоны (в случае (15)–(17) число зон бесконечно). Вне таких зон распространение коллективных объемных спин-волновых возбуждений эластостатического типа невозможно.

Однако до сих пор в случае (1) исследовались условия формирования новых коллективных спин-волновых возбуждений эластостатического типа на примере модели неограниченной магнитной СР, несмотря на то что реальные многослойные магнитные структуры всегда имеют конечные размеры. Это соответствует нарушению трасляционной инвариантности в направлении, перпендикулярном слоям в СР, вследствие чего поверхность сверхструктуры может быть рассмотрена как квазидвумерный дефект. В этом случае с точки зрения динамических свойств СР возникает вопрос об условиях локализации коллективных ЭСВ на таком дефекте при тех же значениях внешних параметров, что и рассмотренные выше. Для его исследования будем считать, что имеется магнитная СР с прежними характеристиками, однако теперь она занимает полупространство $x < 0$. Практический интерес представляет анализ граничных условий, отвечающих поверхности полубесконечной магнитной СР, имеющей сплошной акустический контакт с немагнитным покрытием толщиной t, которое выполнено из немагнитного материала, изотропного по своим упругим свойствам с коэффициентами Ламэ λ_a и μ_a (индексы sl и a относятся соответственно к СР и немагнитному покрытию)

$$u_{sl} = u_a, \qquad \sigma_{zx}^{(sl)} = \sigma_{zx}^{(a)}, \qquad x = 0. \tag{18}$$

Что касается внешней поверхности немагнитного покрытия ($x = t$), то для нее мы рассмотрим два предельных типа граничных условий, отвечающих отсутствию внешних упругих напряжений

$$\sigma_{zx}^{(a)} = 0, \qquad x = t \tag{19}$$

и пиннингу вектора упругих смещений u_z

$$u_z^{(a)} = 0, \qquad x = t. \tag{20}$$

В дальнейшем при анализе спиновой динамики такой гибридной магнитной структуры будем полагать, что эластостатический критерий (1) выполнен также и в немагнитном покрытии. Пользуясь рассчитанной выше матрицей преобразования (Приложение), из граничных условий (18)–(20) получаем, что дисперсионное соотношение, определяющее спектр распространяющихся поверхностных ЭСВ (ПЭСВ) в полуограниченной магнитной СР с немагнитным покрытием, имеет вид

$$\nu + \frac{1}{\nu} = M_{11} + M_{22}, \qquad \nu = M_{11} + (\mu_a f(kt))M_{12}, \tag{21}$$

где

$$f(kt) = \begin{cases} \mathrm{th}(kt) & \text{в случае (19)}, \\ \mathrm{cth}(kt) & \text{в случае (20)}. \end{cases} \tag{22}$$

Теперь величина блоховского волнового вектора $\varkappa$ является комплексной и связана с ω и k_y соотношениями

$$\varkappa = q + 2\pi n/d; \qquad n = 0, \pm1, \pm2\ldots,$$

$$2\,\mathrm{ch}(qd) = M_{11} + M_{22}. \tag{23}$$

Отсюда следует, что поле упругих смещений в СР, осциллируя, экспоненциально спадает внутрь сверхструктуры

$$u_z(x) = \sum_n u_{jz} \exp\left[i\left(q + \frac{2\pi n}{d}\right)\right]. \tag{24}$$

Анализ показывает, что выполнение условий (21)–(24) определяет также и спектр коллективных ЭСВ «щелевого» типа (ЩЭСВ) в модели бесконечной магнитной СР, имеющей сплошной акустический контакт с плоским немагнитным слоем толщиной $2t$. Этот класс безобменных спин-волновых возбуждений является результатом гибридизации распространяющихся ПЭСВ вдоль границы немагнитный слой–магнитная СР в каждом из полупространств за счет фононного механизма межслоевого обмена через «дефектный» немагнитный слой. Случаю ЩЭСВ, распределение упругих смещений u_z в которой симметрично относительно срединной плоскости немагнитного слоя (среда a), соответствует граничное условие (19), тогда как антисимметричное распределение z-компоненты вектора $\mathbf{u}$ по толщине немагнитной прослойки отвечает граничному условию типа (20). Таким образом, спектр коллективных эластостатических спин-волновых возбуждений щелевого типа такой «дефектной» магнитной СР будет определен, если исследовать соотношения (21)–(23) в случае (19) и в случае (20).

В общем случае расчет определяемого соотношениями (8), (21)–(23) закона дисперсии безобменных ЩЭСВ, локализованных вблизи немагнитного «дефектного» слоя магнитной СР, требует применения численных методов. Однако существенного упрощения при аналитических расчетах можно достигнуть, если считать, что толщина «дефектного» слоя в СР рассматриваемого типа $2t = 2d_1$, а упругие свойства такого немагнитного дефекта полностью совпадают со свойствами немагнитной среды входящей в состав исследуемой магнитной СР (среда 1). Тогда спектр бегущих ШЭСВ симметричного и антисимметричного типа с $\mathbf{k} \in XY$ независимо от ориентации внешнего магнитного поля H соответственно может быть представлен в виде

$$M_{21} = 0, \tag{25}$$

$$M_{12} = 0, \tag{26}$$

тогда как блоховский волновой вектор $\varkappa$ по-прежнему определяется из (23). Характер спадания поля упругих смещений по мере удаления от «немагнитного» дефекта в глубь магнитной СР при $x \to \pm\infty$ определяется равенством (24). Из (25), (26) следует, что при $\mathbf{H} \parallel OZ$ дисперсионное уравнение, определяющее в условиях (19) спектр распространяющейся безобменной ПЭСВ или ШЭСВ симметричного типа, состоит из четырех ветвей и с учетом (5)–(7) определяется уравнением $(s = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|)$

$$\hat{\mu}_2 \left(\hat{\mu}_2 \operatorname{th}(kd_2) + \mu_* s\right) = \left(\hat{\mu}_2 + (\mu_* s) \operatorname{th}(kd_2)\right)\left(\mu_* s - \mu_1 \operatorname{th}(kd_1)\right). \tag{27}$$

В то же время спектр безобменной антисимметричной ШЭСВ (или ПЭСВ в условиях (20)) состоит из двух ветвей и с помощью (5)–(7) может быть (как и в случае (27) при $H = 0$) найден в явном виде из соотношения

$$\hat{\mu}_2 \operatorname{cth}(kd_2) = \mu_* s - \mu_1 \operatorname{cth}(kd_1). \tag{28}$$

Наиболее существенными чертами спектра безобменных локализованных ЭСВ, определяемых соотношениями (27), (28), являются его невзаимность ($\omega(k_y) \neq \omega(-k_y)$ при $H_z \neq 0$) и формирование участков дисперсионной кривой с $\partial\omega/\partial k$=0 при $k_y \neq 0$.

Пусть теперь $\mathbf{H} \perp OZ$, тогда в соответствии с исследованным выше объемным типом коллективных спин-волновых возбуждений уравнения (25), (26) совместно с (15)–(17) определяют спектр симметричных и антисимметричных ШЭСВ (или ПЭСВ с граничным условием (19) или (20))

$$k_2 \hat{\mu}_2 \operatorname{tg}(k_2 d_2) - \mu_1 k \operatorname{th}(kd_1) = 0, \tag{29}$$

$$k_2 \hat{\mu}_2 \operatorname{ctg}(k_2 d_2) + \mu_1 k \operatorname{th}(kd_1) = 0. \tag{30}$$

Из сопоставления (27) и (28) при $H_z = 0$ и $H_z \neq 0$ следует, что включение внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel OZ$ приводит к удвоению числа ветвей в спектре распространяющихся ПЭСВ в СР данного типа. Данные типы ПЭСВ, как и рассмотренный в [1], являются магнитоупругим аналогом таммовских уровней электронов, однако в отличие от [1] они образованы в результате гибридизации за счет фононного механизма межслоевого обмена не объемных, как в [1], а поверхностных или «анизотропных» объемных безобменных ЭСВ, распространяющихся вдоль границы магнитного и немагнитного слоев в каждом из периодов рассматриваемой СР.

При $H_z \neq 0$ анализ показывает, что спектр распространяющихся вдоль границы с немагнитным покрытием поверхностных безобменных

ЭСВ состоит из четырех ветвей, диапазоны существования которых по частоте не перекрываются. Тогда как при $\mathbf{H} \perp OZ$ в спектре соответствующих «анизотропных» ПЭСВ имеются только две ветви, реализующиеся только при включении внешнего магнитного поля указанной ориентации. При этом в обоих случаях как при $\mathbf{H} \parallel OZ$, так и при $\mathbf{H} \perp OZ$ структура амплитуды поля смещений решетки, сопровождающего данный тип спин-волновых возбуждений, по-прежнему определяется (23), (24), где теперь для заданной величины волнового вектора k_y частота ω определяется из решения уравнений (25), (26).

Рассмотрим теперь, к каким особенностям приведет отказ от безобменного приближения при анализе спиновой динамики исследуемого типа магнитной СР во всех перечисленных ситуациях. Естественно, что учет неоднородного обмена еще более усложнит соответствующую задачу и даже в геометрии $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{u} \parallel OZ$, $\mathbf{H} \perp OZ$ (или $\mathbf{H} \parallel OZ$) матрица преобразования вместо 2×2 будет 4×4. Следовательно, последовательный расчет спектра таких «эластообменных» типов спин-волновых возбуждений в магнитной СР возможен только численно. Однако основные эффекты, связанные с учетом гейзенберговского механизма спин-спинового обмена, могут быть на качественном уровне прослежены, если совместно проанализировать приведенные выше результаты по безобменным типам ЭСВ и характеристическое уравнение для спектра эластообменных спиновых волн неограниченного ЛО АФМ. Это уравнение, являющееся результатом совместного решения в условиях (1) эластостатических уравнений теории упругости для вектора смещений решетки $\mathbf{u}$ и эффективного уравнения движения для вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$, на основании (3)–(6) в зависимости от относительной ориентации внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ к легкой оси кристалла без учета граничных условий может быть для $\mathbf{k} \in XY$ представлено в виде ($\mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_y^2$)

$$\mathbf{H} \parallel OZ,$$

$$\left((\omega^2 - c^2\mathbf{k}^2 - \omega_0^2 - \omega_{me}^2 - \omega_H^2)(\omega^2 - c^2\mathbf{k}^2 - \omega_0^2 - \omega_H^2) - \omega^2\omega_H^2\right)\mathbf{k}^2 = 0, \quad (31)$$

$$\mathbf{H} \perp OZ\,(\mathbf{H} \parallel OX),$$

$$\left((\omega^2 - c^2\mathbf{k}^2 - \omega_0^2 - \omega_{me}^2 - \omega_H^2)(\omega^2 - c^2\mathbf{k}^2 - \omega_0^2) - \omega_{me}^2\omega_H^2 \sin^2\vartheta\right) = 0, \quad (32)$$

где ϑ — угол, определяющий ориентацию вектора $\mathbf{k}$ в плоскости XY относительно оси OX, c —скорость распространения спиновых волн в неограниченной модели АФМ. Соотношения (31), (32) представляют собой уравнения для определения величины нормальной к границе раздела магнитной и немагнитной сред компоненты волнового вектора $\mathbf{k}$. В обоих случаях соответствующее уравнение относительно k_x^2 ($\mathbf{n} \parallel OX$) является бикубическим.

В (31) один из этих корней ($k_x^2 = -k_y^2$) соответствует исследованному выше безобменному типу ЭСВ, распространяющихся вдоль магнитной СР, тогда как два других имеют обменное происхождение. При $\omega^2 > \omega_0^2 + c^2 k_y^2$ эти «дополнительные» корни характеристического уравнения (31) соответствуют распространяющимся в том же направлении объемным обменным спиновым волнам. Если частотные диапазоны существования найденных выше типов безобменных ЭСВ и объемной спиновой волны совпадают, то неоднородный обмен делает такую волну квазистационарной. В этом случае дисперсионная кривая безобменной ЭСВ лежит на фоне сплошного спектра бегущих объемных обменных спиновых волн, которые и формируют конечную ширину такого уровня. Однако с уменьшением толщины магнитного слоя d_2 спектр обменных объемных спиновых волн также становится дискретным, и вырождение законов дисперсии бегущих ЭСВ и объемных обменных спиновых волн имеет место только при определении значения ω и k_y. Такая ситуация, как показывает анализ, реализуется, в частности, для всех найденных выше ветвей спектра безобменных коллективных ЭСВ при $H = 0$ (как поверхностных, так и объемных) и для трех из четырех ветвей спектра ЭСВ (как поверхностных, так и объемных) в случае полуограниченной магнитной СР при $\mathbf{H} \parallel OZ$. Эти ветви теперь уже «эластообменных» распространяющихся спин-волновых возбуждений по-прежнему относятся к объемным или поверхностным коллективным одночастичным возбуждениям в случае соответственно бесконечной или полуограниченной магнитной СР. Однако теперь их спектр по сравнению со спектром в безобменном предельном случае резко усложняется за счет резонансного взаимодействия в точках вырождения спектров указанных выше типов безобменных ПЭСВ и бегущих с теми же k объемных обменных спиновых волн. Аналогичная картина, как известно, реализуется при распространении поверхностной магнитостатической спиновой волны типа Дэймона–Зюбаха [2,3]. Что же касается той ветви спектра безобменных ЭСР, область существования которой при $\mathbf{H} \parallel OZ$ лежит ниже области существования объемных обменных спиновых волн, то в «эластообменном» варианте ее закон дисперсии по сравнению с найденным в безобменном приближении будет модифицироваться незначительно.

В случае $\mathbf{H} \perp OZ$ (32) для $\mathbf{H} \parallel OX$ ситуация качественно не отличается от рассмотренной для $\mathbf{H} \parallel OZ$: область существования обеих ветвей спектра безобменных объемных ЭСВ, реализующих коллективную объемную или поверхностную моду спиновых возбуждений магнитной СР, совпадает с областью существования объемных обменных спиновых волн. С уменьшением толщины магнитной пленки спектр объемных обменных спиновых волн становится дискретным и для «низкочастотной» объемной моды ЭСВ (в безобменном приближении ей соответствовала волна прямого типа) формируются условия неоднородного спин-спинового резонанса. Особенность возникает при совместном учете фононного и гейзенберговского механизмов спин-спинового обмена при $\mathbf{H} \parallel OY$. В этом случае «низкочастотная ветвь» спектра распространяющихся безобменных объемных «анизотропных» ЭСВ лежит ниже спектра бегущих объемных спиновых волн. На дисперсионной кривой соответствующей эластообменной спиновой волны при $k = k_*$ формируется минимум. Как результат для такой эластообменной спин-волновой моды при $b \to 0$ и $k = k_*$ имеют место равенства $\omega^2 = 0$ и $\partial\omega/\partial k = 0$, что отвечает образованию при $b < 0$ пространственно неоднородного распределения равновесной ориентации вектора антиферромагнетизма в каждом из магнитных слоев, составляющих рассматриваемую магнитную СР. К рассмотрению условий формирования таких неоднородных состояний магнитной СР мы предполагаем вернуться в отдельной работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

$$M_{11} = \cos(k_2 d_2)\,\mathrm{ch}(kd_1) + \frac{\mu_*}{\hat{\mu}_2 k}\,\sin(k_2 d_2)\,\mathrm{ch}(kd_1) -$$

$$- \left(\frac{\mu_*^2 k}{\mu_1 \hat{\mu}_2 k_2} + \frac{\hat{\mu}_2 k_2}{\mu_1 k}\right) \sin(k_2 d_2)\,\mathrm{sh}(kd_1),$$

$$M_{12} = -\frac{\mu_1}{\hat{\mu}_2 k_2}\,\sin(k_2 d_2)\,\mathrm{ch}(kd_1) + \frac{\mu_*}{\hat{\mu}_2 k_2}\,\sin(k_2 d_2)\,\mathrm{sh}(kd_1) -$$

$$- \frac{1}{\mu_1 k}\,\cos(k_2 d_2)\,\mathrm{sh}(kd_1),$$

$$M_{21} = k\,\mathrm{sh}(kd_1)\cos(k_2 d_2) + \frac{\mu_* k^2}{\mu_2 k_2}\,\sin(k_2 d_2)\,\mathrm{sh}(kd_1) +$$

$$+ \left(\frac{\mu_*^2 k^2}{\mu_1 \hat{\mu}_2 k_2} + \frac{\hat{\mu}_2 k_2}{\mu_1}\right) \mathrm{ch}(kd_1)\sin(k_2 d_2),$$

$$M_{22} = \mathrm{ch}(kd_1)\cos(k_2 d_2) - \frac{\mu_* k}{\mu_2 k_2}\,\mathrm{ch}(kd_1)\sin(k_2 d_2) -$$

$$- \frac{\mu_1 k}{\mu_2 k_2}\,\sin(k_2 d_2)\,\mathrm{sh}(kd_1).$$

Список литературы

[1] Тарасенко С.В. ФТТ **36**, *9*, 2790 (1994).
[2] Данилов В.В., Головко Я.Д., Зависляк И.В. Спин-волновая электродинамика. Киев. (1991). 210 с.
[3] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М. (1994). 462 с.
[4] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М. (1979). 320 с.
[5] Grunberg P., Mika K. Phys. Rev. **B27**, 2955 (1983).
[6] Туров Е.А., Шавров В.Г. УФН **140**, *3*, 429 (1983).
[7] Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л. ЖЭТФ **78**, *9*, 1509 (1980).
[8] Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М. (1989). 287 с.