

НОВЫЕ ТИПЫ КОЛЛЕКТИВНЫХ СПИН-ВОЛНОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

С.В.Тарасенко

*Донецкий физико-технический институт А.А.Галкина НАН Украины
340114 Донецк, Украина*

Поступила в редакцию 29 декабря 1995 г.

Указаны необходимые условия, при выполнении которых совместный учет фононного и электронного механизмов межслоевого обмена приводит к формированию новых типов как поверхностных, так и объемных коллективных спин-волновых возбуждений в магнитной сверхструктуре типа магнетик – немагнитный металл. В качестве примера для сверхрешетки типа антиферромагнетик – немагнитный металл найден новый тип двухпарциальной обобщенной поверхностной спиновой волны и новый тип неоднородного спин-спинового резонанса.

PACS 75.30.Ds, 75.50.Rr, 75.50.Ee

Обычно при исследовании спиновой динамики магнитной сверхрешетки (СР) типа магнетик – немагнитный металл в качестве основного механизма формирования коллективных спин-волновых возбуждений рассматривается косвенный спин-спиновый обмен магнитных слоев через электроны проводимости немагнитной прослойки, разделяющей два соседних магнитных слоя ("электронный" механизм межслоевого обмена) [1]. Что касается магнитодипольного механизма межслоевого обмена, то его эффективность резко уменьшается как в случае, когда толщина немагнитного слоя много больше скин-слоя, так и в случае когда магнитные слои представляют собой антиферромагнетик. Вместе с тем в работах [2, 3] на примере магнитной сверхрешетки типа антиферромагнетик – немагнитный диэлектрик, было показано, что альтернативой магнитодипольному механизму как гибридизации, так и формирования новых типов безобменных спиновых колебаний может быть "фононный" механизм межслоевого обмена, если частота ω и волновой вектор в плоскости слоев k_{\perp} спиновых колебаний удовлетворяют критерию эластотатичности (s – минимальная фазовая скорость распространения упругих волн) [4]:

$$\omega \ll s|k_{\perp}| . \quad (1)$$

Однако до сих пор анализ в условиях (1) коллективных спин-волновых возбуждений в магнитной СР типа магнетик – немагнитный металл на основе одновременного учета фононного и электронного механизмов межслоевого обмена не проводился. В связи с этим в данной работе, на примере N -периодной магнитной сверхрешетки типа антиферромагнетик – немагнитный металл, впервые показано, что в условиях (1) наличие проводимости у немагнитного слоя (электронного механизма межслоевого спин-спинового обмена) приводит к формированию качественно новых типов поверхностных и объемных коллективных спин-волновых возбуждений, отсутствующих при тех же условиях в случае магнитной сверхрешетки типа антиферромагнетик – немагнитный диэлектрик. Пусть исследуемая сверхрешетка представляет собой

систему магнитных слоев толщиной d_1 каждый, разделенных между собой слоями немагнитного металла толщиной d_2 . В качестве примера магнитной среды рассмотрим двухподрешеточную ($M_{1,2}$ – намагниченности подрешеток, $|M_1| = |M_2| = M_0$) модель легкоосного (ось Z) антиферромагнетика (ЛО АФМ) [5]. Для простоты и наглядности расчетов магнитоупругие и упругие свойства структуры предполагаем изотропными, а упругие свойства магнитной и немагнитной сред одинаковыми. Теперь, если нормальная к поверхности слоев компонента волнового вектора распространяющихся вдоль слоев спин-волновых возбуждений k_n удовлетворяет условию

$$k_n d_1 \ll 1, \quad (2)$$

то нетрудно убедиться, что рассматриваемая сверхрешетка может быть представлена как система квазидвумерных равноотстоящих друг от друга на расстоянии d_2 магнитных плоскостей. В этом случае в терминах векторов ферромагнетизма $m = (M_1 + M_2)/2M_0$ и антиферромагнетизма $l = (M_1 - M_2)/2M_0$ плотность термодинамического потенциала W $2N$ -слойной сверхрешетки типа антиферромагнетик – немагнитный металл может быть представлена в виде¹⁾ ($|m_j| \ll |l_j| = 1$)

$$W = 2M_0^2 \sum_{j=0}^N \left(\frac{\delta}{2} m_j^2 + \frac{\beta}{2} (l_{zj})^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla_{\perp} l_j)^2 + \delta_{\parallel} l_j^x l_{j+1}^x + \delta_{\perp} l_j^x l_{j+1}^x + \right. \\ \left. \delta_{\perp} l_j^y l_{j+1}^y - H m_j + \gamma l_j^i l_j^k u_{ik} \right) + \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \quad (3)$$

где $\delta(\delta_{\parallel}, \delta_{\perp})$, β – константы внутрислоевого (межслоевого) обмена и одноосной магнитной анизотропии, γ – константа магнитострикции, λ , μ – коэффициенты Ламэ, u_{ik} – тензор упругих деформаций, α – константа неоднородного обменного взаимодействия в плоскости магнитного слоя, j – номер слоя, H – внешнее магнитное поле, $\nabla_{\perp} \equiv \partial / \partial r_{\perp}$, где r_{\perp} – радиус-вектор в плоскости слоя. Магнитоупругая динамика такой структуры может быть описана с помощью уравнений Ландау–Лифшица для векторов m_j и l_j и основного уравнения механики сплошной среды для вектора смещений решетки u . Если воспользоваться тем, что внутрислоевое обменное поле значительно превышает все остальные поля в (3), можно, следуя [6], выразить векторы m_j через l_j и с точностью до $1/\delta$ описывать магнитоупругую динамику рассматриваемой задачи в рамках редуцированной системы связанных динамических уравнений только для векторов l_j и u . Если будем в дальнейшем полагать, что вдоль нормали к слоям характерный размер неоднородности в отклонении векторов u и l_j от равновесных ориентаций много больше периода сверхрешетки $L = d_1 + d_2$ ($k_n L \ll 1$), что соответствует модели эффективно однородной среды [7, 8]. В этом случае несложно показать, что в условиях (1), (2) при произвольной ориентации волнового вектора спиновых колебаний в плоскости слоев k_{\perp} спектр бегущих спиновых волн рассматриваемой бесконечной ($N \rightarrow \infty$) магнитной сверхрешетки типа антиферромагнетик – немагнитный металл, например при

¹⁾ Плотность термодинамического потенциала W для случая магнитной СР типа антиферромагнетик – немагнитный диэлектрик отличается от (3) условием $\delta_{\parallel} = \delta_{\perp} = 0$.

$n_{||}l|Z$, может быть представлен в виде ($H = 0$; $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$)

$$\omega^2(k_{\perp}) = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2 + k_z^2} + c^2 k_{\perp}^2 + c_{||}^2 k_z^2, \quad (4)$$

$$\omega^2(k_{\perp}) = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 (1 - s_t^2/s_l^2) \frac{4k_{\perp}^2 k_z^2}{(k_{\perp}^2 + k_z^2)^2} + c^2 k_{\perp}^2 + c_{||}^2 k_z^2, \quad (5)$$

где ω_{me} и ω_0 – соответственно магнитоупругая щель и активация спектра спиновых волн ЛО АФМ, индуцированная одноосной магнитной анизотропией, c ($c_{||}$) – фазовая скорость распространения спиновых волн, определяемая соответственно внутрислоевым (δ) и межслоевым (δ_{\perp}) обменом, s_t (s_l) – скорость распространения поперечных (продольных) упругих колебаний. Таким образом, в модели бесконечной сверхрешетки структура спектра спиновых колебаний практически не зависит от проводящих свойств ($\delta_{\perp} \neq 0$) немагнитной среды входящей в состав сверхрешетки. Однако ситуация качественно изменяется при учете конечных размеров реальной магнитной сверхструктуры. Пусть, например, рассматриваемая сверхрешетка занимает полупространство с нормалью к поверхности $n_{||}Z$ ($z > 0$) $k_n L \ll 1$, а ее поверхность свободна от упругих напряжений. Что касается обменных граничных условий, то, следуя [9], несложно показать, что учет различия в характере межслоевого взаимодействия внутри и вблизи поверхности СП приводит к легкоплоскостной поверхностной магнитной анизотропии, характеризуемой константой b_s . В результате расчет соответствующей краевой задачи показывает, что одновременный учет как фононного, так и электронного механизмов межслоевого обмена приводит к возможности формирования и распространения при произвольном направлении k_{\perp} в плоскости слоев двухпарциальной поверхностной спиновой волны (ПСВ), локализованной вблизи поверхности сверхрешетки. Ей соответствуют малые колебания вблизи равновесных значений векторов l и u (с амплитудой соответственно \tilde{l} и \tilde{u}) вдоль нормали к плоскости векторов n и k_{\perp} :

$$\begin{aligned} q_1^2 + q_2^2 + q_1 q_2 - k_{\perp}^2 &= b_s (q_1 + q_2), \\ q_1^2 + q_2^2 &= \frac{c^2 k_{\perp}^2 + \omega_0^2 - \omega^2}{c_{||}^2}, \quad q_1^2 q_2^2 = \frac{k_{\perp}^2 (\omega_{me}^2 + c^2 k_{\perp}^2 + \omega_0^2 - \omega^2)}{c_{||}^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\tilde{l}, \tilde{u} = [A_1 \exp(-q_1 z) + A_2 \exp(-q_2 z)] \exp(i\omega t - ik_{\perp} r_{\perp}),$$

где $A_{1,2}$ – константы. В случае слабой поверхностной магнитной анизотропии закон дисперсии рассматриваемой ПСВ может быть найден при любой величине k_{\perp} , если построить теорию возмущений по b_s ($|b_s| \ll 1$). В качестве нулевого приближения необходимо выбрать закон дисперсии ПСВ, бегущей вдоль свободной поверхности СП и отвечающей случаю полностью свободных спинов на поверхности СП ($b_s = 0$):

$$\omega^2(k_{\perp}) = \omega_0^2 + c^2 k_{\perp}^2 + c_{||}^2 \left(|k_{\perp}| \sqrt{\frac{\omega_{me}^2}{c_{||}^2} + \frac{k_{\perp}^2}{4}} - \frac{k_{\perp}^2}{2} \right). \quad (7)$$

Анализ показывает, что в зависимости от величины волнового вектора k_{\perp} такая волна от обобщенной поверхностной ($(q_1)^2 = ((q_2)^2)^*$) при $k_{\perp} < k_*$ по

мере роста волнового числа плавно переходит в двухпарциальную поверхностную спиновую волну ($q_{1,2}^2 > 0$). В случае магнитной СР с диэлектрической немагнитной средой ($\delta_{\perp} = 0$, $k_{\perp} > k_*$) такой тип спин-волновых возбуждений при указанных условиях в принципе невозможен. Нарушение характера межслоевого обмена вблизи поверхности СР ($b_s \neq 0$) приводит, как показывает анализ (6), к тому, что при $k_{\perp} < k_{+1}(b_s)$ и $b_s > 0$ вместо обобщенной ПСВ с законом дисперсии (7) формируется длинноволновая двухпарциальная ПСВ ($q_{1,2}^2 > 0$), которая затем плавно переходит обобщенную поверхностную ПСВ и затем, при $k_{\perp} > k_{+2}(b_s)$ ($k_{+2}(b_s) > k_{+1}(b_s)$), также плавно в коротковолновую ПСВ. Если же $b_s < 0$, то, при $k_{\perp} < k_{-1}(b_s)$, в СР формируется двухпарциальная объемная спиновая волна, дисперсионная кривая которой, определяемая (6), при $k_{\perp} = k_{-1}$ плавно переходит в дисперсионную кривую обобщенной двухпарциальной ПСВ и затем, при $k_{\perp} = k_{-2}$, - в двухпарциальную поверхностную ПСВ. Здесь $k_{+1,2}(b_s)$ ($k_{-1,2}(b_s)$) являются корнями уравнения (6) при $\omega^2 = \omega_0^2 + 2\omega_{me}c_{\parallel}k_{\perp} + (c_{\perp}^2 - c_{\parallel}^2)k_{\perp}^2$ ($\omega^2 = \omega_0^2 - 2\omega_{me}c_{\parallel}k_{\perp} + (c_{\perp}^2 - c_{\parallel}^2)k_{\perp}^2$). Если $b_s = 0$, то $k_{\pm 1} = 0$, а $k_{+2} = k_{-2} = k_*$. Учет наличия в металлической магнитной СР двух рассматриваемых типов межслоевого обмена не только приводит к гибридизации спиновых колебаний отдельных магнитных слоев в новый тип поверхностных коллективных магнитных возбуждений, но в условиях (1), (2) может создать также и дополнительные особенности в спектре коллективных объемных спин-волновых возбуждений магнитной СР типа антиферромагнетик - немагнитный металл. В качестве примера рассмотрим N -периодную ($N \gg 1$) магнитную сверхрешетку плотность термодинамического потенциала которой отвечает (3), ограничиваясь по-прежнему рассмотрением только таких спин-волновых возбуждений, которые мало изменяются на расстояниях порядка периода сверхрешетки ($k_n L \ll 1$, $k_n \sim 1/NL$). В результате, например, если обе поверхности рассматриваемой сверхструктуры свободны от упругих напряжений, а спины полностью закреплены ($b_s \rightarrow \infty$), то несложно показать, что при произвольной величине и направлении волнового вектора k_{\perp} в плоскости слоев спектр коллективных объемных спин-волновых возбуждений магнитной СР имеет вид ($a_{\nu} = \pi\nu/LN$; $\nu = 1, 2, 3 \dots$; $L = d_1 + d_2$; $n_{\parallel} || Z$)

$$\omega^2(k_{\perp}) = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2 + a_{\nu}^2} + c^2 k_{\perp}^2 + c_{\parallel}^2 a_{\nu}^2. \quad (8)$$

Ориентация малых колебаний векторов l и u та же, что и в (6), (7).

В результате спектр коллективных объемных спин-волновых возбуждений при учете проводящих свойств немагнитной среды ($\delta_{\parallel, \perp} \neq 0$) состоит из бесконечного счетного числа мод. При этом гибридизация спиновых колебаний отдельных магнитных слоев за счет фононного и электронного механизмов межслоевого обмена приводит, как следует из (8), к формированию при $k_{\perp} \neq 0$ точек вырождения спектра коллективных спин-волновых возбуждений магнитной сверхрешетки типа антиферромагнетик - немагнитный металл, определяемых на основании (8) условием

$$\omega_{\nu}(k_{\perp}) = \omega_{\rho}(k_{\perp}); \quad \nu \neq \rho. \quad (9)$$

Снятие вырождения (например за счет изменения характера поверхностного закрепления спинов или нанесения немагнитного покрытия на поверхность СР) приводит в окрестности точек вырождения к резонансному взаимодействию тех мод коллективных объемных спин-волновых возбуждений, которые

удовлетворяют уравнениям (8), (9). В этом случае структура спектра рассматриваемых спин-волновых возбуждений также может быть найдена в явном виде при произвольной величине k_{\perp} . Для этого в качестве нулевого решения необходимо выбрать (8), а в качестве малого параметра теории возмущений – величину b_s^{-1} ($|b_s^{-1}| \ll 1$). В результате, с точностью $\sim b_s^{-2}$ структура спектра коллективных объемных спин-волновых возбуждений магнитной СР типа антиферромагнетик – немагнитный металл с учетом (8), (9) может быть представлена в виде

$$(\omega^2 - \omega_{\nu}^2)(\omega^2 - \omega_{\rho}^2) - \Omega_{\nu\rho}^2 \omega_{\nu}^2 \omega_{\rho}^2 \approx 0; \quad \Omega_{\nu\rho}^2(k_{\perp}) \sim b_s^{-2} \ll 1. \quad (10)$$

При $b_s \rightarrow \infty$ (пининг магнитных моментов на поверхности СР). Безразмерный параметр $\Omega_{\nu\rho}^2(k_{\perp})$ в (10) $\Omega_{\nu\rho}^2 \rightarrow 0$.

Таким образом, представленные результаты позволяют утверждать, что в условиях (1) интерференция фононного и электронного механизмов межслоевого обмена приводит в магнитных сверхрешетках типа магнетик – немагнитный металл к формированию качественно новых типов коллективных спин-волновых возбуждений, отсутствующих в случае магнитной СР типа магнетик – немагнитный диэлектрик или при невыполнении условия (1).

Автор выражает глубокую благодарность Е.П.Стефановскому, А.Л.Сукстанскому, А.Н.Богданову за плодотворные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда фундаментальных исследований ГКНТ Украины.

-
1. A.Fert, A.Grunberg, and A.Burthelemy, JMMM 140-144, 1 (1994).
 2. С.В.Тарасенко, ФТТ 36, 989 (1994).
 3. С.В.Тарасенко, ФТТ 37, 2657 (1995).
 4. Ю.И.Сиротин, М.П. Шаскольская, Основы кристаллофизики, М.: Наука, 1979.
 5. Е.А.Туров, Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М.: Наука, 1963.
 6. А.Ф.Андреев, В.И.Марченко, УФН 130, 39 (1980).
 7. N.Raj and P.R.Tilley, Phys. Rev. B 36, 7003 (1987).
 8. V.M.Agranovich and V.E.Kravtsov, Sol. St. Comm. 55, 85 (1985).
 9. И.В.Гочев, ФНТ 10, 615 (1984).