

Метод эффективной среды: фононный механизм формирования аномалий в магнотном спектре ограниченной магнитной сверхрешетки

© С.В. Тарасенко

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,
83114 Донецк, Украина

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 17 мая 2001 г.)

Развит метод эффективной среды, позволяющий в длинноволновом приближении корректно учитывать влияние динамического магнитоупругого взаимодействия на спиновую динамику ограниченной мелкослоистой магнитной сверхрешетки. Если преобладающим механизмом внутри- и межслоевого спин-спинового взаимодействия является косвенный обмен через дальнедействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций, то магнотный спектр такой сверхрешетки обладает рядом аномалий, отсутствующих при учете традиционно рассматриваемого магнитодипольного механизма формирования коллективных спин-волновых возбуждений.

Несмотря на достаточно большое количество теоретических исследований, посвященных изучению условий формирования и распространения безобменных спиновых волн в магнитных сверхрешетках типа магнетик–немагнетик, подавляющее большинство работ, выполненных в этом направлении, связано с анализом исключительно магнитодипольного механизма (как внутри-, так и межслоевого спин-спинового взаимодействия [1–3]). Одним из результатов этого подхода является вывод о том, что формирование коллективных безобменных спин-волновых возбуждений в магнитной сверхрешетке типа магнетик–сверхпроводник невозможно, если толщина сверхпроводящих слоев больше лондоновской глубины проникновения. Однако построение последовательной теории реального магнетика вообще и магнитной сверхрешетки в частности требует последовательного учета взаимодействия спиновой и упругой подсистем. При этом обычно считается, что, поскольку для неограниченной магнитной сверхрешетки типа магнетик–немагнетик спектр ее коллективных спин-волновых колебаний является результатом гибридизации магнотных спектров отдельных магнитных слоев, образующих сверхрешетку, вне условий магнитоакустического резонанса основные эффекты, связанные с влиянием упругой подсистемы на спиновую динамику магнитной сверхрешетки, те же, что и в случае изолированного магнитного слоя. Такими эффектами являются: 1) изменение энергии активации магнотного спектра вследствие перенормировки энергии магнитной анизотропии магнетика из-за наличия спонтанных упругих деформаций в основном состоянии кристалла [4]; 2) формирование магнитоупругой щели в спектре мягкой магнотной моды вблизи границы устойчивости данного магнитного состояния [5]; 3) появление дополнительного пространственного неоднородного поля магнитной анизотропии вследствие неоднородных упругих напряжений, существующих при некогерентном сопряжении магнитной и немагнитной сред [6].

Вместе с тем в работах [7–9] впервые было показано, что в тех случаях, когда частота ω и волновой вектор \mathbf{k}

спиновых колебаний таковы, что динамика решетки может быть описана на основе уравнений эластостатики ($\hat{\sigma}$ — тензор упругих напряжений) [10]

$$\partial\sigma_{ik}/\partial x_k = 0, \quad (1)$$

в ограниченном магнетике формируется новый класс распространяющихся безобменных магнотнов — эластостатические спиновые волны. Физическим механизмом, ответственным за существование в условиях (1) этого типа безобменных спиновых колебаний, является косвенное спин-спиновое взаимодействие через дальнедействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций. В случае, когда косвенный межслоевой обмен через магнитодипольное поле невозможен (например, в вышеупомянутых сверхрешетках типа магнетик–сверхпроводник с толщиной сверхпроводящего слоя, превосходящей лондоновскую глубину проникновения), фононный механизм межслоевого взаимодействия может быть единственным механизмом реализации безобменных коллективных спин-волновых колебаний в такой структуре. Этот способ формирования дисперсии безобменных магнотнов может быть более эффективным по сравнению с магнитодипольным и в случае магнитных монокристаллических сред. В частности, в спин-волновом спектре антиферромагнетиков, как известно, одновременно имеют место обменное усиление магнитоупругих эффектов и обменное ослабление эффектов магнитодипольных. Впервые возможность формирования нового типа распространяющихся поверхностных и объемных безобменных магнотнов в магнитных сверхрешетках типа антиферромагнетик–немагнетик за счет фононного механизма внутри- и межслоевого обмена была рассмотрена в [11,12]. В этих работах расчет проводился на основе метода T -матрицы без учета как магнитодипольного, так и неоднородного обменного взаимодействия. Естественно, что в реальной металлической магнитной сверхрешетке в условиях (1) присутствуют все вышеперечисленные механизмы внутри- и межслоевого

спин-спиновое взаимодействие, однако использование в этом случае метода T -матрицы для аналитического изучения магнотного спектра вряд ли целесообразно. Вместе с тем, как показано в работах [13,14] на примере исследования спектра коллективных магнотстатических спиновых волн (МСВ) в магнитной сверхрешетке типа магнетик–немагнетик, задача аналитического исследования спектра безобменных магнонов может быть существенно упрощена, если ограничиться областью таких волновых чисел, при которых динамика любого из слоев, составляющих период сверхрешетки, может быть исследована в приближении тонкого слоя. В этом случае подобная мелкослойная магнитная сверхрешетка может рассматриваться как некоторая пространственно однородная магнитная среда, характеризующаяся эффективным тензором магнитной восприимчивости. Использование этого подхода (он известен как метод эффективной среды) позволяет в ряде практически интересных случаев существенно упростить соответствующие аналитические расчеты. В частности, в рамках указанного метода дисперсионное уравнение для спектра МСВ, бегущих вдоль ограниченной магнитной сверхрешетки (слоистого волновода), сводится к дисперсионному уравнению для спектра МСВ в однородно намагниченном слое описанной выше эффективной среды. Естественно ожидать, что этот подход может оказаться весьма эффективным и при аналитическом рассмотрении вопроса о структуре магнотного спектра ограниченной металлической магнитной сверхрешетки в случае одновременного учета как магнитодипольного, так и фононного механизмов внутри- и межслоевого обмена. С учетом результатов [13,14] следующим необходимым этапом в решении этой задачи является развитие метода эффективной среды для описания спектра безобменных магнонов магнитной сверхрешетки, индуцированных только фононным механизмом внутри- и межслоевого обмена (эластостатических спиновых волн), однако до сих пор такая задача оставалась нерешенной.

Цель данной работы состоит в развитии метода эффективной среды для корректного описания спектра поверхностных и объемных безобменных магнонов ограниченной магнитной сверхрешетки типа магнетик–немагнетик. Толщины магнитного и немагнитного слоев на одном периоде сверхрешетки d равны соответственно d_1 и d_2 . Предполагается, что единственным механизмом формирования коллективных спин-волновых возбуждений является фононный механизм как внутри-, так и межслоевого спин-спинового взаимодействия.

1. Основные соотношения

В качестве примера магнитной среды рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель легкоосного (OZ — легкая ось) антиферромагнетика (ЛЮ АФМ) в коллинеарной фазе ($\mathbf{l} \parallel OZ$, $|\mathbf{m}| = 0$; вектор антиферромаг-

нетизма $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$, вектор ферромагнетизма $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$) [15], считая, что 1) в достаточно слабом внешнем магнитном поле \mathbf{H} эластостатические уравнения (1) описывают взаимодействие спиновой и упругой подсистем для обеих ветвей магнотного спектра двухподрешеточной модели ЛЮ АФМ; 2) для векторов ферромагнетизма и антиферромагнетизма имеет место соотношение

$$|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|. \quad (2)$$

Как и в [12], в данной работе ограничимся анализом условий распространения спиновых колебаний в плоскости, перпендикулярной легкой оси (OZ) двухподрешеточного антиферромагнитного кристалла, а для простоты и наглядности расчетов будем в дальнейшем предполагать, что магнитная и немагнитная среды являются по своим упругим и магнотупругим свойствам изотропными, что, например, соответствует кристаллам гексагональной симметрии. В этом случае плотность энергии двухподрешеточной модели одноосного антиферромагнитного кристалла W , одновременно учитывающая взаимодействие спиновой и упругой подсистем (среда 1), определяется следующими выражениями [5]:

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

$$W_m = 0.5\delta\mathbf{m}^2 + 0.5\delta_1(\nabla\mathbf{l})^2 - 0.5bl_z^2 - \mathbf{m}\mathbf{H},$$

$$W_{me} = Bl_i l_k u_{ik}, \quad W_e = 0.5\lambda_1 u_{ii}^2 + \mu_1 u_{ik}^2, \quad (3)$$

где δ , δ_1 , b , B — соответственно константы однородного и неоднородного обмена, легкоосной анизотропии, магнотупругого взаимодействия, H — внешнее магнитное поле, λ_1 и μ_1 — коэффициенты Ламэ в магнитной среде (среда 1), u_{ik} — тензор упругих деформаций. В случае (1), (2) система динамических уравнений, определяющих взаимодействие спиновой и упругой подсистем в среде 1, представляет собой совокупность уравнений эластостатики (1) для вектора смещений решетки \mathbf{u} и эффективного уравнения движения для вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} . Что касается немагнитной среды (среда 2, λ_2 , μ_2 — соответствующие коэффициенты Ламэ), входящей в состав изучаемой магнитной сверхрешетки, то в дальнейшем будем полагать, что ее модуль сдвига μ_2 удовлетворяет условию $\mu_2 > \mu_1$, и, следовательно, в рассматриваемой области частот упругая динамика не только магнитной, но и немагнитной среды может быть описана с помощью уравнений (1). Требование акустической сплошности исследуемой гибридной структуры приводит к следующим соотношениям на границе магнитного и немагнитного слоев [16]:

$$\mathbf{u}^{(1)} = \mathbf{u}^{(2)}, \quad \sigma_{ik}^{(1)} n_k^{(1)} = \sigma_{ik}^{(2)} n_k^{(2)}. \quad (4)$$

Если $\mathbf{k} \in XY$, то в силу изотропии свойств магнетика в указанной плоскости в дальнейшем без ограничения общности можно считать, что нормаль к границе слоев $\mathbf{n} \parallel OY$.

2. Эластостатические спиновые волны в неограниченной и полуограниченной магнитных сверхрешетках

Отправным моментом для описания волновых процессов в сверхрешетке в рамках концепции эффективной среды является, как известно, ограничение рассматриваемых волновых векторов исключительно длинноволновой областью: считается, что нормальная к поверхности компонента волнового вектора \mathbf{k} в каждом из слоев (q_1, q_2) много меньше обратной толщины соответствующего слоя (d_1, d_2). Для исследуемой двухслойной сверхрешетки типа магнетик–немагнетик с учетом введенных выше обозначений это условие может быть представлено в виде

$$q_1 d_1 \ll 1, \quad q_2 d_2 \ll 1. \quad (5)$$

В результате такую сверхрешетку можно рассматривать как некоторую эффективную пространственно однородную среду, которая в случае фононного механизма внутри- и межслоевого взаимодействия характеризуется усредненными по величине периода сверхрешетки $d = d_1 + d_2$ значениями компонент тензора упругих напряжений $\sigma_i(\langle\sigma_i\rangle)$ и тензора упругих деформаций $u_i(\langle u_i\rangle)$. Связь между этими усредненными величинами определяется соответствующими эффективными модулями упругости \bar{c}_{ik} . Если удельные толщины магнитного и немагнитного слоев обозначить как

$$f_1 = \frac{d_1}{d_1 + d_2}, \quad f_2 = \frac{d_2}{d_1 + d_2}, \quad (6)$$

то для рассматриваемой в работе геометрии распространения спиновой волны ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{u} \parallel OZ, \mathbf{k} \in XY, \mathbf{l} \parallel OZ, \mathbf{n} \parallel OY$) интересующие нас компоненты тензоров $\langle\sigma_i\rangle$ и $\langle u_i\rangle$ будут удовлетворять следующим условиям:

$$\begin{aligned} \langle\sigma_5\rangle &= f_1 \sigma_5^{(1)} + f_2 \sigma_5^{(2)}, & \langle\sigma_4\rangle &= \sigma_4^{(1)} = \sigma_4^{(2)}, \\ \langle u_5\rangle &= u_5^{(1)} = u_5^{(2)}, & \langle u_4\rangle &= f_1 u_4^{(1)} + f_2 u_4^{(2)}. \end{aligned} \quad (7)$$

В (7) учтено, что в сверхрешетке на каждой из межслоевых границ выполнены условия акустической сплошности исследуемой структуры (при $\mathbf{n} \parallel OY, \mathbf{k} \in XY, \mathbf{u} \parallel OZ$ это непрерывность нормальной компоненты тензора упругих напряжений σ_4 и вектора смещенной решетки \mathbf{u}). Следуя линейной теории упругости, для рассматриваемой геометрии задачи можно определить эффективные модули упругости $\bar{c}_{44}, \bar{c}_{55}$ и \bar{c}_{45} с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \langle\sigma_4\rangle &= \bar{c}_{44} \langle u_4\rangle + i \bar{c}_{45} \langle u_5\rangle, \\ \langle\sigma_5\rangle &= \bar{c}_{55} \langle u_5\rangle - i \bar{c}_{54} \langle u_4\rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

Поскольку среда 2 — упругоизотропный немагнетик, $c_{44}^{(2)} = c_{55}^{(2)} = \mu_2, c_{45}^{(2)} = c_{54}^{(2)} = 0$; в магнитной среде

(среда 1) при $\mathbf{k} \in XY$

$$c_{44}^{(1)} = c_{55}^{(1)} = \mu, \quad c_{45}^{(1)} = \mu_*, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \mu &\equiv \mu_1 ((\omega_0^2 - \omega_H^2 + \omega_{\text{me}}^2 - \omega^2)(\omega_0^2 - \omega_H^2 - \omega^2) \\ &\quad - 4\omega^2 \omega_H^2) / \varphi, \end{aligned}$$

$$\varphi \equiv (\omega_0^2 - \omega_H^2 + \omega_{\text{me}}^2 - \omega^2)^2 - 4\omega^2 \omega_H^2, \quad \mu_* \equiv \mu_1 2\omega \omega_H \omega_{\text{me}}^2 / \varphi.$$

Из (7)–(9) следует, что в рамках концепции эффективной среды рассматриваемая магнитная сверхрешетка типа магнетик–немагнетик при учете только фононного механизма внутри- и межслоевого обмена при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u} \parallel OZ, \mathbf{k} \in XY, \mathbf{l} \parallel OZ, \mathbf{n} \parallel OY$ характеризуется следующими эффективными модулями упругости, учитывающими характерные размеры исследуемой сверхструктуры:

$$\begin{aligned} \bar{c}_{44} &= c_{44}^{(1)} c_{44}^{(2)} (\Delta f_2)^{-1}, \quad \Delta \equiv c_{44}^{(1)} + c_{44}^{(2)} f_1 f_2^{-1}, \\ \bar{c}_{45} &= c_{44}^{(2)} c_{45}^{(1)} f_1 f_2^{-1} \Delta^{-1}, \\ \bar{c}_{55} &= f_1 c_{55}^{(1)} + f_2 c_{55}^{(2)} - f_1 (c_{45}^{(1)})^2 \Delta^{-1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Несложно убедиться, что без учета магнитоупругого взаимодействия (при формальном переходе в (9), (10) к пределу $B \rightarrow 0$) найденные эффективные упругие модули (10) совпадают с соответствующими упругими модулями двухслойной немагнитной сверхрешетки (см., например, [17]).

Поскольку, как и раньше, мы предполагаем, что частота спиновых колебаний ω такова, что позволяет описывать динамику упругой подсистемы эластостатическими уравнениями (1), используя (9), (10), несложно показать, что в рамках концепции эффективной среды (5) спектр безобменных эластостатических спиновых волн рассматриваемой бесконечной магнитной сверхрешетки при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u} \parallel OZ, \mathbf{k} \in XY, \mathbf{l} \parallel OZ$ определяется уравнением вида

$$\frac{\partial \langle\sigma_4\rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle\sigma_5\rangle}{\partial x} = 0. \quad (11)$$

С учетом того что для u_z в такой эффективной среде имеет место соотношение

$$u_z = A \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp - i\omega t), \quad \mathbf{r}_\perp \in XY, \quad (12)$$

решение дисперсионного уравнения (11) может быть представлено в виде

$$\omega^4 - M_{1*} \omega^2 + M_{2*} = 0, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} M_{1*} &= \bar{R} \left[2f_1 f_2 (\mu_1^2 \mu_2^{-2} (\omega_0^2 + 3\omega_H^2) + 2(\omega_0^2 + 3\omega_H^2 + \omega_{\text{me}}^2)) \right. \\ &\quad \left. + \mu_1 \mu_2^{-1} (f_1^2 + f_2^2 + k_x^2 k_y^{-2}) (2\omega_0^2 + 3\omega_H^2 + \omega_{\text{me}}^2) \right], \\ M_{2*} &= \bar{R} f_1 f_2 [\mu_1^2 \mu_2^{-2} (\omega_0^2 + \omega_H^2)^2 + (\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{\text{me}}^2)^2] \\ &\quad + \mu_1 \mu_2^{-1} (f_1^2 + f_2^2 + k_x^2 k_y^{-2}) (\omega_0^2 + \omega_H^2) (\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{\text{me}}^2), \\ \bar{R} &\equiv \left(f_1 f_2 \mu_1^2 \mu_2^{-2} + f_1 f_2 + \mu_1 \mu_2^{-1} (f_1^2 + f_2^2 + k_x^2 k_y^{-2}) \right)^{-1}. \end{aligned}$$

Сравнивая (13) и точное решение рассматриваемой задачи, полученное методом T -матрицы (П1), (П2), можно видеть, что они совпадают при выполнении для (П1), (П2) условия мелкослоистости (5). Таким образом, в исследуемом диапазоне волновых векторов \mathbf{k}_\perp и частот ω возможно описание объемных эластостатических спин-волновых возбуждений магнитной сверхрешетки с помощью метода эффективной среды.

Убедимся в том, что найденные эффективные модули упругости (10) позволяют при выполнении (5) адекватно описывать также спектр поверхностных эластостатических магнонов в магнитной сверхрешетке. С этой целью сравним результаты, полученные методом T -матрицы для спектра коллективных поверхностных эластостатических спиновых волн полуограниченной магнитной сверхрешетки (П3), (П4), с соответствующими результатами расчета, выполненными для той же геометрии $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{l} \parallel OZ$ в случае полупространства $y > 0$, занятого пространственно однородной упругой средой с эффективными упругими модулями (9), (10), динамика которой описывается системой уравнений (1). На границе раздела немагнитной ($y < 0$) и эффективной среды (среды, обладающей эффективными модулями упругости (10)) $y = 0$ условие акустической сплошности может быть представлено в виде

$$u_z = u_z^{(a)}, \quad \sigma_4^{(a)} = \langle \sigma_4 \rangle, \quad y = 0. \quad (14)$$

Для локализации вблизи поверхности магнитной сверхрешетки $y = 0$ исследуемой безобменной эластостатической спиновой волны необходимо одновременное выполнение наряду с (1), (9), (10) и (14) также условия

$$u_z^{(a)}(y \rightarrow -\infty) \rightarrow 0, \quad u_z(y \rightarrow \infty) \rightarrow 0. \quad (15)$$

С результате дисперсионное соотношение для рассматриваемого типа безобменных поверхностных магнонов может быть представлено в виде ($s \equiv \mathbf{k}_\perp / |\mathbf{k}_\perp| = \pm 1$, μ_a — модуль сдвига в немагнитной среде $y < 0$)

$$\bar{c}_{44}\alpha + s\bar{c}_{45} = \mu_a. \quad (16)$$

Сравнение (16) с результатами соответствующего точного расчета на основе T -матрицы показывает, что использование эффективных упругих модулей позволяет адекватно описывать в длинноволновом пределе спектр безобменных как объемных, так и поверхностных эластостатических магнонов в магнитной сверхрешетке при выполнении условия (5). Данный тип безобменных поверхностных магнонов обладает бездисперсным в рассматриваемых приближениях невязанным ($\omega(k_\perp) \neq \omega(-k_\perp)$) при $H_z \neq 0$ спектром, совпадающим при $\mu_a = \mu_2$ со спектром безобменной поверхностной эластостатической спиновой волны в случае, когда вместо магнитной сверхрешетки верхнее полупространство ($y > 0$) занято ЛО АФМ (3) с $\mathbf{H} \parallel \mathbf{l}$ при $\mathbf{k} \in XY$, $y < 0$ и $\mu_a = \mu_2$. Несмотря на то что само дисперсионное соотношение (16) не зависит от относительной толщины

магнитного d_1 и немагнитного d_2 слоев, анализ показывает, что необходимым условием существования этого типа коллективных безобменных поверхностных магнонов в сверхрешетке является выполнение неравенства $d_2 < d_1$. Если использовать метод T -матрицы, то гораздо более сложным для аналитического рассмотрения является анализ спектра коллективных безобменных магнитной эластостатического типа для ограниченной магнитной сверхрешетки толщиной D : $0 < y < D$ ($D = N(d_1 + d_2)$; считается, что акустически сплошная сверхрешетка состоит из N периодов). Однако если число периодов N велико ($N \gg 1$), но конечно (т.е. выполнено условие $D \gg d = d_1 + d_2$) и по-прежнему одновременно имеют место (1) и (5), то и в этом случае возможно описание спектра безобменных эластостатических магнонов ограниченной магнитной сверхрешетки на основе развитого выше варианта метода эффективной среды (всюду в данной работе слои на поверхности и в глубине сверхрешетки считаем идентичными). Результаты соответствующих расчетов изложены в следующем разделе.

3. Эластостатические спиновые волны в ограниченной магнитной сверхрешетке

Будем полагать, что ограниченная магнитная сверхрешетка занимает область $0 < y < D$, имеет ту же геометрию, что и в предыдущих разделах: $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{l} \parallel OZ$, а на ее внешних поверхностях $y = 0$ и $y = D$ реализован сплошной акустический контакт с изотропной немагнитной средой (модуль сдвига μ_a) как при $y > D$, так и при $y < 0$. Если толщина немагнитного покрытия при $y > D$ равна t , при $y < 0$ равна f и, кроме того, как при $y = D + t$, так и при $y = -f$ соответствующие поверхности являются механически свободными, то при использовании метода эффективной среды (соотношений (7), (8) и эффективных упругих модулей (10)) система граничных условий может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \langle \sigma_4 \rangle &= \sigma_4^{(a)}, \quad u_z = u_z^{(a)}, \quad y = 0, \quad d, \\ \sigma_4^{(a)} &= 0, \quad y = d + t, \\ \sigma_4^{(a)} &= 0, \quad y = -f. \end{aligned} \quad (17)$$

Дисперсионное уравнение, определяющее спектр эластостатических магнонов с $\mathbf{k} \in XY$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u} \parallel OZ$, $\mathbf{l} \parallel OY$ ($\alpha^2 \equiv \bar{c}_{55}/\bar{c}_{44}$), может быть записано как

$$\begin{aligned} \bar{c}_{44}\alpha^2 + \bar{c}_{44}\alpha\mu_a(\text{th}(k_\perp t) + \text{th}(k_\perp f))\text{cth}(\alpha k_\perp D) \\ + \bar{c}_{45}s\mu_a(\text{th}(k_\perp t) - \text{th}(k_\perp f)) - \bar{c}_{45}^2 \\ + \mu_a^2\text{th}(k_\perp t)\text{th}(k_\perp f) = 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Несложно убедиться в том, что из (18) следуют приведенные выше результаты расчета на основе метода эффективной среды спектра нормальных колебаний

бесконечной магнитной сверхрешетки (13) ($\mu_a \rightarrow 0$, $k_{\perp}t \rightarrow 0$, $k_{\perp}f \rightarrow 0$; $k_{\perp}D \rightarrow \infty$) и спектра безобменных поверхностных эластостатических магнонов для полуограниченной магнитной сверхрешетки (16), на внешней поверхности которой выполнены условия акустической сплошности с немагнитной средой, обладающей упругим модулем сдвига μ_a . Получить решение (18) в явном виде при произвольной величине волнового числа k_{\perp} и относительной толщине немагнитных слоев (t/D , f/D) не представляется возможным. В частном случае $t/D, f/D \rightarrow \infty$ рассматриваемое дисперсионное уравнение для спектра эластостатических магнонов в ограниченной магнитной сверхрешетке может быть представлено в виде $k_{\perp} = k_{\perp}(\omega)$

$$k_{\perp} = (\alpha D)^{-1} \operatorname{arccth} \frac{\bar{c}_{45}^2 - \bar{c}_{44}^2 - \mu_a^2}{2\bar{c}_{44}\alpha\mu_a}. \quad (19)$$

Если же $t/D = f/D = 0$, то из (18) следует, что

$$(\bar{c}_{44}^2\alpha^2 - \bar{c}_{45}^2) \operatorname{th}(\alpha k_{\perp}D) = 0. \quad (20)$$

В случае $t/D, f/D \neq 0$, $\mathbf{k} \in XY$, $t \neq f$ и $H_z \neq 0$ ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{l}$) спектр исследуемого типа безобменных магнонов (как поверхностных, так и объемных), определяемый на основе (18), при любом знаке величины α^2 обладает невязимостью относительно инверсии направления распространения спиновой волны $\omega(k_{\perp}) \neq \omega(-k_{\perp})$ ($s = \pm 1$). В частности, при $t \rightarrow \infty, f = 0$ дисперсионное уравнение (18) может быть представлено в виде

$$k_{\perp} = (\alpha D)^{-1} \operatorname{arccth} \frac{\bar{c}_{45}^2 - \bar{c}_{44}^2 + \bar{c}_{45}s\mu_a}{\bar{c}_{44}\alpha\mu_a}. \quad (21)$$

При исследовании с помощью (19)–(21) поведения функции $k_{\perp}(\omega, s)$ можно показать, что если $k_{\perp}(\omega)$ из (19) обозначить как $k_0(\omega)$, а следующие из (21) $k_{\perp}(\omega, s = 1)$ и $k_{\perp}(\omega, s = -1)$ — как $k_+(\omega)$ и $k_-(\omega)$ соответственно, то при всех ω , таких, что $\alpha^2 > 0$, выполняется соотношение $k_+(\omega) + k_-(\omega) = k_0(\omega)$. Как следует из (18)–(21), в зависимости от знака $\alpha^2 = \alpha^2(\omega)$ в рассматриваемой сверхрешетке возможно распространение как объемных ($\alpha^2 < 0$), так и поверхностных ($\alpha^2 > 0$) безобменных эластостатических спиновых волн. Число мод, принадлежащих спектру объемных безобменных магнонов, составляет конечное множество. Эти моды формируют при любой величине волнового числа k_{\perp} две невырожденные по частоте зоны (будем условно называть их высоко- и низкочастотными). По частоте ширина обеих зон в рассматриваемом приближении не зависит от величины волнового числа k_{\perp} . Границы зон определяются из (18) условиями $\alpha^2 = 0$ и $\alpha^2 = \infty$ (обозначим характерные частоты как ω_{1-4} , считая, что для $1 \leq i \leq 3$ $\omega_i < \omega_{i+1}$). При заданном номере моды ν и произвольном k_{\perp} в каждой из зон имеется соответствующая ветвь спектра объемных эластостатических магнонов. В обеих зонах дисперсионные кривые эласто-

статических магнонов имеют как длинноволновую, так и коротковолновую точку сгущения спектра. Другими словами, в каждой из зон для любых заданных номеров мод ν и ρ с законами дисперсии $\Omega_{\nu}(k_{\perp})$ и $\Omega_{\rho}(k_{\perp})$ имеет место условие $|\Omega_{\nu}(k_{\perp}) - \Omega_{\rho}(k_{\perp})| \rightarrow 0$ как при $k_{\perp} \rightarrow 0$, так и при $k_{\perp} \rightarrow \infty$. Для рассматриваемой геометрии магнитной сверхрешетки при любом ν в низкочастотной зоне спектра эластостатических магнонов имеют место соотношения $\Omega_{\nu}(k_{\perp} \rightarrow 0) \rightarrow \omega_2$ и $\Omega_{\nu}(k_{\perp} \rightarrow \infty) \rightarrow \omega_1$, а в высокочастотной зоне — соотношения $\Omega_{\nu}(k_{\perp} \rightarrow 0) \rightarrow \omega_3$ и $\Omega_{\nu}(k_{\perp} \rightarrow \infty) \rightarrow \omega_4$. Если относительная ориентация \mathbf{k}_{\perp} , \mathbf{H} , \mathbf{l} и \mathbf{n} фиксирована, то в каждой из зон все дисперсионные кривые объемных эластостатических магнонов являются модами одного типа: прямого ($\partial\Omega_{\nu}/\partial k_{\perp} > 0$) или обратного ($\partial\Omega_{\nu}/\partial k_{\perp} < 0$). Для мод с прямым типом волны длинноволновая точка сгущения спектра лежит по частоте ниже, чем коротковолновая, тогда как для точек сгущения мод с обратным типом волны имеет место противоположное соотношение.

С учетом изменения структуры спектра объемных эластостатических магнонов в сверхрешетке в зависимости от толщин (t, f) несложно показать, что спектр объемных спин-волновых мод, амплитуда которых имеет узловые точки при $0 < y < D$, практически не зависит от характера граничных условий и приближенно совпадает со спектром рассматриваемой ограниченной магнитной сверхрешетки, внешние поверхности которой ($y = D$ и $y = 0$) являются механически свободными (20).

Совершенно иная ситуация имеет место для объемной моды квазиоднородной по толщине сверхрешетки с немагнитным покрытием (спектр этой моды в соответствии с двухзонным характером спектра объемных эластостатических магнонов ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{l} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{n} \parallel OY$) также состоит из двух ветвей). Как показывает анализ (18), характер дисперсии такой моды существенным образом зависит от того, имеет ли поверхность ограниченной сверхрешетки немагнитное покрытие или нет. В частности, в длинноволновом пределе из (18) следует, что для достаточно малых величин волнового числа k_{\perp} ($k_{\perp} \ll 1/(\alpha D)$, $k_{\perp}t \rightarrow 0$, $k_{\perp}f \rightarrow 0$) соотношение для спектра этих мод может быть представлено в виде

$$\bar{c}_{44}^2\alpha^2 + \bar{c}_{44}\mu_a(t+f)/D - \bar{c}_{45}^2 = 0, \quad (22)$$

т.е. на длинноволновую асимптотику этих ветвей существенно влияют величины относительной толщины немагнитного покрытия t/D и f/D ограниченной магнитной сверхрешетки. В результате в этом пределе дисперсионная кривая квазиоднородной моды спектра объемных безобменных магнонов рассматриваемой сверхрешетки может не совпадать с длинноволновой точкой сгущения остальных мод спектра объемных эластостатических магнонов как в низко-, так и в высокочастотной зоне. Кроме того, из сравнения (18) и (22) следует, что наличие немагнитного покрытия может существенно повлиять также и на форму дисперсионных кривых этих

квазиоднородных объемных спиновых волн. В частности, в случае ограниченной магнитной сверхрешетки, обе внешние поверхности которой являются механически свободными (в (17) при $y = 0$, $D \mu_a = 0$), спектр квазиоднородных объемных мод вообще не имеет дисперсии.

Из (18) следует, что при заданной величине волнового числа k_{\perp} в магнном спектре рассматриваемой ограниченной сверхрешетки ($\mathbf{l} \perp \mathbf{n}$, $\mathbf{k}_{\perp} \perp \mathbf{l}$) наряду с двухзонным спектром объемных эластостатических спиновых волн ($\alpha^2 < 0$) в принципе возможно существование и двух ветвей поверхностных эластостатических магнонов ($\alpha^2 > 0$). Их дисперсионные кривые лежат в запрещенном по частоте интервале между высоко- и низкочастотными зонами спектра объемных эластостатических магнонов. Поскольку при любом k_{\perp} одно из условий, определяющих границы зон спектра объемных магнонов, имеет вид $\alpha^2 = 0$ (или для данной геометрии задачи $\bar{c}_{44} = 0$), из (18) следует, что для существования при $t = f \rightarrow \infty$ в исследуемой магнитной сверхрешетке рассматриваемого типа безобменных поверхностных магнонов необходимо выполнение наряду с $\bar{c}_{44} = 0$ также неравенства

$$\bar{c}_{45} > \mu_a. \quad (23)$$

В результате при $k_{\perp} \neq 0$ возможен непрерывный переход дисперсионной кривой квазиоднородной моды спектра объемной спиновой волны в поверхностную. Для этого необходимо, чтобы соответствующая дисперсионная кривая была волной прямого типа ($\partial\Omega_v/\partial k_{\perp} > 0$) в низкочастотной зоне спектра объемных магнонов и волной обратного типа ($\partial\Omega_v/\partial k_{\perp} < 0$) в высокочастотной зоне. Для выбранной геометрии задачи ($\mathbf{n} \parallel OY$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u} \parallel \mathbf{l} \parallel OZ$) соответствующее волновое число $k_* \neq 0$ определяется из (19) условием $\bar{c}_{44} = 0$. Из результатов расчетов следует, что существует аналогия между дисперсионными свойствами рассматриваемого класса коллективных спин-волновых возбуждений магнитной сверхрешетки, индуцированных исключительно фононным механизмом внутри- и межслоевого обмена, и свойствами коллективных спин-волновых возбуждений магнитоэластического типа [1–3]. При этом в случае магнитодипольных спиновых волн роль, аналогичную роли немагнитного покрытия толщиной t в формировании спектра эластостатических магнонов магнитной сверхрешетки, играет металлический экран, расположенный на расстоянии t от поверхности исследуемой магнитной сверхструктуры. Расчет показывает, что отмеченная аналогия в условиях существования обоих классов безобменных спин-волновых возбуждений магнитной сверхрешетки имеет место также и между магнитным TE -поляритоном и магнитоупругой SH -волной (эти утверждения касаются только рассматриваемой в работе геометрии задачи), которые распространяются вдоль изученной магнитной сверхструктуры. Чтобы убедиться в этом, достаточно вспомнить, что спектр МСВ представляет собой квазистатический предел ($\omega/ck_{\perp} \rightarrow 0$, c — скорость света) низкочастотной ветви спектра спиново-

электромагнитных колебаний сверхрешетки с участием электромагнитной волны TE -типа. Что же касается рассматриваемого в данной работе эластостатического типа магнонов ($\mathbf{u} \perp \mathbf{k}_{\perp}$, $\mathbf{u} \perp \mathbf{n}$), то он, как показывает расчет, представляет собой при учете акустического запаздывания $\omega/c_{ph}k_{\perp} < \infty$ (c_{ph} — минимальная скорость распространения упругих волн в бесконечном кристалле) квазистатический предел спектра магнитоупругих колебаний магнитной сверхрешетки с участием акустического фонона SH -типа.

Выше развит вариант метода эффективной среды, который позволяет существенно упростить по сравнению с методом T -матрицы задачу аналитического исследования длинноволнового предела магнного спектра ограниченной магнитной сверхрешетки в том случае, когда основным механизмом формирования коллективных спин-волновых возбуждений является косвенное внутри- и межслоевое спин-спиновое взаимодействие через дальнедействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций. Формирующийся в этом случае класс безобменных спин-волновых возбуждений в по аналогии с магнитоэластикой может быть назван эластостатическими спиновыми волнами. Использование предложенного метода позволило на примере бесконечной, полуограниченной и ограниченной магнитных сверхрешеток типа антиферромагнетик–немагнитный металл последовательно исследовать характер трансформации спектра и условий формирования этого типа магнонов (как поверхностных, так и объемных) под влиянием следующих факторов: 1) немагнитного покрытия (упругой подложки); 2) ростовой магнитной анизотропии; 3) внешнего магнитного поля.

В данной работе мы на основе метода эффективной среды рассмотрели влияние фононов на спиновую динамику магнитной сверхрешетки типа антиферромагнетик–идеальный металл или антиферромагнетик–немагнитный диэлектрик при учете только магнитоупругого внутрислоевого взаимодействия. Однако используемый метод расчета оказывается полезным и при анализе структуры спектра эластостатических магнонов металлической магнитной сверхрешетки, в которой наряду с фононным механизмом внутри- и межслоевого обмена существует также и косвенное спин-спиновое взаимодействие соседних слоев (толщина магнитного слоя d_1) через электроны проводимости разделяющей их немагнитной прослойки (толщина немагнитной прослойки d_2). Анализ в рамках метода эффективной среды магнного спектра ограниченной металлической сверхрешетки на основе последовательного учета эластостатического, магнитодипольного и гейзенберговского механизмов внутри- и межслоевого обмена будет проведен в отдельной работе.

Автор выражает глубокую признательность Е.П. Стефановскому, И.Е. Драгунову и Т.Н. Тарасенко за поддержку идеи данной работы и плодотворные обсуждения.

Приложение

$$\omega^4 - M_1\omega^2 + M_2 = 0, \quad (\text{П1})$$

$$M_1 = R[2\mu_1^2\mu_2^{-2}(\omega_0^2 + 3\omega_H^2) + 2(\omega_0^2 + 3\omega_H^2 + \omega_{\text{me}}^2) - \mu_1\mu_2^{-1}F_{\varkappa}(2\omega_0^2 + 3\omega_H^2 + \omega_{\text{me}}^2)],$$

$$M_2 = R[\mu_1^2\mu_2^{-2}(\omega_0^2 + \omega_H^2)^2 + (\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{\text{me}}^2)^2 - \mu_1\mu_2^{-1}F_{\varkappa}(\omega_0^2 + \omega_H^2)(\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{\text{me}}^2)],$$

$$R \equiv (1 + \mu_1^2\mu_2^{-2} - \mu_1\mu_2^{-1}F_{\varkappa})^{-1},$$

$$d = d_1 + d_2, \quad 0 < \varkappa < \pi/d,$$

$$F_{\varkappa} = 2[\cos(\varkappa d) - \text{ch}(k_{\perp}(d_1 - d_2))] [\text{sh}(k_{\perp}d_1) \text{sh}(k_{\perp}d_2)]^{-1}. \quad (\text{П2})$$

$$T_{11} - T_{22} + T_{12}(B_0/A_0) - T_{21}(B_0/A_0) = 0. \quad (\text{П3})$$

$$B_0/A_0 \equiv -f_-R_{-+}/R_{--}, \quad e_{\pm} \equiv \exp(\pm k_{\perp}d_2),$$

$$\Delta \equiv R_{++}R_{--} - R_{+-}R_{-+}, \quad f_{\pm} \equiv \exp(\pm k_{\perp}d_1),$$

$$T_{11} \equiv [f_+(e_+R_{++}R_{--} - R_{+-}R_{-+}e_-)]/\Delta,$$

$$T_{22} \equiv [f_-(e_-R_{++}R_{--} - R_{+-}R_{-+}e_+)]/\Delta,$$

$$T_{12} \equiv 2R_{--}R_{-+}/\Delta, \quad T_{21} \equiv 2R_{++}R_{-+}/\Delta.$$

$$R_{--} \equiv (-\mu - \mu_* + \mu_2)k_{\perp}, \quad R_{+-} \equiv (\mu - \mu_* + \mu_2)k_{\perp},$$

$$R_{-+} \equiv (-\mu + \mu_* + \mu_2)k_{\perp}, \quad R_{++} \equiv (\mu + \mu_* + \mu_2)k_{\perp}. \quad (\text{П4})$$

Список литературы

- [1] M.G. Cottam, D.R. Tilley. Introduction to surface and superlattice excitations. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1989).
- [2] М.Г. Коттам, Д.Дж. Локвуд. Рассеяние света в магнетиках. Наука, М. (1991).
- [3] R.E. Camley, R.L. Stamps. J. Phys. Cond. Matter. **5**, 25, 3727 (1993).
- [4] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973).
- [5] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. УФН **130**, 3, 429 (1983).
- [6] А.Н. Прохоров, Г.А. Смоленский, А.Н. Агеев. УФН **143**, 1, 33 (1984).
- [7] С.В. Тарасенко. Письма в ЖТФ **14**, 22, 2041 (1988).
- [8] С.В. Тарасенко. ФТТ **33**, 10, 3021 (1991).
- [9] А.Л. Сукстанский, С.В. Тарасенко. ЖЭТФ **105**, 4, 928 (1994).
- [10] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. Наука, М. (1979).
- [11] С.В. Тарасенко. ФТТ **36**, 9, 2554 (1994).
- [12] С.В. Тарасенко. ФТТ **37**, 9, 2659 (1995).
- [13] N. Raj, P.R. Tilley. Phys. Rev. **B36**, 13, 7003 (1987).
- [14] N.S. Almeida, D.L. Mills. Phys. Rev. **B38**, 12, 6698 (1988).
- [15] Е.А. Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Изд-во АН СССР, М. (1963).
- [16] В.А. Красильников, В.В. Крылов. Введение в физическую акустику. Наука, М. (1984).
- [17] С.М. Рыгов. Акуст. журн. **2**, 1, 72 (1956).