

Обобщенная поверхностная ядерная спиновая волна, индуцированная внешним магнитным полем

С. В. Тарасенко

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины
Украина, 340114, г. Донецк, 114, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail: bogdanov@host.dipt.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 22 июля 1997, после переработки 29 октября 1997г.

На примере двухподрешеточной модели легкоосного антиферромагнетика показано, что наличие дополнительной ромбической анизотропии, индуцированной внешним магнитным полем, может приводить к формированию вблизи поверхности магнетика обобщенной ядерной спиновой волны. Сформулирован критерий существования обобщенной поверхностной спиновой волны.

На прикладі двошпідграткової моделі легковісного антиферромагнетика показано, що наявність додаткової ромбічної анізотропії, індукованої зовнішнім магнітним полем, може приводити до формування поблизу поверхні магнетика узагальненої ядерної спінової хвилі. Сформульовано критерій існування узагальненої поверхневої спінової хвилі.

PACS: 75.30.Ds

Введение

Хорошо известно, что если спин ядер магнитных атомов кристалла не равен нулю, то это приводит к появлению так называемого сверхтонкого взаимодействия. Для ядерной спиновой подсистемы магнитоупорядоченного кристалла существование этого взаимодействия приводит к двум основным эффектам: 1) наличию на ядре сильного эффективного магнитного поля, определяющего несмещенную резонансную частоту ЯМР ω_n ; 2) появлению в парамагнитной подсистеме ядерных спинов особого типа одночастичных возбуждений — ядерных спиновых волн (ЯСВ) [1–4]. Физическим механизмом, ответственным за появление ЯСВ, является сул-накамуровский обмен — косвенное спин-спиновое взаимодействие ядерных спинов через подсистему электронных спиновых волн. В этом случае пространственная дисперсия ЯСВ полностью определяется нелокальностью гейзенберговского обмена в подсистеме электронных спинов. При учете конечных размеров реального магнитного образца имеют место также и дополнительные механизмы формирования пространственной дисперсии ЯСВ уже без учета неоднородного обмена («безобменное приближение»): магнитоэластический [5–6] и

эластостатический [7–11]. В первом из них пространственная дисперсия ЯСВ формируется благодаря косвенному взаимодействию спинов электронной подсистемы кристалла через магнитодипольное поле, и соответствующий тип ядерных магнонов получил название магнитоэластических ЯСВ. Другим «безобменным» механизмом формирования пространственной дисперсии ядерных спиновых колебаний в магнитоупорядоченных кристаллах является косвенное взаимодействие ядерных спинов через дальнедействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций. Для этого частота ЯМР ω_n и минимальная фазовая скорость распространения упругих колебаний в неограниченном магнитном кристалле s должны удовлетворять эластостатическому критерию [12]

$$\omega_n \ll sk. \quad (1)$$

В соответствии с этим индуцированный данным типом спин-спинового обмена класс ядерных магнонов назван в [7–11] эластостатическими ЯСВ. Естественно, что в реальном кристалле указанные выше механизмы формирования дисперсионных свойств ЯСВ реализуются одновременно. Однако необходимо

отметить, что большинство кристаллов, на которых исследовались дисперсионные свойства ЯСВ, являлись обменно коллинеарными антиферромагнетиками, а для них, как известно, наряду с обменным усилением магнитоупругих эффектов имеет место также и обменное ослабление магнитодипольных эффектов в спектре электронных спиновых волн [13]. Таким образом, при анализе ядерной спиновой динамики ограниченных обменно коллинеарных антиферромагнетиков в диапазоне волновых векторов k , удовлетворяющих (1), можно ограничиться одновременным учетом только «фононного» и «обменного» механизмов формирования дисперсии ЯСВ. Для легкоосного антиферромагнетика (ЛО АФМ) (например, MnF_2) такой подход был развит в работе [7]. При этом, в частности, было показано, что если в равновесии вектор антиферромагнетизма перпендикулярен механически свободной поверхности АФМ с полностью незакрепленными спинами, то гибридизация перечисленных выше механизмов спин-спиновой обмена приводит к формированию вблизи поверхности кристалла ранее неизвестного типа распространяющихся ядерных спиновых колебаний — обобщенной поверхностной ЯСВ эластообменного типа. Данный тип ядерных магнонов является двухпарциальной спиновой волной и в зависимости от величины волнового вектора в плоскости границы кристалла k_{\perp} характер локализации ядерных спиновых колебаний вблизи поверхности магнетика плавно изменяется от квазиповерхностной к чисто поверхностной. Однако анализ влияния решетки на сул-накамуровский обмен в коллинеарной фазе ЛО АФМ в [7] проводился в предположении цилиндрической симметрии рассматриваемой магнитной системы (ось вращения коллинеарна легкой оси АФМ кристалла). Вместе с тем в работе [10] в безобменном (эластостатическом) пределе было показано, что последовательный учет влияния анизотропии магнитной системы на фононный механизм формирования дисперсии ЯСВ приводит к ранее неизвестным типам распространяющихся безобменных ядерных спиновых колебаний — анизотропным объемным эластостатическим ЯСВ. Этот тип ядерных магнонов не существовал в кристалле при $H = 0$. Кроме того, было показано, что между формой изочастотной поверхности эластообменных ЯСВ неограниченного магнетика и особенностями объемной эластообменной ядерной спиновой динамики тонких магнитных пленок имеет место

взаимно однозначное соответствие. В условиях гибридизации обменного и фононного механизмов формирования дисперсии ЯСВ следует ожидать также и новых особенностей в поверхностной ядерной спиновой динамике анизотропного магнетика, однако до сих пор этот вопрос не рассматривался. В связи с этим цель данной работы заключается в определении необходимых условий формирования в магнетике ранее неизвестных эластообменных типов поверхностных ЯСВ, появление которых индуцировано магнитной анизотропией системы.

Работа состоит из четырех разделов. В первом приведены общие соотношения, характеризующие динамику обменно коллинеарного АФМ на основе последовательного учета взаимодействия трех подсистем реального кристалла: 1) электронной спиновой; 2) ядерной спиновой и 3) решетки. Здесь же дана постановка соответствующей эласто-обменной краевой задачи, позволяющая исследовать в феноменологическом пределе поверхностную ядерную спиновую динамику рассматриваемой магнитной среды. В разд. 2 проведена классификация возможных типов эластообменных ядерных спиновых колебаний в зависимости от характера их пространственной локализации вблизи поверхности магнетика. В разд. 3 решается поставленная краевая задача и определяется индуцированная магнитной анизотропией среды поверхностная ЯСВ эластообменного типа. В разд. 4 получен критерий, на основании которого, используя результаты расчета влияния решетки на спектр ЯСВ в пределе (1) в неограниченном магнетике, можно определить условия существования вблизи механически свободной поверхности этого же магнетика обобщенной поверхностной ЯСВ эластообменного типа.

1. Основные соотношения

В качестве примера магнитной среды рассмотрим двухподрешеточную $(\mathbf{M}_{1,2}(\mathbf{m}_{1,2})$ — намагниченности подрешеток электронной (ядерной) спин-системы, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$ ($|\mathbf{m}_1| = |\mathbf{m}_2| = m_0$)) модель легкоосного (0Z — легкая ось) АФМ во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \perp 0Z$. Такая модель отвечает, например, легкоосному АМФ MnF_2 или легкоплоскостному (XY — легкая плоскость) АФМ $CsMnF_3$ во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , перпендикулярном трудной оси. Если величина внешнего магнитного поля H мала по сравнению с межподрешеточным обменным взаимодействием, то, как уже отмечалось выше, в условиях (1) можно

пренебречь магнитодипольным механизмом формирования ЯСВ по сравнению с эластостатическим. Для простоты и наглядности расчетов магнитоупругую и упругую энергии рассматриваемой модели будем считать изотропными. В результате соответствующая плотность термодинамического потенциала ω исследуемой модели легкоосного АФМ с учетом сверхтонкого, магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий в терминах векторов ферромагнетизма (\mathbf{m} , \mathbf{M}) и антиферромагнетизма (\mathbf{l} , \mathbf{L}) при $|\mathbf{M}| \ll |\mathbf{L}|$; $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$ можно представить в виде [7]

$$\omega = 2M_0^2 \left\{ \frac{1}{2} \delta \mathbf{M}^2 - \frac{1}{2} b L_z^2 + \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_i} \right)^2 + A \mathbf{l} \mathbf{l} - 2 \mathbf{M} \mathbf{h} + \gamma L_i L_k u_{ik} \right\} + \frac{1}{2} \lambda u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} 2M_0 \mathbf{M} &= \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2; & 2M_0 \mathbf{L} &= \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2; \\ 2m_0 \mathbf{m} &= \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2; & 2M_0 \mathbf{l} &= \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2, \end{aligned} \quad (3)$$

где δ , α , b , γ — константы однородного обмена, неоднородного обмена, одноосной анизотропии и магнитоstriction соответственно; λ и μ — коэффициенты Ламэ; u_{ik} — тензор деформаций; $M_0(m_0)$ — намагниченность насыщения одной электронной спиновой (ядерной спиновой) магнитной подрешетки; A — константа сверхтонкого взаимодействия. Динамические свойства рассматриваемой системы могут быть описаны с помощью связанной системы уравнений, состоящей из уравнений Ландау — Лифшица для векторов ферро- и антиферромагнетизма электронной и ядерной спиновых систем и уравнений движения сплошной среды для компонент вектора смещений \mathbf{u} . Поскольку цель данной работы состоит в анализе влияния решетки на поверхностную динамику рассматриваемой магнитной среды, указанную выше систему динамических уравнений необходимо дополнить соответствующими граничными условиями. В случае механически свободной поверхности с нормалью \mathbf{n} и полностью незакрепленными спинами такая краевая задача может быть представлена в виде [7]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\mathbf{L}}}{\partial \xi} = \frac{\partial \tilde{\mathbf{M}}}{\partial \xi} = 0; & \quad \sigma_{ik} n_k = 0, \quad \xi = 0; \\ \tilde{\mathbf{L}} \tilde{\mathbf{M}} \rightarrow 0 & \quad \text{при } \xi \rightarrow -\infty, \end{aligned} \quad (4)$$

где ξ — координата вдоль нормали \mathbf{n} к поверхности кристалла; $\tilde{\mathbf{L}}(\tilde{\mathbf{M}})$ характеризует малые колебания вектора $\mathbf{L}(\mathbf{M})$ вблизи равновесной ориентации; σ_{ik} — тензор упругих напряжений.

2. Классификация возможных типов эластообменных ядерных спиновых волн

Если в дальнейшем без ограничения общности полагать, что внешнее магнитное поле $\mathbf{H} \parallel 0X$ ($\mathbf{L} \parallel 0Z$ при $b > 0$), то из (2), (3) следует, что характеристическое уравнение для решения эластообменной краевой задачи (4) при произвольной ориентации волнового вектора \mathbf{k} может быть представлено в виде (Λ — матрица тензора Кристоффеля; $\Lambda_{ik} = \tilde{c}_{iklm} k_l k_m$, $\omega_T^2 = g^2 2M_0 m_0 \delta A$)

$$\det |\Lambda_{ik}| = 0; \quad \omega_*^2 = \frac{\omega_n^2 \omega_T^2}{\omega_n^2 - \omega^2} + \omega^2; \quad i, k = 1-3; \quad (5)$$

$$\tilde{c}_{ii} = \lambda + 2\mu \quad (i = 1-3); \quad \tilde{c}_{66} = 2\mu;$$

$$\tilde{c}_{12} = \tilde{c}_{23} = \tilde{c}_{13} = \lambda + \mu;$$

$$\tilde{c}_{55} = 2\mu \frac{\omega_0^2 + \omega_H^2 - \omega_*^2 + c^2 k^2}{\omega_0^2 + \omega_H^2 + \omega_{me}^2 - \omega_*^2 + c^2 k^2}; \quad (6)$$

$$\tilde{c}_{44} = 2\mu \frac{\omega_0^2 - \omega_*^2 + c^2 k^2}{\omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega_*^2 + c^2 k^2}.$$

Здесь $c^2 = 2M_0^2 g^2 \delta \alpha$ — квадрат скорости распространения спиновой волны; $\omega_0^2 = g^2 2M_0^2 \delta b$; $\omega_H^2 = g^2 H^2$; ω_{me} — магнитоупругая щель. Несложно убедиться в том, что (5), (6) описывают в эластостатическом приближении (1) спектр линейных электронно-ядерных колебаний, распространяющихся в ЛО АФМ. В дальнейшем ограничимся анализом только тех геометрий распространения ЯСВ, при которых нормаль к поверхности полупространства совпадает с одной из координатных осей выбранной в (5), (6) декартовой системы координат, а вектор смещений решетки \mathbf{u} имеет только одну ненулевую компоненту и она перпендикулярна плоскости распространения ЯСВ. В этом случае, как показывает анализ (5), (6), для ЛО АФМ характеристическое уравнение относительно $q^2 \equiv -(\mathbf{k}\mathbf{n})^2$ может быть квадратным при $\mathbf{k} \in XZ$ или $\mathbf{k} \in YZ$ и кубическим при $\mathbf{k} \in XY$. Следовательно, распространяющаяся вблизи поверхности магнетика эластообменная ЯСВ соответственно является двух- или трехпарциальной волной (при $\mathbf{k} \in XY$). В

результате структура амплитуды, в частности для ненулевой компоненты вектора смещений решетки \mathbf{u} , может быть представлена в виде

$$\mathbf{u} = \sum_j A_j \exp(-q_j \xi) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp). \quad (7)$$

(A_j — некоторые константы).

Поскольку, как следует из (5), (6) и результатов работы [8], при $H = 0$ и $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{u} \parallel OZ$ формирование эластообменной поверхностной ЯСВ в рассматриваемой модели ЛО АФМ невозможно, в дальнейшем именно для этого случая проанализируем влияние внешнего магнитного поля на локализацию ЯСВ вблизи механически свободной поверхности магнетика. Предположим, что нормаль к поверхности магнетика \mathbf{n} направлена вдоль $\mathbf{u} \parallel OZ$ и совпадает с одной из декартовых осей введенной выше системы координат. Как уже отмечалось выше, соответствующее характеристическое уравнение является бикубическим, и, следовательно, его корни могут быть найдены в аналитическом виде, однако в данной работе для простоты и наглядности расчетов рассмотрим только случай, когда внешнее магнитное поле $\mathbf{H} \perp \mathbf{L}$ ($H \ll H_E$ — поле междодрешеточного обмена) удовлетворяет условию

$$\omega_H^2 \gg \omega_0^2; \omega_{me}^2. \quad (8)$$

Условие (8) позволяет пренебречь выходом вектора антиферромагнетизма (\mathbf{L}, \mathbf{l}) из плоскости с нормалью вдоль \mathbf{H} [14]. Если в дальнейшем без ограничения общности считать, что внешнее магнитное поле коллинеарно оси OX , то в зависимости от ориентации нормали \mathbf{n} к поверхности границы раздела характеристическое уравнение (5), (6) при выполнении условия (8) становится биквадратным относительно q и принимает следующий вид ($\mathbf{k} \in XY$; $\tilde{\omega}_0^2 \equiv \omega_0^2 + c^2 k_\perp^2$):

при $\mathbf{n} \parallel OY$

$$q^4 - P_1 q^2 + P_2 = 0, \quad (9)$$

где

$$P_1 = \frac{\tilde{\omega}_0^2 + c^2 k_\perp^2 - \omega_*^2}{c^2}; \quad P_2 = \frac{\tilde{\omega}_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega_*^2}{c^2} k_\perp^2;$$

при $\mathbf{n} \parallel OX$

$$q^4 - P_1 q^2 + P_2 = 0, \quad (10)$$

где

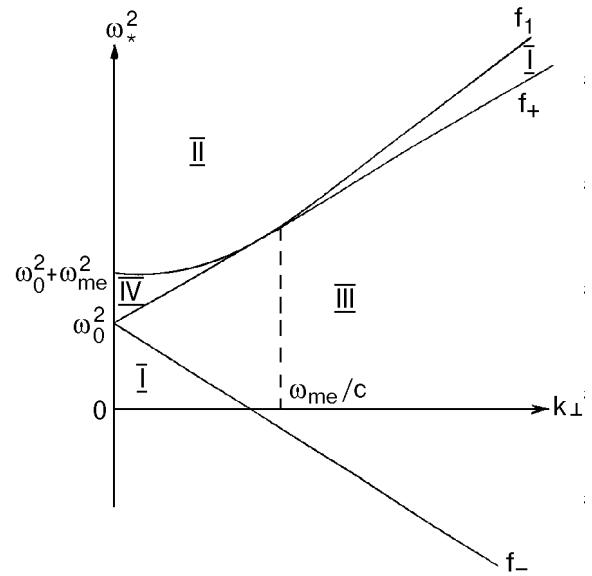


Рис. 1. Возможные типы эластообменных ЯСВ $\mathbf{H} \parallel OX$; $\mathbf{L} \parallel OZ$; $\mathbf{k} \in XY$; $\mathbf{n} \parallel OY$ (в пределе (8)) в зависимости от частоты ω и волнового числа k_\perp : $f_1 = \tilde{\omega}_0^2 + \omega_{me}^2$; $f_\pm = \omega_0^2 \pm 2\omega_{me} c k_\perp$.

$$P_1 = \frac{\tilde{\omega}_0^2 + c^2 k_\perp^2 + \omega_{me}^2 - \omega_*^2}{c^2}; \quad P_2 = \frac{\tilde{\omega}_0^2 - \omega_*^2}{c^2} k_\perp^2.$$

Если $q_{1,2}$ — корни характеристического уравнения (9) или (10), то с помощью (7)–(10) можно классифицировать возможные типы двухпарциальных эластообменных ЯСВ в зависимости от характера их пространственной локализации вблизи поверхности магнетика. Результаты анализа при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ представлены соответственно на рис. 1 и 2. На рисунках области I и II отвечают соответственно поверхностным ЯСВ ($q_{1,2}^2 > 0$) или объемным ЯСВ первого типа ($q_1^2 < 0$; $q_2^2 > 0$). Область III на рис. 1 отвечает обобщенным поверхностным ЯСВ

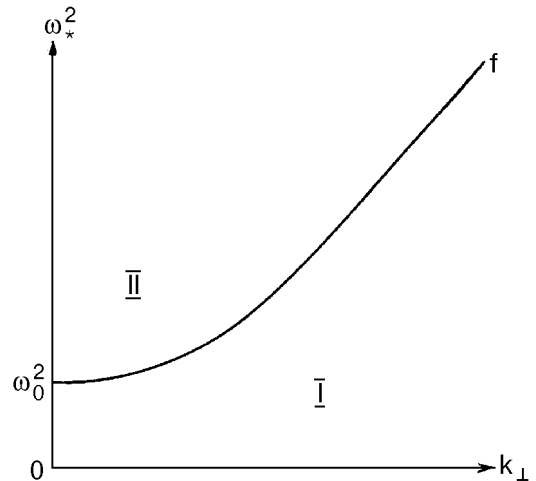


Рис. 2. Возможные типы эластообменных ЯСВ $\mathbf{H} \parallel OX$; $\mathbf{L} \parallel OZ$; $\mathbf{k} \in XY$; $\mathbf{n} \parallel OX$ (в пределе (8)) в зависимости от частоты ω и волнового числа k_\perp : $f = \tilde{\omega}_0^2$.

($\text{Re } q_{1,2}^2 \neq 0$; $\text{Im } q_{1,2}^2 \neq 0$), тогда как при ω_* и k_{\perp} из области IV на рис. 1 реализуются объемные эластообменные ЯСВ второго типа ($q_{1,2}^2 < 0$). Таким образом, результаты проведенной выше классификации возможных типов распространяющихся эластообменных ЯСВ в зависимости от характера их пространственной локализации вблизи границы раздела магнитной и немагнитной сред качественно не отличаются от результатов классификации в работе [7] для ЛО АФМ при $H = 0$. Однако для рассмотренной геометрии задачи ($\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{u} \parallel 0Z$) существование выше перечисленных типов эластообменных ЯСВ невозможно без учета магнитной анизотропии (в данном случае индуцированной полем $\mathbf{H} \perp \mathbf{L}$) в плоскости распространения магнитной волны.

Используя результаты проведенной выше классификации возможных типов распространяющихся эластообменных ЯСВ, перейдем к решению краевой задачи (4). Дисперсионное уравнение поверхностной эластообменной ЯСВ определяется из условия нетривиальной разрешимости (4) относительно амплитуд A_i из (7).

3. Обобщенная поверхностная ядерная спиновая волна

Расчет показывает, что формирование распространяющейся поверхностной ЯСВ эластообменного типа возможно только при $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$. Соответствующий закон дисперсии в приближении (1) может быть получен в явном виде при произвольной величине волнового вектора k_{\perp} :

$$\omega_*^2 = N_1 + [N_1^2 - N_2]^2{}^{1/2}; \quad (11)$$

$$N_1 = \tilde{\omega}_0^2 - c^2 k_{\perp}^2 / 2; \quad N_2 = \tilde{\omega}_0^4 - c^2 k_{\perp}^2 (\tilde{\omega}_0^2 + \omega_{me}^2).$$

Структура рассматриваемой ЯСВ определяется выражением (7) при $j = 2$ с учетом (11) и соотношений (см. (9))

$$q_{1,2}^2 = \frac{P_1}{2} + \left[\left(\frac{P_1}{2} \right)^2 - P_2 \right]{}^{1/2}. \quad (12)$$

Прежде всего необходимо отметить, что данный тип эластообменных ЯСВ является «анизотропной» волной, поскольку в отсутствие магнитной анизотропии в плоскости распространения волны ($H = 0$) он не реализуется. С учетом проведенной выше классификации несложно показать, что при малых волновых векторах рассматриваемая поверхностная ЯСВ является обобщенной ($\text{Re } q_{1,2}^2 \neq 0$; $\text{Im } q_{1,2}^2 \neq 0$) поверхностной волной,

которая при $k_{\perp} = k_*$ ($k_* = 3\omega_{me}/2c$) переходит в двухпарциальную поверхностную ЯСВ ($q_{1,2}^2 > 0$) (см. рис. 1).

Анализ показывает, что наличие одноосной магнитной анизотропии с константой b_s (по сравнению с рассмотренным выше случаем $b_s = 0$) качественно не изменяет характер дисперсии рассмотренной выше анизотропной обобщенной поверхностной ЯСВ (11), однако существенно влияет на характер ее пространственной локализации вблизи свободной поверхности магнетика в области достаточно малых величин $|k_{\perp}|$. Расчет показывает, что теперь при достаточно малых волновых числах k_{\perp} рассматриваемая анизотропная эластообменная ЯСВ является двухпарциальной поверхностной ($q_{1,2}^2 > 0$) волной, закон дисперсии которой при $k_{\perp} = k_{*-}(b_s)$ плавно переходит в закон дисперсии для обобщенной поверхностной ЯСВ, а затем при $k_{\perp} = k_{*+}(b_s)$ — в закон дисперсии для двухпарциальной поверхностной ЯСВ. При этом характерные волновые числа $k_{*\pm}$ связаны с b_s соотношением

$$k_{*\pm}^2 \mp \frac{\omega_{me}}{c} k_{*\pm} = \left\{ \frac{b_s}{3} + \left[\left(\frac{b_s}{3} \right)^2 + \frac{k_{*\pm}^2}{3} \right] \right\}{}^{1/2}. \quad (13)$$

Отсюда следует, что в случае полностью свободных спинов (т.е. при $b_s = 0$) $k_{*+} = k_* = 3\omega_{me}/2c$; $k_{*-} = 0$. Закон дисперсии рассматриваемой анизотропной обобщенной поверхностной ЯСВ при $b_s \neq 0$ не может быть найден в явном виде и с учетом (12) определяется соотношением

$$q_1^2 + q_2^2 + q_1 q_2 = k_{\perp}^2 + b_s (q_1 + q_2). \quad (14)$$

При $b_s = 0$ корень (14) определяется из соотношения (11).

4. Анализ формы изочастотной магнитной поверхности

В работе [10] было показано, что существует взаимно однозначное соответствие между формой изочастотной поверхности нормальных эластообменных ядерных спиновых колебаний неограниченного магнетика и аномалиями спектра объемных колебаний тонкой магнитной пленки из того же магнитного материала. Несомненный интерес представляет также установление (на основе полученных выше соотношений) связи между локальной геометрией изочастотной поверхности нормальных спиновых колебаний и формированием соответствующей обобщенной поверхностной спиновой волны на механически

свободной поверхности магнетика. Несложно показать, что для $\mathbf{u} \perp \mathbf{k}$ и заданных геометрий ядерных спиновых колебаний ($\mathbf{k} \in XZ$, $\mathbf{k} \in YZ$ или $\mathbf{k} \in XY$ (в случае (8)) соответствующее характеристическое уравнение может быть приведено к виду

$$\omega_*^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2}{k^2} + c^2 \mathbf{k}^2, \quad (15)$$

где \mathbf{v} — единичный вектор вдоль направления трудной или средней магнитной оси ($\mathbf{v} \parallel \mathbf{H}$ при $\mathbf{k} \in XY$ или $\mathbf{k} \in XZ$ при $\mathbf{H} \parallel 0X$ или $\mathbf{v} \parallel 0Y$ при $\mathbf{k} \in YZ$). При $\omega = \text{const}$ соотношение (15) определяет в пространстве волновых векторов \mathbf{k} форму сечения соответствующей изочастотной поверхности нормальной ЯСВ неограниченного антиферромагнетика плоскостью распространения волны. Анализ показывает, что при $|\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}| = |\mathbf{k}|$ на данной кривой появляются участки с отрицательной кривизной в случае, когда имеет место соотношение

$$\omega_*^2 \leq \omega_0^2 + 2\omega_{me}^2. \quad (16)$$

Сопоставляя условие появления участков с отрицательной кривизной на изочастотной поверхности спектра нормальных спиновых колебаний неограниченного магнетика с характерными точками на плоскости параметров ω и \mathbf{k}_\perp (рис. 1), несложно увидеть, что знак равенства в (16) отвечает точке слияния областей объемных ЯСВ первого типа ($q_1^2 < 0$, $q_2^2 > 0$) и области обобщенных поверхностных ЯСВ ($\text{Re } q_{1,2}^2 \neq 0$; $\text{Im } q_{1,2}^2 \neq 0$):

$$k_\perp = \omega_{me}/c; \quad \omega_*^2 = \omega_0^2 + 2\omega_{me}^2. \quad (17)$$

В результате из сравнения соотношений (11)–(16) можно сделать вывод, что выполнение критерия (16) для заданного направления распространения спиновых колебаний в плоскости границы является достаточным условием для формирования обобщенной поверхностной спиновой волны. Ее закон дисперсии определяется выражением (11) в случае, когда поверхность магнетика механически свободна, а спины не закреплены. Несложно показать, что данный критерий формирования обобщенной поверхностной спиновой волны реализуется также и для других геометрий задачи, в частности, для рассмотренной в работе [8]: $\mathbf{L} \parallel \mathbf{n} \parallel 0Z$, $\mathbf{k}_\perp \perp \mathbf{u} \perp \mathbf{n}$. Следует отметить, что в пользу правильности данного критерия свидетельствует также и то обстоятельство, что найденный критерий формирования обобщенных

поверхностных спиновых волн качественно не отличается от предложенного ранее в работах [15–17] критерия формирования обобщенной поверхностной упругой волны типа Релея или Гуляева–Блюстейна. Однако для рассмотренной геометрии задачи $\mathbf{n} \perp \mathbf{u} \perp \mathbf{k}_\perp$ и термодинамического потенциала (2) ни один из исследованных в [15–17] типов поверхностных акустических волн не реализуется.

Заключение

Таким образом, из результатов данной работы следует:

1) гибридизация обменного и фононного механизмов сул-накамуровского обмена в подсистеме ядерных спинов магнитоупорядоченного кристалла приводит для анизотропного кристалла к формированию ранее неизвестных типов распространяющихся обобщенных ЯСВ;

2) характер пространственной локализации этого поверхностного магнона существенно зависит от величины волнового числа $|\mathbf{k}_\perp|$ и поверхностной магнитной анизотропии b_s ;

3) существует взаимно однозначное соответствие между направлениями формирования кривизны изочастотной поверхности нормальных эластообменных ядерных спиновых колебаний неограниченного магнетика и условиями формирования обобщенных поверхностных спиновых волн на механически свободной поверхности магнетика.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Т. Н. Тарасенко, Е. П. Стефановскому и А. Н. Богданову за поддержку идеи данной работы и плодотворные обсуждения

1. В. А. Тулин, *ФНТ* 5, 965 (1979).
2. А. В. Андриенко, В. И. Ожогин, В. Л. Сафонов, А. Ю. Якубовский, *УФН* 161, 1 (1991).
3. P. G. De Gennes, P. A. Pincus, F. Hartmann-Boutron, and J. M. Winter, *Phys. Rev.* 129, 1105 (1963).
4. Е. А. Туров, М. П. Петров, *Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1969).
5. A. R. King, V. Jaccarino, and S. M. Rezende, *Phys. Rev. Lett.* 37, 533 (1976).
6. T. G. Blocker, *Phys. Rev.* 154, 446 (1967).
7. Е. П. Стефановский, С. В. Тарасенко, *ФНТ* 19, 63 (1993).
8. Е. П. Стефановский, С. В. Тарасенко, *ФНТ* 19, 779 (1993).
9. С. В. Тарасенко, *ФНТ* 21, 264 (1995).
10. С. В. Тарасенко, *ФТТ* 37, 2348 (1995).
11. С. В. Тарасенко, *ЖЭТФ* 110, 1411 (1996).
12. Ю. И. Сиротин, М. П. Шаскольская, *Основы кристаллофизики*, Наука, Москва (1979).

-
13. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, *УФН* **130**, 429 (1983).
 14. В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, *УФН* **155**, 593 (1988).
 15. А. М. Косевич, Ю. А. Косевич, Е. С. Сыркин, *ЖЭТФ* **88**, 1089 (1985)
 16. Ю. А. Косевич, Е. С. Сыркин, *ЖЭТФ* **89**, 2221 (1985).
 17. Ю. А. Косевич, Е. С. Сыркин, *ФТТ* **28**, 248(1986).

The generalized surface nuclear spin wave induced by applied magnetic field

S. V. Tarasenko

Using the two-sublattice model of an easy-axis antiferromagnetic material as an example, it is shown that the occurrence of an extra rhombic anisotropy induced by external magnetic field gives rise to a generalized nuclear spin wave near the magnet surface. The criterion for the existence of the above wave is stated.