Физика низких температур, 1995, т. 21, № 12, с. 1208–1216 УДК 537.6

Ядерный магнитоакустический резонанс в тонкой пленке легкоплоскостного антиферромагнетика

С. В. Тарасенко

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

Статья поступила в редакцию 28 апреля 1995 г., после переработки 25 июля 1995 г.

На примерах изолированной магнитной пленки и магнитной пленки с немагнитным покрытием исследованы необходимые условия формирования новых типов распространяющихся ядерных спин-волновых возбуждений, обусловленных симметрией магнитоупругого и упругого взаимодействий.

На прикладах ізольованої магнітної плівки та магнітної плівки з немагнітним покриттям досліджено необхідні умови для формування нових типів ядерних спін-хвильових збуджень, що розповсюджуються, обумовлених симетрією магнітопружньої та пружньої взаємодій.

Несмотря на то что исследования условий формирования и распространения ядерных спиновых волн (ЯСВ) в магнитоупорядоченных кристаллах имеют более чем тридцатилетнюю историю, большинство работ в этой области посвящено исследованиям модели неограниченного магнетика [1–3]. Как результат, в качестве возможного механизма формирования дисперсии распространяющихся ядерных спиновых волн рассматривался только неоднородный обмен в подсистеме электронных спинов кристалла, тогда как влияние конечных размеров реального магнитного образца на условия существования ЯСВ оценивалось учетом размагничивающихся полей. Что касается других подходов, то нам известны только две работы по анализу влияния магнитодипольного механизма спин-спинового обмена на условия формирования и распространения ЯСВ [4,5]. В них были теоретические рассчитаны и экспериментально исследованы магнитостатические типы объемных распространяющихся ЯСВ. Кроме того, в этих работах рассматривался легкоосный антиферромагнетик (ЛО АФМ), находящийся в коллинеарной фазе, в котором, как известно, магнитостатическое влияние на спектр спин-волновых возбуждений является обменно ослабленным. Работы по исследованию влияния магнитоупругого взаимодействия на условия формирования и распространения ЯСВ в АФМ конечных размеров (кроме [6,7]) нам не известны несмотря на то, что магнитоупругие эффекты в спектре спиновых волн АФМ кристалла являются обменно усиленными [8]. В [7] было показано, что последовательный учет взаимодействия трех подсистем реального магнитоупорядоченного кристалла (электронной спиновой, ядерной спиновой и упругой) в тонких магнитных пленках может приводить к формированию особого типа распространяющихся ядерных спиновых возбуждений — эластостатических ЯСВ, дисперсионные свойства которых формируются прежде всего за счет косвенного спин-спинового взаимодействия через дальнодействующее поле квазистатических магнитоупругих деформаций. Необходимым условием для этого является выполнение критерия эластостатичности, который для случая однородных и неоднородных по толщине магнитной пленки d спиновых колебаний может быть представлен соответственно в виде

$$\omega_n^2 \ll s^2 k_\parallel^2 \qquad (1)$$

и

$$\omega_n^2 \ll s^2 d^{-2} , \qquad (2)$$

ω_n — несмещенная частота ЯМР; s — скорость распространения упругих волн; $k_\parallel$ — проекция волнового вектора ЯСВ вдоль поверхности пленки.

При этом уже в случае низкотемпературных АФМ ($T_D < T_N$, где T_N и T_D — температуры Нееля и Дебая соответственно), в силу того что, как правило, с хорошей точностью справедливо соотношение [1–3]

$$\omega_n^2 \ll \omega_m^2 \qquad (3)$$

(ω_m — частота АФМР), критерий эластостатичности (1), (2) может быть выполнен только для квазиядерных типов магнонных возбуждений. Следовательно, в отличие от традиционно исследуемой ситуации, такой тип ядерных спиновых возбуждений не будет иметь аналога среди возбуждений электронной спиновой подсистемы. Кроме того, критерии (1), (2) заведомо нарушаются в случае

© С. В. Тарасенко, 1995

высокотемпературных антиферромагнетиков, для которых выполняется условие $c > s$. Важной особенностью рассмотренных в [7] эластостатических ЯСВ является, во-первых, наличие дальнодействующего поля квазистатических магнитоупругих деформаций и, во-вторых, резкая зависимость дисперсионных свойств найденных в [7] типов ЯСВ от относительной ориентации равновесного параметра порядка (вектора антиферромагнетизма), нормали к поверхности пленки и направления распространения спиновой волны. При этом, как следует из оценок на основании работы [7], характерные частоты эластостатических ядерных спин-волновых возбуждений $\omega_n/2\pi < 10^8 - 10^9$, тогда как волновые векторы $k_\parallel < 10^4 - 10^5$. Учитывая это, особый интерес представляет использование для генерации указанных типов ядерных магнонов широкой гаммы методов акустоэлектроники, применяемых обычно для селективного возбуждения объемных и поверхностных упругих волн именно в этой области ω и $k_\parallel$. До сих пор такой «акустоэлектронный» вариант ядерного магнитоакустического резонанса (ЯМАР) в тонких магнитных пленках не рассматривался.

Целью данной работы является исследование необходимых условий, при выполнении которых в тонкой пленке ЛП АФМ возникнет ЯМАР с участием новых (по сравнению с [7]) типов распространяющихся эластостатических ЯСВ, структура спектра которых зависит от характера симметрии магнитоупругого и упругого взаимодействий в кристалле. Поскольку, как известно, наиболее удобными для экспериментального исследования ЯСВ в ЛП АФМ являются магнитоупорядоченные кристаллы $CsMnF_3$ с гексагональной структурой и $MnCO_3$, $CsMnCl_3$ с ромбоэдрической структурой, в качестве примера рассмотрим двухподрешеточную модель [9] легкоплоскостного АФМ с ромбоэдрической магнитной анизотропией (D_{3d}^6), находящегося во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel OY$ ($H \ll H_E$, H_E — обменное поле). Будем полагать, что образец представляет собой плоскопараллельную пластину, толщина которой d удовлетворяет эластостатическому критерию (2). Плотность энергии рассматриваемого магнетика W с учетом магнитоупругого и сверхтонкого взаимодействий в терминах векторов ферромагнетизма (**M**, **m**) и антиферромагнетизма (**L**, **l**) для электронной (**M**, **L**) и ядерной спин-систем (**m**, **l**) в пределе $|\mathbf{M}| \ll |\mathbf{L}|$, $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$ может быть представлена в виде

$$W = W_m + W_{me} + W_e; \tag{4}$$

$$W_m = 2M_0\Big\{H_E\,\mathbf{M}^2 - H_D(\mathbf{M}\times\mathbf{L})_z + \frac{1}{2}[H_A L_z^2 + H_{A1} M_z^2 + H_{A2} L_z^4 + H_{A3}(L_+^3 - L_-^3)L_z/2i +$$

$$+ H_{A4}(L_+^3 + L_-^3)M_z/2 + H_{A5}(L_+^6 + L_-^6)/2] - \mathbf{MH} + \frac{\alpha}{2}(\nabla\mathbf{L})^2 + A(\mathbf{mM} + \mathbf{lL})\Big\};$$

$$W_{me} = B_+(L_x^2 + L_y^2)e_+ + (B_{66}\,e_- + B_{14}\,e_4)(L_x^2 - L_y^2) + 2(B_{66}\,e_6 +$$

$$+ B_{14}\,e_5)L_x L_y + B_{33} L_z^2 e_3 + (B_{44}\,e_4 + B_{41}\,e_-)L_y L_z + (B_{44}\,e_5 + B_{41}\,e_6)L_x L_z;$$

$$W_e = \frac{1}{2}\left[c_+ e_+^2 + c_{66}\,e_-^2 + c_{33}\,e_3^2 + c_{66}\,e_6^2 + c_{44}(e_4^2 + e_5^2) + 2c_{13}\,e_+ e_3 + 2c_{14}(e_-\,e_4 + e_5\,e_6)\right];$$

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0};\quad \mathbf{L} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0};\quad \mathbf{m} = \frac{\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2}{2m_0};\quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2}{2m_0},$$

где $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$; $|\mathbf{m}_1| = |\mathbf{m}_2| = m_0$; $\mathbf{M}_{1,2}$ ($\mathbf{m}_{1,2}$) — намагниченности подрешеток электронной (ядерной) спин-системы; α, A и B — соответственно константы неоднородного обмена, сверхтонкого взаимодействия и магнитострикции; $c_{\alpha\beta}$ и e_α — компоненты тензоров упругих постоянных и упругих деформаций; H_{Ai} — поля анизотропии; g_e (g_n) — гиромагнитное отношение для электронной (ядерной) спин-системы;

$$c_+ = (c_{11} + c_{12})/2;\quad e_\pm = e_1 \pm e_2;$$

$$B_+ = (B_{11} + B_{12})/2;\quad L_\pm = L_x \pm iL_y.$$

Следуя методике расчета [1–3], высокочастотные свойства рассматриваемой модели будем опи-

сывать с помощью связанной системы динамических уравнений, состоящей из эффективных уравнений движения векторов антиферромагнетизма электронной и ядерной спин-систем и уравнений эластостатики в перемещениях. Чтобы учесть конечные размеры реального образца, указанную систему динамических уравнений необходимо дополнить соответствующими граничными условиями. Если магнитный образец представляет собой пленку толщиной d, то в сферической системе координат ($L_z = \cos\theta$; $L_+ = L_x + iL_y = \sin\theta \exp(i\varphi)$) при произвольном характере закрепления электронных спинов на поверхности магнетика обменные граничные условия для линейных по амплитуде электронно-ядерных спин-волновых возбуждений ($\theta = \theta_0 + \vartheta$, $\varphi = \varphi_0 + \psi$, $|\theta_0| >> \vartheta$, $|\varphi_0| >> \psi$) могут быть представлены в виде

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial\vartheta}{\partial\xi} + d_\vartheta\,\vartheta = 0 \\ \frac{\partial\psi}{\partial\xi} + d_\psi\,\psi = 0 \end{aligned}\right\} \xi = 0,\ d\ , \qquad (5)$$

ξ — координата вдоль нормали к поверхности пленки; $d_{\vartheta,\psi}$ — константы поверхностной анизотропии.

Поскольку мы исследуем условия акустического возбуждения ядерных спиновых волн, в дальнейшем будем считать, что на одной из поверхностей рассматриваемой магнитной пленки задан тензор упругих напряжений $\sigma_S(t, \mathbf{r}_\perp)$, характеризующий внешний источник ($\mathbf{r}_\perp \perp \mathbf{n}$). В этом случае упругая часть граничных условий для изолированной магнитной пленки определяется соотношениями вида

$$\sigma_{ik}\,n_k = 0\ ;\quad \xi = 0\ ;\quad \sigma_{ik}\,n_k = \sigma_S\ ;\ \xi = d\ . \qquad (6)$$

Если же магнитная пленка имеет двухстороннее немагнитное покрытие (среда (2)), то вместо (6) соответствующая система граничных условий принимает вид

$$\begin{aligned} &\sigma_{ik}\,n_k = \sigma^{(2)}_{ik} n_k\ ;\quad \xi = 0, d\ ; \\ &\sigma^{(2)}_{ik} n_k = 0\ ;\ \xi = -1\ ; \qquad (7) \\ &\sigma^{(2)}_{ik} n_k = \sigma_S\ ;\ \xi = d + t\ . \end{aligned}$$

Для удобства изучения влияния симметрии магнитоупругого взаимодействия на спиновую динамику однородно намагниченной пленки ЛП АФМ ограничимся рассмотрением такой равновесной ориентации вектора антиферромагнетизма, которая бы оставалась неизменной при переходе от гексагонального ЛП АФМ ($CsMnF_3$) к ромбическому ЛП АФМ ($MnCO_3$, $CsMnCl_3$). Анализ показывает, что, в соответствии с [9], указанному условию удовлетворяет легкоплоскостная ориентация вектора l ($\mathbf{l} \parallel 0X$), реализующаяся при $\mathbf{H} \parallel 0Y$. Стандартная методика решения краевых задач приводит как в случае (5), (6), так и в случае (5), (7) к уравнению, определяющему в неявном виде дисперсионные свойства бегущих эластообменных ЯСВ. Однако при произвольной относительной ориентации векторов u, l и k исследование этого уравнения требует применения численных методов. Чтобы получить результаты, допускающие аналитическое рассмотрение, ограничимся анализом частного случая: $\mathbf{u} \parallel OX$, $\mathbf{k} \in YZ$. При этом характеристическое уравнение, позволяющее определить нормальную к поверхности составляющую волнового вектора k как функцию внешних параметров (частоты электронно-ядерных спиновых колебаний ω и проекции волнового вектора k на плоскость пленки ($k_\parallel$) и в условиях (1)), можно представить следующим образом:

$$\omega_*^2 = \frac{\omega_n^2\omega_T^2}{\omega_n^2 - \omega^2} + \omega^2\ , \qquad (8)$$

$$(\omega_*^2 - \omega_1^2)(\omega_*^2 - \omega_2^2) - R_1(\mathbf{k}/|\mathbf{k}|)(\omega_*^2 - \omega_1^2) -$$

$$- R_2(\mathbf{k}/|\mathbf{k}|)(\omega_*^2 - \omega_2^2) = 0\ ,$$

$$\omega_{1,2}^2 = \omega_{01,2}^2 + \omega_{me1,2}^2 + c^2\mathbf{k}^2\ ,$$

где в случае ромбоэдрического кристалла (в гексагональном $B_{14} = B_{41} = c_{14} = 0$) [9]

$$\omega_{01}^2 = g^2 H_D(H - H_c)\ ;$$

$$\omega_{02}^2 = g^2 H_E H_A^* + H_D(H + H_D)\ ;$$

$$H_c = 2H_E H_A'/H_D\ ;\quad H_A' = 18H_{A5}\ ;$$

$$H_A^* = H_A + (H_{e1} - H_{e2})/2 + H_{e5}\ ;$$

$$H_{A3}^* = H_{A3} + H_{e3}\ ;$$

$$H_{e1} = 2(B_{66}^2 c_{44} - 2B_{66} B_{14} c_{14} + B_{14}^2 c_{66})/c_2 M_0\ ;$$

$$H_{e2} = 2(B_{44}^2 c_{66} - 2B_{44} B_{14} c_{14} + B_{14}^2 c_{44})/c_2 M_0\ ;$$

$$H_{e3} = [2(B_{66} c_{14} - B_{14} c_{66})B_{44} -$$

$$- 2(B_{66} c_{44} - B_{14} c_{14})B_{41}]/c_2 M_0\ ;$$

$$H_{e5} = 2(B_+^2 c_{33} + B_{33} B_+ c_{13})/c_3 M_0\ ;$$

$$H_A >> H_{Ai}, H_{ei}\ ;$$

$$c_2 = c_{66}\,c_{44} - c_{14}^2\ ;\quad c_3 = c_+\,c_{33} - c_{13}^2\ ;$$

$$R_1(\mathbf{k}/|\mathbf{k}|) = (c^2/\alpha)[(B_{14}^2/c_{44})k_z^2 + (B_{66}^2/c_{66})k_y^2 +$$

$$+ (B_{14}\,B_{66}/c_{14})k_z\,k_y]/\Delta(\mathbf{k}/|\mathbf{k}|)\ ;$$

$$R_2(\mathbf{k}/|\mathbf{k}|) = (c^2/\alpha)[(B_{44}^2/c_{44})k_z^2 + (B_{44}^2/c_{66})k_y^2 +$$

$$+ (B_{41}B_{44}/c_{14})k_z\,k_y]/\Delta(\mathbf{k}/|\mathbf{k}|)\ ;$$

$$\Delta(\mathbf{k}/|\mathbf{k}|) = (c_{44}\,k_z^2 + c_{66}\,k_y^2 + 2c_{14}\,k_z\,k_y)\ ,$$

где ω_T — вклад в энергию активации низкочастотной ω_{1m} (высокочастотной ω_{2m}) ветви спектра спиновых возбуждений ЛП АФМ, индуцированный сверхтонким взаимодействием (ω_T); $c = (g_e^2 H_E - \alpha 2M_0)^{1/2}$ — фазовая скорость распространения электронных спиновых волн в неограниченном ЛП АФМ [7]. Для сравнения приведем дисперсионное уравнение для распространяющихся в тех же условиях электронно-ядерных спиновых колебаний, волновой вектор и частота которых удовлетворяют условию обратному (1):

$$\omega_1 \approx \omega_{01}^2 + \omega_{me}^2 + c^2k_\parallel^2\ ;\quad \omega_2^2 \approx \omega_{02}^2 + \omega_{me}^2 + c^2k_\parallel^2\ . \tag{9}$$

Сопоставление (8) и (9) показывает, что последовательный учет влияния дальнодействующего поля квазистатических магнитоупругих деформаций на эффективность сул-накамуровского обмена в подсистеме ядерных спинов приводит в условиях (1) к изменению формы низкочастотной поверхности нормальных ядерных спин-волновых возбуждений и появлению участков с отрицательной кривизной. Чтобы продемонстрировать, к каким эффектам в спиновой динамике ограниченного магнетика приводит наличие таких особенностей на низкочастотной поверхности нормальных спиновых колебаний неограниченного образца, необходимо проанализировать соответствующую граничную задачу.

Будем считать, что условие $\partial L/\partial\xi = 0$ выполнено по всей толщине магнитной пленки d (тонкая магнитная пленка). В этом случае несложно показать, что связь между фурье-компонентами вектора смещений решетки u_x и тензора упругих смещений источника $\sigma_S = p\exp(i\omega t - ik_\parallel r)$ на поверхности магнетика в случае изолированной тонкой магнитной пленки определяется соотношением

$$u_x(\omega, k_\parallel) = G(\omega, k_\parallel)\sigma_S(\omega, k_\parallel)\ ; \tag{10}$$

$$G(\omega, k_\parallel) = \frac{p\,\mathrm{ch}\,\kappa\xi}{\mu_1\,\kappa\,\mathrm{sh}\,\kappa d}\exp(i\omega t - ik_\parallel r)\ ,$$

а в случае тонкой магнитной пленки с двухсторонним немагнитным покрытием

$$u_x(\omega, k_\parallel) = G(\omega, k_\parallel)\sigma_S(\omega, k_\parallel)\ , \tag{11}$$

$$G(\omega, k_\parallel) =$$

$$= \frac{p\exp(i\omega t - ik_\parallel r)}{R(\omega, k_\parallel)}\left(\mathrm{ch}\,\kappa\xi + \frac{\mu_2}{\mu_1}\frac{M_{21}(-l)}{M_{11}(-l)}\mathrm{sh}\,\kappa\xi\right)\ ;$$

$$R = [M_{22}(t) - M_{21}(t)M_{12}(t)/M_{11}(t)\times$$

$$\times\left[\left(\frac{M_{21}(-l)}{M_{11}(-l)}\kappa - \frac{M_{21}(t)}{M_{11}(t)}\right)\mathrm{ch}\,\kappa d +\right.$$

$$\left. + \left(\frac{\mu_1}{\mu_2}\kappa - \frac{\mu_2\,M_{21}(-l)M_{21}(t)}{\mu_1\,M_{11}(-l)M_{11}(t)}\right)\mathrm{sh}\,\kappa d\right]^{-1}\ ;$$

$$M(d) = \begin{pmatrix} \mathrm{ch}\,k_\parallel d & -k_\parallel^{-1}\,\mathrm{sh}\,k_\parallel d \\ -k_\parallel\,\mathrm{sh}\,k_\parallel d & \mathrm{ch}\,k_\parallel d \end{pmatrix}\ ;$$

$$\begin{pmatrix} u(0) \\ \partial u(0)/\partial\xi \end{pmatrix} = M(d)\begin{pmatrix} u(d) \\ \partial u(d)/\partial\xi \end{pmatrix}\ .$$

Здесь $M(d)$ — матрица преобразования, связывающая амплитуды вектора смещений решетки u и $\partial u/\partial\xi$ на обеих поверхностях немагнитного слоя толщиной d.

Функция G в (10), (11) представляет собой фурье-компоненту функции Грина исследуемой структуры. Равенство нулю ее знаменателя определяет спектр эластообменных ядерных спиновых волн как в случае изолированной магнитной пленки (10), так и в случае, когда поверхность магнитного образца имеет немагнитное покрытие (11). Чтобы подробнее исследовать структуру спектра генерируемых ядерных спиновых возбуждений, определяемых (10), (11), удобно вначале проанализировать его в безобменном приближении, что соответствует в (10), (11) формальному переходу $c^2 \to 0$. В результате дисперсионное соотношение для спектра распространяющихся теперь уже эластостатических ядерных спиновых волн может быть представлено в виде

$$\mathrm{tg}\,\kappa d/2 = 0\ ;\quad \mathrm{ctg}\,\kappa d/2 = 0 \tag{12}$$

в случае изолированной тонкой магнитной пленки и как

$$\mu_\parallel^2\kappa^2 + \mu_\parallel\kappa k_\parallel(\mathrm{th}\,k_\parallel t + \mathrm{th}\,k_\parallel l)\,\mathrm{ctg}\,\kappa d +$$

$$+ k_\parallel^2\,\mathrm{th}\,k_\parallel t\,\mathrm{th}\,k_\parallel l = 0 \tag{13}$$

в случае тонкой магнитной пленки с двухсторонним магнитным покрытием. Здесь κ и эффектив-

ные модули упругости $\mu_{\parallel}$, $\mu_{\perp}$, μ_S в случае ЛП АФМ с гексагональной магнитной анизотропией ($CsMnF_3$) имеют вид

$$\kappa^2 = -\frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} k_{\parallel}^2 ; \qquad (14)$$

$$\mu_{\parallel} = \frac{\mu_{1\parallel}}{\mu_2} \frac{\omega_{\parallel}^2 - \omega_*^2}{\omega_{m\parallel}^2 - \omega_*^2} ;$$

$$\mu_{\perp} = \frac{\mu_{1\perp}}{\mu_2} \frac{\omega_{\perp}^2 - \omega_*^2}{\omega_{m\perp}^2 - \omega_*^2} ;$$

$\mathbf{n} \parallel 0Z$

$$\omega_{\parallel}^2 = \omega_2^2 - \frac{c^2 B_{44}^2}{\alpha c_{44}} ; \quad \omega_{\perp}^2 = \omega_1^2 - \frac{c^2 B_{66}^2}{\alpha c_{66}} ;$$

$$\mu_{1\parallel} = c_{44} ; \quad \mu_{1\perp} = c_{66} ;$$

$$\omega_{m\parallel}^2 = \omega_2^2 ; \quad \omega_{m\perp}^2 = \omega_1^2 ;$$

$\mathbf{n} \parallel 0Y$

$$\omega_{\perp}^2 = \omega_1^2 - \frac{c^2 B_{66}^2}{\alpha c_{66}} ; \quad \omega_{\parallel}^2 = \omega_2^2 - \frac{c^2 B_{44}^2}{\alpha c_{44}} ;$$

$$\mu_{1\parallel} = c_{66} ; \quad \mu_{1\perp}^2 = c_{44} ;$$

$$\omega_{m\parallel}^2 = \omega_1^2 ; \quad \omega_{m\perp}^2 = \omega_2^2 .$$

В случае ромбоэдрического ЛП АФМ ($MnCO_3$, $CsMnCl_3$)

$$\frac{\kappa^2}{k_{\parallel}^2} = \left(\frac{\mu_S}{\mu_{\parallel}}\right)^2 - \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} ; \qquad (15)$$

при $\mathbf{n} \parallel 0Z$

$$\mu_{\parallel} = \frac{\mu_{1\parallel}}{\mu_2}\left[1 - \frac{c^2 B_{14}^2}{\alpha c_{44}(\omega_1^2 - \omega_*^2)} - \frac{c^2 B_{44}^2}{\alpha c_{44}(\omega_2^2 - \omega_*^2)}\right] ;$$

$$\mu_{\perp} = \frac{\mu_{1\perp}}{\mu_2}\left[1 - \frac{c^2 B_{66}^2}{\alpha c_{66}(\omega_1^2 - \omega_*^2)} - \frac{c^2 B_{41}^2}{\alpha c_{66}(\omega_2^2 - \omega_*^2)}\right] ;$$

$$\mu_S = \frac{\mu_1}{\mu_2}\left[1 - \frac{c^2 B_{66}^2}{\alpha c_{66}(\omega_1^2 - \omega_*^2)} - \frac{c^2 B_{41}^2}{\alpha c_{66}(\omega_2^2 - \omega_*^2)}\right] ;$$

$$\mu_{1\parallel} = c_{44} ; \quad \mu_{1\perp} = c_{66} ; \quad \mu_1 = c_{14} ;$$

при $\mathbf{n} \parallel 0Y$

$$\mu_{\perp} = \frac{\mu_{1\perp}}{\mu_2}\left[1 - \frac{c^2 B_{14}^2}{\alpha c_{44}(\omega_1^2 - \omega_*^2)} - \frac{c^2 B_{44}^2}{\alpha c_{44}(\omega_2^2 - \omega_*^2)}\right] ;$$

$$\mu_{\parallel} = \frac{\mu_{1\parallel}}{\mu_2}\left[1 - \frac{c^2 B_{66}^2}{\alpha c_{66}(\omega_1^2 - \omega_*^2)} - \frac{c^2 B_{41}^2}{\alpha c_{66}(\omega_2^2 - \omega_*^2)}\right] ;$$

$$\mu_S = \frac{\mu_1}{\mu_2}\left[1 - \frac{c^2 B_{66}^2}{\alpha c_{66}(\omega_1^2 - \omega_*^2)} - \frac{c^2 B_{41}^2}{\alpha c_{66}(\omega_2^2 - \omega_*^2)}\right] ;$$

$$\mu_{1\parallel} = c_{66} ; \quad \mu_{1\perp} = c_{44} ; \quad \mu_1 = c_{14}.$$

В случае изолированной магнитной пленки $\mu_2 = 1$.

Совместный анализ (12) и (14), (15) или (13) и (14), (15) позволяет определить влияние симметрии магнитоупругого и упругого взаимодействий на условия формирования и дисперсионные свойства распространяющихся эластостатических ядерных спиновых волн.

В случае тонкой изолированной магнитной пленки (12) дисперсионные соотношения для бегущих эластостатических объемных ядерных спиновых волн с учетом (14), (15) могут быть следующими:

$$\left.\begin{aligned} &\kappa^2 = (\pi\nu/d)^2 ; \quad \nu = 1, 2, \ldots \\ &\mu_{\parallel}^{-1} = 0 ; \qquad \nu = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

как в случае ЛО АФМ гексагональной симметрии (14), так и в случае ромбоэдрического легкоплоскостного антиферромагнетика (15).

Анализ (16) показывает, что число мод объемных эластостатических ЯСВ образует бесконечное счетное множество, а их спектр как в случае (14), так и в случае (15) формируется в виде двух не перекрывающихся по частоте полос. Если обозначить все четыре корня уравнения $\mu_{\parallel}^{-1} = 0$ в порядке возрастания их величины ω_{a-d}, то эти две полосы — «высокочастотная» и «низкочастотная» — при $0 < k_{\parallel} < \infty$ будут определяться соответственно соотношениями $\omega_0 < \omega_d$ и $\omega_a < \omega_b$. При этом для фиксированного ν одновременно реализуется как «высокочастотная» мода спектра объемных ЯСВ, так и «низкочастотная». В каждой из полос магнонный спектр обладает двумя точками сгущения соответственно при $k_{\parallel} \to 0$ и $k_{\parallel} \to \infty$, которые и совпадают с ω_{a-d}. Что касается того, является ли конкретная мода с $\nu \neq 0$ волной прямого типа ($\partial\omega/\partial k_{\parallel} > 0$) или обратного ($\partial\omega/\partial k_{\parallel} < 0$), для заданных параметров кристалла определяется относи-

тельной ориентацией координатных осей $0Y$ и $0Z$ и нормали к поверхности пленки n. Моды объемных эластостатических ЯСВ с $\nu = 0$, как следует из (14)–(16), являются бесдисперсными. В частности, из (14), (16) следует, что если $\omega^2 \to \omega_c^2$, $\omega^2 \to \omega_b^2$ при $k_\parallel \to 0$ и $\omega^2 \to \omega_d^2$, $\omega^2 \to \omega_a^2$ при $k_\parallel \to \infty$, то в гексагональном ЛП АФМ при заданном $\nu \neq 0$ моды, принадлежащие верхней (нижней) полосе спектра объемных эластостатических ЯСВ, относятся соответственно к волнам прямого (обратного) типа. Если $\omega^2 \to \omega_d^2$, $\omega^2 \to \omega_a^2$ при $k_\parallel \to 0$ и $\omega^2 \to \omega_c^2$, $\omega^2 \to \omega_b^2$ при $k_\parallel \to \infty$, то указанные типы волн в каждой из полос изменяются на противоположные. Если же соотношение между параметрами гексагонального ЛП АФМ таково, что $\omega^2 \to \omega_c^2$, $\omega^2 \to \omega_a^2$ при $k_\parallel \to 0$ и $\omega^2 \to \omega_d^2$, $\omega^2 \to \omega_b^2$ при $k_\parallel \to \infty$ или $\omega^2 \to \omega_d^2$, $\omega^2 \to \omega_b^2$ при $k_\parallel \to 0$ и $\omega^2 \to \omega_c^2$; $\omega^2 \to \omega_a^2$ при $k_\parallel \to \infty$, то моды эластостатических объемных ЯСВ как в верхней, так и в нижней полосе спектра (14), (16) одновременно относятся соответственно к волнам прямого или обратного типа.

Качественно иная структура эластостатических объемных ЯСВ имеет место в случае ромбоэдрической магнитной симметрии несмотря на то, что косвенный спин-спиновый обмен по-прежнему осуществляется через дальнодействующее поле квазистатических упругих деформаций с $\mathbf{u} \parallel 0X$, а $\mathbf{n} \parallel 0Y$ (рис. 1,*б*) или $\mathbf{n} \parallel OZ$ (рис. 1,*а*) и $\mathbf{n} \parallel 0Y$, $\mathbf{n} \parallel 0Z$ (рис. 1,*в*). В этом случае наличие в тензоре магнитоупругих взаимодействий ненулевых компонент приводит к возможности формирования в магнонном спектре (15), (16) при заданном значении $\nu \neq 0$ в каждой из полос двух не перекрывающихся по частоте ветвей объемных эластостатических ЯСВ, имеющих общую точку сгущения спектра при $k_\parallel \to 0$ и различные при $k_\parallel \to \infty$. При $\nu \neq 0$ «высокочастотные» моды спектра ЯСВ (15), (16) соответствуют волнам прямого типа, тогда как «низкочастотные» — волнам обратного типа. Кроме того, как следует из сопоставления (14), (16) и (15), (16), изменение симметрии магнитоупругого и упругого взаимодействий с гексагональной на ромбоэдрическую приводит при одной и той же относительной ориентации векторов $\mathbf{u}$, $\mathbf{k}_\parallel$ и $\mathbf{L}$ к удвоению числа мод объемных бездесперсионных безобменных ЯСВ с $\nu = 0$.

Рассмотрим теперь на основании (13), (15), как повлияет наличие немагнитного покрытия на условия формирования эластостатических типов распространяющихся ядерных спиновых волн. Анализ показывает, что структура спектра объемных безобменных мод ЯСВ с $\nu > 1$ качественно не

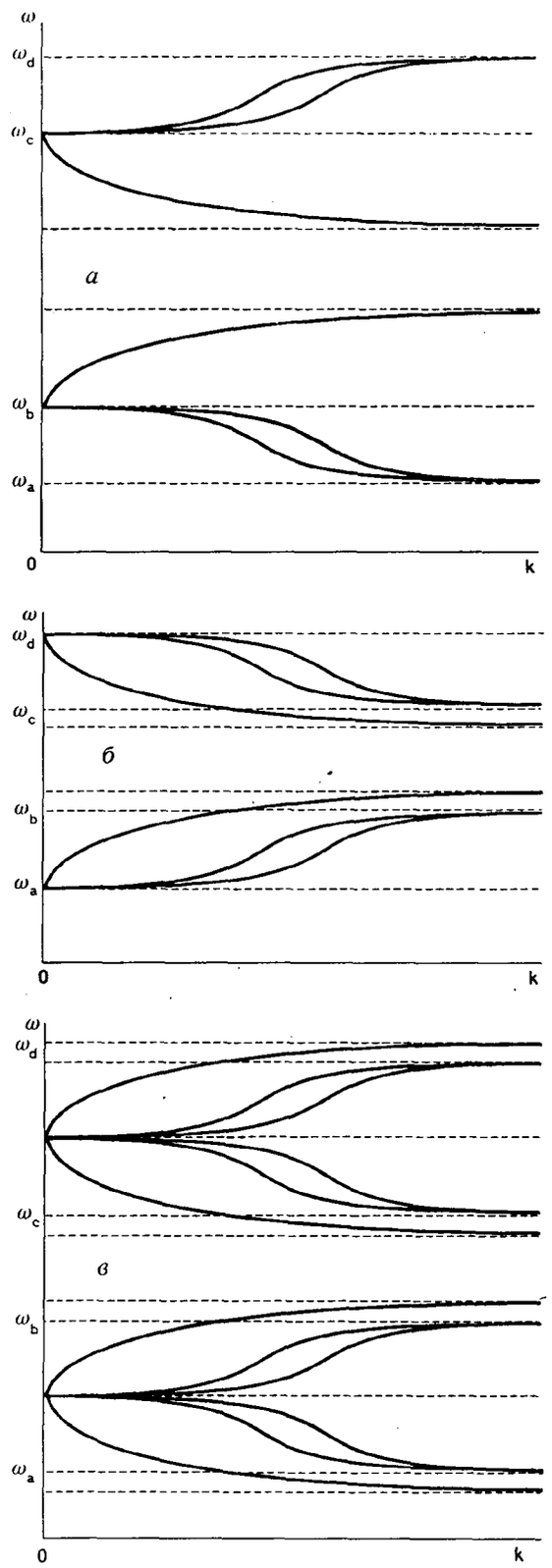

Рис. 1. Структура спектра эластостатических ЯСВ в тонкой пленке (толщиной d) гексагонального АФМ с двухсторонним немагнитным покрытием толщиной t, $t \gg d$ при $k \in YZ$, $n \parallel 0Z$ (*а*); $n \parallel 0Y$ (*б*); $n \parallel 0Z$, $n \parallel 0Y$ (*в*).

изменяется по сравнению с рассмотренным выше случаем изолированной магнитной пленки. В частности, при $0 < k_{\parallel} < \infty$ по частоте области формирования объемных эластостатических ЯСВ так же, как и частоты ω_{ad}, совпадают с исследованными выше для случая тонкой изолированной магнитной пленки (12). В то же время самым существенным образом изменяется структура спектра объемных эластостатических ядерных спиновых колебаний, квазиоднородных по толщине магнитной пленки ($\nu = 1$). Число их по-прежнему связано с характером магнитоупругой и упругой симметрий кристалла: две моды в случае (14) и четыре в случае (15). Однако, независимо от симметрии магнитоупругого взаимодействия, возможность реализации косвенного спин-спинового обмена за счет эластостатических фононов не только самой пленки, но и ее немагнитного покрытия приводит к формированию дисперсии у этого типа объемных спин-волновых возбуждений. При этом тип формирующейся объемной ЯСВ (прямой или обратный) прямо противоположен типу волны рассмотренных выше в (14), (15) объемных эластостатических ЯСВ с той же поляризацией, но с более высокими номерами мод ν ($\nu > 1$). Если рассмотреть предельную точку спектра этих квазиоднородных объемных ЯСВ, то из (13), (15) следует, что при $k_{\parallel} \to 0$ положение ее граничной частоты на оси ω становится зависящим от относительной толщины магнитной пленки и ее немагнитного покрытия $(t + l)/d$. Качественно новым классом распространяющихся безобменных ЯСВ для пленки с немагнитным покрытием является формирование на границе раздела магнитной и немагнитной сред внутренних эластостатических ЯСВ, дисперсионные свойства которых по-прежнему определяются из (13)–(15) с учетом того, что их область существования по частоте соответствует условию

$$\kappa^2 < 0 \ . \qquad (18)$$

Как следует из (13)–(15), их спектр в случае магнитной пленки гексагонального (ромбоэдрического) ЛП АФМ с одно- или двухсторонним покрытием состоит соответственно из одной (двух) или двух (четырех) ветвей, дисперсионные свойства которых определяются относительной толщиной магнитного и немагнитного слоев. В случае гексагонального ЛП АФМ как с односторонним, так и с двухсторонним немагнитным покрытием при $0 < k_{\parallel} < \infty$ область существования по частоте дисперсионных кривых спектра эластостатических внутренних ЯСВ (13), (14) расположена между высокочастотной и низкочастотной полосами формирования рассмотренных выше эластостатических объемных ЯСВ ($\omega_b < \omega < \omega_c$). Если же ЛП АФМ обладает ромбоэдрической симметрией, то для двухстороннего немагнитного покрытия поверхности магнитной пленки при $0 < k_{\parallel} < \infty$ область существования по частоте четырех дисперсионных кривых спектра эластостатических внутренних ЯСВ (13), (15) расположена по отношению к области существования объемных эластостатических ЯСВ следующим образом. Две из указанных ветвей эластостатических внутренних ЯСВ лежат соответственно выше высокочастотной ($\omega_d < \omega$) и ниже низкочастотной ($\omega < \omega_a$) зон существования объемных эластостатических ядерных спиновых волн. Две другие ветви спектра этого типа ядерных спин-волновых возбуждений по-прежнему расположены между указанными зонами ($\omega_b < \omega < \omega_c$). Одной из характерных особенностей исследуемого спектра эластостатических ЯСВ является возможность при изменении $k_{\parallel}$ плавного перехода дисперсионной кривой внутренней ЯСВ в дисперсионную кривую для квазиоднородной по толщине моды объемных эластостатических ЯСВ. Необходимо отметить, что в рассматриваемых условиях такой эффект имеет место только при наличии двухстороннего немагнитного покрытия магнитной пленки и только для тех квазиоднородных по толщине мод объемных эластостатических ЯСВ, для которых точка сгущения их спектра по частоте при $k_{\parallel} \to \infty$ является решением уравнения

$$\mu_{\parallel}(\operatorname{th} k_{\parallel} t + \operatorname{th} k_{\parallel} l)/d + k_{\parallel} \operatorname{th} k_{\parallel} t \operatorname{th} k_{\parallel} l = 0 \ . \qquad (19)$$

Как показывает предыдущий анализ, в зависимости от конкретных параметров кристалла указанная точка совпадает с одной из введенных выше частот ω_{ad}, определяемых уравнением $\mu_{\parallel}^{-1} = 0$. Следовательно, соотношение (19) определяет величину волнового вектора $k_{\parallel}$, при котором и происходит плавный переход дисперсионных кривых внутренних и объемных эластостатических ЯСВ.

Вышеприведенные результаты по структуре спектра распространяющихся ядерных спин-волновых возбуждений в безобменном приближении позволяют на качественном уровне, не проводя громоздкого численного анализа общих дисперсионных соотношений, понять структуру спектра эластообменных ядерных спин-волновых возбуждений как в случае изолированной тонкой магнитной пленки, так и в случае магнитной пленки с двухсторонним немагнитным покрытием. Это связано с тем, что, как показано выше, основная специфика влияния магнитоупругого и упругого взаимодействий на спектр бегущих спиновых волн может быть прослежена в эластостатическом приближении. Для анализа приведем дисперсионные соотношения для спектра объемных обменных

ЯСВ, реализующихся в тонкой пленке ЛП АФМ ($\nu = 0, 1, 2$):

$$\omega_{*1}^2 = \omega_{10}^2 + c^2[k_\parallel^2 + (\pi\nu/d)^2] \ ; \qquad (20)$$
$$\omega_{*2}^2 = \omega_{20}^2 + c^2[k_\parallel^2 + (\pi\nu/d)^2] \ .$$

Сравнительный анализ законов дисперсии областей существования (20) и результатов проведенного выше безобменного приближения (13)–(20) показывает, что учет неоднородного обмена (20) в случае эластостатической объемной ЯСВ обратного типа приводит к тому, что на дисперсионной кривой эластообменной объемной ЯСВ при малых n формируется минимум при $k_\parallel \neq 0$. В случае эластостатической объемной ЯСВ прямого типа ($\partial\omega/\partial k_\parallel > 0$) из (20) следует, что одновременный учет косвенного спин-спинового обмена через поле эластостатических фононов и неоднородного обмена должен приводить к формированию в спектре объемных эластообменных ЯСВ точек вырождения спектра мод с разными номерами ν при определенных $k_\parallel$. В случае граничных условий общего вида такие точки вырождения соответствуют неоднородному ядерному спин-спиновому резонансу. В их окрестности происходит расталкивание дисперсионных кривых эластостатических (как объемных, так и внутренних) и обменных ЯСВ и образование при этих $k_\parallel$ области частот, в которых объемные эластообменные ЯСВ не существуют. В физике магнитостатических колебаний аналогичные щели в спектре дипольнообменных спиновых волн получили название «дипольных щелей» [10]. Следуя указанной аналогии, найденные запрещенные частотные интервалы могут быть названы «эластостатическими щелями». Таким образом, исследованные выше как прямые объемные, так и внутренние эластостатические ЯСВ в случае гексагонального ЛП АФМ представляют собой резонансные состояния на фоне спектра объемных обменных ЯСВ тонкой магнитной пленки. Ветви найденного выше спектра внутренних эластостатических ЯСВ, область существования которых не совпадает с областью существования обменных объемных ЯСВ, при учете неоднородного обмена будут представлять собой связанные состояния эластообменных ЯСВ.

Все вышесказанное для случая гексагонального ЛП АФМ сохраняет свою силу и для ядерной спиновой динамики ограниченного ромбоэдрического ЛП АФМ, однако теперь уже точных решений для спектра распространяющихся эластообменных ядерных спиновых волн найти не удалось. Тем не менее на качественном уровне взаимное влияние дисперсионных кривых объемных обменных и внутренних ЯСВ может быть проанализировано, если, пользуясь результатами проведенного выше эластостатического анализа магнонного спектра при $0 < k_\parallel < \infty$, сопоставить области существования указанных типов ядерных магнитных возбуждений. Качественно новой особенностью спектра эластообменных ЯСВ в случае ромбоэдрического ЛП АФМ является возможность формирования неоднородного ядерного спин-спинового резонанса, связанного с резонансным взаимодействием объемной эластостатической ЯСВ обратного типа и объемной обменной ЯСВ.

В настоящей работе мы исследовали только единственную легкоплоскостную ориентацию внешнего магнитного поля и равновесного вектора антиферромагнетизма в ромбоэдрическом магнетике ($\mathbf{H} \parallel 0Y$, $\mathbf{L} \parallel 0X$), однако несложно показать, что качественно все сделанные выводы не изменятся и в случае, когда $\mathbf{H} \parallel 0X \parallel \mathbf{u}$, $\mathbf{k} \in YZ$. В этом случае для ромбоэдрического ЛП АФМ в равновесном состоянии M_x, L_y, $L_z \neq 0$, тогда как в гексагональном ЛП АФМ $\mathbf{L} \parallel 0Y$.

Полученные результаты позволяют утверждать, что использование акустоэлектронных методов генерации ультразвука для возбуждения бегущих ядерных спиновых волн (как поверхностных, так и объемных) может быть эффективным средством прямого экспериментального изучения спектров коллективных возбуждений в ядерной спин-системе ограниченного магнитоупорядоченного кристалла с волновыми векторами $k < 10^4 - 10^5$. При этом теоретический анализ спектров распространяющихся объемных и поверхностных ядерных спиновых волн требует последовательного учета симметрии реального магнитоупорядоченного кристалла даже в тех случаях, когда такой учет не приводит к изменению равновесной ориентации магнитных моментов.

Автор выражает глубокую признательность Е. П. Стефановскому и А. Л. Сукстанскому за поддержку данной работы и плодотворные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного комитета Украины по вопросам науки и технологий.

1. P. G. de Gennes, P. A. Pincus, F. Hartmann-Boutron, and J. M. Winter, *Phys. Rev.* **129**, 1105 (1963).
2. В. А. Тулин, *ФНТ* **5**, 965 (1979).
3. А. В. Андриенко, В. И. Ожогин, В. Л. Сафонов, А. Ю. Якубовский, *УФН* **161**, 10 (1991).
4. A. R. King, V. Jaccarrino, and S. M. Rezende, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 533 (1976).
5. T. G. Blocker, *Phys. Rev.* **154**, 446 (1967).
6. Е. П. Стефановский, С. В. Тарасенко, *ФНТ* **19**, 63 (1993).
7. Е. П. Стефановский, С. В. Тарасенко, *ФНТ* **19**, 779 (1993).
8. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).
9. И. Е. Дикштейн, *ФТТ* **30**, 1409 (1988).
10. B. A. Kalinikos and A. N. Slavin, *J. Phys.* **C19**, 7013 (1986).

Nuclear magnetoacoustic resonance in easy-plane antiferromagnetic thin film

S. V. Tarasenko

As an example of an isolated thin magnetic film and a thin magnetic film with nonmagnetic cover, the necessary conditions of new types of propagating nuclear spin-wave excitations are studied, which are induced by the symmetry of magnetoelastic and elastic interactions.