

УДК 534+538.114

© 1991

## АНОМАЛЬНЫЙ ХАРАКТЕР ДИФРАКЦИИ СПИНОВЫХ ВОЛН В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО ЛИНЕЙНОГО МАГНОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

С. В. Тарасенко

На примере легкоосной фазы одноосного антиферромагнетика впервые изучены особенности дифракции пучка спиновых волн с частотой, удовлетворяющей критерию эластостатичности магнитных колебаний. Показано, что наличие действующего поля квазистатических упругих деформаций приводит в условиях сильной магнитоупругой связи к деформированию аномальных режимов дифракции спин-волнового пучка и, в частности, к его расщеплению. Выяснено влияние внешнего магнитного поля на дифракции указанного пучка спиновых волн.

Как правило, особенности в динамике магнитной спиновой системы, обусловленные взаимодействием спиновой и упругой подсистем магнетика, исследуются в области магнитоакустического резонанса (МАР) [1], что объясняется малой величиной линейного магнотон-фононного взаимодействия  $\zeta^2 \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$  ( $\zeta^2 \equiv \omega_{МУ}^2 / \omega_m^2$  — соответствующий безразмерный параметр [2],  $\omega_{МУ}$  — магнитоупругая щель в законе дисперсии исследуемой спиновой волны  $\omega_m$ ). Вместе с тем в настоящее время имеется достаточно широкий класс магнетиков, в области спин-ориентационного фазового перехода которых реализуются условия сильного линейного магнотон-фононного взаимодействия  $\zeta^2 \sim 1$  [2]. Однако до сих пор влияние магнитоупругого взаимодействия на распространение магнитных колебаний вне условий МАР исследовалось в основном в длинноволновой области спин-волнового спектра магнетиков  $k \ll k_{mph}$  ( $k_{mph}$  — волновой вектор, определяемый для данного типа магнитной волны условием МАР<sup>1</sup>) и сводилось при  $0 \leq \zeta^2 \leq 1$  к появлению в спектре спиновой волны  $\omega_m$  магнитоупругой щели  $\omega_{МУ}$ , не зависящей от направления распространения волны  $k/|k|$ . При этом, кроме условия  $k \ll k_{mph}$ , частота спиновой волны  $\omega_m$  удовлетворяет также условию  $\omega_m^2 \gg s^2 k^2$   $s$  — скорость звука. Те же немногие работы, которые при  $0 \leq \zeta^2 \leq 1$  рассматривали особенности распространения магнитной волны в эластостатическом приближении

$$\omega_m^2 \ll s^2 k^2, \quad k^2 \gg k_{mp}^2, \quad (1)$$

как правило, ограничивались изучением отдельных направлений распространения магнитных возбуждений [4-6]. Недавно в работах [7, 8] было показано, что наличие в случае (1) в магнетике действующего поля квазистатических упругих деформаций приводит к формированию в спектре спиновой волны, удовлетворяющей (1) соответствующих неаналитических слагаемых, пропорциональных  $\omega_{МУ}^2$ , которые при  $\zeta^2 \sim 1$  обуславливают резкую анизотропию дисперсионных свойств такой маг-

<sup>1</sup> Для этого должно выполняться неравенство  $T_{N(k)} < T_D$ , где  $T_{N(k)}$ ,  $T_D$  — температура Нееля (Кюри) и Дебая соответственно [3].

нитной волны относительно направления распространения  $k/|k|$ . Следуя [1], указанное обстоятельство должно приводить при  $\zeta^2 \sim 1$  к магнитоупругому механизму аномальной дифракции распространяющейся спиновой волны, однако до сих пор такая возможность не рассматривалась. В дальнейшем спиновые волны, удовлетворяющие (1), будем называть эластостатическими спиновыми волнами (ЭСВ).

Целью данной работы является анализ влияния дальнедействующего поля квазистатических упругих деформаций ( $0 \leq \zeta^2 \leq 1$ ) на формирование аномальных режимов дифракции спиновых волн, удовлетворяющих (1) (ЭСВ). Так как в многоподрешеточных магнетиках возможно обменное усиление магнитоупругих эффектов при одновременном обменном ослаблении магнитодипольных эффектов в спектре спиновых волн (см., например, [2, 6]), то в качестве примера рассмотрим двухподрешеточную модель легкоосного антиферромагнетика (АФМ) ( $M_{1,2}$  — намагниченности подрешеток) с  $T_N < T_D$ . Входящая в полную энергию АФМ  $W$  энергия спин-системы  $W_m$  в терминах векторов ферромагнетизма  $\mathbf{m}$  и антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  при  $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}| \simeq 1$  имеет вид [9]

$$W_m = M_0^2 \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - \frac{1}{2} b l_x^2 - \mathbf{m} \mathbf{H} \right\},$$

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad (2)$$

где  $\delta$  ( $\alpha$ ),  $b$  — соответственно константы однородного (неоднородного) обмена и анизотропии ( $b > 0$ );  $2M_0$  — намагниченность насыщения. Что касается магнитоупругой и упругой энергии АФМ ( $W_{me}$ ,  $W_e$ ), то в дальнейшем для простоты соответствующие свойства рассматриваемой модели будем полагать изотропными

$$W_{me} = \gamma M_0^2 \int d\mathbf{r} l_i l_k u_{ik}, \quad (3)$$

$$W_e = \frac{1}{2} \lambda u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \quad (4)$$

где  $\gamma$  — константа магнитострикции;  $\lambda$ ,  $\mu$  — коэффициенты Ламэ. Как известно, в кубических АФМ вклад в закон дисперсии спиновых волн, обусловленный магнитной анизотропией, может быть сравним по величине с вкладом спонтанных магнитоупругих деформаций [10], вследствие чего условие сильного магнито-фононного взаимодействия  $\zeta^2 \sim 1$  может быть реализовано в указанных АФМ уже при  $H=0$ . Если аналогичная ситуация имеет место и в рассматриваемой модели легкоосного АФМ, то, полагая в (2)  $H=0$ , получим, что в основном состоянии  $l_x^0 = l_y^0 = 0$ ,  $l_z^0 = 1$ . Вследствие изотропии данной модели АФМ ( $l_x^0 = 1$ ,  $H=0$ ) относительно направления распространения магнитной волны  $\mathbf{k}/|\mathbf{k}|$  в плоскости  $XU$  в дальнейшем ограничимся  $\mathbf{k} \in XZ$  ( $k_y = 0$ ). Следуя стандартной методике расчета спектра магнитоупругих волн [11], с помощью (2)–(4) можно получить спектр спиновых волн в эластостатическом пределе (1) с учетом того, что из-за вырожденности спектра спиновых волн в легкоосной фазе АФМ при  $H=0$  ( $\mathbf{k}^2 \ll \mathbf{k}_{mpk}^2$ ) обе ветви магнитных колебаний удовлетворяют условию (1)

$$\omega_{m1}^2 \simeq \omega_{\Delta}^2 + \omega_{\text{МУ}}^2 \frac{k_x^2}{k^2} + c^2 \mathbf{k}^2, \quad \mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_z^2, \quad (5)$$

$$\omega_{m2}^2 \simeq \omega_{\Delta}^2 + 4\omega_{\text{МУ}}^2 \frac{k_x^2 k_z^2}{k^4} + c^2 \mathbf{k}^2, \quad (6)$$

где  $\omega_{\Delta}^2 \sim \delta b$  — активация спиновой волны, обусловленная магнитной анизотропией;  $c \sim \sqrt{\delta \alpha}$  — минимальная фазовая скорость спиновой волны [9]. Ветви (5) соответствуют колебания с  $l_y \neq 0$ ,  $\tilde{u}_y \neq 0$ , тогда как (6)

определяет в пределе (1) закон дисперсии связанных колебаний с  $l_x \neq 0$ ,  $\tilde{u}_x \neq 0$ ,  $\tilde{u}_z \neq 0$  ( $\tilde{u}_i$ ,  $l_i$  — переменные, составляющие векторы смещений  $\mathbf{u}$  и антиферромагнетизма).

Таким образом, из (5), (6) следует, что, как и в случае [7, 8], дальнедействующее поле квазистатических упругих деформаций формирует соответствующие неаналитические слагаемые, пропорциональные  $\omega_{MY}^2$ , но теперь в обеих ветвях спектра спиновых волн, удовлетворяющих (1), легкоосной фазы АФМ ( $H=0$ ). Это обстоятельство в свою очередь может приводить к резкой анизотропии дисперсионных свойств указанных нормальных магнитных колебаний в зависимости от выбора направления распространения  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{k}$ , если частота возбуждаемых магнитных колебаний  $\omega$  удовлетворяет условию  $0 < (\omega^2 - \omega_\Delta^2) / \omega_{MY}^2 < 1$ . Из этого следует, что оптимальными условиями для экспериментального изучения анизотропного характера законов дисперсии спиновых волн (5), (6) являются условия магнитоупругой связи  $\zeta^2 \sim 1$  (где  $\zeta^2 = \omega_{MY}^2 / (\omega_{MY}^2 + \omega_\Delta^2 + c^2 \mathbf{k}^2)$  безразмерный параметр линейного магнон-фононного взаимодействия [2]). В данном случае, как уже обсуждалось выше,  $\zeta^2 \sim 1$  ( $\omega_\Delta^2 \sim \omega_{MY}^2$ ) реализуется при  $H=0$ . Чтобы выяснить, к каким экспериментально наблюдаемым эффектам приводит предложенный механизм дисперсии спиновых волн, изучим, пользуясь методикой работы [1], особенности распространения в АФМ (2)–(4) плоского ( $\mathbf{k} \in XZ$ ,  $k_y=0$ ), нефокусированного, стационарного ( $\omega = \text{const}$ ) пучка ЭСВ, ширина которого  $a$  удовлетворяет условию  $\lambda/a \ll 1$  ( $\lambda$  — длина волны пучка). Как и в [1], будем полагать, что внешнее СВЧ поле  $\mathbf{h}$  в рассматриваемом АФМ в некоторой плоскости с нормалью  $\mathbf{n}$  возбуждает только одну нормальную магнитную моду из (5)–(6). В случае  $\mathbf{k} \in XZ$ ,  $k_y=0$  для любого  $\mathbf{n} \in XZ$ , нормальная ЭСВ с  $l_y$ ,  $\tilde{u}_y \neq 0$  (5) возбуждается при  $h=h_x$ , тогда как при  $h=h_y$  возбуждается ЭСВ с  $l_x \neq 0$ ,  $\tilde{u}_x \neq 0$ ,  $\tilde{u}_z \neq 0$  (6). Пусть амплитуда и поляризация дифрагирующего пучка ЭСВ задаются на линиях  $X=0$  ( $\mathbf{n} \parallel OX$ ) или  $Z=0$  ( $\mathbf{n} \parallel OZ$ ). Качественно различные виды изочастотных поверхностей ЭСВ, определяемые (5), (6), представлены на рис. 1, 2. Аналитический вид кривых определяется соответственно соотношениями ( $\omega_*^2 = \omega^2 - \omega_\Delta^2$ ):

$\mathbf{n} \parallel Z$

$$k_z^4 + k_x^2 \left( 2k_x^2 - \frac{\omega_*^2}{c^2} \right) + k_x^2 \left( k_x^2 + \frac{\omega_{MY}^2 - \omega_*^2}{c^2} \right) = 0, \quad (7)$$

$$k_z^6 + k_x^4 \left( 3k_x^2 - \frac{\omega_*^2}{c^2} \right) + k_x^2 \left( 3k_x^2 + \frac{4\omega_{MY}^2 - 2\omega_*^2}{c^2} \right) k_x^2 + k_x^4 \left( k_x^2 - \frac{\omega_*^2}{c^2} \right) = 0, \quad (8)$$

$\mathbf{n} \parallel OZ$

$$k_x^4 + k_x^2 \left( 2k_x^2 + \frac{\omega_{MY}^2 - \omega_*^2}{c^2} \right) + k_x^2 \left( k_x^2 - \frac{\omega_*^2}{c^2} \right) = 0. \quad (9)$$

Поскольку величины  $k_x/k_x$ ,  $dk_x/dk_x$  (рис. 1, 2) определяют соответственно углы наклонов волнового и лучевого векторов к оси  $OZ$ , то из (7), (8) следует возможность расщепления пучка ЭСВ (как с  $l_x \neq 0$ , так и с  $l_y \neq 0$ ), обусловленная влиянием дальнедействующего поля квазистатических упругих деформаций. Характер дифракции существенно зависит от частоты дифрагирующего пучка ЭСВ  $\omega$ . Так, в частности, если  $\omega_\Delta^2 < \omega^2 < < 2\omega_{MY}^2 + \omega_\Delta^2$ ,  $k_1 < k_* < k_2$  (рис. 1, кривая 1), то имеет место расщепление пучка ЭСВ с поляризацией  $l_y \neq 0$  на два с той же поляризацией. Здесь

$$k_1 = \frac{\omega^2 - \omega_\Delta^2 - \omega_{MY}^2}{c^2}, \quad k_2 = k_* \left( \frac{2\omega_{MY}^2}{\omega^2 - \omega_\Delta^2} - 1 \right)^{-1}. \quad (10)$$

Если же  $k_x < k_1$ , то, несмотря на то что  $\omega_\Delta^2 \pm \omega^2 < \omega_\Delta^2 + 2\omega_{MY}^2$ , пучок ЭСВ с  $l_y \neq 0$  распространяется без расщепления. В случае, когда  $\omega^2 > > 2\omega_{MY}^2 + \omega_\Delta^2$ , расщепление пучка ЭСВ с  $l_y \neq 0$ , индуцированное магнито-

у другим взаимодействием, будет отсутствовать при любом направлении распространения магнитных колебаний (рис. 1, кривая 2). Если же пучок ЭСВ с  $l_y \neq 0$  возбуждается на линии  $Z=0$  ( $\mathbf{n} \parallel OZ$ ) (9), то расщепление спин-волнового пучка будет отсутствовать при любых частотах и направлениях распространения магнитных колебаний. Что касается дифракции пучка ЭСВ с  $l_x \neq 0$ , возбуждаемого на линии  $X=0$ , то, как следует из (6), (8), при  $\omega_*^2 < \omega^2 < \omega_*^2 + 4\omega_{MY}^2/3$  поле квазистатических упругих деформаций приводит к расщеплению данного пучка ЭСВ на три с той же поляризацией  $l_x \neq 0$ , если направление распространения магнитных колебаний с  $l_x \neq 0$  определяется с учетом (8) соотношением (рис. 2, кривая 1)

$$k_1 < k_x < k_3, \quad k_{1,2}^2 = k_z^2 / (1 - x_{\pm}), \quad (11)$$

$$x_{\pm} = \frac{1}{3} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{3}{4} \frac{\omega^2 - \omega_*^2}{\omega_{MY}^2}} \right).$$

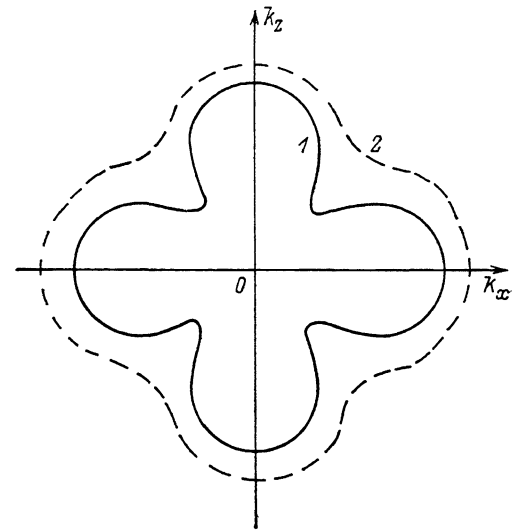
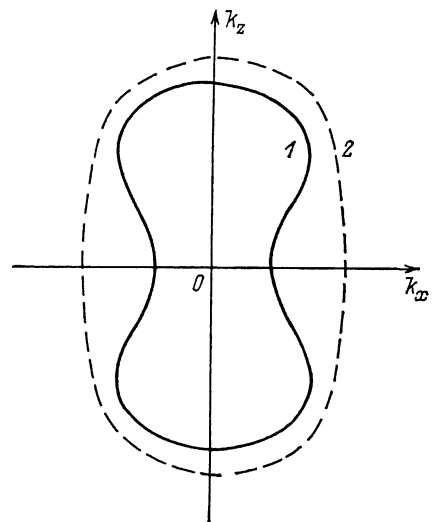


Рис. 1. Изочастотная поверхность ЭСВ, возбуждаемой на линии  $X=0$ .  $\omega_*^2 < 2\omega_{MY}^2$  (1),  $\omega_*^2 > 2\omega_{MY}^2$  (2),  $k \in XZ$ ,  $k_y = 0$ ,  $l_y \neq 0$ .

Рис. 2. Изочастотная поверхность ЭСВ, возбуждаемой на линии  $X=0$ .  $\omega_*^2 < 4\omega_{MY}^2/3$  (1),  $\omega_*^2 > 4\omega_{MY}^2/3$  (2),  $k \in XZ$ ,  $k_y = 0$ ,  $l_x \neq 0$ .

В то же время при  $0 < k_x < k_1$  или  $k_2 < k_x < k_3$  ( $k_3^2 \equiv \omega_*^2/c^2$ ) расщепления пучка ЭСВ с  $l_x \neq 0$  под влиянием квазистатических деформаций с  $\tilde{u}_x \neq 0$ ,  $\tilde{u}_z \neq 0$  не происходит. Анализ (8) показывает, что при  $\omega^2 > \omega_*^2 + 4\omega_{MY}^2/3$  пучок ЭСВ с  $l_x \neq 0$  будет распространяться без расщепления при любом направлении распространения магнитных колебаний (рис. 2, кривая 2). Значения  $k_x = k_{1,2}^*$ , определяемые из (7), (8) условием  $dk_z/dk_x = \infty$ , совместно с (7), (8) задают критические углы ( $k_x = k^*$  на рис. 1 и  $k_x = k_{1,2}^*$  на рис. 2), при которых направление лучевой скорости в расщепленных пучках ЭСВ перпендикулярно  $OZ$ . Аналогично [1] отметим также условия аномальной дифракции пучка ЭСВ, определяемые из (7)–(9) условием  $d^2k_x/dk_x^2 = 0$  для  $\mathbf{n} \parallel OZ$  и  $d^2k_x^2/dk_x^2 = 0$  для  $\mathbf{n} \parallel OX$ . В этом случае дифференциальное уравнение для амплитуды огибающей широкого пучка ЭСВ с  $l_y \neq 0$  или  $l_x \neq 0$  будет представлять собой линейное уравнение Кортевега де Вриза и амплитуда дифрагирующей ЭСВ будет осциллировать в пространстве по мере удаления от точки возбуждения. При этом дифракционная картина асимметрична относительно направления распространения магнитных колебаний.

Рассмотрим теперь, как изменится влияние дальнедействующего поля квазистатических упругих деформаций на дифракцию пучка ЭСВ.

под действием внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$ , которое до сих пор считалось равным нулю. Будем рассматривать только такие ориентации  $\mathbf{H}$ , которые при любой величине  $|\mathbf{H}|$  не изменяют ни основное состояние АФМ ( $l_z^2=1$ ,  $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}| \sim 1$ ), ни магнитную поляризацию спиновых волн. Если по-прежнему  $\mathbf{k} \in XZ$ , то, как показывает расчет, для  $\mathbf{H} / OX$ ,  $H_y = H_z = 0$  или  $\mathbf{H} / OY$ ,  $H_x = H_z = 0$  спектр спиновых волн, удовлетворяющий (1), имеет вид ( $\mathbf{k} \in XZ$ ,  $k_y = 0$ ):

$$H = H_x$$

$$\omega_{m1}^2 \simeq \omega_\Delta^2 + \omega_{\text{МУ}}^2 \frac{k_x^2}{k^2} + c^2 \mathbf{k}^2, \quad \mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_z^2, \quad (12)$$

$$\omega_{m2}^2 \simeq \omega_{H_x}^2 + \omega_\Delta^2 + 4\omega_{\text{МУ}}^2 \frac{k_x^2 k_z^2}{k^4} + c^2 \mathbf{k}^2, \quad (13)$$

$$H = H_y$$

$$\omega_{m1}^2 \simeq \omega_{H_y}^2 + \omega_\Delta^2 + \omega_{\text{МУ}}^2 \frac{k_x^2}{k^2} + c^2 \mathbf{k}^2, \quad (14)$$

$$\omega_{m2}^2 \simeq \omega_\Delta^2 + 4\omega_{\text{МУ}}^2 \frac{k_x^2 k_z^2}{k^4} + c^2 \mathbf{k}^2, \quad (15)$$

где  $\omega_{H_x, y}^2 \sim H_{x, y}^2$  — активация спин-волнового спектра, обусловленная внешним магнитным полем  $H_x$  ( $H_y$ ). Необходимо отметить, что появление под действием поля  $H_x$  ( $H_y$ ) отличного от нуля вектора ферромагнетизма  $m_x$  ( $m_y$ ) приводит к формированию в спектре (12)–(15) соответствующих неаналитических слагаемых, обусловленных магнитодипольным взаимодействием и пропорциональных  $4\pi \omega H_{x, y}^2 / \delta$ . Однако в силу того, что в нашем случае  $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}| \sim 1$ , имеет место соотношение  $\omega_{\text{МУ}}^2 \gg \omega H_{x, y}^2 / 4\pi / \delta$  ( $4\pi / \delta \ll 1$ ).

Таким образом, учет магнитодипольного взаимодействия будет приводить лишь к слабой ( $\omega H_{x, y}^2 / \omega_{\text{МУ}}^2$ )  $4\pi / \delta \ll 1$  анизотропии в дифракции пучка ЭСВ с  $l_x \neq 0$  ( $H_x \neq 0$ ) относительно замены  $k_x \rightleftharpoons k_z$  и в дальнейшем учитываться не будет. Как показывает сравнение (5), (6) и (12)–(15), наличие поля  $H_x \neq 0$  или  $H_y \neq 0$ , не нарушающего эластостатический критерий (1), не приводит к качественному изменению характера дифракции пучка ЭСВ по сравнению с разобранным выше случаем  $|\mathbf{H}| = 0$ . Результаты анализа (5), (6) могут быть перенесены на случай  $H_x$  ( $H_y$ )  $\neq 0$  с учетом замены  $\omega_\Delta^2 \rightarrow \omega_\Delta^2 + \omega_{H_x}^2$  для ЭСВ с  $l_x \neq 0$ ,  $H_x \neq 0$ ; при  $H_y \neq 0$  необходимо считать, что  $\omega_\Delta^2 \rightarrow \omega_\Delta^2 + \omega_{H_y}^2$  для ЭСВ с  $l_y \neq 0$ . Однако если с ростом величины  $H_x$  ( $H_y$ ) для  $\omega_{m1}$  или  $\omega_{m2}$  происходит нарушение критерия эластостатичности (1), то характер дифракции пучка спиновых волн, по-прежнему удовлетворяющего (1), существенно меняется. В этом случае в спектре соответствующей магнитной ветви по сравнению с (12)–(15) под действием поля квазистатических упругих деформаций формируются дополнительные неаналитические слагаемые, пропорциональные  $\omega_{\text{МУ}}^2$ . Так, например, при  $H_x \neq 0$ ,  $H_y = H_z = 0$  и нарушении условия (1) для  $\omega_{m2}$  спектр ЭСВ с поляризацией  $l_y \neq 0$  имеет вид ( $\mathbf{k}^2 \equiv k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ )

$$\omega_{m1}^2 \simeq \omega_\Delta^2 + \omega_{\text{МУ}}^2 \left\{ 4 \frac{k_y^2 k_x^2}{k^4} + \frac{k_x^2}{k^2} \right\} + c^2 \mathbf{k}^2, \quad (16)$$

тогда как при  $H_y \neq 0$ ,  $H_x = H_z = 0$  критерию (1) для достаточно больших  $H_y$  будет соответствовать ЭСВ с  $l_x \neq 0$ ,  $k^2 \equiv k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ ,

$$\omega_{m2}^2 \simeq \omega_\Delta^2 + \omega_{\text{МУ}}^2 \left\{ 4 \frac{k_x^2 k_z^2}{k^4} + \frac{k_y^2}{k^2} \right\} + c^2 \mathbf{k}^2. \quad (17)$$

Данное существенное изменение характера анизотропии в  $\mathbf{k}$ -пространстве закона дисперсии ЭСВ обусловлено помимо влияния дальнедействующей

щего поля квазистатических упругих деформаций нарушением в поле  $H$  изотропии АФМ в плоскости  $XU$  относительно выбора направления распространения магнитной волны  $k/|k|$ . Результаты анализа характера дифракции ЭСВ, проведенные на основе (5), (6) (рис. 1, 2), могут быть обобщены и на случай (16) — (17), если с помощью (16), (17) рассматривать дифракцию ЭСВ с  $l_{x(y)} \neq 0$  в плоскостях с  $k \in XZ (k_y=0)$ ,  $k \in YZ (k_x=0)$  или  $k \in XU (k_z=0)$ . Для этого необходимо воспользоваться формальным тождеством между (16), (17) и (5), (6), возникающим для указанных направлений  $k$  при соответствующих заменах. Так, при  $k_y=0 (k \in XZ)$  (16) совпадает с (5), а (17) — с (6). Если же  $k \in YZ (k_x=0)$ , то (16) с учетом замены  $k_y \rightleftharpoons k_x$  совпадает (6), тогда как (17) при той же замене — с (5). Наконец, при  $k \in XU (u_x=0)$  не только (16) совпадает с (5), но и с точностью до замены  $k_x \rightleftharpoons k_y$  с (17).

Таким образом, из результатов проведенного анализа можно сделать вывод, что если магнитные колебания, составляющие пучок спиновых волн, удовлетворяют критерию эластостатичности (1), то наличие дальнедействующего поля квазистатических упругих деформаций формирует новый механизм аномальной дифракции данного пучка в условиях сильного линейного магнот-фононного взаимодействия. Что касается возможности экспериментального наблюдения указанных выше аномалий дифракции ЭСВ, то они могут быть изучены, например, при исследовании отраженной (преломленной) спиновой волны, удовлетворяющей (1). Для этого можно считать, что такая дифрагирующая магнитная волна возбуждается на границе магнетика под действием падающей на его поверхность упругой волны. Условия реализации режимов аномальной дифракции отраженной (преломленной) волны можно найти с помощью (5) — (17), пользуясь непрерывностью касательной к поверхности магнетика составляющей падающей, отраженной и преломленной волн. Так, в частности, расщеплению пучка ЭСВ будет соответствовать многолучевое отражение (преломление) ЭСВ без изменения ветви нормального спинового колебания. Здесь необходимо отметить, что, поскольку отраженная (преломленная) ЭСВ формируется не только падающей волной, но и граничными условиями, в общем случае может одновременно реализоваться магнотупругий механизм многолучевого отражения (преломления) ЭСВ как без изменения, так и с изменением ветви нормального спинового колебания.

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

#### Список литературы

- [1] Лукомский В. П. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 2. С. 513—525.
- [2] Туров Е. А., Шавров В. Г. // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 429—469.
- [3] Ожогин В. И., Преображенский В. Л. // УФН. 1988. Т. 155. № 4. С. 593—622.
- [4] Гохфельд В. М., Тарасенко С. В., Чепурных Г. К. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 10. С. 3188—3190.
- [5] Барьяхтар В. Г., Гришин А. М., Дроботько В. Ф. // ФНТ. 1981. Т. 7. С. 1142—1152.
- [6] Дикштейн И. Е., Туров Е. А., Шавров В. Г. Динамические и кинетические свойства магнетиков / Под ред. С. В. Вонсовского и Е. А. Турова. М.: Наука, 1986. 94 с.
- [7] Тарасенко С. В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 22. С. 2041—2044.
- [8] Сукстанский А. Л., Тарасенко С. В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 4. С. 28—32.
- [9] Иванов В. А., Лагченко В. Ф., Сукстанский А. Л. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 173—180.
- [10] Резиев А. Г., Шавров В. Г. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 6. С. 2362—2366.
- [11] Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М., 1967. 368 с.