ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.312.8+543.253

ЭФФЕКТ ОБМЕННОГО УСИЛЕНИЯ В La_2CuO_4

А. А. Вихорев, М. А. Савченко, Б. И. Садовников
(кафедра квантовой статистики)

Рассмотрен эффект обменного усиления магнитоупругого взаимодействия в перовскитовых структурах с тетрагональной симметрией. Магнитная подсистема представляет собой кластер из четырех подрешеток, образующих в кристалле две неэквивалентные плоскости. Получены коэффициенты магнон-фононной связи и спектр нормальных мод магнонов при коллинеарном антиферромагнитном упорядочении.

В последние годы на основе флуктуационной теории магнитных сверхпроводников была обоснована принципиальная возможность возникновения высокотемпературной сверхпроводящей фазы в магнитоупорядоченных кристаллах. Именно тогда был предсказан новый класс сверхпроводящих соединений со структурой перовскита, у которых температура фазового перехода в магнитоупорядоченное состояние оказывается выше, чем температура сверхпроводящего перехода. Этот класс соединений был впоследствии обнаружен экспериментально, их основой является соединение La_2CuO_4.

Данная работа посвящена исследованию эффекта обменного усиления магнитоупругого взаимодействия в кристалле этого соединения при коллинеарном антиферромагнитном упорядочении. Эффект обменного усиления магнитоупругого взаимодействия в антиферромагнетике с двумя подрешетками был исследован в работе [1]. При исследовании упомянутого выше кристалла мы будем рассматривать магнитный кластер, образованный четырьмя подрешетками [2, 3].

Рассмотрим связанные магнон-фононные возбуждения в кристалле, характеризуемом пространственной группой симметрии D_{4h} и обладающем четырьмя магнитными подрешетками, с учетом обменного взаимодействия между последними. Такая система реализуется, в частности, в тетрагональном кристалле La_2CuO_4. Общий вид гамильтониана, используемого для описания указанного вида систем, следующий:

$$\mathcal{H}=\mathcal{H}_M+\mathcal{H}_U+\mathcal{H}_{MU}, \tag{1}$$

где

$$\mathcal{H}_M=\frac{1}{2}\int d^3\mathbf{x}\left\{\mathcal{J}_{ij}^{\alpha\beta}M_i^\alpha M_j^\beta+L_{imjn}^{\alpha\beta}M_{i,m}^\alpha M_{j,n}^\beta-2\sum_{\alpha=1}^{4}(\mathbf{H}_0,\ \mathbf{M}^\alpha)\right\} \tag{2}$$

— гамильтониан магнитной подсистемы,

$$\mathcal{H}_U=\frac{1}{2}\int d^3\mathbf{x}\,\{\rho\dot{\mathbf{u}}^2+\lambda_{iklm}u_{ik}u_{lm}\} \tag{3}$$

— гамильтониан упругой подсистемы,

$$\mathcal{H}_{MU}=\int d\mathbf{x}\,\{\widetilde{b}_{ijmn}^{\alpha\beta}M_i^\alpha M_j^\beta u_{mn}\} \tag{4}$$

— гамильтониан магнитоупругого взаимодействия. Греческие индексы здесь обозначают номер магнитной подрешетки в кластере и принимают значения от 1 до 4. Тензор $\mathcal{J}_{ij}^{\alpha\beta}=\Gamma_{ij}^{\alpha\beta}+Q_{ij}^{\alpha\beta}$ содержит тензор обменного (нерелятивистского) взаимодействия $\Gamma_{ij}^{\alpha\beta}$ и тензор релятивистского взаимодействия $Q_{ij}^{\alpha\theta}$, которое обусловлено спин-орбитальным (определяющим магнитную анизотропию) и магнитоэлектрическим взаимодействиями. Для диагонализации гамильтониана необходимо сделать преобразование Боголюбова—Валатина, причем коэффициенты этого преобразования, в силу значительного преобладания энергии обменного взаимодействия над энергией релятивистских взаимодействий, окажутся достаточно большими, а это приведет к существенному увеличению коэффициентов связи между магнонными и фононными возбуждениями, т. е. к усилению магнитоупругого взаимодействия.

Перейдем к представлению вторичного квантования в квадратичном приближении по операторам полей. Представляя поля векторов намагниченности подрешеток $\mathbf{M}^\alpha(\mathbf{x})$ операторами Гольштейна—Примакова, получим гамильтониан магнитной подсистемы в виде

$$\mathscr{H}_M=\frac{1}{2}\sum_{\alpha,\beta,\mathbf{k}}\{A_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta}\widehat{a}_{\mathbf{k}\alpha}^{+}\widehat{a}_{\mathbf{k}\beta}+B_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta}\widehat{a}_{\mathbf{k}\alpha}^{+}\widehat{a}_{\mathbf{k}\beta}^{+}+B_{\mathbf{k}}^{*\alpha\beta}\widehat{a}_{\mathbf{k}\alpha}\widehat{a}_{\mathbf{k}\beta}+A_{\mathbf{k}}^{*\alpha\beta}\widehat{a}_{\mathbf{k}\alpha}\widehat{a}_{\mathbf{k}\beta}^{+}\},\tag{5}$$

где

$$A_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta}=\mu M_0V\left[\frac{1}{2}(K_{11}^{\alpha\beta}+K_{22}^{\alpha\beta}-iK_{12}^{\alpha\beta}+iK_{21}^{\alpha\beta})-\delta^{\alpha\beta}\sum_{\gamma=1}^{4}J_{33}^{\alpha\gamma}+\frac{\delta^{\alpha\beta}}{2M_0}(\mathbf{H}_0,\ \mathbf{e}_3^{\alpha})\right],\tag{6}$$

$$B_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta}=\mu M_0V\left[\frac{1}{2}(K_{11}^{\alpha\beta}-K_{22}^{\alpha\beta}+iK_{12}^{\alpha\beta}+iK_{21}^{\alpha\beta})\right]\tag{7}$$

$$K_{pl}^{\alpha\beta}=\sum_{i,j,m,n}e_{pi}^{\alpha}(\widetilde{J}_{ij}^{\alpha\beta}+L_{imjn}^{\alpha\beta}k^mk^n)\,e_{lj}^{\beta},\tag{8}$$

$$J_{33}^{\alpha\beta}=\sum_{i,j}e_{3i}^{\alpha}\widetilde{J}_{ij}^{\alpha\beta}e_{3j}^{\beta},\tag{9}$$

$\mathbf{H}_0$—внешнее постоянное магнитное поле, e_{1i}^{α}, e_{2i}^{α}, e_{3i}^{α}—орты в операторах Гольштейна—Примакова.

Магнитный кластер состоит из двух физически эквивалентных подкластеров. Первая и вторая подрешетки образуют один подкластер, а третья и четвертая подрешетки — другой. Взаимодействие подрешеток из одного подкластера одинаково для обоих подкластеров, это дает $\widetilde{J}_{ij}^{12}=\widetilde{J}_{ij}^{34}$. Кроме того, из свойств симметрии кристаллической решетки следует, что взаимодействие подрешеток, принадлежащих разным подкластерам, одинаково для всех комбинаций: $\widetilde{J}_{ij}^{13}=\widetilde{J}_{ij}^{23}=$ $=\widetilde{J}_{ij}^{14}=\widetilde{J}_{ij}^{24}$. С учетом этих равенств коэффициенты тензора $\widetilde{J}_{ij}^{\alpha\beta}$ определяются согласно системе инвариантов группы симметрии. Инварианты группы D_{4h}, составляющие взаимодействие магнитных подрешеток, следующие:

$$M_{1x}^2+M_{1y}^2+M_{2x}^2+M_{2y}^2+M_{3x}^2+M_{3y}^2+M_{4x}^2+M_{4y}^2,$$

$$M_{1z}^2+M_{2z}^2+M_{3z}^2+M_{4z}^2,$$

$$M_{1x}M_{2x}+M_{3x}M_{4x}+M_{1y}M_{2y}+M_{3y}M_{4y},$$

$$M_{1z}M_{2z}+M_{3z}M_{4z},$$

$$(M_{1x}+M_{2x})(M_{3x}+M_{4x})+(M_{1y}+M_{2y})(M_{3y}+M_{4y}),$$

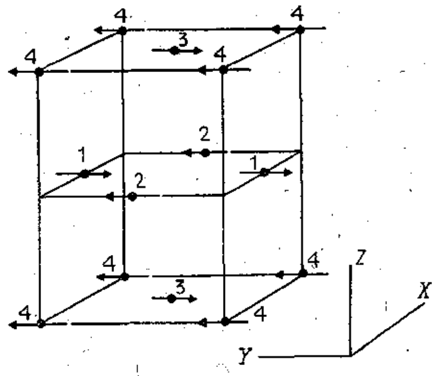
$$(M_{1z}+M_{2z})(M_{3z}+M_{4z}),$$

$$(M_{1x}+M_{2x})(M_{3y}+M_{4y})-(M_{1y}+M_{2y})(M_{3x}+M_{4x}).$$

Однако у тензора обменного взаимодействия $\Gamma_{ij}^{\alpha\beta}$, в отличие от тензора $Q_{ij}^{\alpha\beta}$, отсутствует пространственная анизотропия, т. е. справедливы равенства $\Gamma_{xx}^{\alpha\beta}=\Gamma_{yy}^{\alpha\beta}=\Gamma_{zz}^{\alpha\beta}$. Выпишем компоненты тензора $\Gamma_{ij}^{\alpha\beta}$ в аналитическом виде:

$$\Gamma_{ij}^{\alpha\beta}=\delta_{ij}\,[\delta\,(\delta^{1\alpha}\delta^{2\beta}+\delta^{2\alpha}\delta^{1\beta}+\delta^{3\alpha}\delta^{4\beta}+\delta^{4\alpha}\delta^{3\beta})+$$
$$+\sigma\,(\delta^{1\alpha}\delta^{3\beta}+\delta^{3\alpha}\delta^{1\beta}+\delta^{2\alpha}\delta^{4\beta}+\delta^{4\alpha}\delta^{2\beta}+\delta^{2\alpha}\delta^{3\beta}+\delta^{3\alpha}\delta^{2\beta}+\delta^{1\alpha}\delta^{4\beta}+\delta^{4\alpha}\delta^{1\beta})], \qquad (10)$$

где δ — константа обменного взаимодействия подрешеток из одного подкластера, σ — константа обменного взаимодействия подрешеток, принадлежащих разным подкластерам. Подкластеры образуют в кристалле две неэквивалентные плоскости (рисунок).



Элементарная ячейка кристалла La_2CuO_4. Цифрами обозначены номера магнитных подрешеток, содержащих атомы меди в качестве носителей магнитного момента

Введем в дальнейшем следующие обозначения:

$$Q_{ij}=Q_{ij}^{11}=Q_{ij}^{22}=Q_{ij}^{33}=Q_{ij}^{44},$$
$$Q'_{ij}=Q_{ij}^{12}=Q_{ij}^{34}=Q_{ij}^{21}=Q_{ij}^{43}, \qquad (11)$$
$$Q''_{ij}=Q_{ij}^{13}=Q_{ij}^{23}=Q_{ii}^{14}=Q_{ij}^{24}.$$

Приведем гамильтониан магнитной подсистемы к каноническому виду с помощью преобразований Боголюбова—Валатина; получим

$$\mathscr{H}_M=\sum_{\gamma,\mathbf{k}}E_{\mathbf{k}\gamma}^{m}\widehat{C}_{\mathbf{k}\gamma}^{+}\widehat{C}_{\mathbf{k}\gamma}, \qquad (12)$$

где энергии магнонов $E_{\mathbf{k}\gamma}^{m}$ определяются положительными корнями уравнения

$$\det\begin{Vmatrix} A_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta}-\delta^{\alpha\beta}E_{\mathbf{k}\gamma}^{m} & B_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} \\ \overset{*}{B}{}_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} & \overset{*}{A}{}_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta}+\delta^{\alpha\beta}E_{\mathbf{k}\gamma}^{m}\end{Vmatrix}=0. \qquad (13)$$

Операторы $\widehat{C}_{\mathbf{k}\gamma}^{+}$, $\widehat{C}_{\mathbf{k}\gamma}$ описывают рождение и уничтожение нормальных мод магнонов.

Гамильтониан упругой подсистемы в представлении вторичного квантования имеет стандартный вид:

$$\mathscr{H}_U=\sum_{\mathbf{k},s}\mathscr{E}_{\mathbf{k}s}^{u}\widehat{b}_{\mathbf{k}s}^{+}\widehat{b}_{\mathbf{k}s}. \qquad (14)$$

При этом энергия магнитострикции дается выражением

$$\mathscr{H}_{MU}=\sum_{\alpha,s,\mathbf{k}}\{\Psi_{\alpha s\mathbf{k}}\widehat{b}_{\mathbf{k}s}\widehat{c}_{-\mathbf{k}\alpha}+\psi_{\alpha s\mathbf{k}}^{*}\widehat{b}_{\mathbf{k}s}^{+}\widehat{c}_{-\mathbf{k}\alpha}^{+}-\Psi_{\alpha s\mathbf{k}}\widehat{b}_{\mathbf{k}s}^{+}\widehat{c}_{\mathbf{k}\alpha}-\Psi_{\alpha s\mathbf{k}}^{*}\widehat{b}_{\mathbf{k}s}\widehat{c}_{\mathbf{k}\alpha}^{+}\}, \qquad (15)$$

где

$$\Psi_{\alpha s\mathbf{k}}=M_0^{3/2}\left(\frac{\mu V}{\rho\mathscr{E}_{ks}^{u}}\right)^{\frac{1}{2}}\sum_{\beta,\gamma}e_{km}^{s}k_n\,[b_{23mn}^{\gamma\beta}(u_{\gamma\alpha}-v_{\gamma\alpha})+ib_{13mn}^{\gamma\beta}(u_{\gamma\alpha}+v_{\gamma\alpha})], \qquad (16)$$

$$b_{plmn}^{\alpha\beta}=\sum_{i,j}\widetilde{b}_{ijmn}^{\alpha\beta}e_{pi}^{\alpha}e_{lj}^{\beta}. \qquad (17)$$

Рассмотрим случай коллинеарного антиферромагнитного упорядочения, при котором векторы первой и третьей подрешеток направлены в положительном направлении оси X, а векторы намагниченности второй и четвертой подрешеток — в противоположном. Внешнее постоянное магнитное поле направлено вдоль кристаллографической оси симметрии четвертого порядка, т. е. вдоль оси Z. В этом случае имеем

$$A_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta}=\frac{1}{2}\mu M_0 V\left[\left(\tilde{J}_{xx}^{\alpha\beta}(-1)^{\alpha+\beta}+\tilde{J}_{zz}^{\alpha\beta}+(L_{xnxn}^{\alpha\beta}(-1)^{\alpha+\beta}+L_{znzn}^{\alpha\beta})k_n^2-2\delta^{\alpha\beta}\sum_{\gamma=1}^{4}\tilde{J}_{xx}^{\alpha\gamma}(-1)^{\alpha+\gamma}\right)\right], \tag{18}$$

$$B_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta}=\frac{1}{2}\mu M_0 V\left[(\tilde{J}_{xx}^{\alpha\beta}(-1)^{\alpha+\beta}-(\tilde{J}_{zz}^{\alpha\beta})+(L_{xnxn}^{\alpha\beta}(-1)^{\alpha+\beta}-L_{znzn}^{\alpha\beta})k_n^2\right]. \tag{19}$$

Диагональные компоненты $A_{\mathbf{k}}^{\alpha\alpha}$ имеют вид $A_{\mathbf{k}}^{\alpha\alpha}=\mu M_0 V\gamma_{\mathbf{k}}$, где

$$\gamma_{\mathbf{k}}=\left[\frac{1}{2}(Q_{zz}-Q_{xx})+Q'_{xx}+\frac{1}{2}(L_{znzn}-L_{xnxn})k_n^2\right]+\delta. \tag{20}$$

Матрица

$$\left\|\begin{matrix} A_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} & B_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} \\ \overset{*}{B}{}_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} & \overset{*}{A}{}_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta}\end{matrix}\right\| \cong \mu M_0 V\left\|\begin{matrix}
\gamma_k & 0 & \sigma & 0 & 0 & -\delta & 0 & -\sigma \\
0 & \gamma_k & 0 & \sigma & -\delta & 0 & -\sigma & 0 \\
\sigma & 0 & \gamma_k & 0 & 0 & -\sigma & 0 & -\delta \\
0 & \sigma & 0 & \gamma_k & -\sigma & 0 & -\delta & 0 \\
0 & -\delta & 0 & -\sigma & \gamma_k & 0 & \sigma & 0 \\
-\delta & 0 & -\sigma & 0 & 0 & \gamma_k & 0 & \sigma \\
0 & -\sigma & 0 & -\delta & \sigma & 0 & \gamma_k & 0 \\
-\sigma & 0 & -\delta & 0 & 0 & \sigma & 0 & \gamma_k
\end{matrix}\right\|, \tag{21}$$

Здесь мы пренебрегаем величинами Q'_{ij}, Q''_{ij}, L'_{ij}, L''_{ij} в недиагональных элементах матрицы (21), так как справедливы неравенства

$$\begin{gathered} Q'_{ij}\ll\delta,\ Q'_{ij}\ll\sigma,\ Q''_{ij}\ll\delta,\ Q''_{ij}\ll\sigma, \\ L'_{ij}\ll\delta,\ L'_{ij}\ll\sigma,\ L''_{ij}\ll\delta,\ L''_{ij}\ll\sigma. \end{gathered} \tag{22}$$

В этом приближении энергии магнонов следующие:

$$\begin{gathered} E_{\mathbf{k}1}^m=E_{\mathbf{k}3}^m=\mu M_0 V\sqrt{(\gamma_{\mathbf{k}}-\delta)(\gamma_{\mathbf{k}}+\delta+2\sigma)}, \\ E_{\mathbf{k}2}^m=E_{\mathbf{k}4}^m=\mu M_0 V\sqrt{(\gamma_{\mathbf{k}}-\delta)(\gamma_{\mathbf{k}}+\delta-2\sigma)}. \end{gathered} \tag{23}$$

Компоненты $b_{23mn}^{\alpha\beta}$, $b_{13mn}^{\alpha\beta}$ тензора магнитострикции, отличные от нуля, таковы:

$$b_{13xy}^{\alpha\beta}=\tilde{b}_{yxxy}^{\alpha\beta}(-1)^{\alpha+\beta},\quad b_{23zx}^{\alpha\beta}=\tilde{b}_{zxzx}^{\alpha\beta}(-1)^{\beta+1}. \tag{24}$$

Подставляя равенства (24) в формулы (16), получим следующий вид коэффициентов магнон-фононной связи:

$$\Psi_{1s,\mathbf{k}}=M_0^{3/2}\left(\frac{2\mu V}{\rho\mathfrak{S}_{\mathbf{k}s}^{u}}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\gamma_{\mathbf{k}}+\delta+2\sigma}{\gamma_{\mathbf{k}}-\delta}\right)^{\frac{1}{4}}\{(b_{zxzx}-b'_{zxzx})(e_{\mathbf{k}z}^{s}k_x+e_{\mathbf{k}x}^{s}k_z)+ i(b_{yxxy}-b'_{yxxy})(e_{\mathbf{k}x}^{s}k_y+e_{\mathbf{k}y}^{s}k_x)\},$$

$$\Psi_{2s,\mathbf{k}}=\Psi_{4s,\mathbf{k}}=0,$$

$$\Psi_{3s,\mathbf{k}}=-\Psi^{*}_{1s,\mathbf{k}},$$

$$b_{ijmn}=\widetilde{b}^{11}_{ijmn}=\widetilde{b}^{22}_{ijmn}=\widetilde{b}^{33}_{ijnm}+\widetilde{b}^{44}_{ijmn},$$

$$b'_{ijmn}=\widetilde{b}^{12}_{ijmn}=\widetilde{b}^{34}_{ijmn}=\widetilde{b}^{21}_{ijmn}=\widetilde{b}^{43}_{ijmn},$$

где γ_k определяется равенством (20), следовательно, величина

$$\left(\frac{\gamma_{\mathbf{k}}+\delta+2\sigma}{\gamma_{\mathbf{k}}-\delta}\right)\approx\frac{4\,(\delta+\sigma)}{Q_{zz}-Q_{xx}+2Q'_{xx}+(L_{znzn}-L_{xnxn})\,k_n^2}\gg 1,$$

т. е. связь соответствующих магнонов с фононами достаточно сильная.

Итак, в рассмотренном случае в кристалле могут существовать магнонные возбуждения двух видов: 1) сильно связанные с фононами, 2) не связанные с фононами (в приближении, определенном неравенствами (22)).

Энергии магнонов, сильно связанных с фононами, таковы:

$$E^m_{\mathbf{k}1}=E^m_{\mathbf{k}3}=\mu M_0V\left\{(\Delta^m_1)^2+(\delta+\sigma)\,(L_{znzn}-L_{xnxn})\,k_n^2+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{4}\,(L_{znzn}-L_{xnxn})^2\,k_n^4\right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Энергии магнонов, не связанных с фононами, следующие:

$$E^m_{\mathbf{k}2}=E^m_{\mathbf{k}4}=\mu M_0V\left\{(\Delta^m_2)^2+(\delta-\sigma)\,(L_{znzn}-L_{xnxn})\,k_n^2+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{4}\,(L_{znzn}-L_{xnxn})^2\,k_n^4\right\}^{\frac{1}{2}},$$

где

$$\mu M_0V\Delta^m_1=\mu M_0V\Delta^m_3=\mu M_0V\sqrt{(Q_{zz}-Q_{xx}+2Q'_{xx})\,(\delta+\sigma)},$$

$$\mu M_0V\Delta^m_2=\mu M_0V\Delta^m_4=\mu M_0V\sqrt{(Q_{zz}-Q_{xx}+2Q'_{xx})\,(\delta-\sigma)}$$

— энергии активации соответствующих магнонных ветвей.

Заключение

1. В рассмотренном тетрагональном кристалле La_2CuO_4 в магнитоупорядоченном (антиферромагнитном) состоянии существуют магноны, сильно связанные с фононами. Большая величина этой связи обусловлена нерелятивистским обменным взаимодействием между магнитными подрешетками кристалла.

2. Гамильтониан кристалла был исследован в данной работе только в квадратичном приближении. Если в полном гамильтониане кристалла учесть члены третьего и четвертого порядков по операторам полей, то получим описание нелинейного магнитоупругого взаимодействия, которое в силу исследованной выше структуры взаимодействия магнитных подрешеток окажется значительным и может привести к наблюдаемым эффектам.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Савченко М. А.//ФТТ. 1964. 6. С. 864. [2] Савченко М. А., Стефанович А. В. Флуктуационная сверхпроводимость магнитных систем. М., 1986. [3] Ильичев В. И., Савченко М. А., Стефанович А. В. Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем. М., 1992.

Поступила в редакцию
22.11.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 3

УДК 534.222:537.625

НЕЛИНЕЙНОЕ ВСТРЕЧНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН В ФЕРРИТАХ

Л. К. Зарембо, С. Н. Карпачев, В. Н. Польченко, А. И. Яфасов
(кафедра акустики)

Приведены данные экспериментальных работ по изучению распространения магнитоупругих волн в монокристаллах марганец-цинковых шпинелей. Описан автоматизированный магнитоакустический спектрометр, применяющийся в эксперименте. Обнаружено, что сигнал спинового отклика встречных магнитоупругих волн в условиях магнитоакустического резонанса увеличивается на несколько порядков. Впервые обнаружено явление автосвертки одиночного магнитоупругого импульса. Обсуждаются вопросы применения полученных результатов в целях дефектоскопии магнитоупорядоченных материалов.

Ранее были получены экспериментальные и теоретические результаты [1, 2], показавшие, что в области магнитоакустического резонанса (МАР) повышается эффективность генерации высших гармоник магнитоупругой волны. Само явление МАР заключается в синхронном взаимодействии упругой и спиновой волны в определенной области внешних магнитных полей и проявляется в увеличении эффективной акустической нелинейности и затухания. Особенно ярким примером резонансного повышения нелинейности является МАР в железо-иттриевом гранате (ЖИГ) [3], в котором она возрастает на 5—6 порядков по сравнению с нерезонансным значением, характерным для большинства твердых тел. Встречное взаимодействие магнитоупругих волн, однако, до сих пор исследовалось лишь в нерезонансных областях [4, 5]. Между тем вполне логичным был вывод о том, что в условиях МАР такое взаимодействие наиболее эффективно. Тем не менее это не очевидно и влияние резонанса на эффективность процесса неоднократно подвергалось сомнению.

Для неэллиптических образцов из-за неоднородности внутреннего поля условия МАР достигаются локально, и, как показано в [6], в этих локализованных резонансных областях при низкочастотном МАР (десятки МГц) еще сохраняется развитая доменная структура. Согласно [6], для 180°-доменной структуры резонансные области для лево- и правополяризованных магнитоупругих волн (в которых вектор поляризации вращается соответственно против и по часовой стрелке в направлении волнового вектора **k**) для фиксированного значения внешнего поля разнесены в пространстве и находятся в доменах различного знака. Поскольку обычно в эксперименте используются волны с линейной поляризацией, то, следовательно, для двух поляризационных ком-