Low Temperature Physics/Фізика низьких температур, 2020, т. 46, № 8, с. 976–983

Антиферромагнетик как управляемая однофазная упругая гиперболическая среда с пространственной дисперсией

С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009, Россия
E-mail: s.v.tarasenko23@gmail.com

Статья поступила в редакцию 25 марта 2020 г., опубликована онлайн 22 июня 2020 г.

Для плоской и квазиплоской объемной волны SH-типа, падающей извне на систему эквидистантных антиферромагнитных диэлектрических слоев, учет пространственной дисперсии в антиферромагнетике как гиперболической магнитоакустической среде индуцирует ряд резонансных рефракционных аномалий: эффекты полного отражения (прохождения) и формирования на фоне сплошного спектра дискретных локализованных магнон-фононных состояний, усиление углового эффекта Шоха, а в случае одномерного резонансного магнитного фононного кристалла — эффект акустического сверхизлучения.

Ключевые слова: магнитоакустика, магнитоакустическая волна, резонансный магнитный фононный кристалл.

Введение

Магнитоакустический резонанс, то есть эффективное взаимодействие упругих и спиновых волн, известен уже более шестидесяти лет [1,2]. Успехи в изучении свойств электромагнитных метаматериалов стимулировали поиск акустических аналогов целого ряда принципиально новых электродинамических эффектов, которыми оказалась богата физика этих структур [3]. При этом в последние годы наблюдается лавинообразный рост публикаций, связанных с изучением разнообразных эффектов резонансного взаимодействия электромагнитной волны с гиперболическими электромагнитными средами, обладающими уникальными динамическими характеристиками и широкими потенциальными перспективами их практического использования [4–6]. Это касается эффектов нулевого прохождения и спонтанного коллективного излучения (сверхизлучения), возникающих, например, в случае резонансных фотонных кристаллов (ФК) [5,6]. Одновременно в настоящее время активно исследуются динамические свойства антиферромагнетиков (АФМ) как новой элементной базы спинтроники [7]. Так как частоты однородного АФМ резонанса могут существенно изменяться под воздействием как постоянных внешних магнитных, электрических [8], так и упругих полей, то можно рассматривать этот класс магнитных веществ и как настраиваемые однофазные упругие гиперболические среды (в последнее время в качестве однофазных упругих гиперболических метаматериалов активно изучаются многосвязные структуры [9]). При этом хорошо известно, что вследствие влияния неоднородного обменного взаимодействия эффекты пространственной дисперсии могут существенно влиять на спин-волновую динамику указанных АФМ сред даже без учета конечных размеров реального магнитного образца [10]. Однако до последнего времени анализ магнонного механизма резонансного прохождения (отражения) плоской объемной электромагнитной волны, падающей извне на поверхность системы эквидистантных плоскопараллельных АФМ слоев, расположенных в немагнитной диэлектрической матрице, не проводился. Целью настоящей работы является изучение индуцированных неоднородных обменных взаимодействий частотно-зависимых эффектов резонансного взаимодействия при падении плоской объемной сдвиговой упругой волны на поверхность ограниченного одномерного магнитного фононного кристалла (1D МФК) в виде системы эквидистантных АФМ слоев в упругоизотропной немагнитной матрице.

Основные соотношения. Уединенная граница раздела немагнитного и АФМ диэлектриков

В качестве примера пространственно-однородного АФМ диэлектрика, допускающего уже в однофазном состоянии гиперболический режим распространения сдвиговой упругой волны, рассмотрим двухподрешеточную модель обменно-коллинеарного центросимметричного АФМ с изотропными тензорами упругого и магнитоупругого взаимодействий. Плотностью термодинамического потенциала (двухподрешеточная модель $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) в терминах векторов ферро- $(\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0)$ и антиферромагнетизма $(\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0)$ можно представить [10–12]:

$$F = M_0^2 \times$$
$$\times\left(\frac{\delta}{2}\mathbf{m}^2 - \frac{b}{2}l_z^2 + \frac{\alpha}{2}(\nabla l)^2 + \gamma l_i l_k u_{ik} + \frac{\lambda}{2}u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2 - 2\mathbf{mh}\right), \tag{1}$$

где δ, α, b, γ — константы однородного, неоднородного обмена, магнитной анизотропии и изотропного магнитоупругого взаимодействия соответственно, M_0— намагниченность насыщения подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}$, u_{ik} — тензор упругих деформаций, λ, μ — коэффициенты Ламэ. Если $b > 0$ (коллинеарная фаза с легкой магнитной осью OZ), то в отсутствие постоянного внешнего магнитного поля в таком диэлектрике в равновесии $\mathbf{l} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$, $|\mathbf{m}| = 0$, а при $\mathbf{k} \in YZ$ с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}$ возможно распространение сдвиговой упругой волны с вектором упругих смещений $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ ($\mathbf{a}$ — нормаль к плоскости падения волны). Важно учесть, что для этого типа магнитной среды основной вклад в электродинамические эффекты, связанные с пространственной дисперсией, уже в рамках феноменологической теории магнетизма дает неоднородное обменное взаимодействие. По сравнению с безобменным пределом (пренебрежением неоднородным обменным взаимодействием в АФМ среде) это обстоятельство существенно изменяет характер прохождения плоской объемной SH-волны уже в случае уединенной границы раздела между полуограниченными немагнитной и АФМ средами.

Пусть верхнее полупространство занято упруго изотропным, немагнитным диэлектриком (соответствующие величины будем обозначать знаком тильда) с уравнениями связи вида [13]

$$\tilde{F} = \frac{\tilde{\lambda}}{2}\tilde{u}_{ii}^2 + \tilde{\mu}\tilde{u}_{ik}^2, \tag{2}$$

тогда как нижнее полупространство — обменно-коллинеарным, одноосным (OZ) антиферромагнетиком (1). Стандартная методика расчета [10–12,14] показывает, что без учета граничных условий спектр сдвиговой магнитоакустической волны с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k} \in YZ$ в рассматриваемой АФМ среде (1) с неоднородным обменным взаимодействием имеет вид ($k^2 \equiv k_y^2 + k_z^2$, s_t— скорость волны SH-типа в неограниченной АФМ среде (1) при $\gamma = 0$):

$$\frac{\omega^2}{s_t^2} = \bar{c}_{55}k_z^2 + \bar{c}_{66}k_y^2, \quad \bar{c}_{55} \equiv \frac{\omega^2 - \omega_0^2 - c^2k^2}{\omega^2 - \omega_0^2 - \omega_{me}^2 - c^2k^2}, \tag{3}$$
$$\bar{c}_{66} = 1, \qquad c \equiv (gM_0)\sqrt{\delta\alpha}.$$

Здесь ω_0 — частота однородного АФМ резонанса, ω_{me} — магнитоупругая щель, g — магнитомеханическое отношение, c — скорость обменных спиновых волн в неограниченном АФМ [10–12]. В результате формирующаяся в полуограниченной АФМ среде магнитоупругая волна SH-типа имеет двухпарциальную структуру, а поле нормальной к плоскости падения с нормалью вдоль вектора $\mathbf{a}$ компоненты вектора упругих смещений $\mathbf{u}$ ($(\mathbf{ua}) \equiv u_a$) с учетом (3) принимает вид

$$u_a(\zeta < 0) = \sum_{j=1}^{2} A_j \exp(\eta_j\zeta)\exp(ihy - i\omega t), \tag{4}$$

где A_j — произвольные амплитуды, ζ — текущая координата вдоль направления вектора нормали к границе раздела сред $\mathbf{q}$, h — продольное волновое число, $\eta^2 \equiv -(\mathbf{kq})^2$. С учетом введенных в (3) обозначений такому АФМ режиму гиперболической упругой среды отвечают следующие сочетания ω и $\mathbf{k} \in YZ$, при которых $\bar{c}_{55}\bar{c}_{66} < 0$. В условиях акустического полного внутреннего отражения для обеих рассматриваемых в работе магнитоакустических конфигураций (МАК): $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$ $(\mathbf{b} \equiv [\mathbf{qa}])$ и $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$, в АФМ среде (1), (3) входящие в (4) $\eta_{1,2}(\omega, h)$ — корни биквадратного характеристического уравнения:

$$\eta^4 - P_1\eta^2 + P_2 = 0, \tag{5}$$

где в случае $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ в (5)

$$P_1 = h^2 - \frac{\omega^2}{s_t^2} + \frac{\omega_0^2 + c^2h^2 - \omega^2}{c^2},$$
$$P_2 = \left(h^2 - \frac{\omega^2}{s_t^2}\right)\frac{\left(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2h^2\right) - \omega^2}{c^2}; \tag{6}$$

тогда как для $\mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{b} \parallel OZ$

$$P_1 = h^2 - \frac{\omega^2}{s_t^2} + \frac{\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2h^2 - \omega^2}{c^2},$$
$$P_2 = \left(h^2 - \frac{\omega^2}{s_t^2}\right)\frac{\left(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2h^2\right) - \omega^2}{c^2} - \frac{\omega_{me}^2}{c^2}h^2. \tag{7}$$

Пусть для падающей из немагнитного диэлектрика на поверхность АФМ среды плоской упругой волны SH-типа коэффициент отражения R_{SH} определяется отношением амплитуды компоненты поля упругих смещений $(\mathbf{ua})$ для отраженной от поверхности АФМ плоской SH-волны к соответствующей амплитуде поля в плоской сдвиговой упругой волне, падающей извне на поверхность магнетика [15]. Если на поверхности рассматриваемого полуограниченного АФМ магнитные моменты полностью свободны, и выполнена следующая система граничных условий ($\bar{\bar{\sigma}}$ — тензор упругих напряжений)

$$\frac{\partial l_x}{\partial \zeta} = \frac{\partial l_y}{\partial \zeta} = 0, \left(\mathbf{ua}\right) = \left(\tilde{\mathbf{u}}\mathbf{a}\right), \ \left(\bar{\bar{\sigma}}\mathbf{q}\right) = \left(\tilde{\bar{\bar{\sigma}}}\mathbf{q}\right), \ \zeta = 0, \qquad (8)$$

то как при $\mathbf{q} \| OY, \mathbf{l}_0 \| \mathbf{b} \| OZ$, так и при $\mathbf{q} \| OZ \| \mathbf{l}_0$, $\mathbf{l}_0 \| OZ, \mathbf{k} \in YZ$ R_{SH} имеет с учетом (4), (8) следующую структуру (см. [15]):

$$R_{SH} = \frac{\tilde{Z}_{SH} - Z_{SH}}{\tilde{Z}_{SH} + Z_{SH}}, \ Z_{SH} = \frac{\left(\mathbf{a}\bar{\bar{\sigma}}\mathbf{q}\right)}{(\mathbf{ua})}, \ \tilde{Z}_{SH} = \frac{\left(\mathbf{a}\tilde{\bar{\bar{\sigma}}}\mathbf{q}\right)}{(\tilde{\mathbf{u}}\mathbf{a})}, \qquad (9)$$

где $\tilde{Z}_{SH} = \tilde{\mu}\sqrt{\omega^2 / \tilde{s}_t^2 - h^2}$ и Z_{SH} — поверхностное волновое сопротивление для сдвиговой упругой волны в полуограниченной немагнитной среде (2), $\tilde{s}_t$— скорость волны SH-типа в неограниченной немагнитной среде (2). Совместный анализ соотношений (4)–(7) и выражения для коэффициента отражения (9) в безобменном пределе (т.е. при $c \to 0$) показывает, что при $c \neq 0$ двухпарциальный характер магнитоакустической волны SH-типа, возбуждаемой в АФМ среде падающей извне однопарциальной плоской объемной сдвиговой упругой волной, делает принципиально возможным для определенных значений ω и h как смену режима частичного прохождения ($|R_{SH}(\omega, h, c = 0)| < 1$) на полное отражение $|R_{SH}(\omega, h, c \neq 0)| = 1$, так и реализацию обратного эффекта. В частности (см. рис. 1), при $|R_{SH}(\omega, h, c \neq 0)| < 1$ вследствие влияния неоднородного обменного взаимодействия в зависимости от частоты и угла падения как при $\mathbf{q} \| OY, \mathbf{l}_0 \| \mathbf{b} \| OZ$, так и при $\mathbf{q} \| OZ \| \mathbf{l}_0$ реализуются эффекты акустического одно- и двулучепреломления с изменением или без изменения полости, определяемой из (3) для поверхности рефракции спектра нормальной магнитоакустической волны SH-типа. Если $\mathrm{Re}\{Z_{SH}\} \neq 0$, $\mathrm{Im}\{Z_{SH}\} \neq 0$, то в случае однолучевого преломления становится принципиально возможной также и реализация акустического аналога эффекта псевдо-Брюстера ($\tilde{Z}_{SH} = \mathrm{Re}\{Z_{SH}\}$, $\mathrm{Im}\{Z_{SH}\} \neq 0$ [16]) с изменением (при $h < \omega/s_t$, $P_2 > 0$) или без изменения (при $h < \omega/s_t$, $P_2 < 0$) ветви спектра преломленной в АФМ среде нормальной сдвиговой магнитоакустической волны. По сравнению с магнитоакустической динамикой рассматриваемого полуограниченного АФМ в безобменном пределе ($c = 0$) в случае низкотемпературного АФМ ($c < s_t$) [14] при $c \neq 0$ для преломленной в магнетике при падении извне плоской объемной волны SH-типа с $(\mathbf{kq}) < 0$ и $h\partial\omega/\partial h > 0$ при $\mathbf{q} \| OY, \mathbf{l}_0 \| \mathbf{b} \| OZ$ имеет место (см. рис. 1) обменное подавление, существовавшего в АФМ среде (1) при $c = 0$ эффекта отрицательной акустической рефракции ($h\partial\omega/\partial h < 0$), а при $\mathbf{q} \| OZ \| \mathbf{l}_0$ — обменное подавление возможного для $c = 0$ в АФМ (1) эффекта отрицательной акустической фазовой скорости ($(\mathbf{kq}) > 0$).

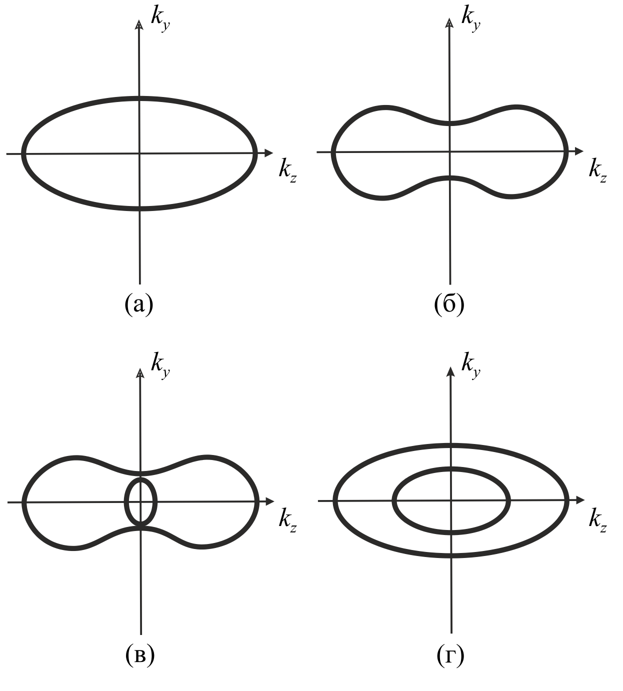

Рис. 1. Зависимость от частоты структуры сечения плоскостью падения $\mathbf{k} \in YZ$ поверхности волновых векторов магнитоакустической волны SH-типа (3) в неограниченной АФМ среде (1) с $\mathbf{l}_0 \| OZ$. Если $\alpha \equiv s_t^2 / (s_t^2 - c^2)$, то: (а) $\omega^2 < \alpha\omega_0^2$, (б) $\alpha\omega_0^2 < \omega^2 < \omega_0^2 + \omega_{me}^2$, (в) $\omega_0^2 + \omega_{me}^2 < \omega^2 < \alpha(\omega_0^2 + 2\omega_{me}^2)$, (г) $\omega^2 > \alpha(\omega_0^2 + 2\omega_{me}^2)$.

Уединенный АФМ слой в симметричном окружении

Пусть рассматриваемая обладающая пространственной дисперсией АФМ среда (1) занимает слой толщиной $2d$, который погружен в неограниченный немагнитный диэлектрик, а на обеих границах раздела как при $\mathbf{q} \| OY$, $\mathbf{l}_0 \| \mathbf{b} \| OZ$, так и при $\mathbf{q} \| OZ \| \mathbf{l}_0$ реализована следующая система обменных и упругих граничных условий ($b_x (b_y)$ — одноосная поверхностная магнитная анизотропия):

$$\frac{\partial l_x}{\partial \zeta} \pm b_y l_x = 0, \ \frac{\partial l_y}{\partial \zeta} \pm b_y l_y = 0, \quad \left(\mathbf{ua}\right) = \left(\tilde{\mathbf{u}}\mathbf{a}\right), \\ \left(\bar{\bar{\sigma}}\mathbf{q}\right) = \left(\tilde{\bar{\bar{\sigma}}}\mathbf{q}\right), \quad \zeta = \pm d. \qquad (10)$$

В этом случае в АФМ слое для волны SH-типа с $\mathbf{k} \in YZ$

$$\left(\mathbf{ua}\right) = \sum_{j=1}^{2} A_j c_j + B_j s_j, \qquad (11)$$

где A_j, B_j— произвольные амплитуды, $c_j \equiv \mathrm{ch}(\eta_j \zeta)$, $s_j \equiv \mathrm{sh}(\eta_j \zeta)$, а величины η_1, η_2 в зависимости от МАК и типа волны являются корнями одного из характеристических уравнений (5)–(7). По аналогии с методикой расчета из [17] можно с помощью обменных граничных условий (10) исключить из рассмотрения в (11) две из четырех амплитуд парциальных волн (например, A_2, B_2). В этом случае пространственную структуру как компоненты вектора упругих смещений $\mathbf{u}\,\|\,\mathbf{a}$, так и сопряженной ей вдоль $\mathbf{q}$ компоненты тензора упругих напряжений в АФМ среде можно представить следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u}\,\mathbf{a} \\ \mathbf{a}\overline{\overline{\sigma}}\mathbf{q} \end{pmatrix}_{\zeta} = \begin{pmatrix} N_{11} & N_{12} \\ N_{21} & N_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}. \tag{12}$$

Как при $\mathbf{l}_0\,\|\,\mathbf{q}\,\|\,OZ$, $\mathbf{b}\,\|\,OY$, так и при $\mathbf{q}\,\|\,OY$, $\mathbf{l}_0\,\|\,\mathbf{b}\,\|\,OZ$ с учетом принятых выше обозначений для рассматриваемого АФМ слоя толщиной $2d$

$$\begin{gathered} \begin{pmatrix} \mathbf{u}\,\mathbf{a} \\ \mathbf{a}\overline{\overline{\sigma}}\mathbf{q} \end{pmatrix}_{\zeta=d} = \overline{\overline{C}} \begin{pmatrix} \mathbf{u}\,\mathbf{a} \\ \mathbf{a}\overline{\overline{\sigma}}\mathbf{q} \end{pmatrix}_{\zeta=-d}, \\ \overline{\overline{C}} \equiv \overline{\overline{N}}(\zeta=d)\left(\overline{\overline{N}}(\zeta=-d)\right)^{-1}, \end{gathered} \tag{13}$$

Отметим, что дисперсионное соотношение (3) может не только определять при $\omega = \text{const}$ форму сечения одно- или двуполостной поверхности волновых векторов плоскостью падения $\mathbf{k} \in YZ$ в неограниченном АФМ (1), но и в явном виде спектр волноводных сдвиговых магнитоакустических волн рассматриваемого АФМ слоя для соответствующей МАК при некоторых сочетаниях упругих и обменных граничных условий (10) на поверхности магнетика. В частности, в случае сдвиговой объемной магнитоакустической волны при $\mathbf{l}_0\,\|\,\mathbf{q}\,\|\,OZ$, $\mathbf{b}\,\|\,OY$, и $\mathbf{k} \in YZ$ в (3) $k_z = \pi\nu/2d$, $\nu = 1, 2, \ldots$, если одновременно в (10) будут выполнятся $b_x = \infty$ и $\sigma_{zx} = 0$ или $b_x = 0$ и $(\mathbf{ua}) = 0$. Что же касается случая $\mathbf{l}_0\,\|\,\mathbf{b}\,\|\,OZ$, $\mathbf{q}\,\|\,OY$ и $\mathbf{k} \in YZ$, то в (3) $k_y = \pi\nu/2d$, $\nu = 1, 2, \ldots$ для объемной сдвиговой магнитоакустической волны, если одновременно в (10) $b_x = \infty$ и $(\mathbf{ua}) = 0$ или $b_x = 0$ и $\sigma_{yx} = 0$. Расчет показывает, что для находящегося в симметричном окружении слоя АФМ (1) и всех рассмотренных выше МАК при выполнении на обеих поверхностях АФМ слоя граничных условий (10) спектр как несобственных (при $\mathrm{Re}\{\tilde{Z}_{SH}\} \neq 0$), так и собственных (при $\mathrm{Re}\{\tilde{Z}_{SH}\} = 0$) магнитоакустических волн SH-типа, распространяющихся вдоль уединенного АФМ слоя, факторизуется (см. также [17]):

$$\left(N_{21} - i\tilde{Z}_{SH} N_{11}\right)\left(N_{22} - i\tilde{Z}_{SH} N_{12}\right) = 0. \tag{14}$$

Равенство нулю выражения в первой (второй) скобке определяет с учетом неоднородного обменного взаимодействия спектр магнитоакустической волны SH-типа антисимметричной (симметричной) относительно срединной плоскости АФМ слоя. Случай, когда при заданной частоте ω продольное волновое число h, удовлетворяющее (14), является комплексным, а усредненный по периоду колебаний поток энергии через поверхность слоя, отличающийся от нуля, отвечает несобственной радиационной антисимметричной (симметричной) волне, то по аналогии с динамикой экситонных поляритонов [6] их можно назвать резонансными («светлыми») магнитоакустическими волнами. Собственная магнитоакустическая SH-волна в АФМ слое (симметричная или антисимметричная) реализуется при заданном ω, если в рассматриваемом бездиссипативном пределе удовлетворяющее (14) значение h является вещественным, тогда как усредненный по периоду колебаний поток энергии через поверхность слоя равен нулю. Структуру френелевских коэффициентов отражения $V_{SH}(\omega, h)$ и прохождения $W_{SH}(\omega, h)$ в случае граничных условий (10) для рассматриваемого АФМ слоя можно с учетом (12), (13) представить следующим образом (см. также [17]):

$$\begin{gathered} W_{SH} = \frac{i\tilde{Z}_{SH}\left(N_{21}N_{12} - N_{11}N_{22}\right)}{\left(N_{21} - i\tilde{Z}_{SH} N_{11}\right)\left(N_{22} - i\tilde{Z}_{SH} N_{12}\right)}, \\ V_{SH} = \frac{-\left(N_{21}N_{22} + \tilde{Z}_{SH}^2 N_{11}N_{12}\right)}{\left(N_{21} - i\tilde{Z}_{SH} N_{11}\right)\left(N_{22} - i\tilde{Z}_{SH} N_{12}\right)}. \end{gathered} \tag{15}$$

Расчет показывает, что условие полного прохождения через слой рассматриваемого АФМ с неоднородным обменным взаимодействием плоской объемной волны SH-типа $|W_{SH}| = 1$ и ($|V_{SH}| = 0$) с учетом введенных выше обозначений имеет вид

$$N_{21}N_{22} + \tilde{Z}_{SH}^2 N_{11}N_{12} = 0. \tag{16}$$

Это можно рассматривать как исчезновение при этих сочетаниях ω, h акустической активности сдвиговой магнитоакустической волны, распространяющейся в АФМ слое. Если же одновременно $N_{21} = N_{12} = 0$, то в (15) $W_{SH} = 1$. Тогда как при условии $N_{11} = N_{22} = 0$ в (15) $W_{SH} = -1$, причем в обоих этих случаях акустическая прозрачность АФМ слоя не зависит от акустических характеристик окружающей его среды (2). Сопоставление (15), (16) показывает, что если в зависимости от симметрии волноводных магнитоакустических колебаний АФМ слоя удовлетворяется одна из нижеследующих систем равенств

$$\begin{gathered} N_{21}(\omega, h) = N_{11}(\omega, h) = 0, \\ N_{22}(\omega, h) = N_{12}(\omega, h) = 0, \end{gathered} \tag{17}$$

то соответствующая мода спектра магнитоакустических волн АФМ слоя не имеет радиационного акустического затухания. Это нерезонансные («темные») магнитоакустические волны [6]. Таким образом, соответствующие сочетания частоты и продольного волнового числа в (17) формально отвечают формированию связанного магнитоакустического волнового состояния в континууме [18] (дискретное состояние на фоне сплошного спектра). Совместный анализ соотношений (3)–(5) (15)–(17) показал, что в рамках рассматриваемой модели полное отражение волны SH-типа, падающей на АФМ слой (13) толщиной $2d$ ($|W_{SH}| = 0$), имеет место при таких сочетаниях ω и h, когда с учетом введенных выше обозначений удовлетворяется следующее соотношение:

$$N_{11}N_{22} - N_{21}N_{12} = 0. \tag{18}$$

При этом условие $N_{22}(\omega, h) = 0$ отвечает спектру симметричных, а $N_{21}(\omega, h) = 0$ антисимметричных магнитоакустических волн SH-типа, распространяющихся вдоль АФМ слоя, на обеих поверхностях которого одновременно с обменными граничными условиями (10) выполнены также упругие граничные условия вида $\mathbf{a}\overline{\overline{\sigma}}\mathbf{q} = 0$. Что же касается соотношения $N_{11}(\omega, h)N_{12}(\omega, h) = 0$, то оно определяет спектр антисимметричных (при $N_{12}(\omega, h) = 0$) или симметричных (при $N_{11}(\omega, h) = 0$) магнитоакустических волн SH-типа, распространяющихся вдоль АФМ слоя (13), на обеих поверхностях которого одновременно с обменными граничными условиями (10) выполнены также и упругие граничные условия вида $(\mathbf{ua}) = 0$. Следует подчеркнуть, что при падении волны SH-типа все вышеуказанные эффекты индуцированы наличием неоднородного обменного взаимодействия в АФМ среде (двулучевым или однолучевым преломлением сдвиговой упругой волны в АФМ), а их реализация с учетом (4)–(7) возможна для обеих рассмотренных выше МАК и не только при $\eta_1^2 < 0$, $\eta_2^2 < 0$ или $\eta_1^2 < 0$, $\eta_2^2 > 0$, но и в случае, когда $\eta_1^2 > 0$, $\eta_2^2 > 0$ при $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ, \mathbf{b} \parallel OY$.

Система эквидистантных АФМ слоев в немагнитном окружении

Пусть имеется находящаяся в неограниченном упругоизотропном диэлектрике (2) система из N идентичных между собой слоев рассматриваемой АФМ среды (1)–(6), (10)–(13). Для упрощения расчетов будем полагать, что толщина каждого АФМ слоя $2d$ и он окружен с двух сторон слоями немагнитного диэлектрика толщиной $\tilde{d}$. Для каждого из таких немагнитных слоев матрица перехода $\overline{\overline{B}}(\tilde{d})$ в случае волны SH-типа имеет вид

$$\begin{pmatrix} \tilde{\mathbf{u}}\mathbf{a} \\ \mathbf{a}\overline{\overline{\tilde{\sigma}}}\mathbf{q} \end{pmatrix}_{\zeta=\tilde{d}} = \begin{pmatrix} \cos\left(\tilde{k}\tilde{d}\right) & -\dfrac{\sin\left(\tilde{k}\tilde{d}\right)}{\tilde{Z}_{SH}} \\ \tilde{Z}_{SH}\sin\left(\tilde{k}\tilde{d}\right) & \cos\left(\tilde{k}\tilde{d}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\mathbf{u}}\mathbf{a} \\ \mathbf{a}\overline{\overline{\tilde{\sigma}}}\mathbf{q} \end{pmatrix}_{\zeta=0}, \tag{19}$$

$$\tilde{k} = \sqrt{\omega^2 / \tilde{s}_t^2 - h^2}.$$

Будем также полагать, что на всех границах раздела АФМ (1) и немагнитной (2) сред данного N-периодного одномерного магнитного фононного кристалла (1D МФК) толщиной ND (где $D = 2(\tilde{d} + d)$ — толщина элементарной ячейки МФК) выполнены упругие и обменные граничные условия (10). В результате для всех рассмотренных выше МАК френелевские амплитудные коэффициенты отражения $V_N(\zeta = ND/2)$ и прохождения $W_N(\zeta = -ND/2)$ для плоской объемной упругой волны SH-типа, падающей из упругоизотропной немагнитной среды (2), окружающей рассматриваемый конечный 1D МФК, будут связаны между собой следующими соотношениями (см. также [5,6,17,19]):

$$V_N(\omega, h) = \frac{V_1 U_{N-1}}{U_{N-1} - W_1 U_{N-2}}; \quad W_N(\omega, h) = \frac{W_{1\alpha}}{U_{N-1} - W_\alpha U_{N-2}}; \quad U_{N-1} \equiv \frac{\sin\left(NK_{SH}D\right)}{\sin(K_{SH}D)};$$

$$V_1(\omega, h) \equiv \frac{i\left(A_{21} + A_{12}\tilde{Z}_{SH}^2\right)}{2A_{11}i\tilde{Z}_{SH} - A_{21} + A_{12}\tilde{Z}_{SH}^2}; \quad W_1(\omega, h) \equiv \frac{2i\tilde{Z}_{SH}}{2A_{11}i\tilde{Z}_{SH} - A_{21} + A_{12}\tilde{Z}_{SH}^2}; \tag{20}$$

$$\cos\left(K_{SH}D\right) = \frac{1}{2}\left(A_{11} + A_{22}\right); \quad \overline{\overline{A}}(D) \equiv \overline{\overline{B}}\left(\tilde{d}\right)\overline{\overline{C}}(2d)\overline{\overline{B}}\left(\tilde{d}\right).$$

Из (20) следует, что эффекты отражения и полного прохождения сдвиговой упругой волны SH-типа через 3N-слойный волновод существенно зависят от коэффициентов отражения $V_{1SH}(\omega, h)$ и прохождения $W_{1SH}(\omega, h)$ волны SH-типа для элементарного периода рассматриваемого 1D МФК с матрицей перехода $\overline{\overline{A}}(D)$. Это, в частности, означает, что отмеченная возможность формирования дискретного состояния на фоне сплошного спектра полного отражения сдвиговой волны от АФМ слоя останется в силе и для N-периодного 1D МФК случая независимо от числа элементарных периодов N. Однако теперь для случая уединенного АФМ слоя в симметричном окружении, приведенном выше, в соотношениях (12)–(19) вместо элементов матрицы $\overline{\overline{C}}(2d)$ необходимо пользоваться соответствующими элементами матрицы $\overline{\overline{A}}(D)$. Одновременно следует учесть, что и для данного типа конечного1D МФК не только при $c = 0$, но и при $c \neq 0$ наблюдается структурно-индуцированный эффект полного интерференционного подавления отражения волны SH-типа ($V_N(\omega, h) = 0$), падающей извне на поверхность 1D МФК. В результате внутри каждой из зон пропускания коллективного магнон-поляритонного спектра (т.е. при $\nu\pi < K_{SH}D < (\nu + 1)\pi$, $\nu = 1, 2, \ldots$) имеется $(N - 1)$-сочетаний ω, h, определяемых условием $U_{N-1}(K_{SH}D) = 0$. Кроме того, как следует из (20), внутри каждой из зон прохождения есть также и $(N-2)$-сочетаний ω, h, удовлетворяющих условию $U_{N-2}(K_{SH}D)=0$, при которых реализуется (и при $c=0$) структурно-индуцированный эффект интерференционного усиления отражения волны SH-типа $(\max\{V_N(\omega,h)\}=V_{1SH}(\omega,h))$, падающей извне на поверхность 1D МФК. Таким образом, динамические свойства обсуждаемой слоистой магнитной структуры являются следствием как внутри-, так межслоевого резонансного или нерезонансного взаимодействия обменных спиновых волн, распространяющихся в каждом из АФМ слое через поле сдвиговых упругих волн. При этом во всех этих вариантах распространяющиеся нормально к оси рассматриваемого конечного 1D МФК гибридизированные магнитоакустические моды также будут радиационными при $\mathrm{Re}\{\tilde{Z}_{SH}\}\neq 0$ и собственными в случае $\mathrm{Re}\{\tilde{Z}_{SH}\}=0$. Несомненный практический интерес представляет случай, когда на плоскости внешних параметров $\omega-h$ дисперсионные кривые радиационных магнитоакустических мод АФМ слоя (14) лежат внутри конуса сдвиговых акустических волн упругоизотропной немагнитной среды (2), окружающей рассматриваемый конечный 1D МФК. Следует отметить, что, как вытекает из (15) и (20), существующий в случае уединенного АФМ слоя в симметричном окружении (или трехслойного магнитного сэндвича с матрицей перехода $\bar{\bar{A}}$ из (20)) эффект безотражательного прохождения волны SH-типа через уединенный АФМ слой $(|W_{1SH}|=1)$ отсутствует в случае N-периодного 1D МФК. Однако выполнение $|W_N|=1$ становится возможным для таких сочетаний $\omega-h$, при которых в (20) одновременно с $|W_{1SH}|=1$ в (19) становится единичной, и матрица перехода для немагнитной среды $\bar{\bar{B}}(\tilde{d})=\bar{\bar{I}}$. В качестве примера кратко рассмотрим возможность реализации для рассматриваемого N-периодного 1D МФК (20) спин-волнового аналога, интенсивно исследуемого в последние годы для полупроводниковых структур режима резонансного 1D фотонного кристалла. Для спин-волнового аналога характерно сосуществование пространственного брэгговского и частотного резонансов [5,6]. Как показывает анализ, в рассматриваемом случае АФМ слой, участвующий в формировании элементарного периода 1D МФК (20), может рассматриваться как спин-волновой аналог квантовой ямы для падающей извне плоской упругой волны SH-типа, если для заданных значений внешних параметров ω и h для описания магнитоупругой динамики такого АФМ слоя можно использовать одномодовое приближение.

Резонансный магнитный фононный кристалл

Если условие Радо–Уиртмена $l'_x(\zeta=\pm d)=0$ и упругое граничное условие $u_\alpha(\zeta=\pm d)=\tilde{u}_\alpha$ выполнены по всей толщине АФМ слоя, то при $\mathbf{q}\,\|\,OY$, $\mathbf{l}_0\,\|\,\mathbf{b}\,\|\,OZ$ для падающей извне плоской SH-волны амплитудные коэффициенты отражения и прохождения сдвиговой упругой волны (V_{1SH}, W_{1SH}), входящие в (20), для случая уединенной ультратонкой АФМ пленки в симметричном окружении $(W_{1SH}=1+V_{1SH})$ следующие:

$$W_1(\omega,h,d\to 0)\cong W_{1SH}=\frac{i\tilde{Z}_{SH}}{i\tilde{Z}_{SH}+\delta_{SH}};$$

$$\delta_{SH}\equiv 2d\left[\frac{\omega^2}{s_t^2}-h^2-\frac{\omega_{me}^2h^2}{\omega^2-\omega_0^2-\omega_{me}^2-c^2h^2}\right]. \qquad (21)$$

Таким образом, в рамках данной модели при $\mathbf{q}\,\|\,OY$, $\mathbf{l}_0\,\|\,\mathbf{b}\,\|\,OZ$ коэффициент прохождения волны SH-типа через такой ультратонкий АФМ слой при $1/\delta_{SH}=0$ может быть строго равен нулю $(|W_{1SH}|=0)$. Полная прозрачность рассматриваемого ультратонкого АФМ слоя с $\mathbf{q}\,\|\,OY$, $\mathbf{l}_0\,\|\,\mathbf{b}\,\|\,OZ$ для падающей извне плоской объемной SH-волны $|W_{1SH}|=1$ достигается, если ω и угол падения h одновременно удовлетворяют соотношению $\delta_{SH}(\omega,h)=0$. Последний вариант отвечает случаю, когда распространяющаяся вдоль ультратонкого АФМ слоя сдвиговая магнитоупругая волна перестает быть акустически активной (становится, по аналогии с экситонными поляритонами [6], «темной» магнитоакустической волной). В результате для рассматриваемого типа 1D МФК входящая в (20) структура матрицы перехода $\bar{\bar{C}}$ для такого ультратонкого АФМ слоя с учетом принятых обозначений принимает вид $C_{11}=C_{22}=1$, $C_{12}=0$, $C_{21}=C_{21}(\omega,h)$. Согласно [5,6], рассматриваемый $3N$-слойный конечный 1D МФК можно рассматривать как одномерную слоистую структуру из N диэлектрических акустических микрорезонаторов толщиной $2\tilde{d}$, в центре каждого из которых имеется ультратонкий АФМ слой, представляющий собой спин-волновой аналог квантовой ямы (21). Если в окрестности частоты $|W_{1SH}|=0$ толщина каждого из микрорезонаторов (элементарный период рассматриваемого 1D МФК с ультратонкими слоями АФМ) удовлетворяет условию брэгговского резонанса $(\bar{\bar{B}}(2\tilde{d})=\bar{\bar{I}})$, то в зоне непропускания квазиблоховский вектор в (21) становится комплексным $K_{SH}(\omega,h)=K'_{SH}+iK''_{SH}$. Если при этом помимо $2K'_{SH}\tilde{d}=\pi$ имеет место и условие $2K''_{SH}N\tilde{d}<<1$, то соотношения (21) для 1D МФК с ультратонкими АФМ слоями принимают вид (см. также [5,6])

$$W_N(\omega,h,)=\frac{i\tilde{Z}_{SH}}{i\tilde{Z}_{SH}+N\delta_{SH}},$$
$$V_N(\omega,h)=-\frac{N\delta_{SH}}{i\tilde{Z}_{SH}+N\delta_{SH}}. \qquad (22)$$

Таким образом, при $2K''_{SH}N\tilde{d}<<1$ и $2K'_{SH}\tilde{d}=\pi$ становится возможным индуцированный пространственной дисперсией АФМ среды спин-волновой аналог экситонного механизма эффекта сверхизлучения, изученного в полупроводниковых гетероструктурах [5,6]:

$$\mathrm{Im}\{V_N(\omega,h)\}=N\,\mathrm{Im}\{V_1(\omega,h,d\to 0)\}, \qquad (23)$$

что можно рассматривать как одновременное наличие в обсуждаемом 1D МФК с ультратонкими АФМ слоями $(N-1)$-акустически неактивных, «темных» сдвиговых магнитоакустических мод ($|V_N|=0$) и одной акустически активной, «светлой» магнитоакустической моды, у которой для $|V_N|=1,\ W_N=0$. Причем ее радиационное затухание N кратно усилено по сравнению со сдвиговой магнитоупругой модой одного ультратонкого АФМ слоя (21) в немагнитной среде (2). Если же имеется предел $2K''_{SH}Nd_B >> 1$, то $|V_N|=1$, что отвечает появлению запрещенной зоны (согласно [5,6], упругий аналог фотонно-кристаллического режима).

Учтем теперь в рамках приближения квазиплоской волны конечные размеры формально находящегося на бесконечности реального источника излучения сдвиговой упругой волны. В этом случае, согласно [20], для остронаправленного пучка упругих SH-волн, падающих извне на слой, соотношения для углового эффекта Шоха (упругого аналога известного в оптике углового эффекта Гуса–Хенхена [20]) при отражении $s_V(\omega,h)$ и при прохождении $s_W(\omega,h)$ имеют следующий вид: $s_V=\partial\ln|V_N|/\partial h,\ s_W=\partial\ln|W_N|/\partial h$. Это означает, что в рассмотренном выше случае АФМ слоя в симметричном окружении (13) возможно с учетом неоднородного обменного взаимодействия индуцированное резонансное усиление углового эффекта Шоха для квазиплоской волны SH-типа как при $|V_N|=1,\ W_N=0$, так и при $V_N=0,\ |W_N|=1$, а также в окрестности указанного выше акустического аналога эффекта псевдо-Брюстера. Однако в случае сдвиговой квазиплоской упругой волны, падающей извне нормально к рассматриваемому АФМ слою, $s_W(\omega,h=0)=s_V(\omega,h=0)$. Если же в обсуждаемом АФМ $\mathbf{H}_0 \,\|\, \mathbf{a}\perp\mathbf{q},\ \mathbf{k}\in YZ$ и АФМ слой (13) находится в несимметричном немагнитном окружении, то, во-первых, в случае наклонно падающего извне остронаправленного пучка сдвиговых упругих волн $s_V(\omega,h)\neq s_V(\omega,-h),\ s_W(\omega,h)\neq s_W(\omega,-h)$, во-вторых, пространственный $(-i\Delta_V=\partial\ln|V_N|/\partial h,\ -i\Delta_W=\partial\ln|W_N|/\partial h)$ и угловой эффекты Шоха одновременно отличны от нуля в случае нормального падения $(h=0)$ как для отраженной, так и для прошедшей квазиплоской SH-волны через рассматриваемый конечный акустически гиротропный 1D МФК.

Заключение

В бездиссипативном приближении для АФМ, который является однофазной гиперболической средой, индуцированный неоднородным обменным взаимодействием механизм двулучевого акустического преломления при прохождении сдвиговой объемной волной границы раздела магнитной и немагнитной сред приводит как для плоской, так и квазиплоской волны SH-типа, падающей извне на ограниченную акустически сплошную планарную структуру из немагнитных и АФМ слоев, к целому ряду дополнительных резонансных акустических рефракционных аномалий, связанных с формированием собственных и несобственных распространяющихся магнон-фононных возбуждений.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

---

1. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *ЖЭТФ* **35**, 228 (1958).
2. C. Kittel, *Phys. Rev.* **110**, 836 (1958).
3. S. Chen, Y. Fan, Q. Fu, and H. Wu, *Appl. Sci.* **8**, 1480 (2018).
4. I.I. Smolyaninov, *Hyperbolic Metamaterials*, Morgan & Claypool Publishers, San Rafael (2018).
5. Е.Л. Ивченко, А.Н. Поддубный, *ФТТ* **55**, 833 (2013).
6. A.V. Kavokin, J.J. Baumberg, G. Malpuech, and F.P. Laussy, *Microcavities*, Oxford University Press (2017).
7. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
8. Д.В. Кулагин, Г.Г. Левченко, А.С. Савченко, А.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров, *ЖЭТФ* **141**, 540 (2012).
9. S.-D. Zhao, Y.-S. Wang, and C. Zhang, *Sci. Rep.* **8**, 2247 (2018).
10. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
11. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **75**, 2183 (1978).
12. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин, *УФН* **146**, 417 (1985).
13. М.А. Исакович, *Общая акустика*, Наука, Москва (1973).
14. Е.А. Туров, В.Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).
15. М.В. Балакирев, И.А. Гилинский, *Волны в пьезокристаллах*, Наука, Новосибирск (1982).
16. M. Elshazly-Zaghloul and R.M.A. Azzam, *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 657 (1982).
17. Л.М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, изд.-во АН СССР, Москва (1957).
18. C.W. Hsu, B. Zhen, A.D. Stone, J.D. Joannopoulos, and M. Soljačić, *Nature Rev. Mater.* **1**, 16048 (2016).
19. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, Москва (1987).
20. T. Tamir, *J. Opt. Soc. Am. A* **3**, 558 (1986).

Антиферомагнетик як кероване однофазне пружне гіперболічне середовище з просторовою дисперсією

С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров

Для плоскої та квазіплоскої об’ємної хвилі SH-типу, що ззовні падає на систему еквідистантних антиферомагнітних діелектричних шарів, урахування просторової дисперсії в антиферомагнетику як у гіперболічному магнітоакустичному середовищі індукує ряд резонансних рефракційних аномалій: ефекти повного відбиття (проходження) та формування на фоні суцільного спектра дискретних локалізованих магнон-фононних станів, посилення кутового ефекту Шоха, а в разі одновимірного резонансного магнітного фононного кристала — ефект акустичного надвипромінення.

Ключові слова: магнітоакустика, магнітоакустична хвиля, резонансний магнітний фононний кристал.

Antiferromagnet as the tunable single-phase elastic hyperbolic medium with the spatial dispersion

S.V. Tarasenko and V.G. Shavrov

For a plane and quasi-plane SH-type volume wave incident from the outside onto a system of equidistant antiferromagnetic dielectric layers, taking into account spatial dispersion in an antiferromagnet as a hyperbolic magnetoacoustic medium induces a number of resonant refractive anomalies including the effects of total reflection (propagation) and formation against the background continuous spectrum of discrete localized magnon-phonon states, amplification of the angular Schoch effect and in the case of a one-dimensional resonant magnetic phonon crystal — to the effect of superradiance.

Keywords: magnetoacoustics, magnetoacoustic wave, resonant magnetic phonon crystal.