Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 7, с. 458 – 465 © 2020 г. 10 октября

Эласто-дипольный механизм формирования и коллапса резонансов Фано при прохождении поперечных фононов через слоистые магнитные гетероструктуры

О. С. Сухорукова[+], *А. С. Тарасенко*[+], *С. В. Тарасенко*[+1)], *В. Г. Шавров*[*]

[+]*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, 283048 Донецк, Украина*

[*]*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 августа 2020 г.
После переработки 7 сентября 2020 г.
Принята к публикации 7 сентября 2020 г.

При резонансном прохождении сдвиговой плоской упругой волной акустически сплошной гетероструктуры из магнитных и немагнитных слоев в симметричном немагнитном окружении возбуждение распространяющихся как безобменных, так и обменных спиновых волн может приводить к формированию эласто-дипольного аналога не только резонанса Фано, но и сопутствующих динамических эффектов, включая коллапс резонанса Фано и возникновение связанных магнонных состояний в континууме поперечных фононов.

DOI: 10.31857/S1234567820190052

Одним из магистральных направлений в современной физике композитных упругих сред является поиск акустических аналогов резонансных поляритонных эффектов, характерных для динамики электромагнитных метаматериалов [1, 2]. При этом в последние годы значительное внимание исследователей привлекло изучение как поляритонного механизма формирования самого резонанса Фано, так и связанных с ним динамических эффектов (в частности, таких как коллапс резонансов Фано, темные моды, суперрезонанс, сверхизлучение) [3, 4]. Естественно, что это нашло свое отражение и в развитии современной физики упругих метаматериалов, а интенсификация исследовательских работ в области гибридизации спинтроники и стрейнтроники привела к тому, что особое внимание стало уделяться изучению возможностей использования магнитных гетероструктур (в том числе и слоистых) как новой элементной базы для создания эффективно управляемых акустических метаматериалов [5, 6]. В частности, значительный исследовательский интерес вызывает поиск магнитоакустических аналогов указанных выше динамических поляритонных эффектов. Как пример, можно указать на появившуюся в последние годы серию статей [7–10], в которых для касательно намагниченного ферромагнитного (ФМ) слоя, акустически жестко связанного с неограниченным упругоизотропным немагнитным диэлектриком, теоретически рассматривалась возможность существования магнитоупругого (МУ) варианта резонанса Фано в условиях наклонного падения на слой плоской сдвиговой объемной упругой волны (акустический аналог геометрии Фогта). Однако с точки зрения вопросов, обсуждаемых в нашей статье, указанный цикл работ основан на существенном ограничении: выбранная авторами [7–10] для анализа теоретическая модель не учитывала вклад в МУ динамику магнитного слоя распространяющихся ни магнитостатических, ни обменных спиновых волн.

В связи с этим в данной работе для случая туннелирования плоской сдвиговой объемной упругой волны через акустически сплошные гетероструктуры с участием сверхпроводящих, а также магнитных и немагнитных диэлектрических слоев изучен магнонный вклад в эласто-дипольный механизм формирования как резонанса Фано, так и связанных с ним динамических эффектов, включая коллапс резонанса Фано, формирование связанных состояний в континууме, сверхизлучение.

Пусть имеются два полупространства, занятые идентичным упруго изотропным диэлектриком (соответствующие величины будем обозначать знаком тильда), плотность энергии которого имеет вид ($\tilde{\lambda}, \tilde{\mu}$ – коэффициенты Ламэ, u_{ik} – тензор упругих деформаций) [11]:

$$F = \frac{\tilde{\lambda}}{2}\tilde{u}_{ii}^2 + \tilde{\mu}\tilde{u}_{ik}^2, \qquad (1)$$

[1)]e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

а на границе между эти полупространствами расположен слой толщиной $2d$ и вектором нормали к поверхности $\mathbf{q}\|OY$ одноосного гиротропного магнетика, легкая магнитная ось которого OZ коллинеарна нормали к плоскости падения $\mathbf{a}$. Без учета неоднородного обменного взаимодействия упругая динамика подобной магнитной среды с плотностью ρ может быть описана следующей системой динамических уравнений

$$\rho\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}=\frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_k};\ \ \operatorname{div}\mathbf{B}=0,\ \ \operatorname{rot}\mathbf{H}=0, \qquad (2)$$

где $\bar{\bar{\sigma}}$ – тензор упругих напряжений, $\mathbf{B}$ – вектор магнитной индукции, $\mathbf{u}$ – вектор упругих смещений, $\mathbf{H}$ – вектор магнитного поля. Пусть у распространяющейся в магнетике акустической волне вектор упругих смещений $\mathbf{u}\|OZ$, а волновой вектор $\mathbf{k}\in XY$ (акустический аналог геометрии Фогта). В результате уже для модели легкоосного (ось OZ) ФМ, обладающего изотропным не только упругим (λ,μ – коэффициенты Ламэ), но также МУ и магнитострикционным взаимодействиями материальные соотношения согласно [12, 13] могут быть представлены в виде:

$$\begin{cases}\sigma_{zx}=\bar c_{55}\dfrac{\partial u_z}{\partial x}+i\bar c_{54}\dfrac{\partial u_z}{\partial y}+\beta_{15}H_x-i\beta_*H_y,\\ \sigma_{zy}=\bar c_{44}\dfrac{\partial u_z}{\partial y}-i\bar c_{45}\dfrac{\partial u_z}{\partial x}+\beta_{15}H_y+i\beta_*H_x,\end{cases}$$
$$\begin{cases}B_x=\mu_\perp H_x-i\mu_*H_y-4\pi\beta_{15}\dfrac{\partial u_z}{\partial x}+4\pi i\beta_*\dfrac{\partial u_z}{\partial y},\\ B_y=\mu_\perp H_y+i\mu_*H_x-4\pi\beta_{15}\dfrac{\partial u_z}{\partial y}-4\pi i\beta_*\dfrac{\partial u_z}{\partial x},\end{cases} \qquad (3)$$

где $\mu_\perp$ и μ_* – соответственно диагональная и недиагональные компоненты тензора магнитной проницаемости, $c_{44}=c_{55}=\mu c_\perp$, $c_{45}=c_{54}=\mu c_*$ и β_{15}, β_* – соответственно динамические упругие и магнитоупругие модули, рассматриваемой ФМ среды. Таким образом в рамках пьезомагнитного подхода среду со структурой уравнений связи подобной (3) можно рассматривать как обладающую не только "нормальным" [14], но и динамическим [15] пьезомагнитным взаимодействием. Будем полагать, что на границе раздела магнитной ($y<0$) и немагнитной ($y>0$) сред с нормалью вдоль $\mathbf{q}$ выполнена следующая система граничных условий

$$\begin{gathered}\sigma_{zy}=\tilde\sigma_{zy},\ u_z=\tilde u_z,\ B_y=\mp\tilde\mu_\perp h\varphi,\\ y=\pm d,\ \tilde\varphi(y\to\pm\infty)\to 0,\end{gathered} \qquad (4)$$

где $\varphi(\tilde\varphi)$ – магнитостатический потенциал магнитной (немагнитной) среды. Согласно [16, 17] в частном случае $\tilde\mu_\perp=0$ (4) отвечает акустически бесконечно тонкому слою идеально сверхпроводящего металла на границе типа жесткой склейки между магнитной и немагнитной средой. Пусть из немагнитной упругоизотропной среды (1) на поверхность рассматриваемого магнитного слоя среды (2)–(3) падает плоская сдвиговая объемная упругая волна с $\mathbf{u}\|\mathbf{a}$, единичной амплитудой и заданными значениями частоты ω и угла падения. В результате в верхнем и нижнем полупространствах, занятых средой (1), пространственная структура поля упругих смещений в такой волне может быть соответственно представлена в виде (h – продольное волновое число)

$$\begin{gathered}\tilde u_z(y>d)=\\ =\left[\exp(-i\tilde k_{SH}y)+V_{SH}\exp(i\tilde k_{SH}y)\right]\exp(i\psi_x),\\ \tilde k_{SH}^2\equiv\omega^2/\tilde s_t^2-h^2,\\ \tilde u_z(y<-d)=W_{SH}\exp(-i\tilde k_{SH}y)\exp(i\psi_x),\\ \psi_x\equiv hx-\omega t,\end{gathered} \qquad (5)$$

где $V_{SH}(W_{SH})$ – амплитудные коэффициенты отражения и прохождения для слоя в случае сдвиговой упругой волны, обладающей скоростью $\tilde s_t$ в среде (1), ($V_{SH}^2+W_{SH}^2=1$). Пространственную структуру полей u_z и φ в слое ФМ (2)–(3) можно представить как

$$\begin{gathered}u_z=[A\operatorname{ch}(\eta_{SH}y)+B\operatorname{sh}(\eta_{SH}y)]\exp(i\psi_x),\\ \varphi=[C\operatorname{ch}(hy)+D\operatorname{sh}(hy)]\exp(i\psi_x)-\frac{4\pi\beta_{15}}{\mu_\perp}u_z,\end{gathered} \qquad (6)$$

где A,B,C,D – подлежащие определению амплитуды, $\eta_{SH}^2=h^2-\omega^2/(s_t^2c'_\perp)>0$, $c'_\perp\equiv c_\perp+4\pi\beta_{15}^2/(\mu\mu_\perp)$. По аналогии с методикой расчета из [18, 19] можно с помощью магнитостатических граничных условий (4) исключить из дальнейшего рассмотрения две из четырех амплитуд парциальных волн. Если C, D, то

$$\begin{pmatrix}C\\ D\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\Phi_{CA}&\Phi_{CB}\\ \Phi_{DA}&\Phi_{DB}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}A\\ B\end{pmatrix}. \qquad (7)$$

При этом для $\eta_{SH}^2<0$ в (6) $\Phi_{CA}=\Phi_{DA}=0$ в случае $\operatorname{ch}(\eta_{SH}d)=0$, а если $\operatorname{sh}(\eta_{SH}d)=0$, то в (7) $\Phi_{CB}=\Phi_{DB}=0$. Кроме того, если в (7) $C=D=0$, то для $A,B\neq 0$ необходимо выполнение условия

$$\Delta=0,\ \Delta\equiv\mu_\perp^2-\mu_*^2+\tilde\mu_\perp^2+2\tilde\mu_\perp\mu_\perp\operatorname{cth}(2hd), \qquad (8)$$

что с учетом (2)–(4) отвечает спектру поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) гиротропного слоя в геометрии Фогта при симметричном диэлектрическом (для $\tilde\mu_\perp\neq 0$) или идеальном сверхпроводящем (для $\tilde{\mu}_\perp = 0$) окружении. В результате для сдвиговой упругой волны пространственную структура компонента вектора упругих смещений $\mathbf{u}\|\mathbf{a}$ и тензора упругих напряжений $\mathbf{q}\bar{\bar{\sigma}}\mathbf{a}$ в ФМ среде (2)–(3), (6), (7) можно представить как

$$\begin{pmatrix} \mathbf{ua} \\ \mathbf{q}\sigma\mathbf{a} \end{pmatrix}_{y=d} = \begin{pmatrix} Q_{11} & Q_{12} \\ Q_{21} & Q_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$Q_{11} = c_\eta,\ Q_{21} = \bar{c}'_\perp \eta_{SH} s_\eta + \bar{c}_* \sigma h c_\eta +$$
$$+ \Phi_{CA} h(-\beta_{15} s_h + \beta_* c_h) + \Phi_{DA} h(-\beta_{15} c_h + \beta_* s_h), \quad (10)$$
$$Q_{12} = s_\eta,\ Q_{22} = \bar{c}'_\perp \eta_{SH} c_\eta + c_* \sigma h s_\eta +$$
$$+ \Phi_{CB} h(-\beta_{15} s_h + \beta_* c_h) + \Phi_{DB} h(-\beta_{15} c_h + \beta_* s_h),$$

где $\bar{c}_* \equiv c_* - 4\pi\beta_{15}\beta_*/\mu_\perp$, $c_\eta \equiv \mathrm{ch}(\eta_{SH} d)$, $s_\eta \equiv \equiv \mathrm{sh}(\eta_{SH} d)$, $c_h \equiv \mathrm{ch}(hd)$, $s_h \equiv \mathrm{sh}(hd)$, а значит для рассматриваемого ФМ слоя толщиной имеет место следующая матрица перехода

$$\begin{pmatrix} \mathbf{ua} \\ \mathbf{q}\bar{\bar{\sigma}}\mathbf{a} \end{pmatrix}_{y=d} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{ua} \\ \mathbf{q}\bar{\bar{\sigma}}\mathbf{a} \end{pmatrix},$$

$$\bar{\bar{T}} = \bar{\bar{Q}}(d)\bar{\bar{Q}}^{-1}(d \to -d). \quad (11)$$

Так как для обсуждаемой слоистой магнитной гетероструктуры в (9)–(11) $T_{11} \neq T_{22}$, то для падающей извне на поверхность ФМ слоя сдвиговой плоской упругой волны SH-типа ($\mathbf{k} \in XY, \mathbf{q}\|OY, \mathbf{m}_0\|\mathbf{u}\|OZ$) структуру амплитудного коэффициента прохождения $W_{SH}(\omega, h)$, можно представить как

$$W_{SH} = \frac{i2\tilde{Z}_{SH}}{i\tilde{Z}_{SH}(T_{11} + T_{22}) - T_{21} + \tilde{Z}_{SH}^2 T_{12}}. \quad (12)$$

В этом случае, как показывает расчет, становится принципиально возможным формирование акустического аналога асимметричного резонанса (резонанса Фано). В частности, условию полной акустической непроницаемости рассматриваемого магнитного слоя для сдвиговой объемной волны ($W_{SH} = 0$) отвечают сочетания частоты и продольного волнового числа удовлетворяющие $Q_{11}Q_{22} = Q_{12}Q_{21}$. Акустический аналог эффекта коллапса резонанса Фано реализуются при таких сочетаниях ω и h, для которых одновременно обращаются в нуль и числитель W_{SH} (в частности, возможно если при $\eta_{SH}^2 < 0$ одновременно с (8) выполнено также условие $\mathrm{sh}(2\eta_{SH} d) = 0$). Согласно [4, 20] такие точки на плоскости внешних параметров ω и h называют также связанными состояниями в континууме (ССК) , а в (12) при этом $0 < |W_{SH}| < 1$. Как показывает расчет, условия $\mathrm{sh}(2\eta_{SH} d) = \Delta = 0$ определяют с учетом магнитодипольного и МУ взаимодействия точки вырождения спектра сдвиговых объемных МУ волн, распространяющихся вдоль слоя ФМ среды (2)–(3), обе поверхности которого жестко закреплены, т.е. в (4) $\tilde{u}_z = 0$ [11].

Если же соотношение между частотой и углом падения сдвиговой упругой волны в среде (1) таково, что при $\eta_{SH}^2 < 0$ в (8)–(9) $Q_{11} = 0$ или $Q_{12} = 0$, то (12) принимает вид

$$W_{SH}(\mathrm{sh}(2\eta_{SH} d) = 0) \approx \frac{\Delta}{\Delta + i\Gamma};$$

$$\Gamma = \begin{cases} \Gamma_c, & \mathrm{ch}(\eta_{SH} d) = 0, \\ \Gamma_s, & \mathrm{sh}(\eta_{SH} d) = 0, \end{cases} \quad (13)$$

где Γ ($\mathrm{Im}\{\Gamma\} = 0$) характеризует радиационное затухание ПМСВ с законом дисперсии Δ (8) за счет излучения сдвиговой объемной упругой волны в немагнитную среду (1), окружающую ФМ слой (9)–(11). Таким образом, в данном частном случае возможно $W_{SH} = 0$ при $W_{SH}^{-1} \neq 0$. Подчеркнем, что для рассматриваемой магнитной слоистой гетероструктуры отмеченные выше эффекты, связанные с формированием и коллапсом резонансов Фано (формированием ССК) для падающей извне плоской сдвиговой объемной волны, в принципе сохраняются и в случае, когда на акустически сплошной границе раздела немагнитной и ФМ сред имеется бесконечно тонкое покрытие из идеального сверхпроводника (в (4) $\tilde{\mu} = 0$).

Ряд дополнительных резонансных аномалий в изучаемой магнитоакустической конфигурации возникает и в случае, когда ФМ слой с двухсторонним покрытием из бесконечно тонкого идеального сверхпроводника является элементарным периодом для одномерного акустически сплошного магнитного фононного кристалла (МФК). Будем полагать, что такой конечный МФК, состоящий из N элементарных периодов с толщиной $2d$ помещен в неограниченную упругоизотропную среду (1), в целом указанная магнитная гетероструктура является акустически сплошной [11]. Соответствующая система граничных условий и матрица перехода в этом случае с учетом (9)–(11) может быть представлена в виде [19]

$$\sigma_{zy} = \tilde{\sigma}_{zy},\ u_z = \tilde{u},\ B_y = 0,\ y = \pm Nd, \quad (14)$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{ua} \\ \mathbf{q}\bar{\bar{\sigma}}\mathbf{a} \end{pmatrix}_{y=Nd} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix}^N \begin{pmatrix} \mathbf{ua} \\ \mathbf{q}\bar{\bar{\sigma}}\mathbf{a} \end{pmatrix}_{y=-Nd}.$$

Таким образом, в рассматриваемой сверхструктуре с периодом $2d$ и выбранной магнитоакустической конфигурации роль квазиблоховского волнового вектора выполняет $k_{SH}(k_{SH}^2 \equiv -\eta_{SH}^2)$. В результате если $k_{SH}^2 > 0$, с учетом (9)–(11) для рассматриваемого конечного 1D МФК (см. также [3, 18, 21]):

$$W_N(\omega, h) = \frac{W_{SH}}{U_{N-1} - W_{SH}U_{N-2}};$$
$$U_{N-1} \equiv \frac{\sin(2Nk_{SH}d)}{\sin(2k_{SH}d)}; \tag{15}$$
$$\cos(2k_{SH}d) = \frac{1}{2}(T_{11} + T_{22}).$$

Из (15) следует, что эффекты отражения и полного прохождения сдвиговой упругой волны через подобную рассматриваемую слоистую структуру существенно зависят от коэффициентов отражения $V_{SH}(\omega, h)$ и прохождения $W_{SH}(\omega, h)$ волны SH-типа через элементарный период 1D МФК с матрицей перехода $\bar{\bar{T}}(D)$ (9)–(11). Это, в частности, означает, что найденные выше для ФМ слоя в симметричном окружении эффекты формирования дискретного магнонфононного состояния на фоне сплошного спектра, полного отражения волны с $\alpha = p, s$ от ФМ слоя (9)–(11) останутся в силе и для N-слойного 1D МФК (14), (15), независимо от числа элементарных периодов N. Вместе с тем возможны и дополнительные эффекты. В частности, расчет показывает, что если толщина элементарного периода рассматриваемого фотонного кристалла (магнитного слоя) такова, что $2k_{SH}d = \pi$, то с учетом (13) получаем для сдвиговой упругой волны магнитоакустический аналог резонансного 1D брэгговского фотонного кристалла с участием экситонных поляритонов [3, 21], поскольку, если $\eta_{SH}^2 < 0$, то

$$W_N(\mathrm{sh}(2\eta_{SH}d) = 0) \cong \frac{\Delta(\tilde{\mu} = 0)}{\Delta(\tilde{\mu} = 0) + iN\Gamma(\tilde{\mu} = 0)}, \tag{16}$$

а значит, согласно (12), (13), (16), радиационное затухание ПМСВ слоя, входящего в состав конечного ФК из N слоев в немагнитном окружении, может быть в N раз больше, чем в случае изолированного ФМ слоя с двухсторонней металлизацией. Таким образом, если воспользоваться сходством с динамикой экситонных поляритонов в резонансных брэгговских гетероструктурах с периодически расположенными квантовыми ямами [3, 21], то на основании (9)–(11), (14)–(16) можно утверждать, что для ПМСВ в ФМ слое с двухсторонним бесконечно тонким покрытием идеальным сверхпроводником ($\Delta(\tilde{\mu}_\perp = 0) \equiv \Delta_0$) становится возможным также и магнитоакустический аналог эффекта сверхизлучения. В частности, если $k_{SH} = k'_{SH} + ik''_{SH}$ и одновременно $2k'_{SH}d = \pi$, то при $2k''_{SH}Nd \ll 1$ в спектре сдвиговых магнитоупругих волн обсуждаемого 1D МФК с N ультратонкими металлизированными ФМ слоями имеет место одновременное наличие $N-1$ нерадиационных (“темных” [3]) эласто-дипольных мод ($|W_N| = 0$) и одной сверхизлучающей (“светлой” [3]) моды, спектр которой отвечает в (16) полюсу W_N. Согласно (16) ее время жизни в такой магнитной гетероструктуре в N раз меньше, чем у эласто-дипольной волны с $\mathbf{u}\|\mathbf{a}$ в уединенном в среде (1) ФМ слое с двухсторонней металлизацией (13).

Вместе с тем анализ показывает, что ни магнитная ($\mu_* \neq 0$), ни акустическая ($c_* \neq 0$) гиротропия магнитной среды (в рассмотренном примере ЛО ФМ) не являются необходимыми условиями для формирования выше перечисленных резонансных эффектов. В частности, из (1)–(16) следует, что все выше перечисленные для сдвиговой волны SH-типа эффекты, относящиеся к формированию и коллапсу резонанса Фано, а также эффекту акустического сверхизлучения, остаются в силе, даже если для коэффициентов в уравнениях связи (3) магнитной среды выполнены условия

$$\beta_{15} = c_* = \mu_* = 0, \tag{17}$$

вследствие чего в (7) $\Phi_{CA} = \Phi_{DB} = 0$. Расчет показывает, что для слоя негиротропной среды (2)–(3), (17), в симметричном немагнитном окружении (1) и при выполнении граничных условий (4) спектр распространяющихся в плоскости XY вдоль рассматриваемого магнитного слоя вытекающих (или собственных) сдвиговых эластодипольных волн с $\mathbf{u}\|OZ$ факторизуется (независимое распространение симметричных и антисимметричных относительно срединной плоскости магнитного слоя упругих волн SH-типа). Если в случае (17) обозначить в (9) $\bar{\bar{Q}} \equiv \bar{\bar{Q}}^0$, то, используя (9)–(11), структуру амплитудных коэффициентов прохождения и отражения теперь можно представить как

$$W_{SH} = \frac{P_+ - P_-}{2}; \quad V_{SH} = \frac{P_+ + P_-}{2};$$
$$P_- \equiv \frac{Q_{22}^0 + i\tilde{Z}_{SH}Q_{12}^0}{Q_{22}^0 - i\tilde{Z}_{SH}Q_{12}^0}; \quad P_+ \equiv \frac{Q_{21}^0 + i\tilde{Z}_{SH}Q_{11}^0}{Q_{21}^0 - i\tilde{Z}_{SH}Q_{11}^0}. \tag{18}$$

Таким образом, поскольку для (12), (18) имеют место соотношения

$$Q_{22}^0Q_{11}^0 = Q_{12}^0Q_{21}^0, \quad (W_{SH} = 0),$$
$$Q_{22}^0Q_{21}^0 + \tilde{Z}_{SH}^2Q_{11}^0Q_{12}^0 = 0, \quad (|W_{SH}| = 1), \tag{19}$$
$$(Q_{22}^0 - i\tilde{Z}_{SH}Q_{12}^0)(Q_{21}^0 - i\tilde{Z}_{SH}Q_{11}^0) = 0, \quad (W_{SH}^{-1} = 0),$$

то при

$$Q^0_{21} = Q^0_{11} = 0 \ \text{ или } \ Q^0_{22} = Q^0_{12} = 0 \tag{20}$$

формально все три равенства в (19) выполнены одновременно. Однако поскольку в этом случае совпадают полюс и ноль коэффициента прохождения W_{SH} (так же, как полюс и ноль коэффициента отражения V_{SH}), то из (12), (18) следует что, при выполнении (20) $0 < |W_{SH}| < 1$, и это, по аналогии с [22], отвечает коллапсу акустического резонанса Фано для рассматриваемой слоистой акустически сплошной магнитной гетероструктуры. Для соответствующей (17) структуре уравнений связи (3) это возможно в случае $\eta^2_{SH} < 0$ и для таких сочетаний ω и h одновременно отвечают $\mathrm{ch}(\eta_{SH} d) = 0$; $\Delta_s \equiv \mu_\perp \mathrm{ch}(hd) + \tilde{\mu}\,\mathrm{sh}(hd) = 0$ или $\Delta_c \equiv \mu_\perp \mathrm{sh}(hd) + \tilde{\mu}\,\mathrm{ch}(hd) = 0$, $\mathrm{sh}(\eta_{SH} d) = 0$. Эти точки на плоскости внешних параметров ω и h согласно [4, 21, 22] могут рассматриваться как ССК (в данном случае ПМСВ негиротропного АФМ слоя в континууме сдвиговых упругих волн немагнитной среды, окружающей магнетик). Так как в случае (17) в (12), (18) – одновременно обращаются в ноль и действительная, и мнимая часть W, то сочетания ω и h, одновременно отвечающие ССК (20) могут, следуя аналогии с динамикой экситонных поляритонов изложенной в [3, 21, 22] рассматриваться и как темные эласто-дипольные моды с $\mathbf{u}\|\mathbf{a}$. Если

$$\begin{gathered} Q^0_{21} Q^0_{11} = 0, \quad |Q^0_{12}| + |Q^0_{22}| \neq 0 \\ \text{или} \\ Q^0_{12} Q^0_{22} = 0, \quad |Q^0_{11}| + |Q^0_{21}| \neq 0, \end{gathered} \tag{21}$$

то уже при выполнении (3), (17) структурно сохраняются как соотношения (13), (16), так и связанные с ними отмеченные выше динамические магнитоакустические эффекты.

Как пример среды с уравнениями связи (3), (17) можно рассмотреть двухподрешеточную модель ($|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$, M_0 – намагниченность насыщения подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}$) обменно-коллинеарного, центросимметричного, легкоосного (OZ) АФМ, плотность термодинамического потенциала которого в терминах векторов ферро- ($\mathbf{m}$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l}$) можно представить как [23]:

$$F_{AF} = M_0^2\left(\frac{\delta}{2}\mathbf{m}^2 - \frac{b}{2}l_z^2 + \gamma l_i l_k u_{ik} - 2\mathbf{mh}\right) + \frac{\lambda}{2}u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2,$$

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}, \tag{22}$$

где δ, b – соответственно константы однородного обмена и одноосной магнитной анизотропии, γ – константа магнитострикции.

До сих пор все выше перечисленные примеры реализации в слоистых магнитных гетероструктурах эффекта коллапса акустического резонанса Фано и сопутствующих динамических явлений были рассмотрены только для: 1) условий упругой и магнитной изотропии в плоскости падения, 2) возможности формирования в ферро- и антиферромагнитном слое поверхностной безобменной магнитодипольной спиновой волны. Однако, анализ показывает, что для слоистой магнитной гетероструктуры формирование акустических аналогов резонанса Фано и его коллапса, ССК и сверхизлучения вследствие влияния эласто-дипольного механизма возможно также и для других магнитоакустических конфигураций. Как пример, рассмотрим слой легкоосного (OZ) АФМ, свободная энергия которого с учетом (22) и неоднородного обменного взаимодействия может быть представлена как

$$F = F_{AF} + \frac{\alpha}{2}M_0^2(\nabla \mathbf{l})^2, \tag{23}$$

где α – константа неоднородного обмена [23]. Будем теперь полагать, что $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{l}_0\|\mathbf{q}\|OZ$, $\mathbf{u}\|OX$, а система граничных условий на обеих поверхностях АФМ слоя имеет вид

$$\sigma_{zx} = \tilde{\sigma}_{zx}, \ \ u_x = \tilde{u}_x, \ \ \frac{\partial l_x}{\partial z} = 0, \ \ B_z = 0, \ \ z = \pm d \tag{24}$$

(т.е. рассматриваемый АФМ слой по прежнему имеет двухстороннее ультратонкое покрытие бесконечным слоем идеального сверхпроводника (при $\tilde{\mu}_\perp = 0$), но при этом спины на обеих поверхностях АФМ слоя полностью свободны). При этом в неограниченном АФМ (22)–(23) спектр сдвиговой упругой волны с $\mathbf{k} \in YZ$ в этом случае можно представить как ($k^2 = k_y^2 + k_z^2$):

$$\omega^2 \frac{k^2}{k^2 + \kappa k_y^2} = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{k_y^2 - \omega^2/s_t^2}{k^2 - \omega^2/s_t^2} + c^2 k^2. \tag{25}$$

Здесь $\kappa \equiv 16\pi/\delta$, ω_0 – частота однородного АФМ резонанса. ω_{me} – магнитоупругая щель, $\omega_s \equiv gM_0$, g – магнитомеханическое отношение [17, 23]. Для $\mathbf{u}\|\mathbf{a}$ решение граничной задачи (24)–(25) можно искать в виде:

$$u_x = \sum_{i=1}^{3}(A_i c_i + B_i s_i)\exp(i\psi_y), \quad \psi_y \equiv hy - \omega t, \tag{26}$$

где A_{1-3}, B_{1-3} – константы, подлежащие определению $c_i \equiv \mathrm{ch}(\eta_i z)$, $s_i \equiv \mathrm{sh}(\eta_i z)$, η_{1-3} – корни характеристического кубического относительно k_z^2 уравнения (25) при условии, что $\eta^2 \equiv -k_z^2$. Расчет показывает, что при выполнении граничных условий

(24) для слоя обсуждаемой АФМ среды (3), (17), (22), (23), (25) в симметричном немагнитном окружении (1) спектр распространяющихся в сагиттальной плоскости YZ вытекающих (или собственных) сдвиговых эласто-дипольных волн с $\mathbf{u}\|OX$ факторизуется и при одновременном учете МУ, магнитодипольного и неоднородного обменного взаимодействий. В этом случае структура матрицы перехода по-прежнему может быть представлена как (9)–(11). Одновременно сохраняется также и структура соотношений (13)–(16), (18)–(20). Это означает, что и для рассматриваемой магнитоакустической конфигурации все выше отмеченные для сдвиговой волны SH-типа эффекты, относящиеся как к формированию и коллапсу резонанса Фано, так и к эффекту акустического сверхизлучения при выполнении (21) остаются в силе. Дополнительные механизмы формирования ССК (как и точек коллапса резонанса Фано) в спектре сдвиговой трехпарциальной МУ волны (25)–(26), распространяющейся вдоль слоя рассматриваемой АФМ среды (22)–(23), возникают для тех сочетаний ω, h, при которых в (26) как минимум два корня характеристического кубического относительно $k_z^2 > 0$ уравнения (25) являются действительными. Однако теперь для сдвиговых объемных волн SH-типа, распространяющихся вдоль АФМ слоя (22)–(25) на плоскости внешних параметров $\omega - h$, соотношение (20) для точек коллапса резонанса Фано (а также частот ССК), индуцированных МУ взаимодействием объемных сдвиговых упругих и дипольно-обменных спиновых волн (симметричных или антисимметричных), имеет вид ($p_\nu^2 \equiv (\pi\nu/2d)^2 + h^2$, $\bar{\omega}_0^2 \equiv \omega_0^2 + \omega_{me}^2$):

$$D_\nu(\omega, h) = D_\rho(\omega, h), \quad \nu \neq \rho, \quad \nu, \rho = 1, 2, \ldots \qquad (27)$$

$$D_\nu(\omega, h) = \omega^2 \frac{p_\nu^2}{p_\nu^2 + \kappa h^2} - \bar{\omega}_0^2 - c^2 p_\nu^2 + + \omega_{me}^2 \frac{p_\nu^2 - h^2}{p_\nu^2 - \omega^2/s_t^2}. \qquad (28)$$

Как показывает расчет, условия (27), (28) определяют с учетом гибридизации магнито-дипольного, МУ и неоднородного обменного взаимодействия точки вырождения спектра сдвиговых объемных МУ волн, распространяющихся вдоль АФМ слоя, на обеих поверхностях которого выполнены граничные условия (24) с $\tilde{u}_x = 0$. Следует отметить. что уже в безобменном пределе ($c^2 \to 0$) условия (27), (28) определяют с учетом магнито-дипольного и МУ взаимодействия точки вырождения спектра сдвиговых объемных МУ волн распространяющихся вдоль АФМ слоя, на обеих поверхностях которого выполнены граничные условия (25), если $\tilde{u}_x = 0$ (жесткое закрепление [11]). При снятии такого вырождения спектров объемных упругих и магнитостатических спиновых волн для сочетаний частоты и продольного волнового числа в окрестности (27)–(28) вдоль рассматриваемого АФМ слоя распространяются быстрые МУ волны [24].

Из анализа (27)–(28) следует, что для рассматриваемой магнитоакустической конфигурации включение в рассмотрение в (22)–(23) неоднородного обмена ($\alpha \neq 0$) делает возможным реализацию ряда новых механизмов формирования на плоскости параметров "$\omega - h$" точек, отвечающих ССК (20). В частности, для $\omega^2/s_t^2 > p_\nu^2$, $\omega^2 f_\nu(\kappa, h) > \bar{\omega}_0^2 + c^2 p_\nu^2$ уже при переходе к формальному пределу $\kappa \to 0$ (пренебрежение магнитодипольным взаимодействием) в спектре распространяющихся вдоль АФМ слоя (22)–(28) объемных МУ волн SH-типа имеются дополнительные точки формирования эффекта коллапса резонанса Фано (а также ССК). Они являются результатом вырождения спектров объемных обменных спиновых и объемных сдвиговых упругих волн распространяющихся вдоль АФМ слоя. При снятии вырождения в окрестности этих дополнительных точек ССК для объемных МУ волн, распространяющихся вдоль рассматриваемого АФМ слоя, реализуются условия антирезонанса (магнитоакустического резонанса [25]).

Ряд дополнительных механизмов формирования ССК (точек коллапса резонанса Фано) на плоскости внешних параметров $\omega - h$ имеет место даже если $\omega^2 \ll s_t^2/(2d)^2$. В частности, как показывает расчет, уже при формальном предельном переходе $\gamma \to 0$, $4\pi c \neq 0$, возможен дипольно-обменный механизм. Его можно рассматривать как вырождение спектров магнитостатических и обменных объемных спиновых волн. При снятии указанного вырождения для сочетаний частоты и продольного волнового числа в окрестности (27)–(28) вдоль рассматриваемого АФМ слоя формируются распространяющиеся дипольно-обменные спиновые волны (дипольно-обменный неоднородный спин-спиновый резонанс [17]).

Если же рассматриваемый АФМ (22)–(23) является низкотемпературным (т.е. для него $c < s_t$ [23]), то на плоскости внешних параметров $\omega - h$ (уже при $\omega^2 \ll s_t^2/(2d)^2$) становится возможным также и формирование в спектре МУ волн точек ССК другого типа. В частности, их реализация возможна, даже если в (27), (28) выполнить формальный предельный переход $\kappa \to 0$, $\gamma c \neq 0$. Физически их появление является следствием вырождения спектров распространяющихся вдоль АФМ слоя эластостатических и обменных объемных спиновых волн. При снятии указанного вырождения для соответствующих сочетаний частоты и продольного волнового числа в окрестности (27), (28) вдоль рассматриваемого АФМ слоя распространяются эласто-обменные спиновые волны (эласто-обменный неоднородный спин-спиновый резонанс [26]).

Следует отметить, что для всех рассмотренных выше магнитоакустических конфигураций для падающей из (1) плоской объемной сдвиговой волны $W_{SH}(h) = W_{SH}(-h)$, $V_{SH}(h) = V_{SH}(-h)$. Вместе с тем расчет показывает, что эти соотношения могут нарушаться. В частности, если у распространяющейся сдвиговой акустической волны вектор упругих смещений $\mathbf{u}\|OZ$, а волновой вектор $\mathbf{k} \in XY$, то это возможно уже для акустически сплошной сэндвич-структуры, состоящей из слоя ($-d < y < d$) среды (2)–(10), обе поверхности которого имеют сплошной акустически контакт через упруго изотропные слои сред A (толщина слоя d_A) и B (толщина слоя d_B) с неограниченной средой (1). Например, если магнитный слой имеет акустически бесконечно тонкое сверхпроводящее покрытие, то вместо граничных условий (4) получаем

$$\begin{gathered}
\sigma_{zy}^{A} = \tilde{\sigma}_{zy}, \quad u_z^A = \tilde{u}_z, \quad y = d + d_A, \\
\sigma_{zy}^{A} = \sigma_{zy}, \quad u_z^A = u_z, \quad B_y = 0, \quad y = d, \\
\sigma_{zy}^{B} = \sigma_{zy}, \quad u_z^B = u_z, \quad B_y = 0, \quad y = -d, \qquad (29) \\
\sigma_{zy}^{B} = \tilde{\sigma}_{zy}, \quad u_z^B = \tilde{u}_z, \quad y = -d - d_B,
\end{gathered}$$

где $\sigma_{zy}^A(\sigma_{zy}^B)$ и $u_z^A(u_z^B)$ – соответственно компоненты тензора упругих деформаций σ_{ik} и вектора упругих смещений $\mathbf{u}$ в упруго изотропной среде $A(B)$.

В результате $W_{SH}(h) \neq W_{SH}(-h)$, $V_{SH}(h) \neq \neq V_{SH}(-h)$, возможно уже тогда, когда среды A и B идентичны по своим упругим параметрам, но $d_A \neq d_B$, или когда $d_A = d_B$, но параметры сред A и B не эквивалентны между собой. Это означает, что в подобной магнитоакустической конфигурации (геометрия Фогта) будут не взаимны относительно $h \to -h$ и найденные выше для (2)–(10) условия формирования и коллапса резонанса Фано, связанных состояний в континууме сдвиговых упругих волн, темных и светлых мод, а если в (29) вместо магнитного слоя – N-слойная магнитная гетероструктура (14), то невзаимным будет также и эффект сверхизлучения. Отметим, что если падающая из среды (1) SH-волна не является плоской, то в условиях (2)–(10), (29) и рассматриваемой магнитоакустической конфигурации эффект невзаимности при инверсии $h \to -h$ характерен так же, как для пространственного (Δ_V, Δ_W), так и для углового (s_V, s_W) эффектов Шоха, возникающих для обсуждаемой магнитной гетероструктуры (29) не только при наклонном, но и при нормальном падении как для отраженной (Δ_V, s_V), так и для прошедшей (Δ_W, s_W) объемной сдвиговой волны. Это связано с тем, что если случае (2)–(10), (29) из среды (1) на внешнюю поверхность рассматриваемого асимметричной сэндвич-структуры падает квазиплоская объемная SH-волна, то $-i\Delta_V + s_V = \partial \ln V_{SH}/\partial h$, $-i\Delta_W + s_W = = \partial \ln W_{SH}/\partial h$.

Таким образом влияние эласто-дипольного взаимодействия на прохождение сдвиговых упругих фононов через магнитные сэндвич-структуры типа диэлектрик–сверхпроводник сформированных с участием ФМ или АФМ слоев, делает возможным реализацию магнитоакустических аналогов, хорошо известных в физике полупроводниковых гетероструктур поляритонных эффектов [3, 21], включая формирование и коллапс резонанса Фано, связанные состояния в континууме поперечных фононов, темные и светлые моды, сверхизлучение. Для асимметричных слоистых магнитных гетероструктур указанные эффекты могут быть невзаимными относительно инверсии знака продольного волнового числа (угла наклона для падающей извне плоской SH-волны). Отметим также, что в окрестности указанных точек ССК (20), (27), (28) в рамках рассматриваемой бездиссипативной модели ширина линии связанной с радиационным затуханием вытекающей сдвиговой МУ волны в соответствии с теорией [27] может быть сколь угодно малой (т.е. подобно [4], такие магнитоакустические моды можно охарактеризовать как суперрезонансное состояние).

Работа выполнена в рамках государственного задания.

1. F. Zangeneh-Nejad and R. Fleury, Rev. Phys. **4**, 100031 (2019).
2. D. Zhao, Y.-T. Wang, K.-H. Fung, Z.-Q. Zhang, and C. T. Chan, Phys. Rev. B **101**, 054107 (2020).
3. A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy, *Microcavities*, 2-nd ed., Oxford University Press, N.Y. (2017).
4. М. В. Рыбин, М. Ф. Лимонов, УФН **189**, 881 (2019).
5. K. Yu, N. X. Fang, G. Huang, and Q. Wang, Adv. Mater **30**, 1706348 (2018).
6. А. А. Бухараев, А. К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю. К. Фетисов, УФН **188**, 1288 (2018).

7. O. S. Latcham, Y. I. Gusieva, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, and V. V. Kruglyak, APL **115**, 082403 (2019).
8. O. S. Latcham, Y. I. Gusieva, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, and V. V. Kruglyak, arXiv preprint arXiv:1911.06774 (2019).
9. O. S. Latcham, Y. I. Gusieva, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, and V. V. Kruglyak, APL **116**, 209902 (2020).
10. O. S. Latcham, Y. I. Gusieva, A. V. Shytov, O. Y. Gorobets, and V. V. Kruglyak, arXiv:1906.07297v2 [physics.app-ph] (2020).
11. М. А. Исакович, *Общая акустика*, Наука, М. (1973).
12. J. P. Parekh, Electron. Lett. **6**, 322 (1969).
13. О. В. Приходько, О. С. Сухорукова, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, Письма в ЖЭТФ **95**, 733 (2012).
14. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **33**, 807 (1957).
15. Т. В. Лаптева, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, Письма в ЖЭТФ **85**, 751 (2007).
16. М. В. Балакирев, И. А. Гилинский, *Волны в пьезокристаллах*, Наука, Новосибирск (1982).
17. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Физматлит, М. (1994).
18. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, изд-во АН СССР, М. (1957).
19. В. И. Альшиц, А. Л. Шувалов, ЖЭТФ **103**, 1356 (1993).
20. C. W. Hsu, B. Zhen, A. D. Stone, J. D. Joannopoulos, and M. Soljačić, Nat. Rev. Mater. **1**, 16048 (2016).
21. Е. Л. Ивченко, А. Н. Поддубный, ФТТ **55**, 833 (2013).
22. Ч. С. Ким, А. М. Сатанин, Ю. С. Джое, Р. М. Косби, ЖЭТФ **116**, 263 (1999).
23. В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, УФН **155**, 593 (1988).
24. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Изв. вузов. Физика **31**, 6 (1988).
25. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, М. (1967).
26. Ю. В. Гуляев, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, УФН **181**, 595 (2011).
27. H. Friedrich and D. Wintgen, Phys. Rev. A **32**, 3231 (1985).