

УДК 537.613:537.622.4:537.621.4:537.876:530.182

“СУПЕРРЕЗОНАНСНЫЕ” СОСТОЯНИЯ В СПЕКТРЕ ВЫТЕКАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНОННЫХ ПОЛЯРОНОВ

© 2022 г. Академик РАН Ю. В. Гуляев^{1,*}, О. С. Сухорукова²,
А. С. Тарасенко², С. В. Тарасенко^{2,**}, В. Г. Шавров^{1,***}

Поступило 21.04.2022 г.
После доработки 21.04.2022 г.
Принято к публикации 30.05.2022 г.

Впервые показано, что гибридизация магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий может приводить к формированию интерференционного типа связанных состояний в спектре излучения вытекающих поверхностных магнонных поляронов. В окрестности таких “темных” состояний их радиационная ширина может быть сколь угодно малой (“суперрезонанс”), вследствие чего для падающей извне на магнитный слой квазиплоской (или квазигармонической) упругой волны неограниченно (в бездиссипативном приближении) увеличивается продольный эффект Шаха (или Вигнеровское запаздывание), подавляются эффекты нулевого рассеяния поля падающей и расщепления формы отраженной волн.

Ключевые слова: магнитная гетероструктура, связанные состояния, вытекающие поверхностные магнонные поляроны, эффекты незеркального отражения

DOI: 10.31857/S2686740022040034

Согласно [1] формирование интерференционного связанного состояния в сплошном спектре излучения двух резонансных состояний возможно, если без учета радиационного взаимодействия между ними их энергии вырождены, а излучение обоих состояний происходит в один и тот же радиационный канал и имеет характер деструктивной интерференции. Такие связанные состояния в континууме (ССК) имеют нулевую радиационную ширину и не взаимодействуют ни с одним из состояний сплошного спектра, однако в окрестности ССК в бездиссипативной модели добротность соответствующего радиационного состояния может быть сделана сколь угодно большой [1] (“суперрезонансные” состояния, согласно терминологии [2]). Это представляет не только научный, но и практический интерес, стимулируя постоянный, все нарастающий поток научных публикаций в данном направлении. Одно- временно в последние годы также резко выросло

внимание и к перспективам создания нового класса энергоэффективных устройств спинтроники, использующих как единицу информации не спин электрона, а его вращательный момент. Однако создание реалистических моделей соответствующих магнитных гетероструктур требует корректного учета динамики магнонных поляронов (гибридных состояний, являющихся результатом когерентной магнитоупругой (МУ) связи между спиновой и упругой волнами) [3]. Тем не менее до сих пор вопрос о возможности формирования указанных “интерференционных” ССК в спектре вытекающих поверхностных магнонных поляронов не обсуждался, несмотря на то, что условия формирования поверхностных ССК в электромагнитном спектре излучения открытых полуограниченных оптоэлектронных структур были рассмотрены еще в [4].

Цель данного сообщения – выяснение в рамках бездиссипативного приближения условий, при которых для магнитной сэндвич-структуры возможно формирование интерференционных ССК в спектре вытекающих поверхностных магнонных поляронов; анализ особенностей реализации незеркальных эффектов, сопровождающих в этом случае отражение падающей извне на поверхность слоистой магнитной гетероструктуры объемной квазиплоской или квазимонохроматической упругой волны.

¹Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова Российской академии наук,
Москва, Россия

²Донецкий физико-технический институт
им. А.А. Галкина, Донецк, Украина

*E-mail: yurygulyaev4@gmail.com

**E-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

***E-mail: shavrov32@mail.ru

Рассмотрим однородно намагниченный слой толщиной $2d$ с вектором нормали к поверхности \mathbf{q} , обе поверхности которого имеют акустический контакт с полуограниченными немагнитными, упруго изотропными средами, не идентичными друг другу по своим волновым свойствам. Ограничимся изучением таких магнитоакустических (МА) конфигураций, которые для выбранной плоскости падения (вектор нормали \mathbf{a}) и типа граничных условий допускают в структуре “слой + полупространство” независимое распространение поверхностных вытекающих МУ-волн SH - и Лэмбовского типа, у которых вектором упругих смещений \mathbf{u} соответственно $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$ (т.е., согласно [5], поверхностных МА-волн типа Лява и типа обобщенных волн Лэмба). Без учета МУ-взаимодействия и возможности формирования ССК, условия резонансного возбуждения отмеченных выше типов вытекающих поверхностных упругих волн плоской объемной волной были ранее рассмотрены в [6, 7]. Для реализации в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов предложенного в [1] механизма образования интерференционных ССК будем полагать, что в выбранной МА-конфигурации для уединенной границы раздела немагнитной и магнитной сред \mathbf{a} возможен эффект МА многолучевого преломления (с изменением или без изменения полости рефракции). Пусть ζ – текущая координата вдоль направления \mathbf{q} . Если верхнее немагнитное полупространство ($\zeta > d$) по отношению к нижнему ($\zeta < -d$) занято акустически менее плотной средой, а магнитная сэндвич-структура (магнитный слой между двумя упруго изотропными немагнитными полупространствами) является акустически сплошной, то в интервале частот ω и продольных волновых чисел h для падающей извне на поверхность магнитного слоя плоской объемной упругой волны с волновым вектором \mathbf{k}_+

$$\frac{\omega}{s_{t+}} > h > \frac{\omega}{s_{t-}}, \quad (\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}), \quad \frac{\omega}{s_{t+}} > h > \frac{\omega}{s_{t-}}, \quad (\mathbf{u} \perp \mathbf{a}), \quad h = (\mathbf{k}_+ \mathbf{b}), \quad \mathbf{b} = [\mathbf{q}\mathbf{a}] \quad (1)$$

она будет представлять собой пример акустического односторонне открытого волновода [5–7]. Индексы \pm отвечают принадлежности данной физической величины к немагнитной среде, занимающей верхнее или нижнее полупространство соответственно, $s_t (s_l)$ – скорость поперечной (продольной) волны в неограниченной упругоизотропной среде. Чтобы еще более упростить расчеты, в дальнейшем будем, подобно [8], так же предполагать, что для $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$ упругоизотропные среды, занимающие верхнее и нижнее полупространства, являются жидкими (т.е. $s_{t\pm} \rightarrow 0$). При этих допущениях для $\zeta > d$ и $\zeta < -d$ пространственная структура поля упругих смещений плос-

кой объемной волны не только с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, но и с $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$ будет однопарциальной с амплитудными коэффициентами отражения и прохождения V_τ и W_τ ($\tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}$) на верхней и нижней границах контакта немагнитных сред с магнитным слоем соответственно. Так как в выбранной МА-конфигурации для преломленной в магнитную среду плоской объемной упругой волны с поляризацией $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ или $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$, частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} предполагается наличие эффекта МА n -лучевого преломления, то пространственная структура поля упругих смещений в слое такого магнетика $-d < \zeta < d$ имеет вид

$$\mathbf{u}\boldsymbol{\tau} = \sum_{j=1}^n (A_j c_{j\zeta} + B_j s_{j\zeta}) \exp(i\psi), \quad (2)$$

$$c_{j\zeta} \equiv ch(\eta_j \zeta), \quad s_{j\zeta} \equiv sh(\eta_j \zeta),$$

где $\tau = \mathbf{a}$ отвечает $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, $\tau = \mathbf{q} - \mathbf{u} \perp \mathbf{a}$, A_j, B_j – произвольные амплитуды, $\eta_j^2 \equiv -(\mathbf{k}\mathbf{q})^2$ определяются из спектра соответствующей нормальной МУ-волны с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ или $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$, рассчитанного в модели неограниченного магнетика для выбранной МА-конфигурации и ориентации \mathbf{q} , $\psi \equiv h\zeta - \omega t$, ζ – текущая координата вдоль направления \mathbf{b} . Пусть межслоевые граничные условия в рассматриваемой гетероструктуре таковы, что имеется только один открытый канал излучения упругой энергии из ограниченного магнетика системой из n резонансных состояний спектра вытекающих магнанных поляронов. В этом случае, используя, как и в [8], оставшиеся межслоевые граничные условия, отвечающие за закрытые каналы рассеяния, можно (2) представить как

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u}\boldsymbol{\tau} \\ \overline{\overline{\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\tau}}} \end{pmatrix}_\zeta = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}, \quad \tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}, \quad (3)$$

где $\overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}$ – тензор упругих напряжений. В результате для рассматриваемой МА-конфигурации в условиях предполагаемой факторизации спектра расширяющихся нормальных МУ-волн с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$ структура матрицы перехода такого магнитного слоя толщиной $2d$ с учетом (3) принимает вид

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u}\boldsymbol{\tau} \\ \overline{\overline{\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\tau}}} \end{pmatrix}_{\zeta=d} = \begin{pmatrix} T_{11}^\tau & T_{12}^\tau \\ T_{21}^\tau & T_{22}^\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}\boldsymbol{\tau} \\ \overline{\overline{\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\tau}}} \end{pmatrix}_{\zeta=-d}, \quad (4)$$

$$\overline{\overline{T}}^\tau = \overline{\overline{P}}^\tau (\zeta = d) \overline{\overline{P}}^{\tau-1} (\zeta = -d), \quad \tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}.$$

Для падающей и прошедшей через слой упругой волны удобно ввести следующие соотношения для поверхностного акустического импеданса в немагнитных средах:

$$Z_{\tau+} \equiv \overline{\overline{\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}_+ \boldsymbol{\tau}} / \mathbf{u}_+ \boldsymbol{\tau}}, \quad Z_{\tau-} \equiv \overline{\overline{\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}_- \boldsymbol{\tau}} / \mathbf{u}_- \boldsymbol{\tau}}.$$

Так как в условиях (1) одновременно $\text{Re}Z_{\tau-} = 0$, $\text{Im}Z_{\tau+} = 0$, то для рассматриваемой слоистой структуры с входным акустическим импедансом Z_{in} на поверхности $\zeta = d$ магнитного слоя амплитудный коэффициент отражения упругой волны с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ или $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$:

$$V_{\tau} = \frac{iZ_{\tau+} - Z_{in}}{iZ_{\tau+} + Z_{in}}, \quad Z_{in} \equiv \frac{\overline{\mathbf{q}\sigma\tau}}{\mathbf{u}\tau}, \quad \text{Im}Z_{in} = 0, \quad (5)$$

$$\tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}.$$

Если $Z_{in} = 0$ или $Z_{in}^{-1} = 0$, то $V_{\tau} = 1$ или $V_{\tau} = -1$ соответственно. С учетом (4) в (5)

$$\overline{|P|} (iZ_{\tau+}(T_{11}^{\tau} + Z_{\tau-}T_{12}^{\tau}) + T_{21}^{\tau} + Z_{\tau-}T_{22}^{\tau}) = 0$$

$\overline{|P|}$ – определитель матрицы \overline{P} определяет спектр несобственных (при $\text{Re}\{Z_{\tau+}\} \neq 0$) или собственных (при $\text{Re}\{Z_{\tau+}\} = 0$) поверхностных МА-волн с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, или $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$ в рассматриваемой магнитной сэндвич-структуре. В результате условие существования ССК в спектре вытекающей поверхностной МУ-волны имеет вид

$$\overline{|P^{\tau}|} \{ |T_{21}^{\tau} + Z_{\tau-}T_{22}^{\tau}| + |T_{11}^{\tau} + Z_{\tau-}T_{12}^{\tau}| \} = 0, \quad (6)$$

$$\tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}.$$

При выполнении второго из соотношений в (4) это становится возможным, если

$$(|P_{21}^{\tau}| + |P_{11}^{\tau}|)(|P_{22}^{\tau}| + |P_{12}^{\tau}|) = 0, \quad \tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}. \quad (7)$$

При равенстве нулю любого из двух слагаемых в (6) (или сомножителей в (7)) строго равен нулю в любой момент времени и мгновенный поток энергии через поверхность магнитного слоя ($\zeta = d$). Согласно [9, 10] соотношение

$$T_{21}^{\tau} + Z_{\tau-}T_{22}^{\tau} = 0, \quad (Z_{in} = 0), \quad \tau = \mathbf{a}, \mathbf{q} \quad (8)$$

определяет на плоскости внешних параметров $\omega - h$ спектр формирующейся в условиях (1) на поверхности структуры “магнитный слой ($-d < \zeta < d$) – немагнитное полупространство $\zeta < -d$ ” особой поверхностной МУ-волны (ОПВ) с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ или $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$. Но это означает, что рассматриваемый тип ССК в спектре вытекающих поверхностных магнотных поляронов (6), (7) можно рассматривать как частный случай МУ ОПВ (4), (8). В окрестности $Z_{in}(h', \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h', \omega') = 0$ и заданном ω (или заданном h) (5) принимает вид

$$V_{\tau}|_{\omega} = \mp \frac{h - h' - ih''}{h - h' + ih''}; \quad V_{\tau}|_{h'} = \mp \frac{\omega - \omega' - i\omega''}{\omega - \omega' + i\omega''}; \quad (9)$$

$$\tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}.$$

Таким образом, для первого варианта из (9) формированию интерференционных ССК в спектре вытекающих поверхностных магнотных поляронов (6), (7) отвечает $|h - h'| + |h''| = 0$. Соответственно, при заданном угле падения (h) из (6), (8), (9) следует возможность формирования интерференционных ССК, если $|\omega - \omega'| + |\omega''| = 0$.

Пусть из немагнитной среды при $\zeta > d$ на поверхность обсуждаемой полностью отражающей слоистой магнитной сэндвич-структуры ($|V| = 1$) падает квазиплоская (или квазимонохроматическая) упругая волна. Из расчета, подобного [8, 11, 12], с учетом (1), (5), (6), (8), (9) следует, что в этом случае становится возможной реализация соответственно пространственных (или временных) эффектов незеркального отражения. Если фазу коэффициента отражения в (9) можно представить как $V_{\tau} = \text{tg}(i\phi_{\tau})$, то в окрестности ССК (6), (7) при фиксированном $\omega = \omega'$ для узконаправленного акустического пучка возникает “резонансно подобное” усиление пространственного эффекта Шоха (продольное смещение отраженного пучка вдоль линии пересечения плоскости падения и поверхности гетероструктуры с единичным вектором \mathbf{b})

$$\Delta_{\tau} = -\frac{\partial\phi_{\tau}}{\partial h} \approx \frac{2h''}{(h - h')^2 + (h'')^2}, \quad \tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}. \quad (10)$$

Так как, согласно (10), на линии $Z_{in}(h', \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h', \omega') = 0$ эффект Шоха достигает максимума $\Delta \approx 2(h'')^{-1}$, то его величина неограниченно (в рамках рассматриваемой модели) будет возрастать по мере приближения вдоль линии $Z_{in}(h', \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h', \omega') = 0$ к точке ССК ($|h - h'| + |h''| = 0$). Если же из немагнитной среды при $\zeta > d$ на поверхность обсуждаемой полностью отражающей слоистой структуры падает плоская квазимонохроматическая упругая волна, то для нее в окрестности ССК (6), (7) согласно общей теории волновых процессов в слоистых средах при фиксированном угле падения ($h = h'$) усиление эффекта Вигнеровского запаздывания также будет носить квазирезонансный характер

$$\Delta t_{\tau} = \frac{\partial\phi_{\tau}}{\partial\omega} \approx \frac{2\omega''}{(\omega - \omega')^2 + (\omega'')^2}, \quad \tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}. \quad (11)$$

с максимумом $\Delta t \approx 2(\omega'')^{-1}$ на линии $Z_{in}(h', \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h', \omega') = 0$. Его величина также неограниченно (в рамках рассматриваемой модели) возрастает по мере приближения вдоль линии $Z_{in}(h', \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h', \omega') = 0$ к точке ССК

($|\omega - \omega'| + |\omega''| = 0$). Так как в окрестности $Z_{in}(h', \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h', \omega') = 0$ соотношение (9) принимает вид

$$\begin{aligned} V_{\tau} &= \pm \left(1 - \frac{2(h-h')}{h-h'+ih''_{\omega=\omega'}} \right), \\ V_{\tau} &= \pm \left(1 - \frac{2(\omega-\omega')}{\omega-\omega'+\omega''_{h=h'}} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

то в этих условиях в сопряженной акустически менее плотной немагнитной среде ($\zeta > d$) становится возможной интерференция поля зеркально отраженной объемной волны и поля излучения, связанного с волной утечки, генерируемой вытекающим поверхностным магнотонным поляроном [8, 11, 12]. Результатом (12) может быть возможность формирования в поле отраженной упругой волны с ограниченным спектром динамических эффектов, характерных как для резонанса Фано (в окрестности $Z_{in}(h, \omega') = 0$ или $Z_{in}^{-1}(h, \omega') = 0$), так и для его коллапса (в точке ССК (6)). Примером является обращение в ноль поля рассеяния при определенной величине угла падения пучка [11] (или определенной частоте, если падает импульс [12]). Это сопровождается искажением формы отраженной упругой волны по сравнению с падающей (расщеплением формы). Но поскольку по мере приближения к точке ССК (6), (7) снижается интенсивность волны, ответственной за поле утечки ($h'' \rightarrow 0$), то оба указанных эффекта будут уменьшаться по величине и полностью исчезать в самой точке ССК (6), (7). Подобное полное исчезновение эффекта нулевого рассеяния в точке ССК можно рассматривать и как МА-аналог в случае полностью отражающей структуры уже ранее изученного в [13] для квантово-механической модели эффекта коллапса в точке ССК резонанса Фано [13]. Расчеты, подтверждающие сказанное выше, принципиально не отличаются от проведенных в [11, 12] для падения пучка (или импульса) гауссовой формы, если учесть структуру коэффициента отражения упругой волны V_{τ} с $\tau = \mathbf{a}, \mathbf{q}$, определяемую из соотношений (4), (5), (9), (12).

В качестве конкретного примера магнитной среды рассмотрим двухподрешеточную ($|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$, $\mathbf{M}_{1,2}$ – намагниченности подрешеток) модель обменно коллинеарного centrosимметричного АФМ с изотропными тензорами упругим, МУ и неоднородным обменным взаимодействиями. Плотность термодинамического потенциала 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 как [14]

$$\begin{aligned} F &= M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla l)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \gamma l_i l_k u_{ik} + \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2 \right), \end{aligned} \quad (13)$$

где $\delta, \alpha, b, \gamma$ – соответственно константы однородного и неоднородного обмена, магнитной анизотропии и МУ-взаимодействия, M_0 – намагниченность насыщения подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}$, λ, μ – коэффициенты Ламэ. Если $b > 0$, (OZ – легкая магнитная ось), то в состоянии равновесия в (13) $\mathbf{l} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ, |\mathbf{m}| = 0$ и при $\mathbf{k} \in YZ$ возможно независимое распространение нормальных МУ-волн с вектором упругих смещений $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$. Стандартная методика расчета, основанная на совместном решении уравнений Ландау–Лифшица и основного уравнения механики сплошной среды [5, 10], показывает, что без учета граничных условий спектр таких МА-волн с частотой ω , волновым вектором $\mathbf{k} \in YZ$ в рассматриваемой АФМ-среде (13) имеет вид ($k^2 \equiv k_y^2 + k_z^2$, $c \equiv (gM_0)\sqrt{\delta\alpha}$ – скорость обменных спиновых волн в неограниченном АФМ при $\gamma = 0$):

$$D_{SH}(\omega, \mathbf{k})D_L(\omega, \mathbf{k}) = 0, \quad D_{ik}(\omega, \mathbf{k}) \equiv \frac{\Lambda_{ik}}{\rho} - \omega^2 \delta_{ik}, \quad (14)$$

$$D_{SH}(\omega, \mathbf{k}) \equiv \omega_0^2 + c^2 k^2 - \omega^2 + \omega_{me}^2 \left(1 - \frac{\mu k_z^2}{\rho D_{xx}} \right) \quad (15)$$

$$D(\omega, \mathbf{k}) \equiv D_{yy}D_{zz} - D_{yz}^2,$$

$$\begin{aligned} D_L(\omega, \mathbf{k}) &\equiv \omega_0^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2 + \\ &+ \omega_{me}^2 \left(1 - \frac{\mu}{\rho D} [D_{zz}k_z^2 - 2D_{yz}k_y k_z + D_{yy}k_y^2] \right). \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь ω_0 – частота однородного АФМ-резонанса, ω_{me} – МУ-щель ($\omega_{me}^2 = (gM_0)^2 \delta \gamma^2 M_0^3 / \mu$), g – магнитомеханическое отношение, ρ – плотность, Λ_{ik} – тензор Кристоффеля. В результате формирующаяся в ограниченной АФМ-среде МУ-волна SH -типа с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ имеет двухпарциальную структуру (в (2) $n = 2$). Если на обоих границах раздела с $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ выполнена следующая система спин-волновых и упругих граничных условий:

$$\frac{\partial \mathbf{l} \mathbf{a}}{\partial z} = 0, \quad \mathbf{u} \mathbf{a} = \mathbf{u}_{\pm} \mathbf{a}, \quad \overline{\mathbf{q}} \sigma_{\pm} \mathbf{a} = \overline{\mathbf{q}} \sigma \mathbf{a}, \quad z = \pm d, \quad (17)$$

то для обсуждаемой МА-конфигурации и магнитной слоистой гетероструктуры, на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” точки, отвечающие ССК в спектре рассматриваемых вытекающих поверхностных магнотонных поляронов с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, определяются согласно (6), (7), (14), (15) как

$$D_v(\omega, h) = D_p(\omega, h),$$

$$v \neq p \quad D_v(\omega, h) \equiv D_{SH} \left(\omega, k_y = h, k_z = \frac{\pi v}{2d} \right), \quad (18)$$

или, вследствие (6), (7),

$$(|c_v| + |c_p|) \times (|s_v| + |s_p|) = 0, \quad v, p = 1, 2, \dots, v \neq p. \quad (19)$$

Как показывает совместный анализ (14), (15), (17)–(19), $D_v(\omega, h) = 0$ определяет собой спектр объемной МА-волны с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, распространяющейся вдоль АФМ-слоя, на обеих поверхностях которого (при $z = \pm d$) одновременно $\partial l_x / \partial z = 0$ (закрытый канал излучения) и $u_x = 0$. Таким образом, условия формирования ССК в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов типа Лява рассматриваемой магнитной гетероструктуры (6), (7), (14), (15), (17)–(19) – это точки вырождения мод указанного спектра объемных МА-мод с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$, распространяющихся вдоль такого АФМ-слоя. Полученные выше общие соотношения (6), (7), определяющие условия формирования ССК в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов, могут быть справедливы и в случае геометрии Лэмба. В частности, в рассматриваемой МА-конфигурации ($\mathbf{I}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$) для неограниченного АФМ (13) дисперсионное уравнение для спектра нормальных МУ-волн с $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$, согласно (14), (16), определяется как $D_L(\omega, \mathbf{k}) = 0$, а значит, в (2) $n = 3$ и $\boldsymbol{\tau} = \mathbf{q}$. Если для простоты и наглядности ограничиться следующей системой граничных условий:

$$\mathbf{l}\mathbf{b} = 0, \quad \overline{\mathbf{q}\sigma\mathbf{b}} = \overline{\mathbf{q}\sigma_{\pm}\mathbf{b}} = 0, \quad (20)$$

$$\mathbf{u}\mathbf{q} = \mathbf{u}_{\pm}\mathbf{q}, \quad \overline{\mathbf{q}\sigma\mathbf{q}} = \overline{\mathbf{q}\sigma_{\pm}\mathbf{q}}, \quad z = \pm d,$$

то, как показывает расчет, в соответствии с (20) закрытому каналу излучения отвечает $l_y = 0$, $\sigma_{yz} = 0$, $z = \pm d$, и для распространяющейся лэмбовской МУ-волны в рассматриваемой магнитной сэндвич-структуре ($s_{\pm} \rightarrow 0$) структура матрицы перехода будет подобной (4), (5), но с $\boldsymbol{\tau} = \mathbf{q}$. Останутся в силе и приведенные выше соотношения (3)–(11), если теперь в них $Z_{\tau\pm} \equiv \rho_{\pm} \omega^2 / k_{z\pm}$. Закрытым каналам излучения в случае (1) отвечает $\mathbf{l}\mathbf{b} = 0$, $\overline{\mathbf{q}\sigma\mathbf{b}} = \overline{\mathbf{q}\sigma_{\pm}\mathbf{b}} = 0$, $z = \pm d$. Положение ССК (6), (7) в спектре вытекающих магнанных поляронов (поверхностной МУ обобщенной волны Лэмба) с учетом (14), (16) $D_v(\omega, h) \equiv D_L(\omega, k_y = h, k_z = \pi v / 2d)$ определяется условием (18) (или (19)). Здесь $D_v(\omega, h) = 0$ – спектр объемной МА-волны с $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$, распространяющейся вдоль слоя АФМ (14), на обеих поверхностях которого (т.е. при $z = \pm d$) одновременно $l_y = 0$, $\sigma_{yz} = 0$, $u_z = 0$. Кроме того, для обоих отмеченных частных случаев

формирования точек интерференционных ССК в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов с $\mathbf{u} \perp \mathbf{a}$ или $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ в их окрестности будут иметь место как указанные выше особенности незеркального отражения (10)–(12), так и блокировка эффекта нулевого рассеяния и расщепления формы огибающей отраженной от поверхности магнитного слоя упругой волны.

Таким образом, если в односторонне открытом трехслойном акустическом магнитном волноводе на границе раздела магнитной и немагнитной сред реализован эффект МА многолучевого преломления, то в спектре вытекающих поверхностных магнанных поляронов соответствующей поляризации (как поверхностной МУ-волны Лява, так и поверхностной МУ обобщенной волны Лэмба) становится возможным формирование интерференционных связанных состояний. В окрестности таких динамических состояний для падающей извне на поверхность магнитного слоя на подложке квазиплоской (или квазимонохроматической) упругой волны поле отраженной волны по мере приближения ее параметров к точке ССК будет характеризоваться резким возрастанием пространственного эффекта Шоха (или Вигнеровского запаздывания), а также полным подавлением эффекта нулевого рассеяния поля падающей волны. Физическим механизмом является резонансное возбуждение в магнитной сэндвич-структуре падающей извне неплоской волной вытекающих поверхностных магнанных поляронов со сколь угодно малой радиационной шириной (согласно терминологии [2], “суперрезонанс”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Friedrich H., Wintgen D. Interfering resonances and bound states in the continuum // Phys. Rev. A. 1985. V. 32 (6). P. 3231–3242.
2. Рыбин М.В., Лимонов М.Ф. Резонансные эффекты в фотонных кристаллах и метаматериалах // УФН. 2019. Т. 189. № 8. С. 881–892.
3. Li Y., Zhao C., Zhang W., et al. Advances in coherent coupling between magnons and acoustic phonons // APL Mater. 2021. V. 9. P. 060902.
4. Molina M.I., Miroshnichenko A.E., Kivshar Y.S. Surface Bound States in the Continuum // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108 (7). P. 070401.
5. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.
6. Альшиц В.И., Любимов В.Н., Радович А. Резонансное возбуждение волн Лява в структуре типа “сэндвича” // ФТТ. 1996. Т. 38. № 4. С. 1091–1099.
7. Альшиц В.И., Любимов В.Н., Радович А. Квазирэле-евские волны в сэндвич-структурах: дисперсионное уравнение, собственные моды, резонансное отражение // Кристаллография. 2000. Т. 45. № 3. С. 500–508.

8. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
9. *Савченко А.С., Тарасенко А.С., Тарасенко С.В., Шавров В.Г.* Таммовские особые поверхностные волны // ДАН. 2012. Т. 446. № 4. С. 398–400.
10. *Гуляев Ю.В., Тарасенко С.В., Шавров В.Г.* Электромагнитный аналог вытекающей поверхностной упругой волны первого типа для уединенной границы раздела прозрачных диэлектриков // УФН. 2020. Т. 190. № 9. С. 933–949.
11. *Bertoni H.L., Tamir T.* Unified theory of Rayleigh-angle phenomena for acoustic beams at liquid-solid interfaces // *Appl. Phys.* 1973. V. 2. P. 157–172.
12. *Бакунов М.И., Гурбатов Н.С.* Расщепление электромагнитного импульса при резонансном отражении от плазменной пленки // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 6. С. 65–68.
13. *Ким Ч.С., Сатанин А.М., Джо Ю.С., Косби Р.М.* Коллапс резонансов в квазиодномерных квантовых каналах // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. № 1. С. 263–275.
14. *Ожогин В.И., Преображенский В.Л.* Ангармонизм смешанных мод и гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков // УФН. 1988. Т. 155. № 4. С. 593–621.

“SUPERRESONANT” STATES IN THE SPECTRUM OF LEAKY SURFACE MAGNON POLARONS

Academician of the RAS **Yu. V. Gulyaev^a, O. S. Sukhorukova^b, A. S. Tarasenko^b, S. V. Tarasenko^b, and V. G. Shavrov^a**

^a *Institute of Radio Engineering and Electronics named after Kotelnikov, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b *Donetsk Institute for Physics and Engineering named after Galkin, Donetsk, Ukraine*

For the first time, it is shown that hybridization of magnetoelastic and inhomogeneous exchange interactions can lead to the formation of interference-type bound states in the emission spectrum of leaky surface magnon polarons. In the vicinity of such “dark” states, their radiation width can be arbitrarily small (“superresonance”), so that the for quasi-planar (or quasiharmonic) elastic wave falling from the outside onto the magnetic layer unlimited increases (in non-dissipative approximation) the longitudinal Schoch effect (or Wigner delay), suppresses the zero-point field scattering effects for the falling wave and waveform splitting for the reflected wave.

Keywords: magnetic heterostructure, bound states, leaky surface magnon polarons, nonspecular reflection effects