

УДК 537.613:537.622.4:537.621.4:537.876:530.182

О ГИГАНТСКОМ УСИЛЕНИИ ЭФФЕКТОВ ФОНОННОГО НЕЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ НА УЕДИНЕННОЙ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА МАГНИТНОЙ И НЕМАГНИТНОЙ СРЕД

© 2024 г. Академик РАН Ю. В. Гуляев¹, О. С. Сухорукова^{2,3}, А. С. Тарасенко³, С. В. Тарасенко^{3,*}, В. Г. Шавров¹

Поступило 17.08.2023 г.

После доработки 14.10.2023 г.

Принято к публикации 13.11.2023 г.

На уединенной границе раздела полуограниченных магнитной и немагнитной сред совместный учет магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий может приводить к появлению в сплошном спектре фононного излучения вытекающих поверхностных магнанных поляронов симметрично защищенного связанного состояния, в окрестности которого и числитель и знаменатель входного поверхностного волнового импеданса одновременно стремятся к нулю. В этом случае при падении извне на поверхность такого магнетика квазиплоской или квазимонохроматической объемной упругой волны, параметры которой приближаются к параметрам поверхностного “темного” состояния указанного типа, возможно неограниченное (в рамках рассматриваемой модели) увеличение незеркальных эффектов отражения первого порядка.

Ключевые слова: “темные” состояния, вытекающие магнанные поляроны, незеркальное отражение, эффект Шоха, вигнеровское запаздывание

DOI: 10.31857/S2686740024010138, EDN: OIBZQK

В настоящее время практическая реализация идеи использования пространственного перемещения не заряда, а вращательного спинового момента с целью создания на основе магнитных диэлектриков быстродействующих, энергоэффективных устройств функциональной электроники существенно связана с физикой вытекающих магнанных поляронов [1]. В частности, это объясняется тем, что роль подобных гибридных магнон-фононных состояний в акустике слоистых магнитных сред во многом сопоставима с тем вкладом, который в проводимость ионных кристаллов вносят “истинные” носители заряда — поляроны (“электроны

в фононной шубе”), на возможность существования которых было впервые указано в [2]. Как следствие, в магнанике, в полной аналогии с акустоэлектроникой, оптимизация работы широкой гаммы устройств, связанных с обработкой сигналов и использующих связь между акустическими волнами и носителями тока, требует детального рассмотрения связи между дисперсионными свойствами распространяющегося вдоль слоистой магнитной гетероструктуры вытекающего магнонного полярона и структурой поля его фононного излучения. В настоящее время особое внимание исследователей открытых волноводных структур в спинтронике привлекает изучение как условий формирования в сплошном спектре излучения распространяющейся вытекающей волны локализованных состояний, обладающих нулевой радиационной шириной (связанных состояний в континууме (ССК)), так и возникающие в этой связи динамические эффекты. Недавно в [3] на примере полностью отражающей, акустически полукрытой магнитной

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

²Донецкий государственный университет, Донецк, Россия

³Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, Россия

*E-mail: shavrov@cplire.ru

сэндвич-структуры (магнитный слой между двумя акустически неэквивалентными упругими полупространствами) в бездиссипативном приближении было показано, что совместный учет магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий может приводить к формированию интерференционного типа связанных состояний [4] в сплошном спектре фононного излучения вытекающих поверхностных магнитных поляронов, тогда как в окрестности таких “темных” состояний их радиационная ширина может быть сколь угодно малой. В условиях полного внутреннего отражения (ПВО) для падающей извне на поверхность полукрытого магнитного слоя плоской однопарциальной объемной упругой волны с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} коэффициент отражения имеет вид (один открытый канал излучения)

$$V = \frac{i\tilde{Z} + Z_{in}}{i\tilde{Z} - Z_{in}}, \quad (1)$$

где Z_{in} – входной поверхностный акустический импеданс отражающей структуры, тогда как \tilde{Z} – поверхностный волновой импеданс полуограниченной акустически менее плотной среды, поддерживающей распространение плоской объемной однопарциальной упругой волны [5]. Пусть \mathbf{q} – нормаль к границе раздела сред, \mathbf{a} – нормаль к плоскости падения волны. В этом случае, в соответствии с определением “темных” состояний, на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” ($h \equiv (\mathbf{k}\mathbf{b})$, $\mathbf{b} = [\mathbf{q}\mathbf{a}]$) структуру входного поверхностного волнового импеданса в (1) в окрестности точки формирования поверхностного ССК ($\omega = \omega'$, $h = h'$) и заданном ω , согласно [3], можно представить как

$$Z_{in} \approx C \frac{h - h_N(\omega)}{h - h_D(\omega)}, \quad C(\omega, h) \propto \text{const}. \quad (2)$$

Расчет показывает, что как при $Z_{in}(h, \omega) = 0$, так и при $Z_{in}^{-1}(h, \omega) = 0$ мгновенный поток энергии через границу раздела “магнитный слой – акустически менее плотная среда” строго равен нулю. Как известно, в кристаллоакустике существует понятие особой объемной волны (ООВ), характеризующейся аналогичным свойством нормальной компоненты потока энергии на границе раздела сред с акустическим контрастом, но в отражающей среде глубина

локализации ООВ отсутствует (см., например, [6]). Учитывая это, в дальнейшем дисперсионные кривые, определяемые на основании (2) как $h = h_N(\omega)$ ($Z_{in}(h, \omega) = 0$) и $h = h_D(\omega)$ ($Z_{in}^{-1}(h, \omega) = 0$), будем называть особой поверхностной волной (см. также [3, 7]) первого (ОПВ-I) и второго (ОПВ-II) типа соответственно. По мере приближения к точке формирования поверхностного ССК ($h_N(\omega) = h_D(\omega)$) в соответствии с (1), (2) и определением ССК

$$|h_D(\omega) - h_N(\omega)| \rightarrow 0. \quad (3)$$

Как следует из результатов [3], такое поведение является примером формирования ССК по механизму Фридриха–Винтена [4], поскольку в точке ССК на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” имеет место вырождение дисперсионных кривых, отвечающих спектрам вытекающих ОПВ первого и второго типов соответственно. Так как при этом и числитель и знаменатель поверхностного входного волнового импеданса (2) одновременно обращаются в ноль, то в условиях ПВО обращается в ноль также и вклад радиационных полей излучения ОПВ-I и ОПВ-II в сплошной спектр излучательных фононных мод рассматриваемой полукрытой структуры (следствие деструктивной интерференции).

Хорошо известно [5], что если из акустически менее плотной среды на поверхность полностью отражающей слоистой структуры падает квазиплоская объемная упругая волна, то после отражения с коэффициентом (1) она будет испытывать лежащее в плоскости падения волны продольное (в направлении \mathbf{b}) смещение вдоль границы раздела сред (эффект Шоха):

$$\Delta(\omega, h) \approx -\frac{\partial}{\partial h} 2\text{arctg}\left(\frac{Z_{in}}{\tilde{Z}}\right). \quad (4)$$

В результате при заданном ω и сканировании по углу вследствие (2) $\Delta(\omega, h)$ будет достигать максимума как на линии ОПВ-I (при $h \rightarrow h_N(\omega)$), так и на линии ОПВ-II (при $h \rightarrow h_D(\omega)$). По мере приближения к точке существования поверхностного ССК (3) величина каждого из этих экстремумов неограниченно (в рамках рассматриваемой модели) возрастает [3].

Если в условиях, подобных выше указанным, на поверхность магнетика падает не квазиплоская, а квазимонохроматическая волна,

то вместо (4) будет иметь место запаздывание по времени отраженного импульса с плоским фронтом по отношению к падающему (Вигнеровское запаздывание):

$$\Delta t(\omega, h) \approx \frac{\partial}{\partial \omega} 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{Z_{in}}{\tilde{Z}} \right). \quad (5)$$

Используя полученные выше соотношения, несложно убедиться, что в условиях (1) при частотном сканировании и заданном угле падения квазимонохроматической волны (длительность импульса $\tilde{\tau}$) на поверхность полуограниченной полностью отражающей структуры в результате существования ОПВ первого и второго типа соотношение (2) можно представить в виде $Z_{in} \approx C(\omega(h) - \omega_N(h)) [\omega(h) - \omega_D(h)]^{-1}$. Таким образом, для отраженного фоновонного импульса локальные максимумы запаздывания отраженного сигнала на несущей частоте (эффект Вигнера (5)) с учетом (2) также достигаются как при $Z_{in}(h, \omega) = 0$ (ОПВ-I), так и при $Z_{in}^{-1}(h, \omega) = 0$ (ОПВ-II). По мере приближения параметров падающего фоновонного импульса к значениям, отвечающим поверхностному ССК: $|\omega_D(h) - \omega_N(h)| \rightarrow 0$, максимальное время запаздывания отраженного сигнала Δt на несущей частоте, согласно (5), также будет неограниченно (в рамках рассматриваемой модели) возрастать ($\tilde{\tau} / \Delta t \rightarrow 0$) [3].

Вместе с тем указанные результаты работы [3] были получены на основе следующих, существенных для целей предлагаемого сообщения, ограничений. Во-первых, осталось неясным, возможно ли такое же резкое усиление незеркальных эффектов первого порядка при полном внутреннем отражении объемных фоновонных, если имеется только одна граница раздела полуограниченных магнитной и немагнитной сред. Во-вторых, в [3] для отражающей среды плоскость падения упругой с узким угловым или частотным спектром волны отвечала лишь высокосимметричному направлению. Наконец, в-третьих, согласно предложенной в [4] классификации возможных типов ССК, в [3] рассматривались лишь ССК интерференционного типа (механизм Фридриха–Винтгена), однако, помимо ССК, полученных методом “inverse construction”, также в принципе еще возможны и симметрично защищенные ССК [4]. Однако несмотря на все вышесказанное, возможность

существования аналога найденному в [3] сверхусилению незеркальных эффектов фоновонного отражения первого порядка в области ПВО, но теперь для случая формирования за счет одновременного учета МУ и неоднородного обменного взаимодействий симметрично защищенных ССК на уединенной границе раздела магнитной и немагнитной сред, до сих пор не изучалась. Ответ на вышеперечисленные вопросы на примере структуры с одним открытым каналом излучения и является целью данного сообщения.

Для простоты и наглядности расчетов предположим, что имеется два полупространства с вектором нормали к плоскости границы раздела $\mathbf{q} \parallel OY$, причем верхнее ($y > 0$) занято идеальной жидкостью (соответствующие величины будем обозначать знаком тильда), в которой потенциал смещений $\tilde{\phi}$, плотность и модуль сжатия $-\tilde{\rho}$ и $\tilde{\lambda}$, а вектор смещения и тензор напряжений $-\tilde{\mathbf{u}}$ и $\tilde{\sigma}$ связаны соотношениями [5]:

$$\tilde{\mathbf{u}} = \nabla \tilde{\phi}, \quad \tilde{\sigma} = -\tilde{\rho} \frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial t^2}, \quad \tilde{\mathbf{k}}^2 = \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\lambda}} \omega^2. \quad (6)$$

Что же касается нижнего полупространства ($y < 0$), то будем полагать, что оно занято пространственно однородным двухосным антиферромагнетиком (АФМ), легкая магнитная ось которого (OZ) лежит в плоскости границы раздела сред. Чтобы рассмотреть случай симметрично защищенного поверхностного ССК, являющегося результатом одновременного учета МУ и неоднородного обменного взаимодействий, рассмотрим двухподрешеточную модель ($|M_1| = |M_2| = M_0$, M_0 – намагниченность насыщения подрешеток $M_{1,2}$) обменно коллинеарного centrosymmetric АФМ, обладающего изотропным упругим и МУ взаимодействиями с плотностью термодинамического потенциала в терминах векторов ферро- ($\mathbf{m} = (M_1 + M_2) / 2M_0$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l} = (M_1 - M_2) / 2M_0$) вида [8]:

$$F = M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla l)^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \frac{a}{2} l_x^2 + \gamma_l l_k u_{ik} \right) + \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \quad a \gg b > 0. \quad (7)$$

Здесь δ , a , b – константы межподрешеточного обмена и двухосной магнитной анизотропии, γ – константа МУ-взаимодействия, λ , μ – коэффициенты Ламе. МУ-динамика рассматриваемой модели АФМ-среды (2) описывается замкнутой системой уравнений, состоящей из основного уравнения механики сплошной среды и уравнений Ландау–Лифшица для векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} [8]:

$$\frac{2}{g} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = [\mathbf{m}H_{\mathbf{m}}] + [\mathbf{l}H_{\mathbf{l}}], \quad \frac{2}{g} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} = [\mathbf{m}H_{\mathbf{l}}] + [\mathbf{l}H_{\mathbf{m}}],$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}. \quad (8)$$

Здесь ρ – плотность, \mathbf{u} – вектор упругих смещений, g – гиромангнитное отношение, которое будем считать одинаковым для обеих подрешеток, $H_r \equiv -\delta W / \delta \mathbf{r}$ – эффективное поле, $\mathbf{r} = \mathbf{m}, \mathbf{l}$. В декартовой системе координат равновесный вектор АФМ \mathbf{l}_0 направлен вдоль оси OZ , а легкая магнитная плоскость АФМ совпадает с YOZ . Если в модели АФМ (7), (8) пренебречь взаимодействием высокочастотных магнонов ($b/a < 1$) с фононами, то в этом случае итоговые материальные соотношения будут такие же, как и для упругоизотропной немагнитной среды (см., например, [9]), но с тем исключением, что теперь для упругой волны с частотой ω и произвольно ориентированным волновым вектором \mathbf{k} модуль упругости c_{44} будет эффективным, одновременно обладая как пространственной, так и временной дисперсией:

$$c_{44}(\omega, h) = \mu \frac{\omega_0^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2}{\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2}, \quad (9)$$

где $\omega_0 \equiv gM_0 \sqrt{\delta b}$ – индуцированная легкоосной анизотропией энергия активации рассматриваемой спиновой волны, $\omega_{me} \equiv gM_0 \gamma \sqrt{\delta} / \mu$ – МУ-щель, $A = gM_0 \sqrt{\delta \alpha}$ – скорость спиновых волн [8]. В результате соотношение для спектра нормальных МУ-волн с частотой ω и произвольно ориентированным волновым вектором \mathbf{k} в неограниченной АФМ-среде (7) с учетом (9) можно представить в виде

$$|\Lambda_{ik}(\omega, \mathbf{k}) - \rho \omega^2 I_{ik}| = 0. \quad (10)$$

Здесь Λ_{ik} – тензор Кристоффеля, отвечающий за исключением модуля c_{44} (см. (9))

упругоизотропной немагнитной среде [9], I_{ik} – единичный тензор. В эластостатическом пределе $\omega \ll s_l |\mathbf{k}|$ (10) принимает вид [10]:

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \left\{ \left(1 - \frac{s_l^2}{s_t^2} \right) \frac{4k_y^2 k_z^2}{\mathbf{k}^4} + \frac{k_x^2}{\mathbf{k}^2} \right\} + c^2 \mathbf{k}^2, \quad (11)$$

$$s_l^2 \equiv \mu / \rho, \quad s_t^2 \equiv (\lambda + 2\mu) / \rho.$$

Будем полагать, что на границе раздела между полуограниченными магнитной ($y < 0$) и немагнитной ($y > 0$) средами выполнена следующая система граничных условий ($L_y \equiv \partial l_y / \partial y$):

$$\sigma_{zy} = \tilde{\sigma}_{zy} = 0, \quad \sigma_{xy} = \tilde{\sigma}_{xy} = 0,$$

$$\sigma_{yy} = \tilde{\sigma}_{yy}, \quad u_y = \tilde{u}_y, \quad L_y = 0, \quad (12)$$

$$y = 0.$$

Пусть $\mathbf{q} \parallel OY$, а \mathbf{b} – единичный вектор вдоль линии пересечения плоскости границы раздела сред ($y = 0$) и плоскости падения объемной упругой волны в идеальной жидкой среде (6). Если ϑ – угол между равновесной ориентацией вектора антиферромагнетизма ($\mathbf{l}_0 \perp \mathbf{q}$) и нормалью к плоскости падения волны \mathbf{a} ($\mathbf{a} = [\mathbf{b}\mathbf{q}]$), то в АФМ-среде (7) для краевой задачи (12) с помощью (9), (10) можно получить характеристическое уравнение: полином четвертой степени относительно $\eta^2 \equiv -(\mathbf{k}\mathbf{q})^2$ ($\mathbf{k} = \{h \cos \vartheta, i\eta, h \sin \vartheta\}$), причем в условиях ПВО $\eta^2 > 0$. Если его корни обозначить как $\eta_j^2(\omega, h)$, $j = 1 \div 4$, то для АФМ-среды (7) ($u_i(y \rightarrow -\infty) \rightarrow 0$, $l_y(y \rightarrow -\infty) \rightarrow 0$) пространственную структуру вектора упругих смещений \mathbf{u} и трех компонент тензора упругих напряжений $\overline{\overline{\sigma}}$, определяемых как $\overline{\overline{\sigma}} \equiv \overline{\overline{\sigma}}\mathbf{q}$, при $y < 0$ можно представить в виде ($\psi \equiv k_x x + k_z z - \omega t$):

$$\mathbf{u} = \sum_{j=1}^4 A_j \mathbf{U}^{(j)} e_j, \quad \overline{\overline{\sigma}}\mathbf{q} = \sum_{j=1}^4 A_j \overline{\overline{\sigma}}^{(j)} e_j, \quad L_y = \sum_{j=1}^4 A_j L_{yy} e_j,$$

$$e_j \equiv \exp(\eta_j y) \exp[i\psi]. \quad (13)$$

Здесь A_j и $\mathbf{U}^{(j)}(\overline{\overline{\sigma}}^{(j)})$ – соответственно амплитуда и векторы поляризации, отвечающие парциальной волне e_j . Так как мы рассматриваем условия ПВО для падающей из жидкости (6) на поверхность АФМ (7) плоской объемной акустической волны, то, как показывает расчет, при $\vartheta \rightarrow 0$ в (13)

$$\begin{aligned} \eta_1^2 &\rightarrow h^2 - \omega^2/s_t^2, \quad \eta_2^2 \rightarrow h^2 - \omega^2/s_t^2, \\ \eta_{3,4}^2 &\rightarrow 0.5P_1 \pm \sqrt{0.25P_1^2 - P_2}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} P_1 &\equiv \frac{\omega_0^2 + c^2h^2 - \omega^2}{c^2} + \left(h^2 - \frac{\omega^2}{s_t^2} \right), \\ P_2 &\equiv \frac{\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2h^2 - \omega^2}{c^2} \left(h^2 - \frac{\omega^2}{s_t^2} \right). \end{aligned}$$

По аналогии с методикой расчета из [5], удобно, с помощью граничных условий (12), исключить из дальнейшего рассмотрения три из четырех амплитуд парциальных волн. Если это A_{2-4} , то для формирующейся в АФМ-среде (7), (11)–(14), четырехпарциальной эванесцентной МУ-волны пространственную структуру коллинеарных направлению \mathbf{q} компонент векторов \mathbf{u} и $\mathbf{\sigma q}$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{uq} &= \sum_{j=1}^4 F_{j1} \mathbf{U}^{(j)} \mathbf{q} e_j A_1, \quad \mathbf{\sigma q} = \sum_{j=1}^4 \boldsymbol{\sigma}^{(j)} \mathbf{q} F_{j1} e_j A_1, \\ F_{11} &= 1, \quad A_v = F_{v1} A_1, \quad v = 2 \div 4. \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, если в немагнитной среде (6) на границу раздела (12) падает плоская объемная упругая волна, то в условиях ПВО, с учетом введенных выше обозначений, ее коэффициент отражения от поверхности полуограниченной АФМ-среды (7) можно представить в виде (отметим, что, в отличие от [5], здесь мы используем определение поверхностного волнового импеданса, принятое в кристаллоакустике [11]):

$$V = \frac{i\tilde{Z} + Z_{in}}{i\tilde{Z} - Z_{in}}, \quad Z_{in} \equiv \frac{\mathbf{q}\boldsymbol{\sigma q}}{\mathbf{uq}} = \frac{\sum_{j=1}^4 \boldsymbol{\sigma}^{(j)} \mathbf{q} F_{j1}}{\sum_{j=1}^4 F_{j1} \mathbf{U}^{(j)} \mathbf{q}}, \quad \tilde{Z} \equiv \frac{\tilde{\rho}\omega^2}{\tilde{k}_z}. \quad (16)$$

Расчет показывает, что при $\vartheta \rightarrow 0$ в (15), (16) одновременно $(|F_{31} + F_{41}|) \rightarrow 0$, а соотношение для входного импеданса в (16) принимает вид

$$Z_{in} = \frac{\Delta_R \Delta_{BIC}^{ex} - \vartheta^2 (\sigma_{yy}^{(2)} f_A - \phi_A \sigma_{yy}^{(1)})}{\Delta_{BIC}^{ex} (u_{1y} \sigma_{xy}^{(2)} - u_{2y} \sigma_{xy}^{(1)}) - \vartheta^2 (\phi_A u_{1y} - f_A u_{2y})}, \quad (17)$$

$$\vartheta \ll 1,$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_{BIC}^{ex}(\omega, h) &\equiv \sigma_{yz}^{(3)} L_{y4} - \sigma_{yz}^{(4)} L_{y3}, \\ \Delta_R(\omega, h) &\equiv \sigma_{yy}^{(1)} \sigma_{xy}^{(2)} - \sigma_{yy}^{(2)} \sigma_{xy}^{(1)}, \end{aligned} \quad (18)$$

а явный вид соотношений для $f_A(\omega, h)$, $\phi_A(\omega, h)$ не приводится ввиду их громоздкости.

В результате из (16)–(18) следует, что у поверхностного волнового импеданса так же, как и в (2), и числитель и знаменатель могут независимо стремиться к нулю, если одновременно с $\vartheta \rightarrow 0$, так же и $\Delta_{BIC}^{ex} \rightarrow 0$. Таким образом, выполнение условия существования (3) в случае (17), (18) становится возможным, если $\mathbf{a} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{b} \parallel OX$ (т.е. $\vartheta = 0$), а $\Delta_{BIC}^{ex} = 0$. Согласно (18), этот предел – соотношение для спектра, возникающего в этом случае за счет коллективизации вкладов в полуограниченной АФМ-среде (7), (12), (14) магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий, “темного” состояния: симметрично защищенного поверхностного ССК (двухпарциальной эласто-обменной поверхностной волны). С учетом (14) $\Delta_{BIC}^{ex} = 0$ в (18) дает

$$\eta_3 \eta_4 + \eta_3^2 + \eta_4^2 - \left(h^2 - \frac{\omega^2}{s_t^2} \right) = 0, \quad \eta_{3,4}^2 > 0. \quad (19)$$

В эластостатическом пределе ($\omega \ll s_t h$) соотношение для спектра симметрично защищенного поверхностного ССК (19) принимает вид [10]

$$\omega^2 \approx \omega_0^2 + \frac{c^2 h^2}{2} + \frac{ch}{2} \sqrt{c^2 h^2 + 4\omega_{me}^2}, \quad \eta_{3,4}^2 > 0. \quad (20)$$

Из совместного анализа (19), (20) следует, что на плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” необходимое условие существования такого поверхностного симметрично защищенного ССК имеет вид

$$s_t^2 h^2 > \omega^2 > \omega_0^2 + c^2 h^2,$$

т.е. возможно, например, в случае низкотемпературных антиферромагнетиков [8], для которых $s_t > c$.

При $\mathbf{a} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{b} \parallel OX$ и структура $V(\vartheta = 0)$ в (16) также значительно упрощается:

$$V = \frac{i\tilde{Z} + Z_{in}}{i\tilde{Z} - Z_{in}}, \quad Z_{in} = \frac{\sigma_{yy}^{(1)}\sigma_{xy}^{(2)} - \sigma_{yy}^{(2)}\sigma_{xy}^{(1)}}{u_{1y}\sigma_{xy}^{(2)} - u_{2y}\sigma_{xy}^{(1)}} \quad (21)$$

и отвечает коэффициенту отражения плоской объемной волны, падающей из жидкости (6) на поверхность полуграниченного упруго изотропного немагнитного твердого тела. При этом в (21) $Z_{in} = 0$ ($\Delta_R(\omega, h) = 0$) с учетом (14) соответствует спектру поверхностной волны Рэлея в полуграниченной упругоизотропной немагнитной среде [5].

Пусть для падающей извне на поверхность полуграниченного магнетика (7) квазиплоской объемной упругой волны ее частота и угол падения с учетом (17) связаны соотношением $Z_{in}(\vartheta) = 0$. В этом случае качественный вид зависимости максимума продольного смещения отраженного остронаправленного пучка $\Delta_S \equiv \Delta(h = h_N(\omega), \vartheta)$ от управляемого углом ϑ “фактора вытекания” [12] распространяющейся в магнетике несобственной поверхностной МУ-волны в безразмерных переменных графически представлен на рис. 1. Если, следуя [5, 13], считать, что жидкая среда, из которой падает на поверхность магнетика остронаправленный пучок, — ксилол и ширина пучка $\tilde{w} = 12$ мм, а частота падающей волны $\omega \approx \omega_0$ (в (18)–(20) энергия активации магнона в легкоплоскостном АФМ $\omega_0 \approx 10^9$ Гц), то при $h''\tilde{w} = 2$ в (4) $\Delta_S / \tilde{\lambda} \propto 10^4$, а при $h''\tilde{w} = 0.2$ $\Delta_S / \tilde{\lambda} \propto 10^5$, $h'' = \tilde{Z}[\partial Z_{in} / \partial h]^{-1} \propto \vartheta^2$.

Отметим, что для случая падения квазимонохроматической упругой волны, параметры ω и h которой связаны условием $Z_{in}(\vartheta) = 0$, вид рис. 1 качественно не изменится, если в нем $\Delta_S / \tilde{\lambda}$ заменить на $\tilde{\omega}\tilde{\Delta}t$, а $h''\tilde{w}$ на $\omega''\tilde{\tau}$, где $\tilde{\omega}$ — несущая частота, а $\omega'' = \tilde{Z}[\partial Z_{in} / \partial \omega]^{-1} \propto \vartheta^2$ — фактор затухания сигнала, распространяющегося в магнетике.

Пусть теперь АФМ (7) находится в той же магнитоакустической конфигурации, но занимает не полупространство ($y < 0$), а слой ($-d < y < d$), обе поверхности которого с помощью граничных условий вида

$$\begin{aligned} \sigma_{zy} = \sigma_{zy}^{\pm} = 0, \quad \sigma_{xy} = \sigma_{xy}^{\pm} = 0, \\ \sigma_{yy} = \sigma_{yy}^{\pm}, \quad u_y = u_y^{\pm}, \quad L_y = 0, \\ y = \pm d \end{aligned} \quad (22)$$

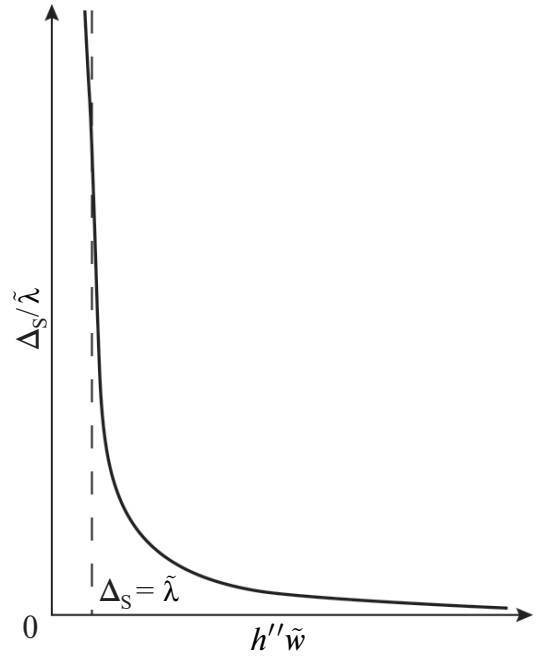


Рис. 1. Зависимость максимальной величины смещения Шоха $\Delta_S \equiv \Delta(h = h_N(\omega), \vartheta)$ от степени близости угла падения квазиплоской волны к точке формирования поверхностного симметрично защищенного ССК (3), (19), (20) ($\vartheta = 0$).

акустически связаны с полупространствами ($d < |y|$), заполненными идеальной жидкостью. В (22) верхние индексы “±” относятся к верхнему и нижнему полупространству соответственно. Если эти две полуграниченные среды неэквивалентны между собой по своим физическим свойствам, то, как показывает расчет, для плоской объемной упругой волны, падающей из акустически менее плотной среды на поверхность магнитного слоя, отвечающий $\vartheta = 0$ спектр симметрично защищенных ССК, формирующийся в этом случае в условиях ПВО ($\lambda_+ \rho_+^{-1} < \omega / h < \lambda_- \rho_-^{-1}$), при одновременном учете МУ и неоднородного обменного взаимодействия с учетом (14) принимает вид ($\mathbf{k} \in XY, \mathbf{q} \parallel OY$)

$$\begin{aligned} \left[\eta_3(\bar{h}^2 - \eta_3^2) \text{th}(\eta_3 d) - \eta_4(\bar{h}^2 - \eta_4^2) \text{th}(\eta_4 d) \right] \times \\ \times \left[\eta_3(\bar{h}^2 - \eta_3^2) \text{cth}(\eta_3 d) - \right. \\ \left. - \eta_4(\bar{h}^2 - \eta_4^2) \text{cth}(\eta_4 d) \right] = 0, \\ \bar{h}^2 \equiv h^2 - \omega^2 / s_t^2. \end{aligned} \quad (23)$$

В частном случае $\eta_{3,4}d \rightarrow \infty$ (23) переходит в (19). В окрестности такого темного состояния (при $\vartheta \rightarrow 0$) остаются в силе соотношения (1)–(5)

(включая одновременное стремление к нулю и числителя и знаменателя входного поверхностного волнового импеданса при приближении к точке формирования “темного” состояния). Однако теперь, как следует из (23), в рассматриваемой полукрытой магнитной сэндвич-структуре симметрично защищенные ССК могут формироваться как антиволноводными (если в (23) $\eta_{3,4}^2 > 0$), так и волноводными (если в (23) $\eta_{3,4}^2 < 0$) модами спектра магнотонных поляронов с $\mathbf{u} \parallel OZ \parallel \mathbf{l}_0$ и $\mathbf{k} \in XY$, распространяющихся вдоль слоя легкоплоскостного АФМ (7), у которого при $y = \pm d$ $\sigma_{zy} = 0$, $L_y = 0$. В этом случае для падающей извне на поверхность магнитного слоя плоской объемной волны структура коэффициента отражения будет совпадать с (21), но теперь $Z_{in} = 0$, с учетом (14), как при $\eta_{1,2}^2 > 0$, так и при $\eta_{1,2}^2 < 0$, будет определять спектр обобщенной волны Лэмба [3, 14], которая сформирована магнотонными поляронами с $\mathbf{u}, \mathbf{k} \in XY$, распространяющимися вдоль рассматриваемого слоя АФМ (7).

Таким образом, уже на уединенной границе раздела немагнитной и магнитной сред вследствие совместного учета магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий возможно существование симметрично защищенных поверхностных “темных” состояний в сплошном спектре излучения вытекающих магнотонных поляронов. При их формировании, так же как и в случае поверхностных ССК интерференционного типа [3], и числитель и знаменатель входного поверхностного волнового импеданса отражающей среды одновременно стремятся к нулю (усиливается квазистационарность резонансно возбуждаемой вытекающей ОПВ и первого и второго типа). По мере приближения параметров падающей извне на поверхность магнетика квазиплоской (или квазимонохроматической) объемной упругой волны к тем, что отвечают указанному типу “темных” состояний, становится возможным практически неограниченное увеличение (в рамках рассмотренной модели) незеркальных эффектов отражения первого порядка. Следует, однако, учесть, что в данной работе, как и в предыдущей [3], и сам метод расчета, и сделанные на основе полученных результатов выводы относительно возможности реализации сверхусиления незеркальных эффектов отражения основаны на приближении

квазиплоской волны, т.е. в первую очередь справедливы для падающих остронаправленных волновых пучков (ширина пучка (\tilde{w}) много больше длины волны (λ), отвечающей его осевому вектору) или импульсов с узким частотным спектром (несущая частота импульса много больше обратной длительности импульса). При $\tilde{w} > \Delta_S \gg \tilde{\lambda}$ форма огибающей отраженного пучка крайне незначительно изменяется по сравнению с формой падающего пучка. Однако по мере приближения параметров падающей квазиплоской волны к тем, что характерны для точки ССК (2), (3), по отношению к ширине пучка растет длина пробега резонансно возбуждаемой вытекающей ОПВ ($\tilde{w} / \Delta_S (h_D \rightarrow 0) \rightarrow 0$), и она пространственно отделяется от других волновых компонент, формирующих отраженный пучок. В частности, как и в случае боковой волны (см. [13]), по отношению к геометро-акустической части отраженного пучка, резко увеличивается угловой размер области, в котором присутствует поле фононного излучения (область “засветки”) распространяющегося магнотонного полярона (вытекающей ОПВ) при одновременном снижении интенсивности излучаемой на бесконечность плоской объемной упругой волны. Аналогично при резонансном импульсном возбуждении рассматриваемой вытекающей ОПВ генерируемый ею сигнал будет отделяться по времени от сигнала других гармоник, составляющих отраженный импульс, а величина этого запаздывания будет неограниченно (в рамках рассматриваемой модели) возрастать по мере приближения на плоскости “ $\omega - h$ ” к точке формирования симметрично защищенного поверхностного ССК. Наконец, если, в отличие от (5), фронт падающего импульса не является плоским, то в условиях (2), (3) появляется и дополнительный вклад в усиление эффекта Вигнера (5), связанный с одновременным неограниченным усилением также и пространственного эффекта Шоха (4) [15]. Для более корректного учета указанной выше возможности неограниченного роста незеркальных эффектов фононного отражения первого порядка в непосредственной окрестности точки формирования поверхностного ССК используемая в нашей работе схема вычислений должна быть пересмотрена, например, в пользу расчетов на основе конкретизации формы падающего

волнового пучка подобно [12, 13]. Однако это предполагается сделать в отдельной работе.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа поддержана Российским научным фондом (проект 20-19-00745-П).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Maekawa S., Kikkawa T., Chudo H., Ieda J., Saitoh E.* Spin and spin current – From fundamentals to recent progress *Journal of Applied Physics*. 2023. V. 133(2). P. 020902.
2. *Пекар С.И.* Исследования по электронной теории кристаллов. М.–Л.: ГТТЛ, 1951. 256 с.
3. *Гуляев Ю.В., Сухорукова О.С., Тарасенко А.С., Тарасенко С.В., Шавров В.Г.* “Суперрезонансные” состояния в спектре вытекающих поверхностных магнонных поляронов. // *ДАН*. 2022. Т. 505. № 1. С. 10–15.
4. *Azzam S.I., Kildishev A.V.* Photonic Bound States in the Continuum: from Basics to Applications // *Adv. Opt. Mater.* 2021. V. 9. P. 2001469.
5. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
6. *Favretto-Cristini N., Komatitsch D., Carcione J.M., Cavallini F.* Elastic surface waves in crystals. Pt 1: Review of the physics // *Ultrasonics*. 2011. V. 51(6). P. 653–660.
7. *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.
8. *Ожогин В.И., Преображенский В.Л.* Ангармонизм смешанных мод и гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков // *УФН*. 1988. Т. 155. № 4. С. 593–621.
9. *Тагер Дж., Рэмpton В.* Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 453 с.
10. *Гуляев Ю.В., Тарасенко С.В., Шавров В.Г.* Спин-волновая акустика антиферромагнитных структур как магнитоакустических метаматериалов // *УФН*. 2011. Т. 181. № 6. С. 595–626.
11. *Балакирев М.К., Гилинский И.А.* Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 240 с.
12. *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.
13. *Бреховских Л.М., Годин О.А.* Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 414 с.
14. *Auld B.A.* Acoustic Fields and Waves in Solids. N.Y.: J. Wiley, 1973. 423 p.
15. *Chauvat D., Emile O., Bretenaker F., A. Le Floch* Direct Measurement of the Wigner Delay Associated with the Goos–Hänchen Effect *Phys. Rev. Lett.* // 2000. V. 84. P. 71–74.

ON GIANT AMPLIFICATION OF EFFECTS OF PHONON NONSPECULAR REFLECTION AT A SOLITARY INTERFACE BETWEEN MAGNETIC AND NON-MAGNETIC MEDIA

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

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

^c*Donetsk State University, Donetsk, Russia*

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

On the secluded interface of semi-infinite magnetic and non-magnetic media, hybridization of magnetoelastic interaction with inhomogeneous exchange or magneto-dipole interaction can lead to the formation of symmetry-protected bound states in the radiation spectrum of the leaky surface magnon polarons. If a quasi-plane bulk elastic wave falls on the surface of a magnetic medium from outside, and the wave parameters approach to the parameters of the surface “dark” state of the above mentioned type, the nonspecular reflection effects of the first order increase unrestrictedly (in the non-dissipative approximation).

Keywords: “dark” states, leaky magnon polarons, nonspecular reflection, Shoch effect, Wigner delay