

Особенности локализации фононов вблизи поверхности низкотемпературного антиферромагнетика

© С.В. Тарасенко

Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,
340114 Донецк, Украина

(В окончательном виде 6 августа 1999 г.)

Определены необходимые условия, при выполнении которых наличие в кристалле дальнего магнитного порядка приводит к формированию сдвиговой поверхностной упругой волны уже без учета магнитодипольного взаимодействия как для механически свободной поверхности кристалла, так и для акустически сплошной границы раздела магнитной и немагнитной сред.

Хорошо известно, что с точки зрения динамики кристаллической решетки, так же как и с точки зрения теории упругости сплошной среды, механически свободная поверхность упругого полупространства может рассматриваться как специфическое локальное возмущение в неограниченном идеальном пространстве [1]. В этом случае поверхностную акустическую волну, распространяющуюся вблизи границы кристалла можно представить как локализованное колебание в бесконечном кристалле с плоским дефектом [2]. В настоящее время вопрос о существовании и единственности решений теории упругости в виде поверхностных акустических волн (ПАВ) аналитически решен как для механически свободной поверхности [3–5], так и для нагруженной границы немагнитного кристалла [6]. При этом, в частности, показано, что для механически свободной поверхности кристалла поверхностная акустическая волна существует при произвольных направлениях распространения упругих колебаний, за исключением некоторых выделенных ориентаций. Для них вопрос о существовании ПАВ должен решаться отдельно, поскольку в этой геометрии граничные условия удовлетворяются чисто сдвиговой объемной волной. Это обстоятельство делает такую объемную упругую волну неустойчивой относительно превращения в ПАВ уже при небольшом изменении упругих граничных условий. Примером может служить формирование сдвиговой волны типа Гуляева–Блюштейна при наличии в кристалле пьезоэлектрического [7,8] (пьезомагнитного [9,10]) взаимодействия или формирование волны Лява в случае, когда поверхность полуограниченного кристалла (среда 1) имеет жесткий акустический контакт с поверхностью слоя (среда 2), а отношение упругих параметров слоя и полупространства таково, что

$$s_1 > s_2, \quad (1)$$

где $s_1(s_2)$ — фазовая скорость распространения сдвиговой упругой волны в неограниченной среде 1 (2). Если имеет место условие обратное (1), то независимо от толщины слоя в непьезоэлектрической непроводящей среде механизм Гуляева–Блюштейна является единственным механизмом формирования сдвиговой упругой волны с $\mathbf{k} \parallel OX$, $\mathbf{u} \parallel OZ$ вблизи как механически свободной поверхности полупространства, так и акустически

сплошной границы раздела сред 1 и 2, при приложении касательного к границе раздела сред (\mathbf{n} — нормаль к поверхности и полупространства, $\mathbf{n} \parallel OY$) внешнего электрического поля $\mathbf{E} \parallel OZ$.

Все это остается справедливым и в случае механически свободной границы магнетика или акустически сплошной границы раздела магнетик–немагнитный диэлектрик, если температура кристалла $T > T_C$ (T_C — температура Кюри), а касательно к границе раздела сред приложено внешнее магнитное поле \mathbf{H} (при этом $\mathbf{k} \parallel OX$, $\mathbf{u} \parallel OZ \parallel \mathbf{H}$, $\mathbf{n} \parallel OY$). Наличие при $T < T_C$ дальнего магнитного порядка существенно модифицирует структуру спектра сдвиговой поверхностной волны в магнитоупорядоченном кристалле по сравнению со случаем $T > T_C$. На это впервые было обращено внимание в [11], где особенности формирования ПАВ сдвигового типа исследовались на примере ферромагнитного полупространства с механически свободной поверхностью (считалось, что $\mathbf{k} \parallel OX$, $\mathbf{u} \parallel OZ \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$, $\mathbf{n} \parallel OY$, где M_0 — намагниченность насыщения). Так же как и волна Гуляева–Блюштейна при $T > T_C$, рассматриваемая ПАВ в магнитном полупространстве с учетом магнитодипольного и магнитоупругого взаимодействия является волной двухпарциального типа, но ее закон дисперсии $\omega(\mathbf{k}_\perp)$ в ферромагнетике при $M_z \neq 0$ ($\mathbf{M} \perp \mathbf{k}_\perp$; $\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$) имеет несколько ветвей и обладает невзаимностью относительно инверсии направления распространения ($\omega(k_\perp) \neq \omega(-k_\perp)$).

Чтобы определить, какие механизмы существенны для формирования ПАВ Парека, рассмотрим, следуя [12], основные соотношения, определяющие спектр и пространственную структуру этого типа ПАВ ($\omega_{DE} = (2\omega_0 + \omega_M)/2$, $s \equiv \mathbf{k}_\perp/|\mathbf{k}_\perp|$)

$$\alpha = \frac{\omega_{me}(\omega - s\omega_+)(\omega + s\omega_-)}{(\omega_{DE} - s\omega)[\omega^2 - \omega_0(\omega_0 + \omega_M - \omega_{me})]},$$

$$\omega_\pm = \frac{[\omega_0(\omega_0 + 2\omega_M)]^{1/2} \pm \omega_0}{2}, \quad (2)$$

$$\frac{\omega^2}{s_i^2 k_\perp^2} = (1 - \alpha^2) \frac{\omega_0(\omega_0 + \omega_M) - \omega^2}{\omega_0(\omega_0 + \omega_M - \omega_{me}) - \omega^2}. \quad (3)$$

Здесь $\omega_0 = \omega_a + \omega_H + \omega_{me}$, ω_a — активация спектра ФМР за счет одноосной магнитной анизотропии,

$\omega_H = gH$, ω_{me} — магнитоупругая щель, $\omega_M = 4g\pi M_0$; g — гиромагнитное отношение, M_0 — намагниченность насыщения, s_t — фазовая скорость сдвиговых упругих SH колебаний в неограниченной среде при $T > T_C$.

Структура амплитуды магнитоэлектростатического потенциала в немагнитной ($y < 0$; индекс 1) и магнитной ($y > 0$; индекс 2) средах

$$\phi_{1,2} = \left[A_{1,2} \exp(i\omega t - \alpha_{1,2} k_{\perp} y) + B_{1,2} \exp(i\omega t - \beta_{1,2} k_{\perp} y) \right] \exp(i\omega t - ik_{\perp} x), \quad (4)$$

где при $y > 0$ $\alpha_1 = -1$, $\beta_1 = B_1 = 0$, а при $y < 0$ $\beta_2 = 1$, $\alpha_2 = \alpha$ определяется из (2). Анализ (2)–(4) показывает, что рассчитанная в [11] сдвиговая поверхностная упругая волна Парека не есть просто прямой аналог волны Гуляева–Блюштейна при $T > T_C$. В парамагнитной фазе ($T > T_C$) указанный тип ПАВ формируется при $H_z \neq 0$ вследствие гибридизации вблизи плоской поверхности кристалла магнитодипольного и магнитоупругого взаимодействий, тогда как при $T < T_C$ из (2)–(4) следует, что даже в пренебрежении магнитодипольным взаимодействием (для этого в соотношениях (2)–(4) необходимо формально перейти к пределу $4\pi \rightarrow 0$) рассматриваемая поверхностная сдвиговая упругая волна не делокализуется ($\alpha \neq 0$). В то же время в случае аналогичного предельного перехода, выполненного в соотношениях для спектра ПАВ Гуляева–Блюштейна в фазе $T > T_C$ для той же геометрии ($\mathbf{H} \parallel OZ$, $\mathbf{k}_{\perp} \parallel OX$, $\mathbf{n} \parallel OY$), рассматриваемый тип поверхностных упругих колебаний делокализуется ($\alpha \rightarrow 0$).

Определим причину, вследствие которой наличие спонтанной намагниченности кристалла $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \parallel OZ$ уже в пренебрежении магнитодипольным взаимодействием приводит к формированию ПАВ ($\mathbf{n} \perp \mathbf{u} \parallel \mathbf{H} \perp \mathbf{k}_{\perp}$) на механически свободной поверхности магнетика. С этой целью для указанной выше геометрии приведем, следуя [12], систему динамических уравнений, описывающих в магнитоэлектростатическом приближении связанные колебания сдвиговой упругой волны с $\mathbf{u} \parallel OZ$ и частотой ω в ферромагнетике (B_{44} — константа магнитоэлектрики, c_{44} — упругая константа)

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= \omega_0 m_y + \frac{gB_{44}}{M_0} \frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\omega_M}{4\pi} \frac{\partial \phi_2}{\partial y}, \\ i\omega m_y &= -\omega_0 m_x - \frac{gB_{44}}{M_0} \frac{\partial u_z}{\partial x} - \frac{\omega_M}{4\pi} \frac{\partial \phi_2}{\partial x}, \\ \frac{\omega^2}{s_t^2} u_z &= \Delta u_z + \frac{B_{44}}{c_{44}} \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} + \frac{\partial m_y}{\partial y} \right), \\ \Delta \phi_2 &= 4\pi \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} + \frac{\partial m_y}{\partial y} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

и соответствующую систему граничных условий при $y = 0$ (σ_{ik} — тензор упругих напряжений)

$$\sigma_{xy} = 0, \quad \phi_1 = \phi_2, \quad \frac{\partial \phi_2}{\partial y} + 4\pi m_y = \frac{\partial \phi_1}{\partial y}. \quad (6)$$

Формальный переход $4\pi \rightarrow 0$, выполненный в (5)–(6), и последующий анализ показывают, что формирование сдвиговой ПАВ на механически свободной границе магнетика уже без учета магнитодипольного взаимодействия имеет место вследствие того, что для рассматриваемой плоскости распространения упругой SH волны (XY) исследуемая магнитная среда обладает акустической активностью. Несложно убедиться в том, что спектр данной поверхностной волны, во-первых, обладает невзаимностью относительно инверсии направления распространения волны: $\omega(k_{\perp}) \neq \omega(-k_{\perp})$ и, во-вторых, состоит из нескольких ветвей, разделенных запрещенными областями частот.

Если же в соотношениях (2)–(6) выполнить другой формальный предельный переход, $B_{44} \rightarrow 0$ (пренебрежение связью спиновой и упругой подсистем), то они при той же относительной ориентации векторов \mathbf{n} , \mathbf{M} и \mathbf{k}_{\perp} будут описывать (в магнитоэлектростатическом приближении) закон дисперсии поверхностного магнитного TE -поляритона (волны Дэймона–Эшбаха).

Таким образом, двухпарциальная поверхностная акустическая волна Парека [11] является результатом гибридизации в магнитном гиротропном кристалле двух типов однопарциальных поверхностных возбуждений: поверхностного магнитного поляритона TE -типа и сдвиговой поверхностной (немагнитодипольной) SH -волны. Фактически волну Парека [11,12] можно рассматривать как частный случай поверхностного фонон-магнитного поляритона TE -типа, который сформирован с участием не оптического, а акустического типа фононных колебаний.

Однако из-за относительной малости магнитоупругих эффектов, по сравнению с магнитодипольными, эффективность указанного механизма локализации поперечных фононов в ферромагнетиках достаточно низка. В то же время хорошо известно [13], что в антиферромагнетиках одновременно имеет место обменное усиление магнитоупругого и обменное ослабление магнитодипольного взаимодействий, что делает изучение указанного (немагнитодипольного) механизма формирования сдвиговой ПАВ более актуальным именно для этого класса магнитных кристаллов. В пренебрежении магнитоупругим взаимодействием условия формирования и распространения в легкоосных антиферромагнетиках поверхностных магнитных TE поляритонов (как с учетом, так и без учета эффектов электромагнитного запаздывания) изучены достаточно подробно [14–16].

К настоящему времени существует достаточно большое количество работ, посвященных анализу условий формирования и распространения сдвиговых ПАВ в антиферромагнетиках [12], однако все они обладают рядом существенных ограничений: 1) в них рассматривался только магнитодипольный механизм формирования двухпарциальной сдвиговой ПАВ (механизм Гуляева–Блюштейна); 2) спектр ПАВ анализировался в предпо-

ложении, что ее частота ω удовлетворяет условию

$$\omega \ll \omega_{AFM}, \quad (7)$$

где ω_{AFM} — частота АФМР. Вследствие этого соответствующие расчеты справедливы для высокотемпературных антиферромагнетиков ($T_N > T_D$, где $T_N(T_D)$ — температура Нееля (Дебая) [17]) при любой величине волнового числа k_{\perp} , тогда как в случае низкотемпературных АФМ ($T_D > T_N$ [17]) применимость результатов [11] вследствие (7) будет ограничиваться областью малых по сравнению с k_{mph} волновых чисел (k_{mph} определяется из условий магнитоакустического резонанса); 3) во всех этих работах не рассматривалось влияние эффектов гиротропии на формирование сдвиговой ПАВ; 4) исследовался только случай механически свободной поверхности магнетика; 5) при расчетах пренебрегалось конечными размерами реального магнитного образца (рассматривался только случай полупространства).

Цель данной работы состоит в том, чтобы, пользуясь существующей в антиферромагнетиках малостью магнитодипольных эффектов по сравнению с магнитоупругими, пренебречь влиянием магнитодипольного взаимодействия и исследовать основные особенности локализации поперечных фононов за счет недипольного механизма вблизи как механически свободной поверхности низкотемпературного антиферромагнетика, так и в случае акустически сплошной границы раздела немагнитная среда—низкотемпературный антиферромагнетик. При этом будем считать, что при $T > T_N$ для упругих параметров магнитной и немагнитной сред выполнено соотношение (1) (считая, что 1 — индекс немагнитной среды, а 2 — антиферромагнитной).

Работа структурно состоит из нескольких разделов, в первом из которых приведены основные соотношения и дана постановка соответствующей краевой задачи. В следующем разделе в пренебрежении эффектами неоднородного обменного взаимодействия (безобменное приближение) содержится анализ немагнитодипольных механизмов формирования и дисперсионных свойств сдвиговой ПАВ на примере полуограниченного низкотемпературного АФМ в коллинеарной фазе в зависимости от величины внешнего магнитного поля, параллельного легкой оси и касательного к поверхности магнетика. Рассмотрим как случай механически свободной поверхности полуограниченного кристалла, так и случай, когда имеется сплошной акустический контакт между поверхностью магнитного полупространства и немагнитной пленкой конечной толщины. Анализ влияния конечных размеров реального магнитного образца и его немагнитного покрытия на спектр сдвиговой ПАВ рассматриваемого типа посвящен отдельный раздел работы. Здесь же приведены результаты исследования дисперсионных особенностей исследуемой сдвиговой ПАВ, связанных с учетом нелокальности гейзенберговского механизма спин-спинового обмена и процессов диссипации. В заключение даны основные выводы, следующие из полученных результатов.

1. Основные соотношения

В качестве примера магнитной среды рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель легкоосного (ось Z) антиферромагнетика, полагая в дальнейшем для простоты и наглядности расчетов магнитоупругие и упругие свойства и магнитной, и немагнитной сред изотропными. В рамках феноменологического подхода плотность энергии W рассматриваемой модели произвольно двухподрешеточного антиферромагнетика, учитывающая взаимодействие спиновой и упругой подсистем, в пренебрежении нелокального гейзенберговского обмена может быть в терминах векторов ферромагнетизма (\mathbf{m}) и антиферромагнетизма (\mathbf{l}) представлена в виде (u_{ik} — тензор упругих деформаций, \mathbf{H} — внешнее магнитное поле) [13,17]

$$\begin{aligned} W &= W_m + W_{me} + W_e, \\ W_m &= 2M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - \frac{\beta}{2} l_z^2 - 2\mathbf{m}\mathbf{h} \right); \\ W_{me} &= \gamma l_i l_k u_{ik}; \quad W_e = \frac{\lambda}{2} u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2; \\ \mathbf{m} &= \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}; \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь δ , α и γ — соответственно константы однородного обмена, неоднородного обмена и магнитострикции, λ и μ — коэффициенты Ламэ, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/2M_0$, $\beta > 0$ — константа одноосной магнитной анизотропии. В дальнейшем всюду будем предполагать выполненным соотношение

$$|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|.$$

Следуя [17], можно показать, что в условиях (9) как линейная, так и нелинейная спиновые динамики рассматриваемой модели магнетика могут быть описаны с помощью замкнутой системы динамических уравнений, связывающих между собой только вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} и вектор упругих смещений решетки \mathbf{u} . В коллинеарной фазе легкоосного антиферромагнетика $\mathbf{l} \parallel \mathbf{H} \parallel OZ$ спектр нормальных магнитоупругих колебаний с $\mathbf{k} \in XY$ и $\mathbf{u} \parallel OZ$ можно представить в виде ($k^2 = k_x^2 + k_y^2$)

$$\begin{aligned} \omega^2 &= s_i^2 k^2 \mu; \\ \mu &= \left((\omega^2 - \omega_0^2 + \omega_H^2 - c^2 k^2) \right. \\ &\quad \times \left. (\omega^2 - \omega_0^2 + \omega_H^2 - \omega_{me}^2 - c^2 k^2) - 4\omega^2 \omega_H^2 \right) \Delta^{-1}, \\ \Delta &= (\omega^2 - \omega_0^2 + \omega_H^2 - \omega_{me}^2 - c^2 k^2) - 4\omega^2 \omega_H^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где ω_{me} — магнитоупругая щель, ω_0 — активация спиноволнового спектра, обусловленная одноосной анизотропией, $\omega_H = gH$ (g — гиромагнитное отношение).

Поскольку нас интересует магнитоупругая динамика тонкой магнитной пленки, то для решения краевой задачи система динамических уравнений должна быть дополнена соответствующими краевыми условиями. Хорошо

известно, что если касательно намагниченная пленка имеет двустороннюю металлизацию, то спектр ее поверхностных безобменных спиновых колебаний (поверхностная магнитостатическая спиновая волна) является бездисперсным [18]. В связи с этим в дальнейшем будем исследовать границу раздела магнетик–металл. Если металлический слой можно считать бесконечно тонким ($k_{\perp}D \ll 1$, D — толщина слоя), то можно пренебречь изменением упругих свойств системы [19] и считать, что такая граница раздела соответствует случаю механически свободной поверхности магнетика (ξ — координата вдоль нормали к границе раздела сред)

$$\sigma_{ik}n_k = 0; \quad \xi = 0. \quad (11)$$

Если же поверхность магнитной среды (среда 2) имеет сплошной акустический контакт с немагнитной металлической средой и условие $k_{\perp}D \ll 1$ не выполнено, то упругие граничные условия на такой границе раздела могут быть представлены в виде

$$\sigma_{ik}^{(1)} = \sigma_{ik}^{(2)}; \quad u_i^{(1)} = u_i^{(2)}, \quad \xi = 0. \quad (12)$$

В случае механически свободной поверхности кристалла, так же как и в случае раздела двух полупространств, условием локализации упругой волны вблизи такого плоского дефекта является выполнение наряду с (11) или (12) также и условия

$$u_z(\xi \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0. \quad (13)$$

Чтобы проанализировать условия формирования уже в безобменном пределе ($c \rightarrow 0$) сдвиговой ПАВ за счет недипольного механизма как вблизи механически свободной поверхности магнетика, так и на акустически сплошной границе магнитной и немагнитной сред, рассмотрим отдельно случай магнитного полупространства и тонкой магнитной пленки с одно- или двусторонним немагнитным покрытием.

2. Магнитное полупространство (безобменное приближение)

Для решетки краевой задачи из уравнения (13) можно получить соотношение для нормальной к поверхности компонентной волнового вектора $q_2 \equiv \alpha k_{\perp}$ ($k^2 \equiv k_{\perp}^2(1 - \alpha^2)$). При $\mathbf{n} \parallel OY$ ($\mathbf{k}_{\perp} \parallel OX$)

$$\alpha^2 = 1 - \frac{\omega^2}{s_r^2 k_{\perp}^2 \mu} > 0. \quad (14)$$

Таким образом, рассматриваемая волна как в магнитной, так и в немагнитной средах является однопарциальной (в немагнетике (среда 1; $y < 0$) $q_1 \equiv -k_{\perp}$; в магнетике (среда 2; $y > 0$) q_2 определяется из (14)),

$$u_{1,2} = A_{1,2} \exp(-q_{1,2}y) \exp(i\omega t - ik_{\perp}x). \quad (15)$$

В результате дисперсионное уравнение для поперечной упругой волны, локализованной как вблизи механически свободной границы магнетика (11), (13), так и на границе раздела магнитного и немагнитного полупространств (12), структурно имеет один и тот же вид

$$\omega^2 = s_r^2 \mu (k_{\perp}^2 - q_2^2). \quad (16)$$

При этом, однако, с учетом (13) для механически свободной поверхности магнитного полупространства

$$\alpha = -\frac{s\mu_*}{\mu} > 0, \quad \mu_* = \frac{2\omega\omega_{me}^2\omega_H}{\Delta}, \quad (17)$$

тогда как для границы раздела акустически связанных полуограниченных магнитной и немагнитной сред ($a \equiv \mu_1/\mu_2$)

$$\alpha = -\frac{a + s\mu_*}{\mu} > 0. \quad (18)$$

Для предельного перехода к случаю механически свободной поверхности (17) необходимо в (18) положить модуль сдвига немагнитной среды μ равным нулю.

Соотношения (16)–(18) позволяют представить закон дисперсии рассматриваемой сдвиговой ПАВ ($\mu_1 \neq 0$, $H_z \neq 0$) в виде ($k_{\perp} = k_{\perp}(\omega)$)

$$k_{\perp}^2 = \frac{\omega^2}{s_r^2} \frac{\mu^2 - (a + s\mu_*)^2}{\mu}. \quad (19)$$

Анализ (19) показывает, что без учета магнитодипольного взаимодействия сдвиговая ПАВ на механически свободной поверхности низкотемпературного АФМ в коллинеарной фазе делокализуется при $|\mathbf{H}| = 0$. При наличии сплошного акустического контакта покрытия с немагнитной диэлектрической средой, как следует из (15)–(19), формирование сдвиговой ПАВ для рассматриваемой геометрии имеет место и в отсутствие внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I} \parallel OZ$. Важными особенностями спектра исследуемой ПАВ (соотношения (17)–(19)) в случае границы раздела магнетик–немагнитная среда являются: 1) многозонность спектра и наличие запрещенных по частоте зон ($H_z \neq 0$); 2) невзаимность спектра относительно инверсии направления распространения $\omega(k_{\perp}) \neq \omega(-k_{\perp})$ при $H_z \neq 0$; 3) формирование в спектре ПАВ (19) точек окончания дисперсионной кривой $k_{\perp} = k_*$, в которых $\alpha(k_*) = 0$.

В пренебрежении акустическим запаздыванием ($\alpha \rightarrow 1$) и $H_z \neq 0$ ПАВ рассматриваемого типа является бездисперсной ($\omega(k_{\perp}) = \text{const}$). Закон дисперсии может быть найден в явном виде

$$\Omega_{\pm} = \omega_0 \pm s\omega_H \quad (\mu_1 = 0), \quad (20)$$

$$\Omega_{\pm} = \left(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{a}{1+a} \right)^{1/2} \pm s\omega_H \quad (\mu_1 \neq 0). \quad (21)$$

Если учесть конечную толщину немагнитного покрытия $t < \infty$, считая, что внешняя его поверхность свободна

от механических напряжений, то уравнение для α , обобщающее выражение (18) на случай конечных t , можно представить в виде

$$\alpha = -\frac{a \operatorname{th} k_{\perp} t + s\mu_*}{\mu} > 0. \quad (22)$$

Спектр сдвиговой ПАВ, локализованной на границе низкотемпературный АФМ–немагнитный металлический слой, по-прежнему определяется из совместного решения (14), (22), однако теперь в отличие от соотношений (17)–(19) структура спектра ПАВ уже не может быть представлена в аналитическом виде $k_{\perp} = k_{\perp}(\omega)$ при произвольной величине волнового числа k_{\perp} .

Совместный анализ соотношений (16), (22) в эластостатическом приближении ($\alpha \rightarrow 1$) показывает, что закон дисперсии исследуемой сдвиговой волны в коротковолновом пределе может быть найден в явном виде

$$\Omega_{\pm}^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{a \operatorname{th}(k_{\perp} t)}{1 + a \operatorname{th}(k_{\perp} t)}. \quad (23)$$

Таким образом, даже в случае магнитного полупространства и в пренебрежении как магнитодипольным взаимодействием, так и эффектом акустического запаздывания наличие немагнитного покрытия приводит к тому, что в коротковолновом пределе спектр исследуемой сдвиговой ПАВ обладает дисперсией, которая определяется магнитоупругими и упругими параметрами акустически жестко связанных магнитной и немагнитной сред.

Рассмотрим теперь, как повлияет на структуру спектра исследуемой сдвиговой ПАВ учет конечной толщины реального магнитного образца. С этой целью изучим в той же геометрии условия распространения ПАВ ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{u} \parallel OZ$, $\mathbf{n} \parallel OY$, $\mathbf{k}_{\perp} \parallel OX$) для пластины (толщиной d) легкоосного антиферромагнетика (8) в коллинеарной фазе ($l \parallel H \parallel OZ$), имеющей одно- или двустороннее немагнитное покрытие. При этом по-прежнему будем полагать, что между упругими параметрами магнитной и немагнитной сред с хорошей степенью точности выполнено соотношение (1), что позволяет при расчетах не учитывать конечность скорости распространения сдвиговых упругих колебаний в немагнитной среде.

3. Магнитная пластина. Эффекты неоднородного обмена

Если толщины двустороннего немагнитного металлического покрытия соответственно t и f и они имеют сплошной акустический контакт с поверхностью пленки рассматриваемого низкотемпературного антиферромагнетика ($\mathbf{H} \parallel l \parallel OZ$, $\mathbf{k}_{\perp} \parallel OX$, $\mathbf{n} \parallel OY$), то в случае, когда обе внешние поверхности такой трехслойной структуры свободны от механических напряжений, соответствующее уравнение для α с учетом (11), (12), (17) можно

представить в виде

$$\begin{aligned} & \mu^2 \alpha^2 + \mu \alpha \left(\operatorname{th}(k_{\perp} t) + \operatorname{th}(k_{\perp} f) \right) \operatorname{cth}(\alpha k_{\perp} d) \\ & - sa\mu_* \left(\operatorname{th}(k_{\perp} t) - \operatorname{th}(k_{\perp} f) \right) \\ & - \mu_*^2 + a^2 \operatorname{th}(k_{\perp} t) \operatorname{th}(k_{\perp} f) = 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Таким образом, дисперсионное уравнение для спектра сдвиговой ПАВ в случае антиферромагнитной пленки с двусторонним немагнитным покрытием определяется как решение системы (14), (24). Уже из (24) следует, что 1) спектр рассматриваемого типа сдвиговой ПАВ обладает невзаимностью, если одновременно $H_z \neq 0$, $\mu_1 \neq 0$, $t \neq f$; 2) возможно формирование участков дисперсионной кривой с $\partial\omega/\partial k_{\perp} = 0$ при $k_{\perp} \neq 0$. Случай магнитного полупространства с немагнитным покрытием (соотношение (22)) получается из (24) с помощью предельного перехода $k_{\perp} d \rightarrow \infty$, $k_{\perp} f \rightarrow 0$.

Анализ (14), (24) показывает, что если внешние параметры таковы, что невзаимность спектра, описываемого дисперсионным уравнением (24), отсутствует ($H_z = 0$ при $t \neq f$ или $t = f$ при $H_z \neq 0$), то в эластостатическом пределе ($\alpha \rightarrow 1$) выражение для спектра рассматриваемой сдвиговой ПАВ может быть найдено в явном виде

$$\Omega_{\pm}^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{A \pm \sqrt{B}}{A \pm \sqrt{B} + 1}, \quad H_z = 0, \quad t \neq f,$$

$$A = \frac{a}{2} (\operatorname{th} k_{\perp} t + \operatorname{th} k_{\perp} f) \operatorname{cth} k_{\perp} d,$$

$$B = \frac{a^2}{4} \left((\operatorname{th} k_{\perp} t + \operatorname{th} k_{\perp} f)^2 \operatorname{cth}^2 k_{\perp} d - 4 \operatorname{th} k_{\perp} t \operatorname{th} k_{\perp} f \right); \quad (25)$$

$$\Omega_{\pm}^2 = \frac{P_1}{2} \pm \left(\frac{P_1^2}{4} - P_2 \right)^{1/2}, \quad H_z = 0, \quad t = f, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} P_1 &= (1 + R_1 + R_2)^{-1} \left(2(\omega_0^2 + \omega_H^2) - R_1 \omega_{me}^2 \right. \\ & \left. + 2(R_1 + R_2)(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + \omega_H^2) \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_2 &= (1 + R_1 + R_2)^{-1} \left((\omega_0^2 - \omega_H^2)^2 + R_1(\omega_0^2 - \omega_H^2) \right. \\ & \left. \times (\omega_0^2 - \omega_H^2 + \omega_{me}^2) + R_2(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + \omega_H^2)^2 \right), \end{aligned}$$

$$R_1 = 2a \operatorname{th} k_{\perp} t \operatorname{cth} k_{\perp} d,$$

$$R_2 = a^2 \operatorname{th}^2 k_{\perp} d.$$

Таким образом, спектр упругих сдвиговых поверхностных колебаний в тонкой магнитной пленке как с механически свободной поверхностью, так и с двуслойным немагнитным покрытием состоит из 2 ветвей.

В случае, когда $H_z \neq 0$, $t \neq f$, выражение для спектра сдвиговой ПАВ может быть получено из (14), (24) в виде $k_{\perp} = k_{\perp}(\omega)$ в предельном случае $k_{\perp} t \rightarrow \infty$, $k_{\perp} f \rightarrow 0$

$$k_{\perp} = \frac{1}{2d} \ln \frac{A+1}{A-1}, \quad A = \frac{as\mu_* + \mu_*^2}{\mu^2}. \quad (27)$$

Структура спектра ПАВ рассматриваемого типа оканчивается весьма чувствительной к характеру упругих граничных условий на свободных поверхностях немагнитных слоев. В частном случае, когда внешняя поверхность немагнитного слоя толщиной $t(f)$ рассматриваемой трехслойной структуры жестко закреплена, $\mathbf{u} = 0$, то соотношение для α , описывающее совместно с (17) спектр поперечных фононов, локализованных на границе раздела магнитного и немагнитного слоев при $t \neq f$, $\mathbf{l} \parallel \mathbf{H} \parallel OZ$, $\mathbf{k}_\perp \parallel OX$, $\mathbf{n} \parallel OY$, может быть представлено в виде (24) с заменой $\text{th}(k_\perp t) \rightarrow \text{cth}(k_\perp t)$; $\text{th}(k_\perp f) \rightarrow \text{cth}(k_\perp f)$. До сих пор в расчетах мы пренебрегали учетом эффектов акустического запаздывания как в самой магнитной пленке, так и в ее немагнитном покрытии. Если считать, что $s_{1,t} < \infty$, то дисперсионное уравнение для сдвиговой упругой ПАВ в тонкой магнитной пленке с двухсторонним немагнитным покрытием по-прежнему имеет вид (24) с учетом замены ($\alpha_1^2 \equiv 1 - \omega^2/(s_1 k_\perp)^2$; $\alpha^2 \equiv 1 - \omega^2/\mu(s, k_\perp)^2$); $\text{th}(k_\perp t) \rightarrow \alpha_1 \text{th}(\alpha_1 k_\perp t)$; $\text{th}(k_\perp f) \rightarrow \alpha_1 \text{th}(\alpha_1 k_\perp f)$. Из (24), (29) следует, что учет эффекта акустического запаздывания $0 < \alpha^2, \alpha_1^2 < 1$ приводит к формированию при $k_\perp = k_*$ ($s_1 < s_t$) точки окончания дисперсионной кривой ($\alpha(k_\perp) = 0$) для каждой из двух ветвей спектра исследуемого типа поверхностной акустической волны. Ее положение не зависит от относительной толщины магнитного и немагнитного слоев ($t/d, f/d$). Таким образом, если $s_1 < s_t$, то рассматриваемый тип поверхностных акустических колебаний существует только при $k_\perp > k_* \neq 0$.

Кроме того, как следует из (24), (29), учет конечности скорости распространения упругих колебаний приводит вблизи коротковолновой точки сгущения k_* к изменению асимптотики спектра по сравнению со случаем $\alpha, \alpha_1 \rightarrow 1$ с экспоненциальной на степенную (при $k_\perp d \rightarrow \infty$).

До сих пор мы пренебрегали нелокальностью гейзенберговского спин-спинового обмена (неоднородным обменным взаимодействием), рассматривая (16) в пределе $c \rightarrow 0$. Из анализа (14) следует, что при $c \neq 0$ сдвиговая упругая волна с $\mathbf{u} \parallel OZ$ в магнитной среде является колебанием трехпарциального типа, и в результате структура z -компоненты вектора упругих смещений \mathbf{u} в магнитной среде (среда 2) по сравнению с (15) изменится следующим образом:

$$u_2 = \sum_{j=1}^3 A_j \exp(-q_j y) \exp(i\omega t - ik_\perp x), \quad (28)$$

где $q_1^2 = k_\perp^2$, а $q_{2,3}^2$ являются корнями уравнения ($\omega_0^2 \equiv \omega_0^2 + c^2 k_\perp^2$)

$$q^4 - Aq^2 + B = 0,$$

$$A = \left(2(\tilde{\omega}_0^2 - \omega_H^2 - \omega^2) + \omega_{me}^2 \right) c^{-2},$$

$$B = (\tilde{\omega}_0^2 - \omega_H^2 - \omega^2) (\tilde{\omega}_0^2 - \omega_H^2 + \omega_{me}^2) c^{-4}. \quad (29)$$

Таким образом, однопарциальная волна с $q_1^2 = k_\perp^2$ соответствует исследуемой сдвиговой поверхностной акустической волне. В области частот ω и волновых чисел k_\perp таких, что $q_{2,3}^2 < 0$ ($j = 2, 3$), рассматриваемая ПАВ вследствие влияния неоднородного обменного взаимодействия становится вытекающей волной, поскольку сопутствующие парциальные колебания в (29) представляют собой волны объемного (тригонометрического) типа. Их вклад в дисперсионное уравнение, описывающее спектр исследуемой сдвиговой ПАВ с учетом неоднородного обмена $F(\omega, k_\perp) = 0$, является осциллирующим. Физически эти волны описывают объемные спиновые колебания обменного типа. В частном случае магнитной пленки толщиной d спины на обеих поверхностях полностью свободны ($\partial l / \partial \xi = 0$; $\xi = 0, d$); в области малых волновых векторов ($k_\perp d \ll \pi \nu / d$, $\nu = 1, 2, \dots$) их закон дисперсии может быть представлен в явном виде ($\omega_{0\nu}^2 \equiv \omega_0^2 + c^2(k_\perp^2 + (\pi \nu / 2d)^2)$)

$$\Omega_{2\nu, 3\nu}^2 = \frac{T_1}{2} \pm \left(\frac{T_1^2}{4} - T_2 \right)^{1/2},$$

$$T_1 = 2(\omega_{0\nu}^2 + \omega_H^2) + \omega_{me}^2,$$

$$T_2 = (\omega_{0\nu}^2 - \omega_H^2)(\omega_{0\nu}^2 + \omega_{me}^2 + \omega_H^2), \quad (30)$$

тогда как закон дисперсии поверхностной акустической волны в длинноволновом пределе по-прежнему определяется (24) (если внешние поверхности немагнитных слоев являются механически свободными).

Как следует из сопоставления (30) и (24), эти спектры при $\Omega_\pm > \min\{\Omega_{2\nu, 3\nu}\}$ будут обладать при $k_\perp \neq 0$ точками вырождения, в окрестности которых дисперсионные кривые будут расталкиваться и образовывать области, запрещенные по частоте. Описанная физическая картина качественно не отличается от той, которая имеет место в случае неоднородного спин-спинового резонанса поверхностной магнитостатической волны Дэймона–Эшбаха и объемных спиновых колебаний (см., например, обзоры [20,21]). Расчет показывает, что указанная аналогия сохраняется и при учете эффектов диссипации (в частности возможна осцилляция ширины линии исследуемой ПАВ в зависимости от величины волнового числа k_\perp).

Проведенные расчеты позволяют утверждать, что по сравнению со случаем $T > T_N$ наличие в магнетике при $T < T_N$ дальнего магнитного порядка приводит к реализации недипольных механизмов формирования сдвиговой однопарциальной ПАВ вблизи поверхности магнетика. В частности, показано, что 1) наличие ненулевого внешнего магнитного поля вдоль нормали к плоскости распространения сдвиговой упругой волны с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ (акустически активный кристалл) приводит к формированию однопарциальной ПАВ как в случае механически свободной поверхности магнетика, так и в случае акустически сплошной границы раздела магнитной и немагнитной сред; 2) имеет место формирование при $|\mathbf{H}| = 0$ однопарциальной сдвиговой ПАВ с $\mathbf{u} \perp \mathbf{n}$

($\mathbf{u} \perp \mathbf{k}_\perp$) на границе раздела жестко склеенных магнитной и немагнитной сред. При этом необходимо, чтобы модуль сдвига в немагнитной среде (μ_1) не был равен нулю.

Таким образом, каждый из этих факторов приводит к тому, что вблизи механически свободной поверхности магнитоупорядоченного кристалла становится возможно формирование дополнительных типов однопарциальной сдвиговой ПАВ уже без учета магнитодипольного взаимодействия.

Влияние нелокальности гейзенберговского механизма спин-спинового обмена (неоднородного обменного взаимодействия) и диссипации в спин-системе магнетика на спектр изученной в данной работе однопарциальной сдвиговой ПАВ качественно совпадает с ее проявлением в спектре поверхностной магнитоэлектронной спиновой волны типа Дэймона–Эшбаха.

Необходимо отметить, что существует тесная аналогия между условиями формирования поверхностных поляритонов TE -(TM -) типа и рассмотренных в данной работе типов однопарциальных сдвиговых ПАВ.

Чтобы убедиться в этом, удобно в модели неограниченного магнитного кристалла с помощью функций Грина исключить из рассмотрения спиновую подсистему кристалла. В результате при $T_N > T_D$ магнетик может быть представлен как некая упругая среда, описываемая системой эффективных упругих модулей, обладающих пространственной и временной дисперсией. Из сравнения уравнения движения упругой среды для такой сдвиговой SH волны и уравнения, определяющего спектр распространяющегося в бесконечном кристалле объемного TM -(TE -) поляритона [22] следует, что при определенных геометриях распространения имеется взаимно однозначное соответствие между компонентами тензора эффективных упругих модулей, входящих в уравнение для нормальной сдвиговой SH волны в неограниченном кристалле, и компонентами тензора диэлектрической (магнитной) проницаемости. В результате в случае распространяющихся вдоль поверхности магнетика упругих волн сдвигового типа можно определить аналоги не только объемных, но и поверхностных поляритонов TE -(TM -) типа.

В частности, сдвиговая ПАВ, формирующаяся в отсутствие акустической активности кристалла (здесь $(\mathbf{H}|\mathbf{I}) = 0$) вблизи акустически сплошной границы магнитной и немагнитной сред (19), является аналогом поверхностного фонон-поляритона [22]. Ранее исследованный в работе [23] новый тип сдвиговой двухпарциальной ПАВ, индуцированной неоднородным обменным взаимодействием, является аналогом поверхностного экситонного поляритона [22].

Анализу влияния магнитодипольного взаимодействия (поверхностных магнитных TE -поляритонов) на структуру спектра и условия формирования на границе раздела низкотемпературный антиферромагнетик–немагнитная среда найденных выше типов однопарциальных сдвиговых ПАВ будет посвящена отдельная работа.

В заключение автор хотел бы выразить глубокую признательность Е.П. Стефановскому, Т.Н. Тарасенко и И.Е. Драгунову за поддержку идеи данной работы и плодотворные обсуждения.

Список литературы

- [1] И.М. Лифшиц, Л.Н. Розенцвейг. *ЖЭТФ* **18**, 11, 1012 (1948).
- [2] С.В. Бирюков, Ю.В. Гуляев, В.В. Крылов, В.А. Плесский. Поверхностные акустические волны в неоднородных средах. Наука, М. (1991). 415 с.
- [3] J. Lothe, D.M. Barnett. *J. Appl. Phys.* **47**, 428 (1976).
- [4] В.Н. Альшиц, К. Лоте. *Кристаллография* **23**, 5, 901 (1978).
- [5] J. Lothe, D.M. Barnett. *Wave motion* **1**, 1, 107 (1979).
- [6] В.И. Альшиц, В.Н. Любимов, А.Л. Шувалов. *ЖЭТФ* **106**, 3, 828 (1994).
- [7] Ю.В. Гуляев. *Письма в ЖЭТФ* **9**, 1, 63 (1969).
- [8] J.L. Bleustein. *Appl. Phys. Lett.* **13**, 12, 412 (1968).
- [9] Ю.В. Гуляев, Ю.А. Кузавко, И.Н. Олейник, В.Г. Шавров. *ЖЭТФ* **87**, 8, 674 (1984).
- [10] М.И. Каганов, Ю.А. Косевич. *Поверхность* **5**, 3, 148 (1986).
- [11] J.P. Parekh. *Electron. Lett.* **5**, 14, 322 (1969).
- [12] Ю.В. Гуляев, И.Е. Дикштейн, В.Г. Шавров. *УФН* **167**, 7, 735 (1997).
- [13] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. *УФН* **140**, 3, 429 (1983).
- [14] R.E. Camley, D.L. Mills. *Phys. Rev.* **26**, 3, 1280 (1982).
- [15] B. Luthi, D.L. Mills, R.E. Camley. *Phys. Rev.* **28**, 3, 1475 (1986).
- [16] R.L. Stamps, R.E. Camley. *J. Appl. Phys.* **56**, 12, 3497 (1984).
- [17] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. *УФН* **155**, 4, 593 (1988).
- [18] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. Наука, М. (1994). 462 с.
- [19] H. van de Vaart. *J. Appl. Phys.* **42**, 13, 5305 (1971).
- [20] С.Е. Паттон. *Phys. Rep.* **103**, 5, 251 (1984).
- [21] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман. *Изв. вузов. Физика* **31**, 1, 6 (1988).
- [22] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Миллса. Наука, М. (1985). 525 с.
- [23] С.В. Тарасенко. *ФТТ* **40**, 2, 299 (1998).