

Обменный механизм локализации фононов вблизи поверхности магнитоупорядоченного кристалла

© С.В. Тарасенко

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

(Поступила в Редакцию 21 июля 1997 г.)

Показано, что последовательный учет неоднородного обменного взаимодействия приводит к формированию нового типа распространяющейся сдвиговой обобщенной поверхностной акустической волны (ПАВ) вблизи механически свободной поверхности магнетика. Сформулирован критерий, на основе которого, зная спектр магнитоупругих колебаний неограниченного кристалла, можно указать условия реализации найденного "обменного" типа ПАВ на границе раздела магнитной и немагнитной сред.

Из акустики анизотропных сред известно, что незатухающие при своем распространении вдоль механически свободной поверхности кристалла поверхностные акустические волны (ПАВ) могут существовать лишь в том случае, если их скорость меньше некоторой предельной. Если это условие не выполняется, то возможно существование только бегущих псевдоповерхностных (вытекающих) упругих волн, которые генерируют объемные упругие колебания и, следовательно, затухают в направлении распространения. Качественно иной оказывается ситуация, когда распространение упругой волны вдоль механически свободной поверхности образца коллинеарно одному из высокосимметричных направлений кристалла. В этом случае имеет место одновременное и независимое распространение поверхностной релеевской волны и так называемой предельной объемной волны. Последней называется объемная упругая волна сдвигового типа; при этом смещения в ней лежат в плоскости, параллельной свободной поверхности кристалла. Как не сложно показать, такая акустическая волна одновременно удовлетворяет и уравнениям движения упругой среды, и граничным условиям. В случае если для такого высокосимметричного направления скорость распространения релеевской волны выше скорости предельной объемной волны, то при малых отклонениях от симметричного направления решение для объемной предельной волны исчезает, а вместо нее становится возможным формирование упругой поверхностной квазиобъемной волны [1–4]. Однако условия локализации предельной объемной волны оказываются чувствительными не только к выбору направления распространения волны, но также и к изменению характера граничных условий, даже в том случае, когда волна указанного типа распространяется в высокосимметричном направлении. Выражением этого обстоятельства является возможность формирования ПАВ сдвигового типа за счет пьезоэлектрического [5,6] (пьезомагнитного [7,8]) эффекта. Все вышеупомянутые типы ПАВ, реализующиеся вблизи механически свободной поверхности (релеевской, квазиобъемной, волны Гуляева–Блюстейна), имеют место не только в немагнитных, но и в магнитных кристаллах. При этом наличие при $T < T_c$ (T_c — температура Кюри) макроскопиче-

ского ферромагнитного (антиферромагнитного) момента приводит к возможности формирования в магнитных кристаллах (как обменно-коллинеарных, так и обменно-неколлинеарных) дополнительных механизмов реализации пьезомагнитного (пьезоэлектрического) эффекта [9]. Существуют также и дополнительные возможности формирования сдвиговых ПАВ вблизи поверхности магнитоупорядоченного кристалла. Наличие дополнительных механизмов формирования ПАВ сдвигового типа может быть понято на основе того, что имеется полная аналогия между формированием магнитных поляритонов s -типа и сдвиговой ПАВ с случае, когда поверхность магнитного кристалла имеет сплошной акустический контакт с немагнитной диэлектрической средой. Особенную наглядность приобретает эта задача, если с помощью функций Грина исключить из рассмотрения магнитную подсистему и описывать магнитоупругую динамику кристалла на основе эффективных упругих модулей, обладающих теперь временной дисперсией. При анализе условий формирования и распространения сдвиговой ПАВ заданной поляризации роль тензора магнитной восприимчивости играет набор соответствующих компонент эффективных упругих модулей кристалла. Следуя терминологии, введенной для анализа условий формирования поверхностных поляритонов [10], можно говорить о сдвиговой ПАВ первого типа, которая существует при отрицательном знаке главных значений тензора эффективных упругих модулей, и о сдвиговой ПАВ второго типа, формирование которой имеет место при различных знаках эффективных упругих модулей. Следует отметить, что сдвиговая ПАВ первого типа существует также и в пренебрежении эффектом акустического запаздывания (эластостатическое приближение [11]). В этом случае она превращается в эластостатическую спиновую волну [12] в полном соответствии с тем, как поверхностный магнитный поляритон (TE -волна) в пренебрежении эффектами электромагнитного запаздывания превращается в поверхностную магнитоэластическую спиновую волну. Что же касается сдвиговой ПАВ второго типа, то она не реализуется без учета эффектов акустического запаздывания и имеет точку окончания спектра при $k \neq 0$, т.е. по аналогии с поверхностными поляритонами второго

типа [13] она может быть также названа "виртуальной" сдвиговой ПАВ. Наконец, еще один тип сдвиговой ПАВ формируется в том случае, если в магнитоупорядоченном кристалле вдоль нормали к плоскости распространения предельной объемной волны (при $T > T_c$) при $T < T_c$ имеется не равная нулю спонтанная намагниченность или при равной нулю спонтанной намагниченности вдоль этого направления ориентированы равновесный вектор антиферромагнетизма и внешнее магнитное поле. В терминах матрицы эффективных упругих модулей это соответствует акустической активности магнетика. Однако, несмотря на интенсивные исследования, посвященные различным аспектам формирования и распространения ПАВ в магнитоупорядоченных кристаллах, соответствующие расчеты традиционно проводились в пренебрежении неоднородным спин-спиновым взаимодействием ("безобменное приближение"). Те же немногие работы, которые были посвящены исследованию влияния неоднородного спин-спинового обмена на условия локализации и распространения ПАВ, сводили роль нелокальности гейзенберговского спин-спинового обмена в фоновой динамике кристалла к превращению ПАВ в псевдоповерхностную (вытекающую) акустическую волну, т.е. к делокализации ПАВ [14]. Что же касается вопроса об обменном механизме локализации фононов вблизи поверхности магнитоупорядоченного кристалла, то он до сих пор не рассматривался.

В связи с этим цель данной работы состоит в определении необходимых условий, при выполнении которых вблизи механически свободной поверхности полуограниченного магнетика уже без учета магнитодипольного взаимодействия имеет место формирование нового типа сдвиговой ПАВ, локализация которой обусловлена нелокальностью гейзенберговского механизма спин-спинового взаимодействия.

Структурно работа состоит из нескольких разделов, в первом из которых на основе последовательного учета магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий дается общая постановка краевой задачи для двухподрешеточной модели ромбического антиферромагнетика (АФМ), занимающего полупространство, поверхность которого свободна от упругих напряжений, а спины полностью незакреплены. Во втором разделе проведена классификация возможных типов распространяющихся вдоль высокосимметричных направлений сдвиговых акустических колебаний по характеру их локализации вблизи границы магнитной среды. В третьем разделе найдено локализованное вблизи поверхности магнетика решение краевой задачи, поставленной выше, и исследовано дисперсионное соотношение для бегущей вдоль поверхности раздела сред сдвиговой обобщенной ПАВ обменного типа. Отдельный (четвертый) раздел посвящен исследованию влияния поверхностной магнитной анизотропии на характер пространственной локализации найденного типа ПАВ. В пятом разделе работы на основе полученных в предыдущих разделах результатов предложен критерий формирования указанного типа ПАВ,

индуцированной неоднородным спин-спиновым обменом на свободной поверхности магнитного полупространства со свободными спинами. Использование такого критерия позволяет, зная структуру спектра нормальных магнитоупругих колебаний неограниченного магнетика, указать достаточные условия, при которых на свободной границе этого магнетика и полностью не закрепленных спинах имеет место формирование обобщенной сдвиговой ПАВ обменного типа. В заключительном разделе статьи содержатся выводы, следующие из полученных результатов.

1. Основные соотношения

Поскольку хорошо известно, что в антиферромагнетиках одновременно имеет место обменное усиление магнитоупругих эффектов и обменное ослабление магнитодипольных эффектов [15], в качестве примера рассмотрим магнитоупругую динамику двухподрешеточной ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модели ромбического антиферромагнетика. Если ввести векторы ферро- и антиферромагнетизма (\mathbf{m} и \mathbf{l}), то в случае достаточно слабого (по сравнению с обменом) магнитного поля H с хорошей точностью будет выполняться приближение

$$|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|, \quad \mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}. \quad (1)$$

С учетом этого обстоятельства плотность энергии W ромбического АФМ, описывающая взаимодействие магнитной и упругой подсистем кристалла, может быть представлена в виде [16]

$$W = W_m + W_{me} + W_e, \quad (2)$$

$$W_m = M_0^2 \left\{ \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 + \frac{\beta_z}{2} l_z^2 + \frac{\beta_y}{2} l_y^2 \right\},$$

$$W_{me} = \gamma M_0^2 l_1 l_k u_{1k}, \quad (3)$$

$$W_e = \frac{\lambda}{2} u_{11}^2 + \mu u_{1k}^2, \quad (4)$$

где

$$u_{1k} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_1} \right)$$

— тензор деформации, λ , μ и γ — коэффициенты Ламэ, модули и константа магнитоупругого взаимодействия соответственно, $\beta_{u,z}$ — константы магнитной анизотропии, δ и α — константы однородного и неоднородного обмена соответственно. В дальнейшем без ограничения общности будем полагать, что между константами магнитной анизотропии ($\beta_{y,z}$), рассчитанными с учетом магнитострикционных деформаций, в основном состоянии выполнены соотношения

$$\beta_z \gg \beta_y > 0. \quad (5)$$

Это соответствует равновесной ориентации вектора антиферромагнетизма вдоль оси OX . Динамика рассматриваемой модели описывается, как известно, замкнутой системой динамических уравнений, состоящей из уравнений Ландау–Лифшица для намагниченностей подрешеток и основного уравнения теории упругости для вектора смещений \mathbf{u} . Если магнитная среда занимает полупространство, поверхность которого механически свободна, а спины — полностью не закреплены, то систему граничных условий, определяющую линейную поверхностную магнитоупругую динамику исследуемой модели магнетика (считаем, что нормаль к поверхности магнетика \mathbf{n} совпадает с одной из декартовых осей введенной выше системы координат), можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\mathbf{I}}_{y,z}}{\partial \xi} = 0, \quad \sigma_{1k} n_k = 0, \quad \xi = 0, d, \\ \tilde{\mathbf{I}}_{y,z} \rightarrow 0, \quad \xi \rightarrow -\infty, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\tilde{\mathbf{I}}$ описывает амплитуду малых колебаний вектора антиферромагнетизма \mathbf{I} вблизи направления равновесия ($\mathbf{I} \parallel OX$), ξ — координата вдоль направления \mathbf{n} , σ_{1k} — тензор упругих напряжений.

Следуя стандартной методике решения краевых задач, локализованное вблизи свободной поверхности магнетика решение указанной динамической системы уравнений, например для \tilde{I} , необходимо искать в виде

$$\tilde{I} \approx \sum_j^N A_j \exp(i\omega t - q_j \xi - 1k_{\perp} r_{\perp}), \quad (7)$$

где A_j — произвольные константы, а величины q_j^2 ($q^2 \equiv -(kn)^2$, $1 \leq j \leq N$) являются корнями дисперсионного (характеристического) уравнения, определяющего спектр магнитоупругих колебаний магнетика без учета граничных условий, k_{\perp} и r_{\perp} — соответственно проекция волнового вектора и текущая координата вдоль направления распространения магнитоупругих колебаний в плоскости границы. Для рассматриваемой модели это уравнение представляет собой полином пятой степени ($N = 5$) относительно q^2 . В результате в общем случае соответствующее дисперсионное уравнение будет очень громоздким, а его решение возможно только численными методами. Поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением только сдвиговых акустических колебаний, распространяющихся вдоль высокосимметричных направлений рассматриваемого кристалла (т.е. в плоскостях с нормалью вдоль декартовых осей координат). Кроме того, в силу (5) будем рассматривать взаимодействие упругих колебаний только с низкочастотной магнотной модой спектра неограниченного АФМ (2). В качестве примера рассмотрим случай $\mathbf{n} \parallel OX$, $\mathbf{k} \in XZ$. Как показывает расчет, характеристическое уравнение для рассматриваемой магнитоупругой краевой задачи представляет собой приведенное биквадратное относительно

q уравнение, коэффициенты которого являются функциями внешних параметров, задаваемых в эксперименте: частоты колебаний ω и перпендикулярной \mathbf{n} составляющей волнового вектора магнитоупругих колебаний k_{\perp}

$$\begin{aligned} q^4 - P_1 q^2 + P_2 = 0, \quad P_1 = \frac{\omega_0^2 + 2c^2 k_{\perp}^2 - \omega^2(1 - c^2/s^2)}{c^2}, \\ P_2 = \frac{\omega_0^2 + c^2 k_{\perp}^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2}{c^2} (k_{\perp}^2 - \omega^2/s^2). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $c^2 = g^2 \alpha \delta M_0^2 / 2$ и s — скорость распространения спиновых и сдвиговых упругих волн в неограниченном магнетике (2), g — гиромангнитное отношение, ω_0 и ω_{me} — соответственно активация и магнитоупругая щель для той моды спектра нормальных спиновых волн неограниченного магнетика (2), для которой при $\mathbf{k} \in XZ$, $\tilde{\mathbf{I}} \parallel OY$.

С помощью (7), (8) можно классифицировать возможные типы распространяющихся магнитоупругих колебаний по характеру их пространственной локализации вблизи поверхности магнетика.

2. Классификация возможных типов магнитоупругих возбуждений

Анализ (7), (8) показывает, что в зависимости от величины частоты ω и проекции волнового вектора \mathbf{k} на плоскость пленки k_{\perp} возможны четыре принципиально различных типа распространяющихся двухпарциальных магнитоупругих нормальных колебаний, отличающихся характером своей пространственной локализации вдоль нормали к поверхности магнетика ($q_{1,2}$ — корни уравнения (8), $\omega_{\pm}^2(k_{\perp})$ — корни уравнения $P_1^2 = 4P_2$, квадратного относительно ω^2).

А. Объемные магнитоупругие волны I ($q_1^2 < 0$, $q_2^2 < 0$)

$$k_{\perp} < k_2, \quad \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k_{\perp}^2 < \omega^2,$$

$$k_2 < k_{\perp}, \quad \omega^2 > s^2 k_{\perp}^2,$$

$$k_1 < k_{\perp} < k_2, \quad \omega_{+}^2(k_{\perp}) < \omega^2 < s^2 k_{\perp}^2,$$

$$k_2 < k_{\perp} < k_3, \quad \omega_{+}^2(k_{\perp}) < \omega^2 < \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k_{\perp}^2. \quad (9)$$

В. Поверхностные магнитоупругие волны ($q_1^2 > 0$, $q_2^2 > 0$)

$$k_3 < k_{\perp}, \quad \omega_{+}^2(k_{\perp}) < \omega^2 < \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k_{\perp}^2,$$

$$0 < k_{\perp} < k_1, \quad \omega^2 < s^2 k_{\perp}^2,$$

$$k_1 < k_{\perp} < k_4, \quad \omega^2 < \omega^2(k_{\perp}). \quad (10)$$

С. Квазиповерхностные магнитоупругие волны ($\text{Re} q_{1,2}^2 \neq 0$; $\text{Im}^2 q_{1,2} \neq 0$)

$$k_1 < k_{\perp}, \quad \omega_{-}^2(k_{\perp}) < \omega^2 < \omega_{+}^2(k_{\perp}). \quad (11)$$

D. Объемные магнитоупругие волны II ($q_1^2 > 0$, $q_2^2 < 0$)

$$k_2 < k_{\perp}, \quad \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k_{\perp}^2 < \omega^2 < s^2 k_{\perp}^2, \\ k_{\perp} < k_2, \quad s^2 k_{\perp}^2 < \omega^2 < \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k_{\perp}^2. \quad (12)$$

Здесь $\omega_0^2 = g^2 c^2 \beta_y / \alpha$, $\omega_{me}^2 = g^2 c^2 \gamma^2 M_0^2 / (\mu \alpha)$ для $\mathbf{k} \in XZ$ ($\mathbf{u} \parallel OY$)

$$k_1^2 = \omega_0^2 / (s^2 - c^2), \quad k_2^2 = (\omega_0^2 + \omega_{me}^2) / (s^2 - c^2), \\ k_3^2 = (\omega_0^2 + \omega_{me}^2) (1 + s^2 / c^2) / (s^2 - c^2), \quad \omega_{-}^2(k_4) = 0.$$

Из анализа (9)–(12) следует, что в рассматриваемой геометрии одной из характерных особенностей спектра связанных магнито-фононных колебаний, индуцированных одновременным учетом неоднородного обмена и акустического запаздывания, является, в частности, наличие на плоскости параметров ω и k_{\perp} "высоко"- и "низкочастотных" зон существования не только поверхностных, но также и объемных магнитоупругих волн как первого, так и второго типа.

3. Обобщенная сдвиговая ПАВ обменного типа

Пользуясь соотношениями (6)–(12), теперь можно перейти к более подробному исследованию поверхностной линейной магнитоупругой динамики рассматриваемого полуограниченного ромбического АФМ. Соответствующее дисперсионное уравнение может быть представлено в виде

$$q_1^2 + q_2^2 + q_1 q_2 - (k_{\perp}^2 - \omega^2 / s^2) = 0, \\ q_{1,2}^2 = \frac{P_1}{2} \pm \left[\left(\frac{P_1}{2} \right)^2 - P_2 \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Анализ показывает, что соотношение (13) описывает двухпарциальную сдвиговую ПАВ обменного типа, закон дисперсии которой может быть найден из (13) в явном виде при произвольном k_{\perp} ($k_{\perp} a \gg 1$, a — постоянная решетки)

$$\omega^2 = \frac{N_1}{2} + \left[\left(\frac{N_1}{2} \right)^2 - N_2 \right]^{1/2}, \\ N_1 = \frac{2\omega_0^2 + c^2 k_{\perp}^2 - c^2 (\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k_{\perp}^2) / s^2}{1 - c^2 / s^2}, \\ N_2 = \frac{(\omega_0^2 + c^2 k_{\perp}^2)^2 - c^2 k_{\perp}^2 (\omega_0^2 + \omega_{me}^2)}{1 - c^2 / s^2}. \quad (14)$$

Формирование данного типа поверхностной магнитоупругой волны на границе раздела магнитной и немагнитной сред является результатом влияния неоднородного обмена на взаимодействие объемной упругой и низкочастотной объемной спиновой моды неограниченного магнетика. При этом как вектор упругих смещений \tilde{y} , так

и амплитуда колебаний вектора антиферромагнетизма \tilde{l} поляризованы линейно и направлены вдоль нормали к сагиттальной плоскости рассматриваемой ПАВ.

Сопоставление результатов (13), (14) с соотношениями (9)–(12) показывает, что данный тип ПАВ при $k_{\perp} = k_1 \neq 0$ делокализуется, трансформируясь в объемную упругую волну. Если же $k_0 < k_{\perp} < k_*$ ($k_* = 6\omega_{me}/5c$), то рассматриваемая сдвиговая ПАВ является двухпарциальной обобщенной поверхностной упругой волной, дисперсионная кривая которой при $k_{\perp} = k_*$ переходит в двухпарциальную поверхностную упругую волну (в (7) $q_{1,2}^2 > 0$). Несложно показать, что без учета неоднородного обменного взаимодействия ($\alpha \rightarrow 0$) данный тип локализованных магнитоупругих возбуждений не реализуется.

4. Влияние поверхностной магнитной анизотропии

Дисперсионные характеристики традиционно рассматриваемых типов сдвиговых ПАВ практически не зависят от характера поверхностной магнитной анизотропии, однако, как показывает анализ, для рассматриваемой в данной работе сдвиговой ПАВ обменного типа имеет место прямо противоположная ситуация. Для иллюстрации этого положения будем считать, что по-прежнему поверхность магнитного полупространства механически свободна, но спины на поверхности магнетика частично закреплены (b — константа одноосной поверхностной магнитной анизотропии). В этом случае система граничных условий, определяющая линейную поверхностную магнитоупругую динамику исследуемой модели магнетика, вместо (6) примет вид

$$\frac{\partial \tilde{y}_{y,z}}{\partial \xi} + b \tilde{y}_{y,z} = 0, \quad \sigma_{1k} n_k = 0, \quad \xi = 0, d, \\ \tilde{l}_{y,z} \rightarrow 0, \quad \xi \rightarrow -\infty. \quad (15)$$

Расчет показывает, что с учетом эффектов поверхностной магнитной анизотропии дисперсионное соотношение для поверхностных магнитоупругих колебаний рассматриваемой модели АФМ может быть представлено в виде

$$q_1^2 + q_2^2 + q_1 q_2 - (k_{\perp}^2 - \omega^2 / s^2) = b(q_1 + q_2). \quad (16)$$

Если спины частично закреплены, то найти точное решение дисперсионного уравнения (9) в явном виде не представляется возможным. Однако основные эффекты, связанные с влиянием поверхностной магнитной анизотропии на характер локализации данного типа ПАВ вблизи механически свободной поверхности магнетика, можно исследовать на примере соотношения для точки трансформации такой ПАВ в объемную упругую волну в случае легкоплоскостной поверхностной магнитной анизотропии ($b < 0$)

$$k_1^2(b) = \frac{\omega_0^2 - c^2 b^2}{s^2 - c^2}. \quad (17)$$

Сопоставление (17) и (9)–(12) показывает, что легкоплоскостная поверхностная магнитная анизотропия ($b < 0$) в области относительно малых k_{\perp} приводит к резкой (по сравнению с (13)) локализации бегущей спиновой волны вблизи поверхности, и при этом она становится чисто поверхностной ($q_{1,2}^2 > 0$), попадая в соответствии с (9)–(12) в низкочастотную зону поверхностных магнитоупругих возбуждений. Если же поверхностная магнитная анизотропия носит легкоосный характер ($b > 0$), то, как следует из (16), при малых k_{\perp} вообще нет локализованных вблизи поверхности магнетика магнитоупругих возбуждений рассматриваемого типа. Однако постепенно, с ростом k_{\perp} , влияние закрепления магнитных моментов на характер дисперсионных кривых (16) ослабевает, и при $k_{\perp} = k_{*1}(b)$ ПАВ как в том, так и в другом случае плавно переходит в область квазиповерхностных (обобщенных) магнитоупругих волн. По мере увеличения k_{\perp} рассматриваемая локализованная ПАВ, определяемая (16), при $k_{\perp} = k_{*2}(b)$ плавно переходит в зону "высокочастотных" поверхностных магнитоупругих волн (9)–(12). Анализ (16), (17) показывает, что величина константы легкоплоскостной анизотропии не может быть выше некоторого критического значения, поскольку в противном случае в объеме и вблизи поверхности магнетика направление равновесной намагниченности будет различным [17].

5. Критерий формирования обобщенной сдвиговой ПАВ обменного типа

Для экспериментального обнаружения данного типа магнитоупругих ПАВ представляет несомненный интерес определение критерия, согласно которому на основе анализа спектра магнитоупругих колебаний неограниченного магнетика (в данном случае это соотношение (8)) можно указать относительные ориентации векторов l , n и k_{\perp} , при которых вдоль механически свободной поверхности этого магнетика будет иметь место формирование обменного типа сдвиговой магнитоупругой ПАВ. С этой целью прежде всего необходимо отметить, что, как следует из (14), соответствующий АФМ должен быть, согласно терминологии работы [18], низкотемпературным: $T_N > T_D$ ($T_N(T_D)$ — температура Нееля (Дебая)). Если же это условие выполнено, то из (8) следует, что для распространения в рассматриваемом высокосимметричном направлении найденного в данной работе нового типа сдвиговой ПАВ необходимо, чтобы направление, вдоль которого в неограниченном АФМ-кристалле реализуются условия сильной магнитоупругой связи [14], совпадало с направлением нормали к границе раздела магнитной и немагнитной сред n в случае полуограниченного магнетика. В справедливости этого критерия можно убедиться, если рассмотреть решение краевой задачи (6) для других по отношению к (8)–(17) плоскостей распространения магнитоупругих колебаний.

Расчет показывает, что аналогичный тип магнитоупругой сдвиговой ПАВ возникает в модели (2)–(6) также при $\mathbf{n} \parallel OY$, $\mathbf{k} \in YZ$ ($\tilde{l} = \tilde{l}_z$).

Следует отметить, что найденный тип магнитоупругой сдвиговой ПАВ можно рассматривать как промежуточный тип по отношению к указанным выше магнитоупругим ПАВ первого и второго типа, поскольку он реализуется и без учета акустического запаздывания как магнитоупругая сдвиговая ПАВ первого типа, но для его существования не требуется, чтобы модули эффективной упругости одновременно имели отрицательный знак как и в случае "виртуальной" магнитоупругой ПАВ.

Таким образом, из полученных выше результатов следует, что 1) последовательный учет влияния нелокальности гейзенберговского обмена на взаимодействие спиновой и упругой подсистем в ограниченном магнетике может приводить к локализации фононов вблизи поверхности магнитоупорядоченного кристалла и формированию нового типа поверхностных магнитоупругих колебаний — сдвиговой ПАВ обменного типа; 2) характер локализации этого типа ПАВ вблизи поверхности магнитоупорядоченного кристалла существенно зависит от характера поверхностной магнитной анизотропии, при этом характер пространственной локализации этого типа магнитоупругих колебаний существенно зависит от величины волнового числа; 3) необходимым условием реализации такого типа поверхностных магнитоупругих возбуждений в случае полуограниченного низкотемпературного АФМ является совпадение направления нормали к границе раздела магнитной и немагнитной сред и направления, вдоль которого в неограниченной модели этого АФМ реализуется условие сильной магнитоупругой связи.

В результате в случае магнитоупорядоченного кристалла последовательный учет магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействия приводит к тому, что вдоль высокосимметричного направления уже в отсутствие магнитодипольного взаимодействия становится возможным формирование дополнительного по отношению к ПАВ релеевского типа бегущей поверхностной упругой волны — сдвиговой магнитоупругой ПАВ обменного типа.

В заключение автор выражает глубокую благодарность А.Н. Богданову и Т.Н. Тарасенко за поддержку идеи данной работы и плодотворные обсуждения.

Список литературы

- [1] В.Н. Любимов, Д.Г. Санников. ФТТ **15**, 6, 1851 (1973).
- [2] В.Н. Любимов, Д.Г. Санников. ФТТ **17**, 2, 478 (1975).
- [3] Е. Лоте, В.И. Альшиц. Кристаллография **22**, 5, 906 (1977).
- [4] В.И. Альшиц, Е. Лоте. Кристаллография **23**, 5, 901 (1978).
- [5] Ю.В. Гуляев. Письма в ЖЭТФ **9**, 1, 63 (1969).
- [6] J.L. Bleustein. Appl. Phys. Lett. **13**, 12, 412 (1968).
- [7] Ю.В. Гуляев, Ю.А. Кузавко, И.Н. Олейник, В.Г. Шавров. ЖЭТФ **87**, 8, 674 (1984).

- [8] М.И. Каганов, Ю.А. Косевич. Поверхность **5**, 3, 148 (1986).
- [9] Ю.В. Гуляев, И.Е. Дикштейн, В.Г. Шавров. УФН **147**, 7, 429 (1997).
- [10] Н.Д. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Наук. думка, Киев (1989). 375 с.
- [11] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. Наука, М. (1979). 480 с.
- [12] С.В. Тарасенко. ЖЭТФ **110**, 10, 1411 (1996).
- [13] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Наука, М. (1979). 432 с.
- [14] R.E. Camley, R.Q. Scott. Phys. Rev. **B11**, 11, 4327 (1978).
- [15] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. УФН **130**, 4, 429 (1983).
- [16] А.Л. Сукстанский, С.В. Тарасенко. ЖЭТФ **105**, 4, 928 (1994).
- [17] М.И. Каганов, А.В. Чубуков. В сб.: Магнитные свойства кристаллических и аморфных сред. Наука, Новосибирск (1989). 240 с.
- [18] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. УФН **155**, 4, 593 (1988).