

# НОВЫЙ КЛАСС СДВИГОВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

*С. В. Тарасенко*\*

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина Национальной академии наук Украины  
83114, Донецк, Украина*

Поступила в редакцию 12 апреля 2001 г.

Показано, что гибридизация магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий может приводить уже в нулевом внешнем магнитном поле к формированию сдвиговой поверхностной магнитозвуковой волны нового типа вблизи механически свободной или акустически сплошной границы раздела между одноосным антиферромагнетиком и немагнитной средой. Изучено влияние проводящих свойств среды на условия локализации данной поверхностной моды.

PACS: 68.35.Ja, 75.50.Ee, 75.70.Cn

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на достаточно большое количество работ, посвященных анализу условий формирования сдвиговых поверхностных магнитозвуковых волн вблизи механически свободной поверхности ферро- и антиферромагнитных кристаллов [1], традиционно исследуется только один класс поверхностных SH-фононов (shear horizontal) — магнитодипольно-активная волна Гуляева–Блюштейна [2–5]. Ее существование, как известно, связано с тем, что объемная сдвиговая упругая волна (SH-волна), скользящая вдоль механически свободной поверхности кристалла, может полностью удовлетворять упругим граничным условиям (особая объемная волна) [6–9]. В результате малое изменение граничных условий может привести к превращению такой волны в сдвиговую поверхностную акустическую волну. В частности, если объемный SH-фонon является магнитодипольно-активным, то роль такого возмущения может играть линейная связь между некоторыми компонентами тензора упругих деформаций  $u_{ik}$  и магнитного поля  $\mathbf{H}$ . В этом случае бегущая вдоль механически свободной поверхности кристалла поперечная упругая SH-волна будет трансформироваться в сдвиговую поверхностную магнитозвуковую волну.

В ферро- и антиферромагнитном кристаллах уже в отсутствие постоянного внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  существование такой связи между  $u_{ik}$  и  $\mathbf{H}$  может быть индуцировано наличием дальнего магнитного порядка [1, 10].

Впервые условия формирования поверхностной магнитозвуковой SH-волны были рассмотрены в работе [2] на примере однородно намагниченного внешним магнитным полем  $\mathbf{H}_0$  ( $\mathbf{H}_0 \parallel z$ ,  $\mathbf{n} \parallel x$ ,  $\mathbf{k}_\perp \parallel y$ ,  $\mathbf{u} \parallel z \perp \mathbf{n}$ ,  $\mathbf{n}$  — нормаль к поверхности магнетика,  $\mathbf{k}_\perp$  — волновой вектор вдоль направления распространения упругой волны,  $\mathbf{u}$  — вектор упругих смещений) упруго- и магнитоизотропного ферромагнитного полупространства, поверхность которого механически свободна. Обобщение результатов работы [2] на случай акустически сплошной границы раздела между ферромагнетиком и немагнитным диэлектриком было проведено в [11]. Корректный учет влияния динамического магнитоупругого взаимодействия на структуру спектра поверхностной SH-волны вблизи границы устойчивости данного магнитного состояния (наличие магнитоупругой щели в спектре мягкой магнитной моды) выполнен в работе [1] для механически свободной границы раздела между ферромагнетиком и вакуумом. Из результатов работ [1, 2, 11] следует, что сдвиговая поверхностная магнитозвуковая SH-волна (волна Парека) не является прямым аналогом волны Гуляева–Блюштейна в

\*E-mail: tarasen@host.dipt.donetsk.ua

немагнитном кристалле или в парамагнитной фазе ( $T > T_C$ ,  $T_C$  — температура Кюри) магнитоупорядоченного кристалла, поскольку

1) в парамагнитной фазе ( $T > T_C$ ) данный тип поверхностной SH-волны формируется при  $\mathbf{H}_0 \parallel z$ ,  $\mathbf{k}_\perp \parallel y$ ,  $\mathbf{n} \parallel x$ ,  $\mathbf{u} \parallel z$  вследствие гибридизации в ограниченном магнетике магнитодипольного и магнитоупругого взаимодействий, тогда как из [1, 2, 11] следует, что при  $T < T_C$  (даже в пренебрежении магнитодипольным взаимодействием<sup>1)</sup>) рассматриваемая поверхностная сдвиговая упругая волна не локализуется ни в случае механически свободной, ни в случае акустически сплошной границы раздела ферромагнитной и немагнитной диэлектрических сред;

2) в отличие от случая  $T > T_C$  рассматриваемый тип поверхностной магнитозвуковой SH-волны при  $T < T_C$  существует как на механически свободной, так и на акустически сплошной границе раздела между сверхпроводником и ферромагнетиком (по своим упругим свойствам немагнитная среда считается более жесткой, чем магнитная, т. е. формирование волны Лява невозможно, граничные капиллярные эффекты отсутствуют).

В работе [12] показано, что причина формирования поверхностной SH-волны на механически свободной границе между магнетиком и сверхпроводником уже без учета магнитодипольного взаимодействия связана с тем, что для рассматриваемой плоскости распространения упругой SH-волны ( $\mathbf{k} \in xy$ ) исследуемая магнитная среда (легкоосный ферромагнетик,  $z$  — легкая ось) обладает акустической гиротропией. В результате даже без учета магнитодипольного взаимодействия спектр такой поверхностной магнитозвуковой SH-волны ( $\mathbf{H}_0 \parallel z$ ,  $\mathbf{k}_\perp \parallel y$ ,  $\mathbf{n} \parallel x$ ,  $\mathbf{u} \parallel z$ ), во-первых, обладает невзаимностью относительно инверсии направления распространения волны,  $\omega(k_\perp) \neq \omega(-k_\perp)$ , во-вторых, состоит из нескольких ветвей, разделенных запрещенными областями частот.

Если же в соответствующих соотношениях работ [1, 2, 11] выполнить другой формальный предельный переход:  $B_{44} \rightarrow 0$  (пренебрежение связью спиновой и упругой подсистем,  $B_{44}$  — константа магнитоупругого взаимодействия), то они при той же относительной ориентации векторов  $\mathbf{n}$ ,  $\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{k}_\perp$  будут описывать (в магнитоэлектростатическом приближении) закон дисперсии поверхностного магнитного

ТЕ-поляритона (волны Дэймона–Эшбаха) и объемной однородной SH-волны.

Однако из-за относительной малости магнитоупругих эффектов по сравнению с магнитодипольными влияние магнитоупругого механизма локализации поперечных фононов на спектр поверхностной магнитозвуковой SH-волны в ферромагнетике является незначительным. В то же время хорошо известно [10], что в антиферромагнетиках одновременно имеет место обменное усиление магнитоупругого и обменное ослабление магнитодипольного взаимодействий, что делает учет магнитоупругого механизма формирования сдвиговой поверхностной магнитозвуковой SH-волны более актуальным, прежде всего, для этого класса магнитных кристаллов.

В пренебрежении магнитоупругим взаимодействием условия формирования и распространения в легкоосных антиферромагнетиках поверхностных магнитных ТЕ-поляритонов как с учетом, так и без учета эффектов электромагнитного запаздывания изучены достаточно подробно [13–15].

Возможность локализации сдвиговых упругих волн вблизи механически свободной поверхности антиферромагнетика или акустически сплошной границы раздела между антиферромагнетиком и немагнитной средой за счет магнитоупругого взаимодействия, но без учета магнитодипольного взаимодействия исследовалась в работах [12, 16, 17]. Что же касается одновременного влияния магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий на условия формирования и распространения поверхностной магнитозвуковой SH-волны вблизи поверхности антиферромагнетика, то до сих пор такая задача не рассматривалась.

Следует ожидать, что в этом случае условия локализации сдвиговой магнитозвуковой волны, бегущей вдоль поверхности легкоосного антиферромагнетика при  $|\mathbf{H}_0| = 0$ , могут принципиально отличаться от ранее изученных в работах [1, 2, 11] на примере легкоосного ферромагнетика, поскольку традиционно в антиферромагнетиках в качестве механизма, индуцирующего линейную связь между  $u_{ik}$  и  $H$  (а, следовательно, и неустойчивость однородной особой объемной SH-волны, бегущей вдоль механически свободной поверхности магнетика), рассматривалось только пьезомагнитное взаимодействие [1, 3–5], несмотря на то что для существования в антиферромагнитном кристалле магнитоупругого взаимодействия, в отличие от пьезомагнитного, не требуется выполнения специальных симметричных критериев [10]. Кроме того, при расчете спектра поверхностных магнитозвуко-

<sup>1)</sup> Для этого в соответствующих соотношениях работ [1, 2, 11] необходимо формально перейти к пределу  $4\pi \rightarrow 0$ .

вых SH-фононов в антиферромагнетиках до сих пор игнорировалось наличие в том же диапазоне частот  $\omega$  и волновых чисел  $k_{\perp}$  нормальных спиновых волн [1, 3–5]. При произвольной величине волнового числа  $k_{\perp}$  это оправдано для высокотемпературных антиферромагнетиков ( $T_N > T_D$ , где  $T_N(T_D)$  — температура Нееля (Дебая)) [18], но несправедливо для низкотемпературных антиферромагнетиков ( $T_N < T_D$ ).

Особый интерес в этой связи представляет анализ влияния магнитоупругого механизма линейной связи между упругим  $u_{ik}$  и магнитным  $H$  полями на условия распространения особой объемной магнитозвуковой SH-волны вдоль механически свободной или акустически сплошной границы раздела между легкоосным антиферромагнетиком в коллинеарной фазе ( $H_0 = 0$ ) и сверхпроводником ( $\mathbf{n}||x$ ,  $\mathbf{k} \in xy$ ,  $\mathbf{u}||\mathbf{l}||z$ ,  $\mathbf{l}$  — вектор антиферромагнетизма), поскольку в этом случае

1) в отличие от ферромагнетика [1, 2, 11], при  $|\mathbf{H}_0| = 0$  антиферромагнетик в коллинеарной фазе не является одновременно оптически и акустически активной средой;

2) как следует из [13–15], наличие сверхпроводящего покрытия делает невозможным формирование поверхностной магнитостатической волны в легкоосном антиферромагнетике ( $|\mathbf{H}_0| = 0$ );

3) на механически свободной границе раздела между пьезомагнетиком и сверхпроводником (супердиамагнетиком) невозможно существование магнитодипольно-активной волны Гуляева–Блюстейна, индуцированной пьезомагнитным взаимодействием [19, 20].

Таким образом, цель данной работы состоит в определении необходимых условий, при выполнении которых как для механически свободной, так и акустически сплошной границы раздела антиферромагнитной и немагнитной сред (в качестве немагнитной среды может быть выбран как диэлектрик, так и сверхпроводник), гибридизация магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий приводит при  $|\mathbf{H}_0| = 0$  к формированию нового класса сдвиговых поверхностных магнитозвуковых волн.

Работа состоит из нескольких разделов. В разд. 2 приведены основные соотношения и определены условия, при выполнении которых совместный учет магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий индуцирует формирование поверхностной магнитозвуковой SH-волны нового типа вблизи механически свободной границы раздела между легкоосным антиферромагнетиком и немагнитной средой. Здесь же изучены дисперсионные свойства

данной поверхностной волны в зависимости от характера проводящих свойств немагнитной среды (диэлектрик или сверхпроводник). Особенности дисперсионных свойств исследуемой сдвиговой поверхностной магнитозвуковой волны для акустически сплошной границы раздела между легкоосным антиферромагнетиком и немагнитной средой рассмотрены в разд. 3. Возможность формирования нового типа щелевой магнитозвуковой SH-волны на примере трехслойной структуры типа антиферромагнетик–немагнитная среда–антиферромагнетик обсуждена в разд. 4. В разд. 5 показана связь между найденным спектром щелевой магнитозвуковой SH-волны для структуры антиферромагнетик–немагнитная среда–антиферромагнетик и спектром сдвиговой поверхностной магнитозвуковой волны, распространяющейся вдоль упруго-изотропной антиферромагнитной пластины, обе поверхности которой имеют сплошной акустический контакт с идентичными немагнитными полупространствами. Раздел 6 посвящен анализу особенностей локализации и распространения рассматриваемого типа поверхностной магнитозвуковой SH-волны, которые индуцируются влиянием пространственной дисперсии магнитной среды (неоднородным обменным взаимодействием). В Заключение приведены основные выводы, следующие из полученных результатов.

## 2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ. МЕХАНИЧЕСКИ СВОБОДНАЯ ГРАНИЦА РАЗДЕЛА АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ И НЕМАГНИТНОЙ СРЕД

Будем считать, что антиферромагнитная среда занимает нижнее полупространство ( $x < 0$ ) с нормалью к границе раздела  $\mathbf{n}||[100]$ . В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную ( $\mathbf{M}_{1,2}$  — намагниченности подрешеток,  $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$ ) модель легкоосного (ось  $z$ ) обменно-коллинеарного антиферромагнетика, магнитоупругие и упругие свойства которого в дальнейшем для простоты и наглядности расчетов будем полагать изотропными. Соответствующая плотность термодинамического потенциала в терминах векторов ферромагнетизма  $\mathbf{m}$  и антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  может быть представлена в виде [10]

$$W = 0.5\delta\mathbf{m}^2 - 0.5bl_z^2 - \mathbf{m} \cdot \mathbf{h}_m + \gamma l_i l_k u_{ik} + \mu(u_{ik} - \delta_{ik} u_{ll}/3)^2 + 0.5K u_{ll}^2, \quad (1)$$

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

Здесь  $b$ ,  $\delta$ ,  $\gamma$ ,  $K$  и  $\mu$  — соответственно константы магнитной анизотропии, однородного обменного взаимодействия, магнитоупругого взаимодействия, модуль всестороннего сжатия и модуль сдвига,  $\mathbf{h}_m$  — магнитодипольное поле,  $\delta_{ik}$  — символ Кронекера. Если пренебречь конечностью скорости распространения электромагнитной волны в магнетике, то динамика модели (1) описывается замкнутой системой уравнений, состоящей из уравнений Ландау–Лифшица для векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$ , основного уравнения механики сплошной среды и уравнений магнитостатики:

$$\begin{aligned} \frac{1}{g} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} &= \mathbf{m} \times \mathbf{H}_m + \mathbf{l} \times \mathbf{H}_l, \\ \frac{1}{g} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} &= \mathbf{m} \times \mathbf{H}_l + \mathbf{l} \times \mathbf{H}_m, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \quad \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\mathbf{B}$  — магнитная индукция,  $\mathbf{u}$  — вектор смещений решетки,  $\rho$  — плотность,  $\sigma_{ik}$  — тензор упругих напряжений,  $g$  — магнитомеханическое соотношение,  $\mathbf{H}_r \equiv \delta W / \delta r$  — эффективное поле,  $r = \mathbf{m}, \mathbf{l}$ .

Поскольку целью данной работы является изучение условий формирования поверхностной магнитозвуковой волны, локализованной вблизи границы раздела антиферромагнитной и немагнитной сред ( $x = 0$ ), рассматриваемая система динамических уравнений должна быть дополнена соответствующими упругими и электродинамическими граничными условиями. Если граница раздела является механически свободной, то такая система граничных условий может быть представлена в виде [19, 20]

$$\sigma_{ix} = 0 \quad (x = 0), \quad u(x \rightarrow -\infty) \rightarrow 0, \quad (3)$$

$$\mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{n} = -\beta k_{\perp} \phi_1 \quad (x = 0), \quad \phi_1(x \rightarrow -\infty) \rightarrow 0. \quad (4)$$

Здесь  $k_{\perp}$  — волновое число,  $\phi$  — магнитостатический потенциал ( $\mathbf{h}_m \equiv -\nabla \phi$ ), индексы 1 и 2 соответствуют магнитной и немагнитной средам. Всюду в дальнейшем считается, что магнитная проницаемость немагнитной среды равна единице. В зависимости от проводящих свойств немагнитной среды в (4)  $\beta \equiv 0$  для идеального металла или супердиамагнетика [20],  $\beta \equiv 1$  для вакуума,  $\beta \equiv \operatorname{th}(k_{\perp} \lambda)$  для сверхпроводника с лондоновской глубиной проникновения  $\lambda$ .

Расчет показывает, что если  $b > 0$  в (1), то при  $|\mathbf{H}_0| = 0$  в равновесном состоянии  $\mathbf{l} \parallel z$  и  $|\mathbf{m}| = 0$  (коллинтарная фаза). В результате, когда направление распространения сдвиговой волны с  $\mathbf{u} \parallel z$  совпадает с

осью  $y$  ( $\mathbf{k} \in xy$ ), характеристическое уравнение для краевой задачи (1)–(4) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \left( \alpha^2 - 1 + \frac{\omega^2}{s_{1t}^2 \bar{c}_{55} k_{\perp}^2} \right) (\alpha^2 - 1) &= 0, \\ k_x^2 &\equiv -\alpha^2 k_{\perp}^2, \quad \bar{c}_{55} = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\Delta}, \\ \mu_{xx} = \mu_{yy} &= \frac{(\omega_0^2 + \omega_{me}^2) \epsilon}{\Delta} + 1, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_0^2 &\equiv g^2 M_0^2 \delta b, \quad \omega_{me}^2 \equiv \frac{g^2 M_0^4 \delta \gamma^2}{\mu_1}, \quad s_{1t}^2 \equiv \frac{\mu_1}{\rho_1}, \\ \Delta &\equiv \omega_0^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2, \quad \epsilon \equiv \frac{16\pi}{\delta}. \end{aligned}$$

Таким образом, в данном случае упругая SH-волна является однопарциальной по упругому смещению и немагнитодипольно-активной в объеме кристалла. Следуя стандартной методике расчета и учитывая (5), можно представить дисперсионное уравнение для спектра соответствующей сдвиговой поверхностной магнитозвуковой волны ( $\mathbf{u} \parallel \mathbf{l} \parallel z$ ,  $\mathbf{k} \in xy$ ), бегущей вдоль механически свободной границы раздела ( $x = 0$ ) антиферромагнитной и немагнитной сред (выражения (1)–(4)), в следующем виде (для всех рассматриваемых значений  $\beta$  в электродинамической краевой задаче (4)):

$$\begin{aligned} \bar{c}_{55} \alpha_1 &= -D(\beta), \quad \alpha_1^2 \equiv 1 - \frac{\omega^2}{s_{1t}^2 \bar{c}_{55} k_{\perp}^2}, \\ D(\beta) &\equiv \frac{\epsilon_* \omega_{me}^2 \omega^2}{\Delta ((\omega_0^2 + \omega_{me}^2) \epsilon_* + \Delta)}, \quad \epsilon_* \equiv \frac{\epsilon}{1 + \beta}. \end{aligned} \quad (6)$$

Из анализа уравнений (5) и (6) следует, что закон дисперсии особой объемной SH-волны определяется из (5) соотношением  $\alpha = 0$ , а необходимым условием существования поверхностной SH-волны является выполнение неравенства

$$\omega_0^2 < \omega^2 < \omega_0^2 + \omega_{me}^2.$$

При этом следует подчеркнуть, что формирование рассматриваемого типа сдвиговой поверхностной магнитозвуковой волны на механически свободной границе раздела антиферромагнитной и немагнитной сред (условия (3), (4)) возможно только в результате гибридизации магнитоупругого ( $\gamma \neq 0$ ) и магнитодипольного ( $\epsilon \neq 0$ ) взаимодействий. В общем случае анализ дисперсионных соотношений (5), (6) возможен только численными методами, и поэтому ограничимся в дальнейшем изучением только отдельных частных случаев. Так, из (5), (6) следует,

что в длинноволновом пределе ( $k_{\perp} \rightarrow 0$ ) закон дисперсии исследуемой сдвиговой поверхностной магнитозвуковой волны может быть получен из соотношения

$$k_{\perp}^2 \approx \frac{\omega^2 \bar{c}_{55} s_{1t}^{-2}}{\bar{c}_{55}^2 - D^2(0)}, \quad (7)$$

т. е. рассматриваемая поверхностная волна независимо от характера проводимости немагнитной среды (вида  $\beta$ ) является волной прямого типа ( $\partial\Omega_s(k_{\perp})/\partial k_{\perp} > 0$ ). В коротковолновом (эластостатическом) пределе,  $\omega/s_{1t} \ll k_{\perp}$ , закон дисперсии поверхностной магнитозвуковой SH-волны (5), (6) определяется следующим соотношением:

$$\Omega_s^2(k_{\perp}) = \omega_0^2(1 + \epsilon_*). \quad (8)$$

Таким образом, из (8) следует, что если немагнитное полупространство при  $x > 0$  занято сверхпроводником с лондоновской глубиной проникновения  $\lambda$  ( $\beta \equiv \text{th}(k_{\perp}\lambda)$ ), то поверхностная волна (5), (6) с законом дисперсии  $\Omega_s(k_{\perp})$  в коротковолновом пределе (8) является волной обратного типа ( $\partial\Omega_s(k_{\perp})/\partial k_{\perp} < 0$ ). В общем случае, как показывает совместный анализ выражений (5)–(8), для этого типа электродинамических граничных условий дисперсионная кривая сдвиговой поверхностной магнитозвуковой волны (5), (6) может иметь экстремум при  $k_{\perp} \neq 0$ . Его наличие, в частности, зависит от величины лондоновской глубины проникновения  $\lambda$  (рис. 1, кривая 1). Если же электродинамические условия (4) на механически свободной поверхности антиферромагнетика (1) таковы, что  $\beta \equiv 0$  или  $\beta \equiv 1$ , то, как следует из (5)–(8), дисперсионные свойства рассматриваемого типа поверхностной волны будут определяться, в первую очередь, за счет эффекта акустического запаздывания (рис. 1, соответственно кривые 2 и 3).

В связи с активным изучением многослойных магнитных структур, созданных на основе антиферромагнитных и немагнитных материалов [21, 22], несомненный интерес представляет вопрос, как изменится спектр рассматриваемого типа поверхностной магнитозвуковой SH-волны, если упругие условия на границе раздела антиферромагнитной и немагнитной сред отвечают не механически свободной поверхности (3), а акустически сплошному (жесткому) контакту магнитной и немагнитной сред.

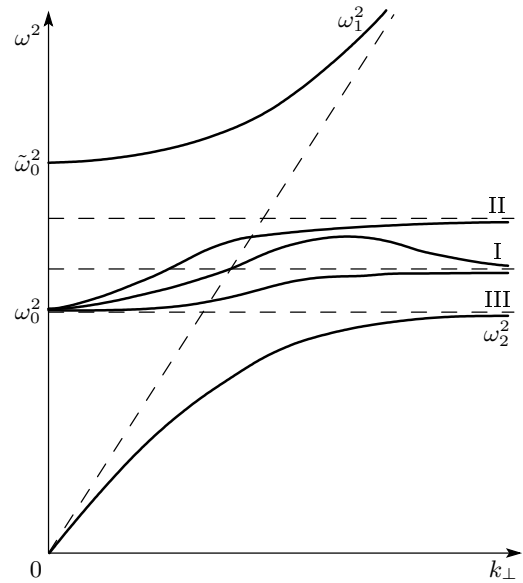


Рис. 1. Структура спектра сдвиговой поверхностной магнитозвуковой волны (5), (6) на механически свободной границе раздела (3), (4) между антиферромагнетиком и немагнитной средой: 1 —  $\beta = \text{th}(k_{\perp}\lambda)$ ,  $\Omega_s^2(k_{\perp} \gg 1) \approx \omega_0^2(1 + \epsilon/2)$ ; 2 —  $\beta = 0$ ,  $\Omega_s^2(k_{\perp} \gg 1) \approx \omega_0^2(1 + \epsilon)$ ; 3 —  $\beta = 1$ ,  $\Omega_s^2(k_{\perp} \gg 1) \approx \omega_0^2(1 + \epsilon/2)$ ;  $\tilde{\omega}_0^2 \equiv \omega_0^2 + \omega_{me}^2$ ; величины  $\omega_{1,2}^2$  определяются из (5) при условии  $\alpha = 0$

### 3. ЖЕСТКИЙ КОНТАКТ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ И НЕМАГНИТНОЙ СРЕД

Если по-прежнему антиферромагнитная среда (среда 1) занимает собой нижнее полупространство  $x < 0$ , а немагнитная среда (среда 2) представляет собой слой толщиной  $f$  ( $f > \lambda$ ), внешняя поверхность которого  $x = f$  механически свободна и покрыта бесконечно тонким слоем идеального сверхпроводника ( $\mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{n} = 0$  при  $x = f$ ), то в этом случае для магнитодипольно-активной SH-волны ( $\mathbf{u} \parallel z \parallel \mathbf{l}$ ,  $\mathbf{k} \in xy$ ) система упругих и электродинамических граничных условий вместо (3), (4) примет вид

$$\begin{aligned} \sigma_{ix1} + \mu_1 a k_{\perp} u_{z1} &= 0 \quad (x = 0), \\ u_{z1}(x \rightarrow -\infty) &\rightarrow 0, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n} &= -\beta k_{\perp} \phi_1 \quad (x = 0), \\ \phi_1(x \rightarrow -\infty) &\rightarrow 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$a \equiv \frac{\mu_2}{\mu_1} \alpha_2 \text{th}(\alpha_2 k_{\perp} f), \quad \alpha_2^2 \equiv 1 - \frac{\omega^2 \rho_2}{k_{\perp}^2 \mu_2}.$$

Соответствующее дисперсионное уравнение для спектра поверхностной магнитозвуковой SH-волны, распространяющейся вдоль акустически сплошной границы раздела антиферромагнитной (1) и немагнитной (9), (10) сред, с учетом (5), (6) можно представить в виде ( $\mathbf{k} \in xy, \mathbf{n} \parallel x, \mathbf{l} \parallel z$ )

$$\bar{c}_{55}\alpha_1 + a + D(\beta) = 0. \quad (11)$$

В предельном случае  $\mu_2 \rightarrow 0$  соотношение (11) совпадает с (6), т. е. совместно с (5) описывает закон дисперсии поверхностной магнитозвуковой SH-волны, локализованной вблизи механически свободной границы раздела магнитной и немагнитной сред. Если же в (5) и (11) перейти к пределу  $f \rightarrow \infty$ , то получим дисперсионное соотношение для поверхностной магнитозвуковой SH-волны, бегущей вдоль акустически сплошной границы антиферромагнитного и немагнитного полупространств. Из анализа уравнений (5) и (11) следует, что при  $f < \infty$  по-прежнему необходимым условием существования исследуемой поверхностной магнитозвуковой SH-волны является выполнение неравенства

$$\omega_0^2 < \omega^2 < \omega_0^2 + \omega_{me}^2.$$

В случае немагнитного полупространства при  $x > 0$  ( $f \rightarrow \infty$ ) помимо указанного ограничения на частоту поверхностной волны требуется также и выполнение условия  $\mu_2\rho_1 > \mu_1\rho_2$ . При этом, однако, надо подчеркнуть, что формирование рассматриваемого типа сдвиговой поверхностной упругой волны в случае жесткого контакта антиферромагнитной и немагнитной сред (см. (9)) возможно уже в пренебрежении эффектом магнитодипольного взаимодействия ( $\epsilon/\gamma \rightarrow 0$ ) и присутствии только магнитоупругого взаимодействия ( $\gamma \neq 0$ ), что совпадает с результатами работы [12]. Поскольку полный анализ дисперсионных соотношений (5), (11) возможен только численными методами, в дальнейшем рассмотрим только некоторые частные случаи. Так, из (5), (11) следует, что при  $\mu_2\rho_1 > \mu_1\rho_2$  в длинноволновом пределе ( $k_\perp \rightarrow 0$ ) спектр рассматриваемой поверхностной волны имеет точку окончания

$$k_{min}^2 \equiv \omega_0^2\rho_1/\mu_1, \quad \Omega_s(k_{min}) = \omega_0,$$

и в ее окрестности, независимо от характера проводимости немагнитной среды (вида  $\beta$ ) и упругих свойств немагнитного покрытия, такая поверхностная мода является волной прямого типа ( $\partial\Omega_s(k_\perp)/\partial k_\perp > 0$ ). Сравнение (6) и (11) показывает, что наиболее существенным влиянием немагнитного покрытия на спектр изучаемой

поверхностной SH-волны оказывается в коротковолновом (эластостатическом) пределе  $\omega/s_{1t} \ll k_\perp$ .

В результате закон дисперсии поверхностной магнитозвуковой SH-волны (5), (11) примет вид

$$\Omega_s^2(k_\perp) = [\omega_0^2 + \omega_{me}^2 a_*/(1 + a_*)] (1 + \epsilon_*), \quad (12)$$

где

$$a_* \equiv \frac{\mu_2}{\mu_1} \text{th}(k_\perp f).$$

Таким образом, в отличие от случая механически свободной границы раздела магнитной и немагнитной сред, (5) и (6), даже если немагнитный слой является диэлектриком ( $\beta = 1$ ) или идеальным сверхпроводником ( $\beta = 0$ ), наличие жесткого контакта при  $x = 0$  приводит к формированию дисперсии у поверхностной моды рассматриваемого типа уже в коротковолновом пределе. При этом как для  $\beta = 0$ , так и для  $\beta = 1$  дисперсионная кривая (12) отвечает волне прямого типа ( $\partial\Omega_s(k_\perp)/\partial k_\perp > 0$ ). Если же немагнитная среда ( $0 < x < f$ ) представляет собой сверхпроводник с лондоновской глубиной проникновения  $\lambda$  ( $\beta \equiv \text{th}(k_\perp \lambda)$ ), то, как следует из (12), уже в эластостатическом пределе ( $\omega/s_{1t} \ll k_\perp$ ) дисперсионная кривая рассматриваемого типа поверхностной магнитозвуковой SH-волны может иметь точку экстремума при  $k_\perp \neq 0$ . В частности, необходимым условием существования минимума является выполнение неравенства  $\lambda < f$ .

Как в случае механически свободной (3), так и в случае акустически сплошной (9) границы раздела магнитной и немагнитной сред условия формирования рассматриваемого типа поверхностной магнитозвуковой SH-волны (5), (6) или (5), (11) оказываются тесно связанными с условиями отражения нормальной магнитодипольно-активной упругой сдвиговой волны от поверхности антиферромагнитного кристалла ( $x = 0$ ).

Расчет показывает, что коэффициент отражения  $R$  объемной поперечной волны, поляризованной перпендикулярно плоскости падения ( $\mathbf{k} \in xy, \mathbf{u} \parallel \mathbf{l} \parallel z$ ) для акустически сплошной границы раздела антиферромагнитного ( $x < 0$ , среда 1) и немагнитного ( $x > 0$ , среда 2) полупространств ( $\mathbf{n} \parallel x$ ), определяемой при  $f \rightarrow \infty$  и  $\phi_2(x \rightarrow \infty) \rightarrow 0, u_{z2}(x \rightarrow \infty) \rightarrow 0$  соотношениями (9), (10), независимо от характера проводящих свойств немагнитной среды может быть представлен в виде

$$R = (i\bar{c}_{55} \cos \theta_1 - h) (i\bar{c}_{55} \cos \theta_1 + h)^{-1}, \quad (13)$$

$$h \equiv \frac{\epsilon\omega^2\omega_{me}^2}{(\mu_{xx} + \beta)\Delta^2} \sin \theta_1 - \tilde{a} \cos \theta_2, \quad k_1^2 \equiv \frac{\omega^2}{s_{1t}^2\bar{c}_{55}},$$

$$k_2^2 \equiv \frac{\omega^2 \rho_2}{\mu_2}, \quad \tilde{a} \equiv \frac{\mu_2 k_2}{\mu_1 k_1}, \quad \operatorname{tg} \theta \equiv k_y/k_x,$$

углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  определяют соответственно направление волнового вектора  $k_1$  падающей SH-волны в антиферромагнитной среде ( $\pi \leq \theta_1 \leq 3\pi/2$ ) и волнового вектора преломленной волны  $k_2$  в среде 2 ( $0 \leq \theta_2 \leq \pi/2$ ). В частном случае  $\mu_2 = 0$  полученное соотношение отвечает коэффициенту отражения объемной магнитозвуковой SH-волны от механически свободной поверхности антиферромагнитного кристалла (3), (4).

Таким образом, из (13) следует, что характер отражения объемной магнитозвуковой SH-волны от механически свободной границы раздела между антиферромагнетиком и немагнитной средой качественно не отличается от характера отражения сдвиговой SH-волны от механически свободной поверхности кубического пьезокристалла [23, 24]. В частности, при любом угле падения нормальной упругой SH-волны на поверхность антиферромагнетика имеет место полное внутренне отражение ( $|R| = 1$ ). Кроме того, в рассматриваемом случае гибридизация магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий ( $\epsilon \neq 0$ ,  $\gamma \neq 0$ ) приводит к невозможности скольжения вдоль поверхности магнитного кристалла объемной магнитозвуковой SH-волны (при  $\theta_1 \rightarrow \pi$ ,  $R \rightarrow -1$ ). В противном случае ( $\epsilon/\gamma \rightarrow 0$  или  $\gamma/\epsilon \rightarrow 0$ ) из (13) следует, что  $R = 1$  при  $\pi \leq \theta_1 \leq 3\pi/2$ , т.е. без учета магнитодипольного ( $\epsilon/\gamma \rightarrow 0$ ) или магнитоупругого ( $\gamma/\epsilon \rightarrow 0$ ) взаимодействия вдоль механически свободной поверхности антиферромагнитного кристалла ( $\mu_2 = 0$ ) возможно распространение особой объемной SH-волны. Полюс найденного коэффициента отражения  $R$  (13) с учетом замены

$$ik_1 \cos \theta_1 \rightarrow \alpha_1 k_{\perp}; \quad k_1 \sin \theta_1 \rightarrow k_{\perp}$$

совпадает с найденными выше дисперсионными соотношениями для спектра поверхностной сдвиговой магнитозвуковой волны (5), (6) или (5), (11). Необходимо отметить, что если граница раздела антиферромагнитной и немагнитной сред является акустически сплошной, (9) и (10), то из (13) следует, что в этом случае в соответствии с (5), (11) достаточное условие невозможности распространения вдоль границы раздела магнитной и немагнитной сред однородной SH-волны ( $R(\theta_1 \rightarrow \pi/2) \rightarrow -1$ ) при  $\mu_2 \neq 0$  выполняется уже в пренебрежении магнитодипольным взаимодействием ( $\epsilon/\gamma \rightarrow 0$ ). Это согласуется с тем, что, как уже было отмечено выше, для данной структуры возможно формирование в этом направлении бегущей поверхностной SH-волны за счет

только магнитоупругого взаимодействия ( $\gamma \neq 0$ ). Соответствующее дисперсионное соотношение также определяется из (13) уравнением

$$R^{-1} = 0$$

при  $\epsilon/\gamma \rightarrow 0$  и замене

$$ik_1 \cos \theta_1 \rightarrow \alpha_1 k_{\perp}, \quad k_1 \sin \theta_1 \rightarrow k_{\perp},$$

$$ik_2 \cos \theta_2 \rightarrow -\alpha_2 k_{\perp}.$$

Расчет показывает, что в рассматриваемом случае при отражении нормальной объемной SH-волны от поверхности антиферромагнетика (1) аномальным поведением обладает не только амплитуда коэффициента отражения  $R$ , но и его фаза  $\psi$  ( $R = |R| \exp(i\psi)$ ). В силу того что  $h \neq 0$  как при  $\mu_2 \rightarrow 0$ , так и при  $\epsilon/\mu_2 \rightarrow 0$ , фаза отраженной сдвиговой волны будет отличаться от фазы падающей упругой SH-волны как для механически свободной поверхности антиферромагнетика (1), так и для акустически сплошной границы раздела антиферромагнитного и немагнитного полупространств. В общем случае обсуждаемый фазовый сдвиг зависит не только от частоты  $\omega$  и волнового числа  $k_{\perp}$  падающей упругой волны, но также и от упругих ( $\mu_2$ ) и проводящих ( $\lambda$ ) свойств немагнитной среды. Одним из практически важных следствий эффекта полного внутреннего отражения является эффект Шоха, состоящий в смещении вдоль границы пучка отраженных упругих волн [25]. Если  $k_{\perp}$  — волновое число пучка, то в соответствии с [25, 26] его смещение  $\Delta_s$  при отражении от границы определяется с помощью соотношения

$$\Delta_s = -\frac{\partial \psi}{\partial k_{\perp}}. \quad (14)$$

Из (13), (14) следует, что величина  $\Delta_s$  зависит от знака и величины отношения  $h/\bar{c}_{55}$ . При этом в зависимости от соотношения параметров, входящих в это отношение, величина сдвига  $\Delta_s$  может быть как положительной, так и отрицательной. В частности, максимум  $\Delta_s$  достигается при выполнении условия  $\mu_{xx} + \beta = 0$ , что соответствует частоте поверхностной магнитостатической волны, распространяющейся вблизи границы раздела антиферромагнитной и немагнитной сред [22].

Учитывая результаты этого и предыдущего разделов, можно ожидать, что рассматриваемый механизм локализации поверхностной магнитозвуковой SH-волны будет эффективным и в случае структуры типа «магнитного бутерброда» (magnetic sandwich),

представляющей собой два идентичных антиферромагнитных полупространства, разделенных немагнитным слоем диэлектрической или сверхпроводящей среды. В связи с этим следующий раздел связан с изучением условий формирования для такой структуры нового типа щелевой магнитозвуковой SH-волны, индуцированной гибридизацией магнитодипольного и магнитоупругого взаимодействий.

#### 4. СТРУКТУРА ТИПА АНТИФЕРРОМАГНЕТИК–НЕМАГНЕТИК–АНТИФЕРРОМАГНЕТИК

Пусть верхнее и нижнее полупространства ( $x < -d$  и  $x > d$ ) заняты антиферромагнетиком (1), промежуток между ними ( $-d < x < d$ ) заполнен немагнитной средой (среда 2), а обе поверхности раздела рассматриваемой структуры ( $x = \pm d$ ) механически свободны. Если по-прежнему  $\mathbf{I} \parallel z \parallel \mathbf{u}$ ,  $\mathbf{k} \in xy$ , то соответствующая система упругих и электродинамических граничных условий, отвечающая упругой SH-волне, локализованной вблизи немагнитного слоя, может быть представлена в виде

$$\sigma_{ix1} = 0 \quad (x = \pm d), \quad u_{z1}(x \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0, \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{n} = \mathbf{V}_2 \cdot \mathbf{n}, \\ \phi_1 = \phi_2, \end{aligned} \right\} x = \pm d, \quad \phi_1(x \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0. \quad (16)$$

Как показывает расчет, в такой трехслойной структуре возможно распространение сдвиговой щелевой магнитозвуковой SH-волны с  $\mathbf{k}_\perp \parallel y$  вдоль границы раздела магнитной и немагнитной сред. Она формируется в результате гибридизации двух сдвиговых поверхностных магнитозвуковых волн в каждом из полупространств вследствие косвенного взаимодействия этих колебаний через магнитостатическое поле в немагнитной щели, разделяющей оба антиферромагнитных полупространства ( $-d < x < d$ ). Закон дисперсии такой щелевой сдвиговой магнитозвуковой волны состоит из двух ветвей,  $\Omega_\pm(k_\perp)$ , спектр которых с учетом (5), (6) определяется соотношением вида

$$\bar{c}_{55}\alpha_1 = -D(\beta_\pm), \quad (17)$$

где

$$D(\beta_\pm) \equiv \frac{\epsilon_\pm \omega_{me}^2 \omega^2}{\Delta [(\omega_0^2 + \omega_{me}^2)\epsilon_\pm + \Delta]},$$

$$\epsilon_\pm \equiv \frac{\epsilon}{1 + \beta_\pm},$$

$$\beta_+ = \text{th}(k_\perp d) \quad \text{для } \Omega_+(k_\perp),$$

$$\beta_- = \text{cth}(k_\perp d) \quad \text{для } \Omega_-(k_\perp).$$

Необходимым условием существования щелевой магнитозвуковой SH-волны (5), (17), так же как и в случае (5), (6), является выполнение соотношения

$$\omega_0^2 < \omega^2 < \omega_0^2 + \omega_{me}^2$$

и одновременный учет как магнитоупругого ( $\gamma \neq 0$ ), так и магнитостатического ( $\epsilon \neq 0$ ) взаимодействий.

В длинноволновом пределе  $k_\perp \rightarrow 0$  закон дисперсии  $\Omega_+(k_\perp)$  исследуемой сдвиговой щелевой магнитозвуковой волны совпадает с (7), а для  $\Omega_-(k_\perp)$  он определяется соотношением вида

$$k_\perp^2 \approx \frac{\omega^2 \bar{c}_{55} s_{1t}^{-2}}{\bar{c}_{55}^2 - D^2(\infty)}. \quad (18)$$

В эластостатическом пределе ( $\omega/s_{1t}k_\perp \ll 1$ ) обе ветви спектра сдвиговой щелевой магнитозвуковой волны (5), (17) обладают дисперсией и определяются соотношением (8) с  $\beta = \beta_+$  для  $\Omega_+(k_\perp) = \Omega_s(k_\perp)$  и  $\beta = \beta_-$  для  $\Omega_-(k_\perp) = \Omega_s(k_\perp)$ . Таким образом, в рассматриваемой трехслойной структуре «низкочастотная» ветвь исследуемого спектра сдвиговых щелевых магнитозвуковых волн является волной прямого типа ( $\partial\Omega_+(k_\perp)/\partial k_\perp > 0$ ), а «высокочастотная» — обратного типа ( $\partial\Omega_-(k_\perp)/\partial k_\perp < 0$ ) уже для границы раздела между антиферромагнетиком и немагнитным диэлектриком. При  $k_\perp d \rightarrow \infty$  их дисперсионные кривые стремятся к одному и тому же пределу, определяемому соотношением

$$\Omega_\pm(k_\perp \rightarrow \infty) = \omega_0 \sqrt{1 + \epsilon/2}.$$

Дополнительные особенности в спектре обсуждаемого типа щелевых магнитозвуковых SH-волн возникают, если исследуемая трехслойная структура (два идентичных антиферромагнитных полупространства и немагнитная прослойка) является акустически сплошной, а сама немагнитная прослойка — идеальным сверхпроводником ( $\lambda = 0$ ). В этом случае соответствующая система упругих и электродинамических граничных условий может быть представлена в виде

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{ix1} = \sigma_{ix2}, \\ \mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_2, \end{aligned} \right\} x = \pm d, \quad \mathbf{u}_1(x \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0, \quad (19)$$

$$\mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (x = \pm d), \quad \phi_1(x \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0. \quad (20)$$

В результате для  $\mathbf{k} \in xy$ ,  $\mathbf{n} \parallel x$ ,  $\mathbf{I} \parallel z \parallel \mathbf{u}$ ,  $|\mathbf{H}_0| = 0$  спектр рассматриваемой щелевой магнитозвуковой



SH-волны также состоит из двух ветвей: симметричной и антисимметричной. В отличие от (5), (17), классификация ветвей спектра этого типа щелевых волн основана на характере распределения упругих смещений  $\mathbf{u}||z$  в немагнитной прослойке относительно срединной плоскости  $x = 0$ . Расчет показывает, что теперь формирование щелевой SH-волны является результатом гибридизации двух сдвиговых поверхностных магнитозвуковых волн в каждом из полупространств вследствие косвенного взаимодействия этих колебаний через поле упругих смещений ( $\mathbf{u}||z$ ) в немагнитной сверхпроводящей щели, разделяющей оба антиферромагнитных полупространства ( $-d < x < d$ ). С учетом (5), (6) дисперсионное уравнение для спектра щелевой магнитозвуковой SH-волны в случае (19), (20) может быть представлено в виде

$$\bar{c}_{55}\alpha_1 + a_{\pm} = -D(0), \quad (21)$$

где

$$a_+ \equiv (\mu_2/\mu_1)\alpha_2 \operatorname{th}(\alpha_2 k_{\perp} d) \quad \text{для} \quad \Omega_+(k_{\perp}),$$

$$a_- \equiv (\mu_2/\mu_1)\alpha_2 \operatorname{cth}(\alpha_2 k_{\perp} d) \quad \text{для} \quad \Omega_-(k_{\perp}).$$

Совместный анализ (5), (6), (21) показывает, что, как и следовало ожидать, структура ветви  $\Omega_+(k_{\perp})$  качественно не отличается от рассмотренного выше случая жесткого контакта (5), (11) антиферромагнитного полупространства и сверхпроводящего слоя, толщина которого  $d$ , а лондоновская глубина проникновения  $\lambda = 0$ . Соответствующая дисперсионная кривая отвечает волне прямого типа ( $\partial\Omega_+(k_{\perp})/\partial k_{\perp} > 0$ ). Что же касается ветви  $\Omega_-(k_{\perp})$  рассматриваемой щелевой SH-волны (5), (21), то наиболее важным ее отличием, индуцированным жестким контактом магнитной и немагнитной сред, является выполнение соотношения  $\partial\Omega_-(k_{\perp})/\partial k_{\perp} < 0$  уже в эластостатическом пределе. Учет конечности эффекта акустического запаздывания приводит к формированию при  $k_{\perp} \neq 0$  максимума на этой дисперсионной кривой. При  $k_{\perp} d \rightarrow \infty$

$$\Omega_{\pm}^2(k_{\perp} \rightarrow \infty) = \left( \omega_0^2 + \frac{\omega_{me}^2}{1 + \mu_1/\mu_2} \right) (1 + \epsilon).$$

Как в случае (5), (17), так и в случае (5), (21), нижняя ветвь  $\Omega_+(k_{\perp})$  спектра рассмотренной щелевой магнитозвуковой волны при условии  $2d \rightarrow \infty$  совпадает с найденными выше выражениями для спектра поверхностной магнитозвуковой SH-волны, бегущей соответственно как вдоль механически свободной, так и акустически сплошной границы раздела

антиферромагнитного и сверхпроводящего полупространств. При этом для сравнения со случаем (5), (17) в соотношениях (5), (6) необходимо считать, что  $\beta = 1$ , а со случаем (5), (21) —  $\beta = 0$ .

Анализ показывает, что как в случае (15)–(17), так и в случае (19)–(21) спектр исследованной выше щелевой магнитоупругой SH-волны для структуры антиферромагнетик–немагнетик–антиферромагнетик тесно связан со спектром поверхностной волны, формирующейся в структуре немагнетик–антиферромагнетик–немагнетик.

## 5. СПЕКТР ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТОЗВУКОВОЙ SH-ВОЛНЫ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛАСТИНЕ

Рассмотрим антиферромагнитную (среда 1) пластину толщиной  $2d$ , считая, что обе ее поверхности ( $x = \pm d$ ) имеют сплошной акустический контакт с немагнитным (среда 2) полупространством ( $x > d$  и  $x < -d$ ) при условии, что по-прежнему  $\mathbf{n}||x$ ,  $\mathbf{k} \in xy$ ,  $\mathbf{l}||\mathbf{u}||z$ . Соответствующая система граничных условий имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{ix1} &= \sigma_{ix2}, \\ \mathbf{u}_1 &= \mathbf{u}_2, \end{aligned} \right\} x = \pm d, \quad \mathbf{u}_2(x \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0, \quad (22)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n} &= \mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{n} \\ \phi_2(x \rightarrow \pm\infty) &\rightarrow 0. \end{aligned} \right\} (x = \pm d), \quad (23)$$

С учетом (5) решение такой краевой задачи при  $-d \leq x \leq d$  можно искать в виде

$$\left. \begin{aligned} u_{z1} &= [u_+ \exp(-\alpha_1 k_{\perp} x) + u_- \exp(\alpha_1 k_{\perp} x)] \times \\ &\times \exp(i\omega t - ik_{\perp} y), \\ \phi_1 &= [\phi_+ \exp(-k_{\perp} x) + \phi_- \exp(k_{\perp} x)] \times \\ &\times \exp(i\omega t - ik_{\perp} y), \end{aligned} \right\} (24)$$

при  $x > d$  —

$$\left. \begin{aligned} u_{z2} &= u_0 \exp(-\alpha_2 k_{\perp} x) \exp(i\omega t - ik_{\perp} y), \\ \phi_2 &= \phi_0 \exp(-k_{\perp} x) \exp(i\omega t - ik_{\perp} y) \end{aligned} \right\}$$

и при  $x < -d$  —

$$\left. \begin{aligned} u_{z2} &= u_0 \exp(\alpha_2 k_{\perp} x) \exp(i\omega t - ik_{\perp} y), \\ \phi_2 &= \phi_0 \exp(k_{\perp} x) \exp(i\omega t - ik_{\perp} y). \end{aligned} \right\}$$

В результате расчет спектра сдвиговых магнитоупругих волн показывает, что в данном случае возможно одновременное и независимое распространение с одним и тем же волновым числом  $k_{\perp}$  двух

типов нормальных магнитоупругих волн SH-типа, в которых распределение вектора упругих смещений  $\mathbf{u} \parallel \mathbf{l} \parallel z$  может быть симметричным или антисимметричным относительно срединной плоскости пластины  $x = 0$  ( $\lambda < 2d$  — глубина проникновения магнитного поля в немагнитную сверхпроводящую среду,  $\bar{a} \equiv \mu_2 \alpha_2 / \mu_1$ ):

$$u_+ = u_-, \quad \phi_+ = -\phi_-, \\ [\bar{c}_{55} \alpha_1 \operatorname{th}(\alpha_1 k_\perp d) + \bar{a}] [\mu_{xx} \operatorname{cth}(k_\perp d) + \beta] + \epsilon \omega_{me}^2 \omega^2 / \Delta^2 = 0, \quad (25)$$

$$u_+ = -u_-, \quad \phi_+ = \phi_-, \\ [\bar{c}_{55} \alpha_1 \operatorname{cth}(\alpha_1 k_\perp d) + \bar{a}] [\mu_{xx} \operatorname{th}(k_\perp d) + \beta] + \epsilon \omega_{me}^2 \omega^2 / \Delta^2 = 0. \quad (26)$$

Из (25), (26) следует, что в коротковолновом пределе ( $\alpha_{1,2} \rightarrow 1$ ) спектр щелевых магнитоупругих SH-волн для акустически сплошной структуры антиферромагнетик–сверхпроводник–антиферромагнетик совпадает со спектром поверхностных магнитоупругих SH-волн, распространяющихся вдоль акустически сплошной структуры немагнетик–антиферромагнетик–немагнетик. При этом такое соответствие сохраняется как в случае, когда все поверхности раздела механически свободные,  $\mu_2 = 0$ , (15)–(17), так и в случае  $\beta / \mu_2 \rightarrow 0$ , (19)–(21), когда обе структуры являются акустически сплошными.

До сих пор весь анализ был проведен в пренебрежении эффектом пространственной дисперсии, который в магнитной среде обусловлен, в первую очередь, неоднородным обменным взаимодействием ( $\delta_* > 0$  — константа неоднородного обменного взаимодействия). В результате при расчете спектра поверхностных магнитозвуковых SH-фононов в плотности термодинамического потенциала (1) не учитывалось слагаемое  $0.5 \delta_* (\nabla \mathbf{l})^2$  (считается, что при  $|\mathbf{H}_0| = 0$  в обменно-коллинеарном антиферромагнетике  $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$ ). Одновременный учет магнитодипольного, магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий приводит к существенному усложнению соответствующей граничной задачи, поскольку приходится наряду с упругими и электродинамическими граничными условиями учитывать также и индуцированные обменом добавочные граничные условия, определяющие поведение магнитного момента на поверхности магнитной среды.

Результаты анализа влияния неоднородного обменного взаимодействия на условия формирования и дисперсионные свойства поверхностных магнитозвуковых SH-волн для антиферромагнетика, у которого температура Нееля  $T_N$  ниже, чем температура Дебая  $T_D$ , изложены в следующем разделе.

## 6. ЭФФЕКТЫ НЕОДНОРОДНОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Пренебрегая эффектами поверхностной магнитной реконструкции, в качестве добавочных граничных условий в данной работе выберем обменные граничные условия Радо–Уиртмена [27], что соответствует поверхности магнетика ( $x = 0$ ) с полностью свободными спинами:

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{l}}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{\mathbf{m}}}{\partial x} = 0, \quad x = 0, \\ \tilde{l}(x \rightarrow -\infty) \rightarrow 0, \quad \tilde{m}(x \rightarrow -\infty) \rightarrow 0 \quad (27)$$

(здесь  $\tilde{\mathbf{m}}$  и  $\tilde{\mathbf{l}}$  описывают соответственно малые отклонения векторов ферромагнетизма  $\mathbf{m}$  и антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  от равновесных ориентаций).

Если по-прежнему  $\mathbf{n} \parallel x$ ,  $\mathbf{k} \in xy$ ,  $\mathbf{l} \parallel \mathbf{u} \parallel z$ , то учет в (1) дополнительного слагаемого  $0.5 \delta_* (\nabla \mathbf{l})^2$ , индуцированного неоднородным обменным взаимодействием, показывает, что в этом случае соответствующее характеристическое уравнение существенно усложняется:

$$\{ [s_{1t}^2 (k_\perp^2 - q^2) - \omega^2] [\Delta + c^2 (k_\perp^2 - q^2)] - \omega_{me}^2 - \omega^2 \omega_{me}^2 \} [\Delta + c^2 (k_\perp^2 - q^2)] [k_\perp^2 - q^2] = 0, \quad (28)$$

где  $k_x^2 \equiv -q^2$ ,  $k_y^2 \equiv k_\perp^2$ ,  $c^2 = g^2 M_0^2 \delta \delta_*$ . Из (28) следует, что наличие пространственной дисперсии ( $\delta_* \neq 0$ ) приводит к формированию дополнительных парциальных волн (двух для легкоосного антиферромагнетика), участвующих в формировании нормальной магнитозвуковой SH-волны. В результате при  $\delta_* \neq 0$  распространяющаяся в легкоосном антиферромагнетике сдвиговая магнитозвуковая волна с  $\mathbf{u} \parallel \mathbf{l} \parallel z$ ,  $\mathbf{k} \in xy$ ,  $\mathbf{n} \parallel x$  является четырехпарциальной волной.

Расчет показывает, что в случае (28) при  $\delta_* \neq 0$  (уже без учета диссипации) закон дисперсии поверхностной SH-моды  $\Omega_s(k_\perp)$ , определяемый из (3), (4), (27) или (9), (10), (27) в зависимости от типа акустического контакта на границе раздела магнитной и немагнитной сред, будет иметь как действительную  $\Omega_{sR}(k_\perp)$ , так и мнимую  $\Omega_{sI}(k_\perp)$  части:

$$\Omega_s(k_\perp) = \Omega_{sR}(k_\perp) + i \Omega_{sI}(k_\perp), \quad \operatorname{Im} \Omega_{sR,I}(k_\perp) = 0.$$

При  $\delta_* \rightarrow 0$

$$\Omega_{sI}(k_\perp) \rightarrow 0, \quad \Omega_{sR}(k_\perp) \rightarrow \Omega_s(k_\perp).$$

Это говорит о том, что в случае магнитного полупространства при  $\delta_* \neq 0$  рассматриваемая поверхностная магнитозвуковая SH-волна превращается в

вытекающую (leaky) волну. Как следует из (28), физический механизм вытекания данной поверхностной моды связан с тем, что существование пространственной дисперсии в магнитной среде (неоднородного обменного взаимодействия) приводит к появлению дополнительных парциальных волн, участвующих в формировании нормальной сдвиговой магнитозвуковой волны. Одна из этих дополнительных парциальных волн в области существования «безобменной» ( $\delta_* \rightarrow 0$ ) поверхностной магнитозвуковой SH-волны (5), (6) или (5), (11) является волной тригонометрического типа, что ведет к перекачке энергии из бегущей вдоль границы раздела магнитной и немагнитной сред поверхностной магнитозвуковой SH-моды вглубь магнитного материала.

С ростом волнового числа  $k_\perp$  вклад обменного механизма в динамические свойства магнитной среды возрастает, и в коротковолновом пределе дисперсионные кривые для спектра поверхностной магнитозвуковой SH-волны всегда будут отвечать волне прямого типа ( $\partial\Omega_{sR}(k_\perp)/\partial k_\perp > 0$ ). В частности, в случае легкоосного антиферромагнетика при  $\delta_* \neq 0$  выражение для  $\Omega_{sR}(k_\perp)$  в эластостатическом пределе ( $\omega/s_{1t} \ll k_\perp$ ) по-прежнему будет определяться выражениями (5) и (6) с учетом замены  $\omega_0^2 \rightarrow \omega_0^2 + c^2 k_\perp^2$ . В результате на механически свободной границе раздела легкоосного антиферромагнетика и сверхпроводника на дисперсионной кривой исследуемого типа поверхностной магнитозвуковой SH-волны при  $\delta_* \neq 0$  уже в пренебрежении эффектом акустического запаздывания возможно формирование минимума при  $k_\perp \neq 0$ , если лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник  $\lambda$  отлична от нуля (т.е.  $\beta \equiv \text{th}(k_\perp \lambda) \neq 0$  в (4)).

Однако этим не исчерпываются эффекты, связанные с влиянием пространственной дисперсии магнитной среды (неоднородного обменного взаимодействия) на спектр и условия формирования рассматриваемого типа поверхностной магнитозвуковой SH-волны. Как показывает анализ, учет в (1) наличия неоднородного обменного взаимодействия ( $0.5\delta_*(\nabla\mathbf{I})^2$ ) может быть принципиально важным и для трансформации особой объемной магнитозвуковой SH-волны в сдвиговую поверхностную волну, бегущую вдоль механически свободной границы магнитоупорядоченного кристалла.

В качестве примера рассмотрим полуограниченный легкоосный антиферромагнетик (1) с механически свободной поверхностью (3). Пусть вектор нормали к поверхности  $\mathbf{n}$  коллинеарен легкой оси антиферромагнетика  $z$  и сагиттальная плоскость

совпадает с плоскостью  $xz$  ( $\mathbf{k} \in xz$ ). Расчет показывает, что в такой геометрии в пренебрежении пространственной дисперсией магнитной среды ( $\delta_* \rightarrow 0$ ) формирование поверхностной магнитозвуковой SH-волны ( $\mathbf{u}||y$ ) за счет гибридизации магнитодипольного и магнитоупругого взаимодействий невозможно. Будем считать, что для механически свободной поверхности  $z = 0$  одновременно с добавочными (обменными) граничными условиями (27) выполняются также упругие граничные условия (3) и электродинамические граничные условия (4)<sup>2</sup>, в которых  $\beta = \infty$ . О возможных физических механизмах реализации такого электродинамического условия см., например, [20]. Если  $\mathbf{k} \in xz$ ,  $\mathbf{l}||z$ ,  $\mathbf{u}||y$ , то соответствующее дисперсионное уравнение определяется соотношением

$$(s_{1t}^2 \mathbf{k}^2 - \omega^2) \left( \Delta + c^2 \mathbf{k}^2 + \frac{\omega^2 k_x^2}{\mathbf{k}^2 + \epsilon k_x^2} \right) - \omega_{me}^2 s_{1t}^2 k_z^2 = 0. \quad (29)$$

Из совместного анализа (29) и (13) следует, что при  $\mathbf{n}||z$  в выбранной геометрии без учета неоднородного обменного взаимодействия ( $\delta_* \rightarrow 0$ ) для  $\beta = \infty$  имеет место скольжение вдоль поверхности магнитного кристалла однородной объемной магнитозвуковой SH-волны ( $\mathbf{u}||y$ ) и, следовательно, локализация сдвиговой магнитодипольно-активной волны на механически свободной поверхности антиферромагнетика в этом случае невозможна. Если же учесть наличие пространственной дисперсии в исследуемой магнитной среде ( $\delta_* \neq 0$  в (29) и дополнительное граничное условие (27)), то расчет показывает, что влияние неоднородного обмена приводит к невозможности распространения вдоль поверхности с  $\mathbf{n}||z$  и  $\beta = \infty$  объемной однородной двухпарциальной магнитозвуковой SH-волны ( $\mathbf{u}||y$ ,  $\mathbf{l}||z$ ,  $\mathbf{k} \in xz$ ). Это является необходимым условием для формирования в магнитной среде ( $z < 0$ ) трехпарциальной сдвиговой поверхностной магнитозвуковой волны. В результате пространственная структура, например, вектора упругих смещений  $\mathbf{u}||y$  в такой волне может быть представлена в виде

$$u_{y1} = \sum_{i=1}^3 A_i \exp(q_i z) \exp(i\omega t - ik_\perp x), \quad (30)$$

где  $q_{1-3}$  ( $k_\perp^2 \equiv k_y^2$ ) — только те из шести корней уравнения (29), которые удовлетворяют условию локали-

<sup>2</sup> Для данного случая необходимо в (3), (4) и (27) произвести замены  $x \rightarrow z$ ,  $u_z \rightarrow u_y$ .

зации рассматриваемой SH-волны вблизи поверхности антиферромагнетика:

$$u_{y1}(z \rightarrow -\infty) \rightarrow 0, \quad \phi_1(z \rightarrow -\infty) \rightarrow 0,$$

$$\tilde{l}_y(z \rightarrow -\infty) \rightarrow 0, \quad \tilde{m}_x(z \rightarrow -\infty) \rightarrow 0.$$

Это дает возможность на основе (29), (30) изучить влияние неоднородного обменного взаимодействия на степень локализации бегущей магнитозвуковой SH-волны вблизи поверхности антиферромагнитного кристалла ( $z = 0$ ), считая частоту  $\omega$  и волновое число  $k_\perp$  заданными внешними параметрами. Из (29) следует, что в эластостатическом пределе ( $\omega/s_{1t} \ll k_\perp$ ) с точностью до  $\epsilon^2 \ll 1$  имеем  $q_1^2 \approx (1 + \epsilon)k_\perp^2$ , а  $q_{2,3}^2$  являются корнями уравнения

$$q^4 - P_1 q^2 + P_2 = 0, \quad (31)$$

где

$$P_1 = \frac{1}{c^2} (\omega_0^2 + 2c^2 k_\perp^2 - \omega^2),$$

$$P_2 = \frac{k_\perp^2}{c^2} [\omega_0^2 + c^2 k_\perp^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2(1 - \epsilon)].$$

Совместный анализ уравнений (30), (31) показывает, что в зависимости от величины частоты  $\omega$  и волнового числа  $k_\perp$  возможно формирование двух типов распространяющихся трехпарциальных поверхностных магнитозвуковых SH-волн, различающихся характером своей пространственной локализации вблизи поверхности антиферромагнитного кристалла:

I. поверхностная магнитозвуковая SH-волна ( $q_{1-3}^2 > 0$ )

$$k_1 < k_\perp, \quad \omega_+^2(k_\perp) < \omega^2 < \frac{\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k_\perp^2}{1 - \epsilon}, \quad (32)$$

$$0 < k_\perp < k_2, \quad \omega^2 < \omega_-^2(k_\perp);$$

II. обобщенная поверхностная магнитозвуковая SH-волна ( $q_1^2 > 0, q_2^2 = (q_3^2)^*$ , звездочка обозначает комплексное сопряжение)

$$\omega_-^2(k_\perp) < \omega^2 < \omega_+^2(k_\perp); \quad (33)$$

III. объемная магнитозвуковая SH-волна типа A ( $q_1^2 > 0, q_{2,3}^2 < 0$ )

$$0 < k_\perp < k_1,$$

$$\omega_+^2(k_\perp) < \omega^2 < \frac{\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k_\perp^2}{1 - \epsilon}, \quad (34)$$

IV. объемная магнитозвуковая SH-волна типа B ( $q_{1,2}^2 > 0, q_3^2 < 0$ )

$$(\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k_\perp^2)/(1 - \epsilon) < \omega^2. \quad (35)$$

Здесь  $\omega_\pm^2(k_\perp)$  — положительные корни уравнения  $P_1^2 = 4P_2$ , а  $k_{1,2}$  определяются соотношениями

$$k_1^2 \equiv (\epsilon\omega_0^2 + \omega_{me}^2)/(1 - 2\epsilon), \quad \omega_-^2(k_2) = 0.$$

Из анализа выражений (30)–(33) следует, что в рассматриваемой геометрии ( $\mathbf{u} \parallel y, \mathbf{k} \in xz, \mathbf{n} \parallel z$ ) одной из характерных особенностей спектра магнитозвуковых SH-волн, индуцированных учетом неоднородного обмена, является, в частности, наличие на плоскости параметров  $\omega$  и  $k_\perp$  «высокочастотных» и «низкочастотных» зон существования сдвиговых поверхностных магнитозвуковых волн.

Пользуясь соотношениями (30)–(33), теперь можно перейти к более подробному исследованию возможности формирования за счет неоднородного обменного взаимодействия сдвиговой трехпарциальной поверхностной магнитозвуковой волны с  $\mathbf{k} \in xz, \mathbf{u} \perp \parallel z, \mathbf{n} \parallel z$  вблизи механически свободной поверхности антиферромагнетика (см. (3), (4) с  $\beta = \infty$ ). Расчет показывает, что спектр данной трехпарциальной сдвиговой магнитозвуковой волны может быть найден в явном виде, если ограничиться эластостатическим приближением. Соответствующее дисперсионное уравнение имеет вид

$$q_2^2 + q_3^2 + q_2 q_3 - k_\perp^2 = 0. \quad (36)$$

Отсюда следует, что с учетом (30), (31) закон дисперсии поверхностной магнитозвуковой SH-волны, индуцированной неоднородным обменным взаимодействием, определяется следующим выражением:

$$\Omega_s^2(k_\perp) = 0.5N_1 + \sqrt{0.25N_1^2 - N_2}, \quad (37)$$

где

$$N_1 = 2\omega_0^2 + c^2 k_\perp^2 (1 - \epsilon),$$

$$N_2 = (\omega_0^2 + c^2 k_\perp^2)^2 - c^2 k_\perp^2 (\omega_0^2 + c^2 k_\perp^2 + \omega_{me}^2).$$

Сопоставление (36), (37) с соотношениями (32), (33) показывает, что если  $0 < k_\perp < k_{**}$  (с помощью (32)–(37)  $k_{**}$  определяется из уравнения  $\Omega_s^2(k_{**}) = \omega_+^2(k_\perp)$ ), то рассматриваемая сдвиговая поверхностная мода является трехпарциальной обобщенной поверхностной магнитозвуковой SH-волной ( $q_1^2 > 0, q_2^2 = (q_3^2)^*$ ), дисперсионная кривая которой при  $k_\perp = k_{**}$  переходит в трехпарциальную поверхностную магнитозвуковую SH-волну ( $q_{1-3}^2 > 0$ ). Из (36), (37) следует, что без учета неоднородного обменного взаимодействия ( $\delta_* \rightarrow 0$ ) данный тип локализованных магнитоупругих возбуждений не реализуется.

Этот вывод может быть подтвержден и путем расчета коэффициента отражения  $R$  сдвиговой упругой волны ( $\mathbf{u}||y, \mathbf{k} \in xz$ ) от поверхности антиферромагнетика (26) с  $\mathbf{n}||z$  и граничными условиями (3), (27) и (4) при  $\beta = \infty$ . В частности, если  $k_z \rightarrow 0$ , то  $R \rightarrow -1$  для  $\delta_* \neq 0$  и  $R \rightarrow 1$  для  $\delta_* = 0$ .

Анализ показывает, что для легкоосного антиферромагнетика (29) при учете эффекта пространственной дисперсии среды (неоднородного обменного взаимодействия) условия формирования поверхностной магнитозвуковой SH-волны оказываются связанными не только с амплитудными характеристиками падающей и отраженной сдвиговых нормальных магнитозвуковых волн (коэффициентом отражения), но и с локальной геометрией ее изочастотной поверхности, построенной в эластостатическом приближении.

В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную модель легкоосного антиферромагнетика (1) при условии, что  $\mathbf{u}||y, \mathbf{k} \in xz$  и  $\mathbf{n}||z$ . В этом случае в пренебрежении акустическим запаздыванием ( $\omega/(s_{1t}k_{\perp}) \rightarrow 0$ ) форма сечения в  $\mathbf{k}$ -пространстве изочастотной ( $\omega = \text{const}$ ) поверхности нормальной магнитозвуковой SH-волны неограниченного кристалла ( $\tilde{l}_y, \tilde{m}_x, u_y \neq 0$ ) сагиттальной плоскостью  $xz$  определяется из (29) уравнением вида ( $\text{tg } \theta = k_x/k_z$ )

$$c^2 k^2 = \omega^2 \left( 1 - \frac{\epsilon \sin^2 \theta}{1 + \epsilon \sin^2 \theta} \right) - \omega_0^2 - \omega_{me}^2 \sin^2 \theta. \quad (38)$$

Расчет показывает, что с учетом (32)–(35) условие, при выполнении которого на исследуемой кривой (38) имеет место формирование участков с отрицательной гауссовой кривизной, может быть представлено в виде

$$\omega^2 < \frac{\omega_0^2 + c^2 k_1^2 + \omega_{me}^2}{1 - \epsilon}. \quad (39)$$

Из (39) следует, что для (38) участок с максимальной отрицательной гауссовой кривизной реализуется при  $\theta = \pi/2$  (рис. 2). Сопоставляя этот результат с условиями существования найденной выше с учетом неоднородного обменного взаимодействия поверхностной магнитозвуковой SH-волны, можно сделать вывод, что наличие участка с отрицательной кривизной на кривой (38) является необходимым условием для трансформации этого типа нормального колебания в соответствующую поверхностную магнитозвуковую SH-волну. При этом требуется, чтобы направление нормали  $\mathbf{n}$  к поверхности магнетика было перпендикулярно направлению, в котором имеет место формирование указанного участка с максимальной отрицательной кривизной.

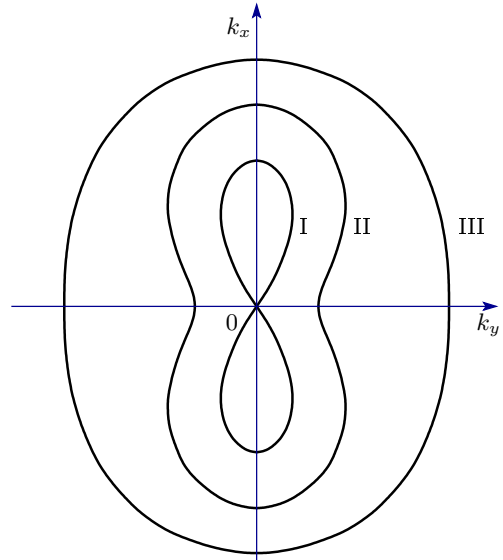


Рис. 2. Структура поверхности волновых векторов нормальной магнитозвуковой SH-волны в легкоосном антиферромагнетике (38): I —  $\omega_0^2 < \omega^2 < (\omega_0^2 + \omega_{me}^2)/(1 - \epsilon)$ ; II —  $(\omega_0^2 + \omega_{me}^2)/(1 - \epsilon) < \omega^2 < (\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k_1^2)/(1 - \epsilon)$ ; III —  $\omega^2 > (\omega_0^2 + \omega_{me}^2 + c^2 k_1^2)/(1 - \epsilon)$

Следует отметить, что для заданной геометрии ( $\mathbf{n}||z, \mathbf{u}||y, \mathbf{k} \in xz$ ) гибридизация магнитодипольного, магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий может приводить к возможности локализации вблизи поверхности рассматриваемого антиферромагнетика (1) магнитозвуковой SH-волны даже в том случае, когда поверхность жестко закреплена. Пусть по-прежнему антиферромагнитная среда занимает нижнее полупространство ( $z < 0$ ), на поверхности которого выполнена следующая система граничных условий:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\mathbf{l}}}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{m}}{\partial z} = 0, \\ u_{y1} = 0, \\ \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n} = -\beta k_{\perp} \phi_1, \end{aligned} \right\} z = 0, \quad (40)$$

$$u_{y1}(z \rightarrow -\infty), \quad \phi_1(z \rightarrow -\infty).$$

Так как для изучаемой сдвиговой волны дисперсионное уравнение по-прежнему определяется соотношением (29), то, следовательно, и в этом случае изучаемая поверхностная волна является трехпарциальной (30). Расчет показывает, что в коротковолновом пределе и при условии, что  $\beta \ll 1$  в (40), спектр бегущей вдоль поверхности исследуемого антиферро-

магнетика магнитозвуковой SH-волны может быть представлен в виде

$$\Omega_s^2(k_\perp) \approx (\omega_0^2 + c^2 k_\perp^2 + \omega_{me}^2)(1 + \epsilon) - \frac{\epsilon^2 \beta^2}{c^2 k_\perp^2} (\omega_0^2 + c^2 k_\perp^2 + \omega_{me}^2)^2. \quad (41)$$

С помощью (32)–(35) можно убедиться, что этот тип колебаний отвечает сдвиговой поверхностной трехпарциальной ( $q_{1-3}^2 > 0$ ) волне.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе определены условия, при выполнении которых магнитоупругий механизм линейной связи между колебаниями магнитоэластического потенциала  $\phi$  и решетки может приводить уже в нулевом внешнем магнитном поле к формированию сдвиговой поверхностной магнитозвуковой волны нового типа как вблизи механически свободной, так и вблизи акустически сплошной границы раздела между одноосным антиферромагнетиком и немагнитной средой. При этом, в частности, показано, что

1) для механически свободной границы раздела между одноосным антиферромагнетиком и идеальным сверхпроводником формирование этого типа поверхностной сдвиговой волны невозможно при учете только магнитоупругого или только магнитодипольного взаимодействия;

2) проводящие свойства немагнитной среды могут существенно повлиять на структуру спектра найденного типа поверхностной магнитозвуковой SH-волны;

3) в легкоосном антиферромагнетике этот тип поверхностной волны является магнитодипольно-активным только на поверхности магнитного кристалла, но не в его объеме;

4) в случае жесткого контакта антиферромагнитной и немагнитной сред формирование поверхностной SH-волны с учетом магнитоупругого взаимодействия возможно уже в пренебрежении магнитодипольным взаимодействием;

5) существует связь между условиями формирования найденных типов поверхностных магнитозвуковых SH-волн и условиями скольжения вдоль поверхности магнетика сдвиговой объемной магнитозвуковой волны;

6) условия отражения нормальной магнитозвуковой SH-волны от поверхности антиферромагнетика существенно зависят как от частоты и волнового числа падающей волны, так и от проводящих и

упругих (в случае жесткого контакта) свойств граничащей немагнитной среды;

7) в коротковолновом (эластостатическом) пределе спектр щелевой магнитозвуковой SH-волны для структуры антиферромагнетик–немагнетик–антиферромагнетик совпадает со спектром сдвиговой поверхностной магнитозвуковой волны, бегущей вдоль антиферромагнитной пластины в структуре немагнетик–антиферромагнетик–немагнетик;

8) последовательный учет в антиферромагнетике эффекта пространственной дисперсии, индуцированного неоднородным обменным взаимодействием, может приводить к формированию как вытекающей, так и поверхностной трехпарциальной магнитозвуковой SH-волны, в частности даже в том случае, когда поверхность магнетика жестко закреплена;

9) анализ локальной геометрии поверхности волновых векторов нормальной объемной магнитозвуковой SH-волны антиферромагнитного кристалла дает возможность определить необходимые условия, при выполнении которых вблизи границы раздела магнитной и немагнитной сред возможно формирование и распространение поверхностной трехпарциальной магнитозвуковой SH-волны.

Несмотря на то что в данной работе мы рассматривали модель одноосного антиферромагнетика с изотропным магнитоупругим и упругим взаимодействиями, несложно убедиться, что все приведенные результаты качественно не изменятся и для случая, когда антиферромагнитный кристалл является кубическим, тетрагональным или гексагональным, при условии, что в коллинеарной фазе равновесный вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  направлен вдоль оси высокого порядка, а в случае кубического антиферромагнетика — вдоль ребра куба. Кроме того, все указанные решения остаются в силе, если упругие граничные условия на поверхности раздела антиферромагнитной и немагнитной сред (3) соответствуют не механически свободной границе, а границе типа скольжения [28].

Автор выражает глубокую благодарность В. Е. Тарасенко и В. М. Юрченко за поддержку идеи данной работы и плодотворные обсуждения

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Гуляев, И. Е. Дикштейн, В. Г. Шавров, УФН **167**, 735 (1997).
2. J. P. Parekh, Electron. Lett. **5**, 322 (1969).

3. Ю. В. Гуляев, Ю. А. Кузавко, И. Н. Олейник, В. Г. Шавров, ЖЭТФ **87**, 674 (1984).
4. М. И. Каганов, Ю. А. Косевич, Поверхность **6**, 148 (1986).
5. Ю. А. Косевич, Е. С. Сыркин, ФТТ **28**, 248 (1986).
6. P. Chadwick and G. D. Smith, Adv. Appl. Mech. **17**, 303 (1977).
7. Е. Лоте, В. И. Альшиц, Кристаллография **22**, 906 (1977).
8. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, Кристаллография **24**, 1122 (1979).
9. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, Кристаллография **30**, 213 (1985).
10. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, УФН **140**, 429 (1983).
11. R. E. Camley and A. A. Maradudin, Appl. Phys. Lett. **38**, 610 (1981).
12. С. В. Тарасенко, ФТТ **42**, 694 (2000).
13. J. Barnas, Acta Phys. Polon. A **59**, 449 (1981).
14. R. E. Camley and D. L. Mills, Phys. Rev. B **26**, 1280 (1982).
15. B. Luthi, D. L. Mills, and R. E. Camley, Phys. Rev. B **28**, 1475 (1983).
16. А. Л. Сукстанский, С. В. Тарасенко, ЖЭТФ **105**, 928 (1994).
17. С. В. Тарасенко, ФТТ **40**, 299 (1998).
18. В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, УФН **155**, 593 (1988).
19. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, ЖЭТФ **106**, 663 (1994).
20. V. I. Alshits, A. N. Darinskii, and J. Lothe, Wave Motion **16**, 265 (1992).
21. R. E. Camley, Surf. Sci. Rep. **7**, 103 (1987).
22. K. Abraha and D. R. Tilley, Surf. Sci. Rep. **24**, 125 (1996).
23. М. К. Балакирев, И. А. Гилинский, *Волны в пьезокристаллах*, Наука, Новосибирск (1982).
24. Ю. А. Косевич, Е. С. Сыркин, Кристаллография **33**, 1347 (1988).
25. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Наука, Москва (1973).
26. Л. М. Лямшев, Н. С. Шевяков, Акуст. ж. **21**, 951 (1975).
27. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
28. В. А. Красильников, В. В. Крылов, *Введение в физическую акустику*, Наука, Москва (1984).