

Особенности распространения сдвиговой упругой волны в акустической сверхрешетке типа магнетик–идеальный диамагнетик: коэффициент отражения

© О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.М. Юрченко

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,
83114 Донецк, Украина

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

(Поступила в Редакцию 14 августа 2003 г.)

В окончательной редакции 4 февраля 2004 г.)

Изучено влияние неоднородного обменного взаимодействия на условия отражения сдвиговой упругой волны от поверхности ограниченной магнитной сверхрешетки, состоящей из ферромагнитных и сверхпроводящих слоев.

1. Введение

Традиционно композитные структуры типа магнетик–немагнетик, обладающие дополнительной трансляционной симметрией, рассматриваются с точки зрения их электродинамических свойств (магнитные фотонные кристаллы), поскольку в них пространственную модуляцию испытывают электродинамические свойства композитной среды [1]. Однако в том случае, когда входящая в состав магнитного фотонного кристалла немагнитная среда 2 — идеальный сверхпроводник ($\lambda/d \rightarrow 0$, λ — лондоновская глубина проникновения, d — толщина сверхпроводящего слоя), распространение электромагнитных волн вдоль нормали к границе раздела сред в такой структуре становится невозможным; при наличии акустического контакта упругое межслоевое взаимодействие в первую очередь будет определять спектр коллективных возбуждений данной композитной магнитной среды. Поскольку в этом случае пространственную модуляцию испытывают не только электродинамические, но и упругие свойства композитной среды [1], сверхрешетка типа магнетик–идеальный диамагнетик может служить простейшим примером одномерного магнитного фононного кристалла. Последовательное изучение его высокочастотных свойств требует в первую очередь корректного учета магнитоупругого взаимодействия, но до сих пор подобные структуры исследовались, как правило, только с точки зрения сосуществования магнитного и сверхпроводящего состояний [2,3].

В общем случае решение такой задачи должно проводиться на основе метода T -матрицы [4], а для гиротропной магнитной среды это требует применения квадратных матриц, как минимум, четвертого порядка даже для одномерной акустической магнитной сверхрешетки. Данная задача еще более усложняется тем обстоятельством, что динамические свойства магнитной среды характеризуются достаточно сильно пространственной дисперсией, что обусловлено наличием в ней неоднородного обменного взаимодействия [5]. Вместе с тем аналитическое изучение резонансных свойств композитной структуры существенно упростится, если огра-

ничиться длинноволновым пределом спектра нормальных колебаний [6,7]. Например, для двухкомпонентной сверхрешетки с элементарным периодом $D = d_1 + d_2$ (d_1, d_2 — толщины слоев) следует считать, что нормальная к границе раздела слоев компонента волнового вектора в каждой из сред (в среде 1 — $k_{\parallel,1}$, в среде 2 — $k_{\parallel,2}$) удовлетворяет следующим условиям:

$$|k_{\parallel,1}| d_1 \ll 1, \quad |k_{\parallel,2}| d_2 \ll 1 \quad (1)$$

(мелкослоистая сверхрешетка [6,7]), а частота ω — неравенству

$$\omega \ll \min(s_{1,2}\pi/d_2, s_{2,1}\pi/d_1), \quad (2)$$

где $s_{1,2}$ — скорость распространения сдвиговой упругой волны в неограниченной среде 1 или 2.

В этом пределе динамика одномерного фотонфононного кристалла может быть изучена в рамках метода эффективной среды, поскольку в области частот ω и волновых чисел k_{\perp} , удовлетворяющих неравенствам (1), (2), можно рассматривать сверхрешетку как некоторую гипотетическую пространственно однородную среду, характеризующуюся усредненными по периоду сверхрешетки (с учетом межслоевых электродинамических и упругих граничных условий) величинами

$$\langle A \rangle \equiv (A_1 d_1 + A_2 d_2)/D. \quad (3)$$

Здесь $A_{1,2}$ — любая физическая величина, относящаяся к среде 1 или 2, $\langle A \rangle$ — ее значение, усредненное по периоду сверхрешетки D [4,6,7].

С точки зрения возможных практических приложений фононных кристаллов особый интерес представляет вопрос о характере отражения объемной упругой волны, падающей на внешнюю поверхность сверхструктуры, однако до сих пор ответ на него для магнитного фононного кристалла типа магнетик–идеальный диамагнетик оставался открытым.

В связи с этим в данной работе на основе последовательного учета магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий изучены особенности отражения объемной упругой SH-волны, падающей из глубины магнитной сверхрешетки типа ферромагнетик–идеальный сверхпроводник на ее поверхность.

2. Основные соотношения

Рассмотрим акустическую магнитную двухкомпонентную сверхрешетку, которая представляет собой систему эквидистантных идентичных ферромагнитных (ФМ) слоев толщиной d_1 (среда 1), акустически связанных со слоями сверхпроводящей среды 2, каждый из которых имеет толщину d_2 . Если эти слои строго чередуются между собой, то вдоль нормали к межслоевой границе n подобная структура будет обладать дополнительной трансляционной симметрией с периодом $D = d_1 + d_2$.

В качестве ФМ-среды будем исследовать модель легкоосного (OZ — легкая ось) ферромагнетика. Для простоты и наглядности расчетов в дальнейшем предположим, что магнитная и немагнитная среды являются по своим упругим и магнитоупругим свойствам изотропными. С учетом этого плотность энергии рассматриваемой модели одноосного ФМ-кристалла W может быть представлена в виде [8]

$$W = 0.5\alpha(\nabla m)^2 - 0.5bm_z^2 - mH_m + \gamma m_i m_k u_{ik} + \lambda_1 u_{ii}^2 + \mu_1 u_{ik}^2, \quad (4)$$

где α, b, γ — соответственно константы неоднородного обмена, легкоосной анизотропии, магнитоупругого взаимодействия, H_m — магнитодипольное поле, λ_1 и μ_1 — коэффициенты Ламэ в магнитной среде, u_{ik} — тензор упругих деформаций. Естественно, что для немагнитной среды (среда 2), входящей в состав рассматриваемой двухкомпонентной магнитной сверхрешетки типа магнетик-сверхпроводник с периодом $D = d_1 + d_2$, соответствующий термодинамический потенциал включает в себя только упругую энергию с коэффициентами Ламэ λ_2 и μ_2 . Таким образом, упругая динамика среды 2 может быть описана с помощью только основного уравнения механики сплошных сред для вектора смещений решетки u , тогда как в случае ФМ-среды (среда 1) замкнутая система динамических уравнений помимо уравнений эластодинамики должна включать также уравнения магнитостатики и уравнения Ландау–Лифшица для вектора ферромагнетизма.

Требование акустической сплошности исследуемой сверхрешетки, идеальности ($\lambda = 0$) диамагнитных свойств среды 2, входящей в ее состав [9], и полностью свободных спинов на границах каждого из магнитных слоев приводит к следующим соотношениям на границе магнитного и немагнитного слоев [5] ($N = 0, 1, 2, \dots$; ξ — текущая координата вдоль нормали к границе раздела слоев n):

$$u_1 = u_2, \quad \xi = d_1 + DN, \quad DN, \quad (5)$$

$$\sigma_{ik}^{(1)} n_k^{(1)} = \sigma_{ik}^{(2)} n_k^{(2)}, \quad \xi = d_1 + DN, \quad DN, \quad (6)$$

$$B_1 n = 0, \quad \xi = d_1 + DN, \quad DN, \quad (7)$$

$$\partial m / \partial \xi = 0, \quad \xi = d_1 + DN, \quad DN. \quad (8)$$

В рамках (1)–(2) последовательный учет граничных условий (5)–(7) приводит к тому, что обсуждаемая

сверхрешетка может рассматриваться как гипотетическая пространственно однородная среда, упругая динамика которой описывается эффективными упругими модулями. Для интересующего нас случая распространения сдвиговой упругой волны с частотой ω и волновым числом k_\perp возможна только одна конфигурация, допускающая ее формирование в бесконечной ФМ-среде, а следовательно, и в акустической магнитной сверхрешетке (4)–(8) рассматриваемого типа: $\mathbf{n} \parallel OX$, $\mathbf{k}_\perp \parallel OY$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{M} \parallel OZ$ (\mathbf{M} — равновесный вектор намагниченности). Если кроме условий (1)–(8) выполнено также соотношение ($c \equiv \alpha g M_0$, g — магнитомеханическое соотношение, M_0 — намагниченность насыщения)

$$\omega \ll \omega_0 + c(\pi/d_1)^2, \quad (9)$$

то для указанной относительной ориентации векторов \mathbf{n} , \mathbf{k}_\perp , \mathbf{m} и \mathbf{u} соответствующие эффективные упругие модули, определяющие закон дисперсии распространяющейся в исследуемой сверхрешетке (5)–(8) нормальной магнитоупругой SH-волны, с учетом динамического магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий могут быть представлены в виде

$$\mathbf{n} \parallel OX, \quad \mathbf{k}_\perp \parallel OY, \quad \mathbf{u} \parallel \mathbf{M} \parallel OZ,$$

$$\bar{c}_{55} = c_{55}^{(1)} c_{55}^{(2)} (\Delta f_2)^{-1}, \quad \Delta \equiv c_{55}^{(1)} + c_{55}^{(2)} f_1 f_2^{-1}.$$

$$\bar{c}_{44} = f_1 c_{44}^{(1)} + f_2 c_{44}^{(2)} - f_1 f_2 (c_{45}^{(1)})^2 \Delta^{-1},$$

$$\bar{c}_{45} = -\bar{c}_{54} = f_1 c_{45}^{(1)} c_{55}^{(2)} \Delta^{-1}, \quad c_{45}^{(1)} = -c_{54}^{(1)} = v_* \mu_1,$$

$$c_{44}^{(1)} = c_{55}^{(1)} = v \mu_1,$$

$$c_{44}^{(2)} = c_{55}^{(2)} = \mu_2 \quad (10)$$

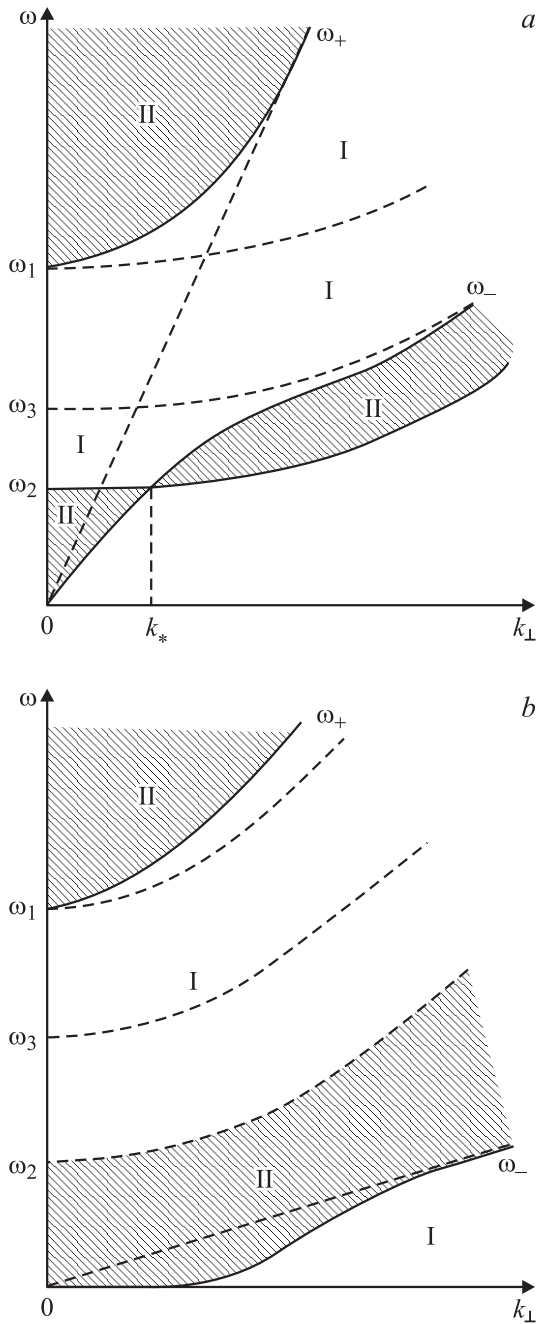
при условии, что

$$v \equiv \frac{(\omega_0 + ck_\perp^2 - \omega_{me})(\omega_0 + ck_\perp^2) - \omega^2}{(\omega_0 + ck_\perp^2)^2 - \omega^2},$$

$$v_* \equiv \frac{\omega \omega_{me}}{(\omega_0 + ck_\perp^2)^2 - \omega^2}. \quad (11)$$

Здесь $\omega_0 = g(H_A + H_{me})$ — частота однородного ФМР в неограниченном ферромагнетике [5], $\omega_{me} = gH_{me}$ — магнитоупругая щель, H_A и H_{me} — соответственно поле одноосной магнитной анизотропии и магнитоупругое поле.

Отметим, что в соотношениях (10), (11) эффекты, связанные с влиянием магнитодипольного взаимодействия, отсутствуют. Это обусловлено тем, что в рамках метода эффективной среды при расчете по формулам (10), (11), в частности, предполагается, что условие (7) выполнено по всей толщине каждой из магнитных пленок, входящих в состав рассматриваемой сверхрешетки. В результате учет магнитодипольного взаимодействия для сверхрешетки типа магнетик-идеальный диамагнетик не дает



Область II — область возможного существования объемных упругих волн SH-типа ($k_{\parallel}^2 > 0$) в мелкослоистой сверхрешетке типа легкоосный ферромагнетик–идеальный сверхпроводник при $\mathbf{k}_{\perp} \perp OY$, $\mathbf{u} \parallel YZ$, $\mathbf{n} \parallel OX$ и $s^2 > 4c\omega_0$ (a), $s^2 < 4c\omega_0$ (b).

дополнительных (кроме магнитоупругого) механизмов формирования пространственной или временной дисперсии упругих модулей (10), (11).

В дальнейшем будем полагать, что $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, и в результате для бесконечной акустической сверхрешетки типа ферромагнетик–сверхпроводник получим, что спектр сдвиговой нормальной SH-волны ($u_z = A \exp(ik_{\parallel}x + ik_{\perp}y - i\omega t)$, A — амплитуда) с учетом магнитоупругого и неоднородного обменного взаи-

модействий описывается соотношением вида ($s_i^2 \equiv \mu/\rho$)

$$\omega^2/s_i^2 = c_{\parallel}k_{\parallel}^2 + c_{\perp}k_{\perp}^2, \quad (12)$$

где

$$c_{\parallel} = c_{55}/\mu = \frac{(\omega_0 + ck_{\perp}^2)(\omega_0 + ck_{\perp}^2 - \omega_{me}) - \omega^2}{(\omega_0 + ck_{\perp}^2)^2 - f_2(\omega_0 + ck_{\perp}^2)\omega_{me} - \omega^2},$$

$$c_{\perp} = \bar{c}_{44}/\mu = \frac{(\omega_0 + ck_{\perp}^2)(\omega_0 + ck_{\perp}^2 - \omega_{me}) - \omega^2 + \omega_{me}^2 f_1 f_2}{(\omega_0 + ck_{\perp}^2)^2 - f_2(\omega_0 + ck_{\perp}^2)\omega_{me} - \omega^2},$$

$$c_* = \bar{c}_{54}/\mu = \frac{f_1 \omega \omega_{me}}{(\omega_0 + ck_{\perp}^2)^2 - f_2(\omega_0 + ck_{\perp}^2)\omega_{me} - \omega^2}. \quad (13)$$

Пользуясь (12), (13), можно получить уравнение, определяющее нормальную к поверхности компоненту волнового вектора $k_{\parallel}^2 \equiv -\alpha^2 k_{\perp}^2$ исследуемой сдвиговой упругой волны как функцию ее частоты ω и волнового числа k_{\perp} ,

$$\alpha^2 = \frac{c_{\perp} - \omega^2/s_i^2 k_{\perp}^2}{c_{\parallel}} > 0. \quad (14)$$

Таким образом, в приближении эффективной среды (1)–(3), (9) SH-волна с учетом неоднородного обменного и магнитоупругого взаимодействия представляет собой однопарциальное возбуждение. Как следствие, в том случае, когда рассматриваемая сверхрешетка является полуограниченной и занимает верхнее полупространство $x > 0$, пространственная структура поля вектора упругих смещений решетки $\mathbf{u} \perp \mathbf{n}$ в нормальной SH-волне ($\mathbf{u} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{n} \parallel OX$), падающей на поверхность сверхрешетки из ее глубины, определяется на основе (10)–(14) соотношением вида

$$u_z = [A_- \exp(-ik_{\parallel}x) + A_+ \exp(ik_{\parallel}x)] \exp(i\omega t - ik_{\perp}y). \quad (15)$$

При этом падающая волна будет объемной, только если $k_{\parallel}^2 > 0$. Расчет показывает, что для рассматриваемой геометрии это возможно, только если частота ω и волновое число k_{\perp} сдвиговой упругой волны в сверхрешетке удовлетворяют одному из следующих соотношений:

$$\begin{aligned} k_{\perp} > k_*, \quad \omega_2(k_{\perp}) < \omega < \omega_-(k_{\perp}), \\ k_{\perp} < k_*, \quad \omega_-(k_{\perp}) < \omega < \omega_2(k_{\perp}), \\ \omega > \omega_+(k_{\perp}) \end{aligned} \quad (16)$$

при $s^2 > 4c\omega_0$ (см. рисунок, a) и

$$\begin{aligned} \omega > \omega_+(k_{\perp}), \\ \omega_- < \omega < \omega_2(k_{\perp}) \end{aligned} \quad (17)$$

при $s^2 < 4c\omega_0$ (см. рисунок, b).

Здесь обозначено $\omega_1^2 \equiv (\omega_0 + ck_{\perp}^2)^2 - f_2(\omega_0 + ck_{\perp}^2)\omega_{me}$, $\omega_2^2 \equiv (\omega_0 + ck_{\perp}^2)^2 - (\omega_0 + ck_{\perp}^2)\omega_{me}$, $\omega_{\pm}^2(k_{\perp}) \equiv 0.5P \pm \sqrt{0.25P^2 - Q}$, $P \equiv \omega_1^2 + s_i^2 k_{\perp}^2$, $Q \equiv \omega_3^2 s_i^2 k_{\perp}^2$, $\omega_3^2 \equiv (\omega_0 + ck_{\perp}^2)(\omega_0 + ck_{\perp}^2 - \omega_{me}) + \omega_{me}^2 f_1 f_2$. При этом несложно убедиться, что $\omega_1 > \omega_3 > \omega_2$. Волновое число k_* определяется из условия $\omega_2(k_*) = \omega_-(k_*)$.

Рассмотрим особенности отражения данной объемной упругой SH-волны от границы раздела магнитная сверхрешетка–немагнитная среда.

3. Отражение сдвиговой объемной волны от поверхности полуограниченной магнитной сверхрешетки

Следуя стандартной схеме расчета [10], можно показать, что в рамках метода эффективной среды коэффициент отражения R объемной поперечной SH-волны, поляризованной перпендикулярно плоскости падения XU ($\mathbf{u} \parallel \mathbf{M} \parallel OZ$) и падающей из глубины магнитной сверхрешетки на ее поверхность, для акустически сплошной границы раздела ($x = 0$) двух полупространств, занятых соответственно ФМ-сверхрешеткой ($x > 0$) и упругоизотропным сверхпроводником ($x < 0$, μ_* — модуль сдвига, s_* — скорость упругой волны), с учетом (12), (13), (15) может быть представлен в виде ($k_{\parallel}^2 \equiv \omega^2/s_*^2 - k_{\perp}^2$, $a \equiv \mu_*/\mu$)

$$R = \frac{c_{\parallel} k_{\parallel} - (a \tilde{k}_{\parallel} - i c_* \sigma k_{\perp})}{c_{\parallel} k_{\parallel} + (a \tilde{k}_{\parallel} - i c_* \sigma k_{\perp})} \quad (\text{конфигурация F-S}). \quad (18)$$

Здесь и далее запись F-S соответствует границе раздела полуограниченного сверхпроводника (S) и рассматриваемой полуограниченной магнитной сверхрешетки. Соотношение (18) остается справедливым и в том случае, когда между рассматриваемыми полупространствами (магнитная сверхрешетка и сверхпроводник) граница $x = 0$ является границей типа скольжения (для этого в (18) нужно осуществить формальный переход $a \rightarrow 0$). Если в (18) $a \neq 0$, то отраженная объемная SH-волна по отношению к падающей будет приобретать дополнительный, индуцированный гиротропией фазовый сдвиг $R = \exp(i\phi)$. Этот эффект сохраняется и для $a = 0$,

$$\text{tg}(\phi/2) = \frac{\sigma \omega \omega_{\text{me}} f_1}{\omega_2^2 - \omega^2} \left[\frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} \right]. \quad (19)$$

Наличие эффекта гиротропии $c_* \neq 0$ приводит к тому, что для тех ω и k_{\perp} , при которых $k_{\parallel}^2 > 0$, также будет невозможно полное прохождение объемной SH-волны с $\mathbf{u} \parallel OZ$ через акустически сплошную границу ($a \neq 0$) раздела двух полупространств: магнитная сверхрешетка–сверхпроводник в (18), $0 < |R| < 1$. При этом и прошедшая, и отраженная сдвиговые объемные волны будут обладать сдвигом фазы по отношению к падающей на поверхность сверхрешетки упругой объемной волне SH-типа.

В обоих случаях ($a = 0$ и $a \neq 0$) для заданных значений частоты ω и волнового числа k_{\perp} величина фазового сдвига отраженной волны будет взаимной относительно замены $k_{\perp} \rightarrow -k_{\perp}$, при $a \neq 0$ она определяется в (18), (13) не только гиротропными свойствами сверхрешетки, но и относительной величиной акустических

параметров граничащих сред ($q^2 > 0$, $q^2 \equiv -k_{\parallel}^2/k_{\perp}^2$)

$$\text{tg}(\phi/2) = a q \frac{(\omega + \sigma \omega_-)(\omega - \sigma \omega_+)}{\omega_2^2 - \omega^2} \left[\frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} \right]. \quad (20)$$

В результате при $\omega = \omega_-$ и $\sigma = -1$ или $\omega = \omega_+$ и $\sigma = 1$ в (18) $R = 1$.

Из (18) следует, что при $k_{\parallel} = 0$ $R = -1$, т.е. распространение вдоль акустически сплошной ($a \neq 0$) или механически свободной ($a = 0$) границы раздела сверхрешетки и сверхпроводника ($x = 0$) однородной объемной сдвиговой SH-волны невозможно. Причем в случае механически свободной поверхности магнитной сверхрешетки ($a = 0$) указанный эффект обусловлен наличием гиротропии. В соответствии с общей теорией волновых процессов [10] с учетом замены $k_{\parallel} \rightarrow i a k_{\perp}$ рассматриваемый коэффициент отражения R (18), (13) может иметь полюс на плоскости $\omega - k_{\perp}$, который отвечает закону дисперсии $\Omega_s(k_{\perp})$ поверхностной акустической волны SH-типа, распространяющейся в этих геометриях вдоль акустически сплошной ($a \neq 0$) или механически свободной ($a = 0$) границы раздела сверхрешетка–сверхпроводник с $\mathbf{n} \parallel OX$, $\mathbf{u} \parallel OZ$, $\mathbf{k}_{\perp} \parallel OY$.

В условиях полного внутреннего отражения (в (18) $k_{\parallel}^2 < 0$) падающий из глубины сверхрешетки типа ферромагнетик–сверхпроводник на ее поверхность пучок сдвиговых упругих волн при отражении не только приобретает сдвиг фазы ϕ , но и испытывает продольное смещение $\Delta \equiv -\partial\phi/\partial k_{\perp}$ вдоль границы раздела (эффект Шоха) [10]. Как показывает расчет, вследствие гиротропии эффект Шоха возможен и для границы типа скольжения. С учетом (19) для $a = 0$

$$\Delta = \frac{-2k_{\parallel}}{k_{\parallel}^2 + \kappa^2 k_{\perp}^2} \left[\kappa + \frac{\kappa k_{\perp}^2 c_{\perp}}{c_{\parallel} k_{\parallel}^2} \right], \quad (21)$$

где

$$\kappa \equiv \frac{c_* \sigma}{c_{\parallel}}, \quad k_{\parallel}^2 > 0.$$

Если же имеет место сплошной акустический контакт ($a \neq 0$), то соотношение (21) обобщается следующим образом:

$$\Delta = \frac{-2k_{\parallel}^2}{k_{\parallel}^2 + \kappa^2 k_{\perp}^2} \left[\frac{\kappa}{k_{\parallel}} + \frac{\kappa k_{\perp}^2 c_{\perp}}{c_{\parallel} k_{\parallel}^3} + \frac{a \omega^2}{k_{\parallel} c_{\parallel} s_*^2 q k_{\perp}^2} \right], \quad (22)$$

где

$$\kappa \equiv \frac{-a q + c_* \sigma}{c_{\parallel}}, \quad k_{\parallel}^2 > 0, \quad q^2 \equiv 1 - \omega^2/(s_*^2 k_{\perp}^2).$$

Из (18)–(22) следует, что, поскольку в коротковолновой точке окончания спектра сдвиговой поверхностной акустической волны второго типа $R \rightarrow 1$, получаем $\Delta = 0$, тогда как для длинноволновой точки окончания $R \rightarrow -1$ и формально $\Delta \rightarrow \infty$.

При этом наличие эффекта гиротропии приводит к тому, что для заданных ω и $|k_{\perp}|$ величина и знак продольного смещения отраженного акустического пучка Δ оказываются невязанными относительно изменения знака проекции волнового вектора на направление распространения падающей SH-волны: $\Delta(k_{\perp}) \neq \Delta(-k_{\perp})$. При наличии макроскопического эффекта гиротропии (т.е. для магнитной сверхрешетки с коллинеарным упорядочением равновесных магнитных моментов соседних ФМ-слоев) формирование отрицательного смещения отраженного пучка сдвиговых объемных волн для среды рассматриваемого типа возможно как при $a = 0$, так и при $a \neq 0$.

Индукированные гиротропией дополнительные особенности характера отражения объемной упругой SH-волны от границы раздела магнитная сверхрешетка–сверхпроводник возникают также и в структуре, представляющей собой сэндвич магнитная сверхрешетка–сверхпроводник–магнитная сверхрешетка (F–S–F).

4. Отражение сдвиговой объемной волны от поверхности немагнитного слоя, внедренного в неограниченную магнитную сверхрешетку

Будем считать, что имеется бесконечная сверхрешетка типа легкоосный ферромагнетик (среда 1)–идеальный сверхпроводник (среда 2), в которую внедрен упругоизотропный идеально сверхпроводящий слой толщиной $2d$ ($-d < x < d$), — структура типа F–S–F. В результате, если на всех межслоевых границах выполнены условия (5)–(8), такая трехслойная структура является акустически сплошной и в рамках метода эффективной среды (1)–(3), (9) коэффициент отражения V для падающей в верхнем полупространстве на границу раздела магнитная сверхрешетка–сверхпроводящий слой $x = d$ сдвиговой объемной упругой волны с $\mathbf{u} \parallel OZ$ и $\mathbf{k} \in XY$ может быть с учетом (13) представлен в виде

$$V = \frac{V_{32} + V_{21}(1 + V_{23} + V_{32}) \exp(i4\tilde{k}_{\parallel}d)}{1 - V_{23}V_{21} \exp(i4\tilde{k}_{\parallel}d)}, \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} V_{23} &= \frac{-(c_{\parallel}k_{\parallel} - c_*\sigma k_{\perp}) + a\tilde{k}_{\parallel}}{c_{\parallel}k_{\parallel} - c_*\sigma k_{\perp} + a\tilde{k}_{\parallel}}, \\ V_{21} &= \frac{-(c_{\parallel}k_{\parallel} + c_*\sigma k_{\perp}) + a\tilde{k}_{\parallel}}{c_{\parallel}k_{\parallel} + c_*\sigma k_{\perp} + a\tilde{k}_{\parallel}}, \\ V_{32} &= \frac{(c_{\parallel}k_{\parallel} + c_*\sigma k_{\perp}) - a\tilde{k}_{\parallel}}{c_{\parallel}k_{\parallel} - c_*\sigma k_{\perp} + a\tilde{k}_{\parallel}}. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь V_{ij} в соответствии с обозначениями, использованными в [10], представляет собой коэффициент отражения объемной однопарциальной SH-волны, падающей из

среды i на границу сред ij ; индекс 3 — среда при $x > d$, 2 — слой ($-d < x < d$), индекс 1 — среда при $x < -d$.

Коэффициент отражения V упругой объемной SH-волны, падающей на поверхность жестко связанного с ними сверхпроводящего слоя ($-d < x < d$), при $d \rightarrow 0$ стремится к нулю.

При $d \rightarrow \infty$ выражение для V (23), (24), (13) совпадает с выражением для коэффициента отражения сдвиговой упругой SH-волны $V \rightarrow R$ в случае акустически сплошной границы раздела магнитная сверхрешетка–полубесконечный сверхпроводник (18), (13). Полюса коэффициента отражения (23), (24), (13) с учетом замены $ik_{\parallel} \rightarrow \pm ak_{\perp}$ ($ik_{\parallel} \rightarrow -ak_{\perp}$ для $x > d$ и $ik_{\parallel} \rightarrow ak_{\perp}$ для $x < -d$) на плоскости $\omega - k_{\perp}$ совпадают со спектром целевой SH-волны, локализованной вблизи сверхпроводящего слоя, внедренного в рассматриваемую неограниченную магнитную сверхрешетку. Если исследовать модуль коэффициента отражения V (23), (24), (13), можно убедиться, что вследствие гиротропии полное прохождение ($|V| = 0$) упругой SH-волны через рассматриваемую структуру возможно, только если дефектный сверхпроводящий слой является полуволновым [10]: $2\tilde{k}_{\parallel}d = p\pi$, $p = 1, 2, \dots$ ($\tilde{k}_{\parallel}^2 > 0$). Если же $\tilde{k}_{\parallel}^2 < 0$, то полное прохождение, так же и полное отражение, сдвиговой упругой волны, падающей на сверхпроводящий слой ($-d < x < d$), в рассматриваемой структуре невозможно: $0 < |V| < 1$. Кроме того, из (23), (24), (13) следует, что отраженная от сверхпроводящего слоя упругая объемная волны SH-типа будет сдвинута по фазе ψ ($\operatorname{tg} \psi = \operatorname{Im} V / \operatorname{Re} V$) относительно падающей.

Качественно иное поведение коэффициента отражения имеет место, когда акустический контакт с внедренным сверхпроводящим слоем толщиной $2d$ хотя и реализован для полуограниченной магнитной сверхрешетки рассматриваемой конфигурации, расположенной как при $x < -d$, так и при $x > d$ (коллинеарное упорядочение магнитных моментов соседних слоев), но при этом ориентация магнитных моментов при $x > d$ и $x < -d$ антипараллельна (в соответствии с введенными обозначениями такую структуру можно представить как F₊–S–F_–). Расчет показывает, что в этом случае при неизменной геометрии падения SH-волны ($\mathbf{u} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{n} \parallel OX$) формула (23) для коэффициента отражения SH-волны от поверхности $x = d$ дефектного слоя сверхпроводника остается справедливой и для конфигурации F₊–S–F_– (для этой геометрии обозначим его как V_{+-}), однако теперь с учетом обозначений, введенных в (13), в ней следует считать, что

$$\begin{aligned} V_{23} &= V_{21} = \frac{-(c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp}) + a\tilde{k}_{\parallel}}{c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp} + a\tilde{k}_{\parallel}}, \\ V_{32} &= \frac{c_{\parallel}k_{\parallel} + ic_*\sigma k_{\perp} - a\tilde{k}_{\parallel}}{c_{\parallel}k_{\parallel} - ic_*\sigma k_{\perp} + a\tilde{k}_{\parallel}}. \end{aligned} \quad (25)$$

В результате в пределе ультратонкого сверхпроводящего слоя $2k_{\parallel}d \rightarrow 0$ выражение для коэффициента отражения

упругой SH-волны \tilde{V}_{+-} отлично от нуля, что, как показывает расчет, соответствует акустически сплошной границе двух полуограниченных магнитных сверхрешеток типа ферромагнетик–сверхпроводник при условии, что равновесные ориентации их магнитных моментов хотя и совпадают с осью OZ , но для $x > 0$ и $x < 0$ отличаются на 180° . Анализ показывает, что с учетом замены $k_{\parallel} \rightarrow \pm iak_{\perp}$ ($ik_{\parallel} \rightarrow -ak_{\perp}$ для $x > 0$ и $ik_{\parallel} \rightarrow ak_{\perp}$ для $x < 0$) полюс коэффициента отражения (23), (25), (13) определяет спектр щелевой SH-волны с $\mathbf{u} \parallel OZ$ и $\mathbf{k}_{\perp} \parallel OY$, локализованной вблизи сверхпроводящего слоя ($-d < x < d$), акустически связывающего обе полуограниченные магнитные сверхрешетки. В отличие от случая щелевой SH-волны, формирующейся в структуре F–S–F, дисперсионное уравнение для щелевой SH-волны в структуре $F_{+}-S-F_{-}$ факторизуется и обнаруживает невязимость относительно инверсии направления распространения ($q^2k_{\perp}^2 \equiv -\tilde{k}_{\parallel}^2$)

$$[\alpha c_{\parallel} + c_*\sigma + aq \operatorname{th}(qk_{\perp}d)] \times [\alpha c_{\parallel} + c_*\sigma + aq \operatorname{cth}(qk_{\perp}d)] = 0. \quad (26)$$

Обозначения совпадают с введенными в (13).

Анализ (26) показывает, что такая щелевая волна существует, только если

$$\alpha c_{\parallel} + c_*\sigma < 0, \quad (27)$$

причем в этом случае спектр данного локализованного возбуждения имеет две ветви, если

$$|\alpha c_{\parallel} + c_*\sigma| > a/(k_{\perp}d), \quad (28)$$

и одну ветвь в противоположном случае.

5. Заключение

Таким образом, в данной работе на основе одновременного учета магнитоупругого и неоднородного обменного взаимодействий в рамках метода эффективной среды рассмотрены особенности отражения сдвиговой объемной упругой волны, падающей на поверхность полуограниченной акустической мелкослойистой сверхрешетки типа легкоосный ферромагнетик–идеальный сверхпроводник из ее глубины. Анализ проведен для случая параллельной ориентации равновесных магнитных моментов соседних касательно намагниченных ФМ-слоев сверхрешетки.

Наличие гиротропии уже в случае механически свободной поверхности, в частности, приводит к: 1) сдвигу фазы для отраженной SH-волны; 2) возникновению в условиях полного внутреннего отражения эффекта Шоха для пучка сдвиговых объемных SH-волн, падающего из глубины магнитной сверхрешетки на ее поверхность; 3) невозможности скольжения даже вдоль механически свободной поверхности магнитной сверхрешетки однородной объемной SH-волны.

Для границы раздела полупространства магнитная сверхрешетка–сверхпроводник все перечисленные выше эффекты вследствие гиротропии обладают невязимостью относительно смены знака проекции волнового вектора упругой SH-волны на поверхность сверхрешетки.

Если имеется сверхпроводящий слой, внедренный в исследуемую магнитную сверхрешетку, то вблизи него возможно формирование распространяющейся щелевой упругой SH-волны, причем ее спектр остается взаимным относительно инверсии направления распространения.

Один из авторов (С.В.Т.) выражает глубокую благодарность И.Е. Дикштейну за поддержку идеи данной работы и плодотворные обсуждения.

Список литературы

- [1] I.L. Ludchanskii, N.N. Dadoenkova, M.I. Lubchanski, E.A. Shapovalov, Th. Rasing. *J. Phys. D* **36**, 1, R 277 (2003).
- [2] Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов. *УФН* **172**, 2, 113 (2002).
- [3] D. Budelmann, J. Holmlund, J. Andreasson, H. Rodriguez, H. Adrian, V. Merkt, M. Rübhausen. *Phys. Rev. B* **67**, R 140 507 (2003).
- [4] M.G. Cottam, D.R. Tilley. *Introduction to Surface and Superlattice Excitations*. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1989). 355 p.
- [5] А.Г. Гуревич. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*. Наука, М. (1973). 591 с.
- [6] С.М. Рытов. *Акуст. журн.* **2**, 1, 72 (1956).
- [7] С.М. Рытов. *ЖЭТФ* **29**, 5, 605 (1955).
- [8] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. *УФН* **140**, 3, 429 (1983).
- [9] В.И. Альшиц, А.С. Горкунова, А.Л. Шувалов. *ЖЭТФ* **110**, 3 (9), 924 (1996).
- [10] Л.М. Бреховских. *Волны в слоистых средах*. Наука, М. (1973). 340 с.