

- [1] Awasti A., Carini J., Alavi B., Griner G. - Sol. St. Comm. 1988. V. 67. N 4. P. 373.
 [2] Менде Ф.Ф., Спицын А.И. Поверхностный импеданс сверхпроводников, Киев.: Наук. думка, 1985. 239 с.

Физико-технический институт
 им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 12 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

01; 09

© 1990

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ МНОГОЛУЧЕВОГО ОТРАЖЕНИЯ (ПРЕЛОМЛЕНИЯ) СПИНОВЫХ ВОЛН

С.В. Т а р а с е н к о

Как известно, последовательное изучение условий отражения и преломления спиновых волн (СВ) на границе реального магнетика невозможно без учета взаимодействия магнитных и упругих колебаний. Однако до сих пор вне условий магнитоакустического резонанса (МАР) влиянием магнитоупругого взаимодействия на характер отражения (преломления) СВ на границе магнетика пренебрегалось.

В предлагаемом сообщении впервые найдены условия формирования в магнетике нового механизма отражения (преломления) СВ - магнитоупругого. Вследствие возможности обменного усиления магнитоупругих эффектов в многоподрешеточных магнетиках [1], в качестве примера рассмотрим легкоплоскостной антиферромагнетик (ЛП АФМ) с легкой плоскостью XU . Соответствующий термодинамический потенциал для спин-системы ЛП АФМ представлен в [1], а магнитоупругие и упругие свойства для простоты будем считать изотропными. Совместный анализ уравнений Ландау-Лифшица и эластодинамики [2] показывает, что основным условием формирования в магнетике магнитоупругого механизма отражения (преломления) СВ с частотой ω_m и волновым вектором \vec{k} является выполнение критерия эластостатичности магнитных колебаний:

$$\omega_m^2(\vec{k}) \ll s^2 |\vec{k}|^2, \quad (1)$$

где s - минимальная фазовая скорость распространения упругих волн в неограниченном магнетике. В рассматриваемом случае ЛП АФМ соотношению (1) удовлетворяет только низкочастотная ветвь спектра спиновых волн ЛП АФМ [1, 3] при $k^2 \gg k_{mph}^2$ и $s > c$ (c -

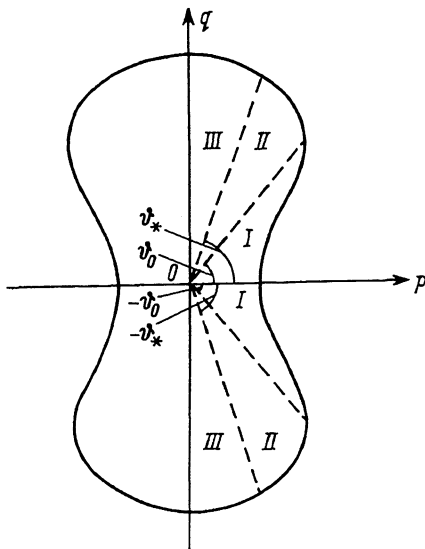


Рис. 1. Сечение ПВВ спиновой волны в эластостатическом приближении плоскостью (010). Угол скольжения θ_* при $q_i^2 = k^2 \sin^2 \theta$ определяется условием $q_2^2 = 0$.

минимальная фазовая скорость СВ в ЛП АФМ, k_{mph} — волновой вектор, определяемый условием $\omega_m(k_{mph}) = s k_{mph}$ МАР)¹. Поэтому поверхность волновых векторов (ПВВ) для указанного типа нормальных спиновых колебаний ЛП АФМ с учетом магнитоупругого взаимодействия, а также (1) имеет вид ($k^2 \gg k_{mph}^2$):

$$k^2 = \left\{ \omega_m^2 - \omega_\Delta^2 - \omega_{MY}^2 (\sin^4 \theta \sin^2 2\varphi + \cos^2 \theta) \right\} / c^2, \quad (2)$$

где ω_Δ — активация в спектре низкочастотной спиновой моды ЛП АФМ, ω_{MY} — магнитоупругая щель [1], полярный и азимутальный углы волнового вектора $\vec{k}(\theta, \varphi)$ отсчитываются соответственно от осей OZ и OY . При расчете (2) полагалось, что внешнее магнитное поле $\vec{H} \parallel OX$, а вектор антиферромагнетизма $\vec{I} \parallel OY$. Изучим основные особенности обсуждаемого магнитоупругого механизма отражения (преломления) СВ на примере падения СВ в плоскостях $XZ(\varphi = \pi/2)$ и $XY(\theta = \pi/2)$. Кривые сечения ПВВ плоскостями падения СВ для $\vec{k} \in XZ(\varphi = \pi/2)$ и $\vec{k} \in XY(\theta = \pi/2)$ представлены соответственно на рис. 1–2. Аналитический вид кривой $k(\theta) \times k(\varphi)$ на рис. 1 (рис. 2) определяется (2) при $\varphi = \pi/2$ ($\theta = \pi/2$).

¹ В дальнейшем будем рассматривать только эту ветвь спектра ЛП АФМ.

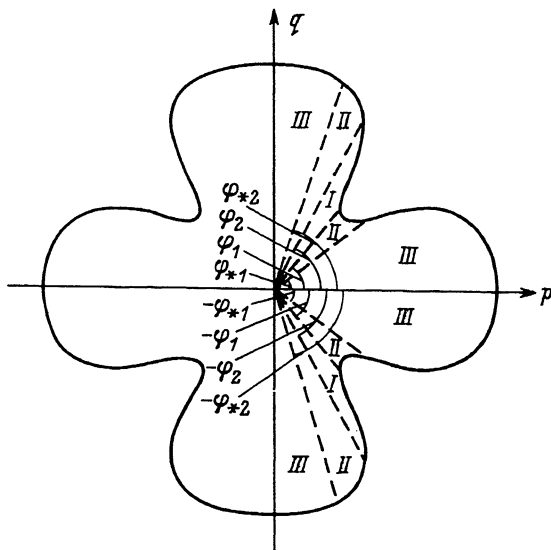


Рис. 2. Сечение ПВВ спиновой волны в эластостатическом приближении плоскостью (001). Угол скольжения φ_* при $q_1^2 = k^2 \sin^2 \varphi$ определяется условием $q_2^2 = q_3^2$.

Пусть нормаль к поверхности полуограниченного ЛП АФМ $\vec{n} \parallel \vec{OX}$, тогда стандартная методика расчета спектра линейных магнитоупругих волн [3] приводит в эластостатическом приближении (1) к следующему виду дисперсионного уравнения для СВ при $\vec{k} \in XZ$ ($\vec{k} \in XY$):

$$q^4 + q^2 \{2\rho^2 - \omega_i^2/c^2\} + \rho^2 \{ \rho^2 - (\omega_i^2 - \omega_{NY}^2)/c^2 \} = 0, \quad (3)$$

$$q^6 + q^4 \{3\rho^2 - \omega_i^2/c^2\} + q^2 \{3\rho^2 - 2(\omega_i^2 + \omega_{NY}^2)/c^2\} \rho^2 + \rho^4 (\rho^2 - \omega_i^2/c^2) = 0. \quad (4)$$

Здесь q и ρ соответственно нормальная и касательная к поверхности ЛП АФМ компоненты волнового вектора СВ \vec{k} , $\omega_i^2 = \omega_m^2 - \omega_\Delta^2$. Из (3)–(4) следует, что в области отрицательной кривизны $k(\theta)$, $k(\varphi)$ (область 1 на рис. 1–2) проекции фазовой и групповой скоростей на нормаль к поверхности магнетика \vec{n} имеют разные знаки. Следовательно падение СВ на границу в интервале углов скольжения $0 < \theta < \theta_0$ для $\vec{k} \in XZ$ (рис. 1) или $\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$ для $\vec{k} \in XY$ (рис. 2) невозможно. Одновременно при $-\theta_0 < \theta < 0$ (рис. 1) или $-\varphi_2 < \varphi < -\varphi_1$ (рис. 2). СВ попадает на границу. Углы $\pm\theta_0$ на рис. 1 и $\pm\varphi_{1,2}$ на рис. 2 определяются условием $\partial\omega_m/\partial q = 0$. Решая (3), (4), определим корни дисперсионного уравнения СВ. Первая пара корней в (3)–(4) $q_1 = \pm k \sin \theta$ ($\varphi = \pi/2$) или $q_1 = \pm k \sin \varphi$ ($\theta = \pi/2$) описывает падающую и зеркально отраженную СВ, тогда как осталь-

ные корни: q_2^2 (при $\varphi = \pi/2$) и $q_{2,3}^2$ (при $\theta = \pi/2$) определяют дополнительные СВ, обусловленные магнитоупругим механизмом отражения (преломления) магнитных колебаний. В частности, при $\vec{k} \in XZ$, если $\omega_1^2 > 2\omega_{MY}^2$, то $q_2^2 < 0$ и физически допустимые решения с $Re q_2 = 0$ описывают при любых углах θ дополнительную поверхность СВ, возникающую в присутствии падающей на границу магнетика объемной ($q_2^2 > 0$) СВ. Если $\omega_{MY}^2 < \omega_1^2 < 2\omega_{MY}^2$, то для углов скольжения $\theta_* < \theta < \pi/2$ отражение СВ по-прежнему происходит с возникновением дополнительной поверхностной СВ (область III на рис. 1). Однако в области II на рис. 1 $q_2^2 > 0$, следовательно, дополнительная СВ является объемной, т. е. становится возможным двулучеотражение СВ без изменения ветви нормального спинового колебания. Что касается $\vec{k} \in XY$, то при $\omega_1^2 < 4\omega_{MY}^2/3$ здесь в области II на рис. 2 реализуется трехлучеотражение СВ, обусловленное магнитоупругим механизмом, тогда как в области III добавочные СВ, определяемые q_2^2, q_3^2 , являются квазиповерхностными ($Re q_{2,3} \neq 0, Im q_{2,3} \neq 0$). Если же $\omega_1^2 > 4\omega_{MY}^2/3$, то добавочные квазиповерхностные СВ реализуются при любых углах скольжения φ ($\theta = \pi/2$). В рассматриваемых условиях $\vec{n} \parallel \vec{H} \parallel \vec{Ox}$, $\vec{e} \parallel \vec{Oy}$ возможен также и магнитоупругий механизм двух-трехлучевого преломления СВ с $\vec{k} \in XZ$ ($\vec{k} \in XY$). Для этого преломления СВ должна удовлетворять критерию эластостатичности магнитных колебаний (1). Интервал углов скольжения падающей СВ с волновым вектором $\vec{\alpha} \in XZ$ ($\vec{\alpha} \in XY$) в котором реализуется магнитоупругий механизм многолучевого преломления может быть легко получен с помощью рис. 1-2. При этом частота падающей СВ ω_n должна удовлетворять условию $\omega_n^2 < 2\omega_{MY}^2 + \omega_\Delta^2$ для $\vec{\alpha} \in XZ$ и $\omega_n^2 < 4\omega_{MY}^2/3 + \omega_\Delta^2$ для $\vec{\alpha} \in XY$.

Автор благодарит А.Л. Сукстанского и Е.П. Стефановского за поддержку и ценные дискуссии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Туров Е.А., Шавров В.Г. // УФН. 1983. Т. 140. В. 3. С. 429.
- [2] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с.
- [3] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.

Поступило в Редакцию
4 октября 1989 г.