

01; 06; 08

© 1991

АНОМАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ БЕЗОБМЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН, ИНДУЦИРОВАННАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ

С.В. Т а р а с е н к о

Из анализа условий распространения магнитостатических поверхностных спиновых волн (ПСВ) [1, 2] следует, что наличие акустического контакта диэлектрических слоев с поверхностью магнитной пленки может оказаться принципиально важным для структуры спектра безобменной ПСВ. Для этого необходимо, чтобы распространяющиеся в пленке магнитные колебания сопровождалось дальнедействующим полем квазистатических упругих деформаций не только в самой пленке, но и в покрывающих ее диэлектрических слоях. Такой тип безобменной ПСВ будет магнитоупругим аналогом волны Дэймона-Эшбаха [1, 2], однако до сих пор этот вопрос не изучался.

В связи с этим целью данной работы является определение условий, при которых наличие одно- или двустороннего диэлектрического покрытия магнитной пленки приведет к формированию указанного выше нового типа безобменной ПСВ. Весь анализ проведем для трехслойной структуры, образованной магнитной пленкой толщиной d (среда 1) и имеющими с ней акустический контакт диэлектрическими слоями толщиной t и l (среда 2). В качестве примера рассмотрим пленку двухподрешеточного ($M_{1,2}$ - намагниченности подрешеток) легкосного (ось OZ) антиферромагнетика (АФМ), поскольку, как известно [3, 4], в АФМ одновременно имеет место обменное усиление магнитоупругих и обменное ослабление магнитодипольных эффектов. Магнитоупругие и упругие свойства структуры в дальнейшем будем полагать изотропными. Пусть нормаль к поверхности структуры $\vec{n} \parallel OX$, а сама поверхность свободна от напряжений. В этом случае традиционная методика расчета спектра магнитоупругих колебаний в ограниченных магнетиках (см., например, [5]) приводит к довольно громоздкому дисперсионному уравнению. Поскольку ищем магнитоупругий аналог волны Дэймона-Эшбаха, то необходимо считать, что частота ω и волновой вектор \vec{k} распространяющихся в такой структуре спиновых волн должны удовлетворять следующим эластостатическим критериям (аналог магнитостатического приближения в [1, 2]) [6]:

$$\omega^2 \ll s_1^2 k^2, \quad (1)$$

$$\omega^2 \ll s_2^2 k^2, \quad (2)$$

где s_1, s_2 - скорость звука в среде 1 (2).

При выполнении (1)-(2), как показывает расчет, спектр безобменных ПСВ ($\omega_{\pm}^2(k)$) состоит из двух ветвей и для волновых векторов $\vec{k} \in XY$ при любых t , d и l определяется соотношениями вида:¹

$$\omega_{\pm}^2(k) = \omega_{\Delta}^2 + \omega_{MY}^2 \frac{\pm \sqrt{a} + \frac{thkl + thkt}{2} cthkd}{\pm \sqrt{a} + \frac{thkl + thkt}{2} cthkd + \frac{\mu_1}{\mu_2}}; \quad (3)$$

$$a = \left(\frac{thkl + thkt}{2} \right)^2 cthkd - thkt thkl, \quad (4)$$

где μ_1, μ_2 - модуль сдвига в среде 1(2), ω_{MY}^2 определяется величиной магнитоупругой щели в спектре АФМР неограниченного АФМ, ω_{Δ}^2 - активация спектра спиновых волн АФМ, наведенная легкоосной анизотропией. В (3)-(4) ветви спектра ПСВ представляют собой распространяющуюся в пленке магнитную волну с $\vec{l}_x \neq 0$, сопровождаемую как в пленке, так и в диэлектрических слоях квазистатическим полем упругих деформаций с $\vec{u}_z \neq 0$ (\vec{l} , \vec{u} - малые смещения вектора антиферромагнетизма $\vec{l} = \vec{M}_1 - \vec{M}_2$ и смещений решетки \vec{u} относительно равновесных положений). Что же касается второй ветви спектра спиновых волн неограниченного легкоосновного АФМ ($\vec{l}_y \neq 0$), также удовлетворяющей критерию (1), (2), то в рассматриваемом случае ($\vec{n} \parallel OX$, $\vec{k} \in XY$, $k_z = 0$) она не дает вклада в спектр безобменных ПСВ (и ее закон дисперсии

$$\omega^2 \approx \omega_{\Delta}^2 + \omega_{MY}^2. \quad (5)$$

Анализ (3)-(4) показывает, что наличие диэлектрического покрытия ($t, l \neq 0$), имеющего акустический контакт с пленкой АФМ, принципиально важно для формирования дисперсии спектра безобменных ПСВ, поскольку при $t, l \rightarrow 0$, $\omega_{\pm}^2(k) \rightarrow \omega_{\Delta}^2$. Если же имеется хотя бы одностороннее диэлектрическое покрытие магнитной пленки (например, $l = 0$, $t \neq 0$), то это приводит к формированию одной ветви спектра рассматриваемых безобменных ПСВ (ω_g) с законом дисперсии, определяемым (3), (4) при $l = 0$, $t \neq 0$ ($\omega_{+}^2 = \omega_g^2$, $\omega_{-}^2 = \omega_{\Delta}^2$). Кроме того, ширина частного интервала, в котором возможен данный тип безобменной ПСВ, определяется величиной обменно усиленной в АФМ магнитоупругой

¹ Учет влияния неоднородного обмена на спектр таких ПСВ будет проведен отдельно.

щели $\omega_{\text{МУ}}$, тогда как аналогичный интервал для магнитостатической ПСВ в такой структуре обменно сужен.

Пользуясь (3), (4), несложно определить зависимость групповой скорости данного типа ПСВ как от частоты и длины волны, так и от геометрических параметров структуры t, l, d . Анализ полученных соотношений показывает, что с помощью (4) перечисленных внешних параметров можно целенаправленно влиять на характер переноса энергии рассматриваемым типом ПСВ вплоть до превращения прямой волны ($k \partial \omega_{\pm} / \partial k > 0$) в обратную ($k \partial \omega_{\pm} / \partial k < 0$), и наоборот.

Таким образом, структурой спектра данного вида безобменных ПСВ можно управлять изменяя только относительную толщину диэлектрических покрытий магнитной пленки $t/d, l/d$.

Оценим влияние конечности скорости распространения звуковых колебаний (s_1, s_2) на структуру спектра рассмотренного выше типа безобменных ПСВ. Отказ от условий (1)-(2) приводит к следующим соотношениям, определяющим спектр безобменных ПСВ с учетом конечности скорости звука в магнитной пленке с диэлектрическим покрытием

$$(\bar{k} \in XY, \bar{n} // OX), \alpha_2^2 \equiv k^2 - \omega^2 / s^2, \alpha_1^2 \equiv k^2 - \omega^2 \mu_1 / (\mu_2 s_1^2 \beta):$$

$$th \alpha_2 l th \alpha_2 t + (th \alpha_2 l + th \alpha_2 t)^2 cth \alpha_1 d + \alpha^2 = 0, \quad (6)$$

$$\alpha = \beta \alpha_1 / \alpha_2, \quad \beta = \mu_1 (\omega_D^2 - \omega^2) / \mu_2 (\omega_{\text{МУ}}^2 + \omega_D^2 - \omega^2). \quad (7)$$

Сравнение (3), (4) и (6), (7) показывает, что спектр безобменных ПСВ, удовлетворяющий условию $\omega_{\pm} > s_2 k (\omega_{\pm}^2 \ll s_1^2 k^2)$, становится радиационно неустойчивым, так как распространение ПСВ в пленке сопровождается генерацией объемного звука в диэлектрических слоях. Если же $\omega_{\pm} < s_1 k (\omega_{\pm}^2 \ll s_2^2 k^2)$, то, как следует из (6), (7), учет акустического запаздывания практически не изменяет структуру спектра безобменной ПСВ $\omega_{\pm}^2(k)$, тогда как спектр безобменной ПСВ $\omega_{\pm} \gg s_1 k$ претерпевает существенные изменения при $\omega_{\pm} \rightarrow s_1 k$. Кроме того, для $\omega_{\pm} \gg s_1 k (\omega_{\pm}^2 \ll s_2^2 k^2)$ обе ветви безобменных ПСВ становятся утекающими (магнитными колебаниями генерируется объемная звуковая волна в пленке).

Автор выражает глубокую признательность Е.П. Стефановскому и Е.В. Зароченцеву за плодотворные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] С т а л ь м а х о в В.С., И г н а т ь е в А.А. Лекции по спиновым волнам. Изд. СГУ, 1983. 142 с.
- [2] Г у р е в и ч А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 593 с.
- [3] Г у р о в Е.А., Ш а в р о в В.Г. // УФН. 1983. Т. 140. В. 3. С. 429-462.

- [4] Барьяхтар В.Г., Савченко М.А., Тарасенко В.В. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. В. 9. С. 1631-1640.
- [5] Филиппов Б.Н., Болтачев В.Д., Тараканов В.В. // ЖТФ. 1977. Т. 47. В. 1. С. 209-219.
- [6] Сиротин Ю.И. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с.

Поступило в Редакцию
27 ноября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 6

26 марта 1991 г.

01; 06

© 1991

НОВЫЙ ТИП БЕЗОБМЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ПЛАНАРНОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ-ДИЭЛЕКТРИК-ФЕРРИТ

С.В. Т а р а с е н к о

Наличие диэлектрической прослойки в планарной структуре феррит-диэлектрик-феррит (ФДФ) может, как известно [1, 2], привести к косвенному взаимодействию безобменных поверхностных спиновых волн (ПСВ) с образованием особого типа поверхностных магнитных колебаний: щелевых спиновых волн (ЩСВ). При этом традиционно исследовался только магнитостатический механизм формирования безобменных ЩСВ. Те же немногие работы [3,4], которые при анализе спин-волновой динамики структуры ФДФ учитывали наличие в реальном магнетике магнитоупругого взаимодействия, в качестве диэлектрика предполагали воздушный зазор и границы магнитных слоев свободными от напряжений. Вместе с тем практический интерес представляет вопрос о влиянии магнитоупругого взаимодействия на формирование и спектр безобменных ЩСВ в случае, когда немагнитная прослойка (диэлектрик) имеет акустический контакт с границами магнитных слоев в структуре ФДФ. До сих пор такой вопрос не изучался.

В связи с этим цель предлагаемой работы состоит в определении необходимых условий, при которых учет магнитоупругого взаимодействия приводит к формированию нового (не магнитостатического) типа безобменных ЩСВ в планарной структуре ФДФ с акустическим контактом на границах феррит-диэлектрик. Как известно, обменное усиление магнитоупругих эффектов (и одновременное ослабление магнитодипольных эффектов) реализуется в точке магнитной компенсации феррита ($\nu = 0$) и в ее ближайшей