

- [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. Тарасенко

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

окрестности ($\nu \ll 1$). Поэтому в качестве примера феррита с точкой магнитной компенсации рассмотрим двухподрешеточную (\vec{M}_1, \vec{M}_2 - намагниченности подрешеток) модель легкоосного (ось OZ) феррита [5]. В отсутствии внешнего магнитного поля $|\vec{m}| \ll |\vec{l}| \sim 1$ (где $\vec{m} = (\vec{M}_1 + \vec{M}_2)/2M_0$ - вектор ферромагнетизма, $\vec{l} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)/2M_0$ - вектор антиферромагнетизма, M_0 - намагниченность насыщения). Магнитоупругие и упругие свойства будем для наглядности полагать изотропными, но различными для магнитных слоев (среда 2) и диэлектрика (среда 1). Если внешние поверхности магнетиков (нормаль к поверхности $\vec{n} \parallel OX$) свободны от напряжений, то, пользуясь традиционной методикой расчета спектра магнитоупругих колебаний (см., например, [6]), можно найти дисперсионное уравнение, определяющее полный спектр взаимодействующих спиновых и звуковых волн в данной трехслойной структуре. При этом считалось, что толщина диэлектрика d , а толщины магнитных слоев t и l соответственно. Анализ дисперсионного соотношения показал, что если частота ω и волновой вектор $\vec{k}_{||}$ ($\vec{k}_{||} \perp \vec{n}$) бегущих вдоль структуры магнитных колебаний удовлетворяет критерию эластостатичности [7] ($S_1(S_2)$ - скорости звука в неограниченной среде 1(2))

$$\omega^2 \ll S_1^2(2) k_{||}^2, \quad (1)$$

то, вследствие акустического контакта немагнитного слоя с магнитными, учет магнитоупругого взаимодействия приводит к новому (не магнитоэластическому) типу безобменных ШСВ (будем называть их эластостатическим типом ШСВ). Спектр их в точке магнитной компенсации $\nu = 0$ ($\nu = (|\vec{M}_1| - |\vec{M}_2|) / 2M_0$) состоит из двух ветвей $\omega_{\pm}^2(k_{||})$ и для $\vec{k} \in XY$ ($k_z = 0$) при произвольных t, d, l имеет вид ($k_y = k_{||}$):

$$\omega_{\pm}^2(k_{||}) = \omega_{\Delta}^2 + \omega_{me}^2 \left\{ 1 + \frac{\mu_2}{\mu_1} \left(\pm \sqrt{a} + \frac{thk_{||}t + thk_{||}l}{2} cthk_{||}d \right) \right\}, \quad (2)$$

$$a = \left(\frac{thk_{||}t + thk_{||}l}{2} \right)^2 cth^2 k_{||}d - thk_{||}l thk_{||}t. \quad (3)$$

Здесь ω_{me}^2 - магнитоупругая щель в спектре однородного магнитного резонанса феррита, а ω_{Δ}^2 - активация спин-волнового спектра, обусловленная легкоосной анизотропией, μ_1, μ_2 - модуль сдвига в среде 1(2). Из совместного анализа (2), (3), граничных условий и уравнений движения следует, что обе ветви ШСВ в (2)-(3) представляют собой распространяющиеся вдоль границы магнетик-диэлектрик безобменные ПСВ с магнитной поляризацией $\tilde{u}_x \neq 0$ и сопровождаемые квазистатическим полем дальнедействующих упругих деформаций с $\tilde{u}_z \neq 0$ (\tilde{u}_i , \tilde{u}_i определяют отклонение вектора антиферромагнетизма \vec{l} и смещений

решетки \vec{u} от равновесных направлений). Механизм образования данного типа ШСВ (эластостатического) в отличие от ранее известного (магнитостатического) [1-4] состоит в гибридизации безобменных ПСВ в магнитных слоях за счет их косвенного взаимодействия через поле квазистатических упругих деформаций в диэлектрической щели, разделяющей магнитные пленки. Таким образом, данный тип ШСВ в принципе может реализоваться и в случае металлической прослойки между магнетиками, тогда как ранее известный магнитостатический тип ШСВ вообще не реализуется. Из (2)-(3) следует, что ширина спектра ШСВ определяется величиной магнитоупругой щели, обменно усиленной в точке компенсации ($\psi = 0$) тогда как ширина спектра магнитостатических ШСВ при $\psi = 0$ или $\psi \ll 1$ была бы обменно сужена. Анализ структуры спектра эластостатических ШСВ показывает, что изменяя относительную толщину магнитных слоев t/d , l/d (а также и отношение μ_1/μ_2), можно эффективно влиять на характер дисперсии ветвей спектра ШСВ (2)-(3) вплоть до смены типа волны с прямой ($\bar{k}_{||} \partial \omega_{\pm}(\bar{k}_{||}) / \partial \bar{k}_{||} > 0$) на обратную ($\bar{k}_{||} \partial \omega_{\pm}(\bar{k}_{||}) / \partial \bar{k}_{||} < 0$), и наоборот, при заданном $|\bar{k}_{||}|$. В случае предельно широкой щели ($d \rightarrow \infty$) спектр (2)-(3) распадается на две невзаимодействующие эластостатические ПСВ, бегущие вдоль границы раздела магнитный слой - немагнитное полупространство, тогда как при $d \rightarrow 0$ обе ветви эластостатических ШСВ исчезают. Отметим принципиальную важность для формирования данного типа ПСВ (и ШСВ) наличия акустического контакта между магнитным и немагнитным слоем ($\mu_1 / \mu_2 \neq 0$), так как в случае ($\mu_1 / \mu_2 \rightarrow 0$) найденный выше эластостатический тип ШСВ не реализуется ($\omega_{\pm}^2(k_{||}) \rightarrow \omega_{\Delta}^2$).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г у п я е в Ю.В., З и л ь б е р м а н П.Е. // ФТТ. 1979. Т. 21. В. 5. С. 1549-1551.
- [2] Б е с п я т ы х Ю.И., З у б к о в В.И. // ЖТФ. 1975. Т. 45. В. 11. С. 2386-2394.
- [3] Ф и л и п п о в В.В., Я н О.В. Связанные поверхностные магнитоупругие волны в системе двух ферромагнитных кристаллов, разделенных зазором. Препринт № 496. ИФ АН БССР, Минск, 1987. 25 с.
- [4] К а й б и ч е в И.А., Ш а в р о в В.Г. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 10. С. 1832-1839.
- [5] И в а н о в Б.А., С у к с т а н с к и й А.Л. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 1. С. 370-379.
- [6] Ф и л и п п о в Б.Н. Поверхностные спиновые и магнитоупругие волны в ферромагнетиках. Препринт 80/1 ИФМ УНЦ, Свердловск, 1980. 62 с.
- [7] С и р о т и н Ю.И., Ш а с к о л ь с к а я М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с.

Поступило в Редакцию
4 января 1991 г.