

## С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] П о п о в Ю.Ю. // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 6. С. 827-831.
- [2] П о п о в Ю.Ю. // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 2. С. 324-330.
- [3] N a k a y a m a J. // Rad. Sci. 1986. V. 21. N 4. P. 707-715.
- [4] O g u r a H., N a k a y a m a H. // J. Math. Phys. 1988. V. 29. N 4. P. 851-860.
- [5] Б а с с Ф.Г., Ф у к с И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
- [6] B a r r i s k D.E. // Rad. Sci. 1971. V. 6. N 5. P. 527-533.
- [7] Ф р е й л и х е р В.Д., Ф у к с И.М. // Изв. вузов, Радиофизика. 1976. Т. 19, № 3. С. 401-406.
- [8] В и л е н к и н Н.Я. Специальные функции и теория представления групп. М.: Наука, 1965. 588 с.
- [9] Х е н л Х., М а у э А., В е с т п ф а л ь К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428 с.

Поступило в Редакцию  
29 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 12

26 июня 1989 г.

05.2

### НОВЫЙ ТИП НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

А.Л. С у к с т а н с к и й, С.В. Т а р а с е н к о

Как известно, в ограниченных образцах магнетиков при определенных условиях возможно резонансное взаимодействие бегущих магнитостатических спиновых волн (МСВ) и обменных спиновых волн (ОСВ) (неоднородный спин-спиновый резонанс), приводящее к „расталкиванию” ветвей спин-волнового спектра, формированию в резонансной области магнитообменных спиновых колебаний и возникновению дополнительных максимумов поглощения СВЧ-поля [1]. Что же касается влияния магнитоупругого взаимодействия на характер распространения бегущих МСВ и ОСВ, то его величина вне условий спин-ориентационного фазового перехода (СОФП), как правило, является малой (безразмерный параметр линейного магнитофононного взаимодействия  $\xi^2 \sim 10^{-4} - 10^{-5}$  [2, 3], поэтому учет взаимодействия спиновой и упругой подсистем в тонких магнитных пленках (ТМП) обычно сводился к изучению резонансного взаимодействия МСВ и ОСВ с бегущими волнами упругих деформаций [4, 5].

Однако имеется достаточно широкий класс магнетиков (например, легкоплоскостные ферро- и антиферромагнетики (ФМ и АФМ ЛП)), в которых даже вдали от области СОФП параметр  $\xi^2 \sim 1$  [3]. При этом магнитоупругое взаимодействие может привести к возникновению нового механизма формирования дисперсии спиновых волн в ТМП (наряду с ранее известными: неоднородным обменным и магнитоэластическим). В этом случае магнитоупругое взаимодействие играет роль, аналогичную роли магнитоэластического взаимодействия в формировании МСВ. Возникает вопрос о резонансном взаимодействии этого нового типа магнитных колебаний с бегущими ОСВ, которое может иметь место в ТМП.

В качестве примера рассмотрим пленку АФМ ЛП толщиной  $2d$ , в которой нормаль к поверхности ТМП (ось ОХ) лежит в легкой плоскости ХУ; внешнее магнитное поле  $\vec{H}$  параллельно вектору нормали  $\vec{n}$ . При этом равновесный вектор антиферромагнетизма  $\vec{e}$  параллелен оси ОУ.<sup>1</sup>

Специфическое влияние магнитоупругого взаимодействия на колебания спиновой подсистемы проявляется при волновых векторах, которые по модулю превышают характерное значение  $k_*$ , определяемое из условия магнитоакустического резонанса:  $|\vec{k}| \gg k_* = \omega_d/s$ , где  $\omega_d$  – активация квазиспиновой волны,  $s$  – скорость звука. В достаточно тонкой пленке ( $d \ll k_*^{-1}$ ) спектр бегущих спиновых волн даже в длинноволновом пределе ( $k_z \rightarrow 0$ ,  $k_z$  – составляющая волнового вектора вдоль поверхности ТМП) формируется не только неоднородным обменным и магнитодипольным, но и магнитоупругим взаимодействием.

Характер пространственного распределения амплитуды спиновых колебаний  $A$ , учитывающий как неоднородное обменное так и магнитоупругое взаимодействие, находится стандартным образом из совместного решения уравнений движения для намагниченности в АФМ и уравнений теории упругости. Для рассматриваемой волны, распространяющейся в плоскости ХЗ, нетрудно получить (при  $|\vec{k}| \gg k_*$ ):

$$A \sim \exp(ik_z z) \sum_{j=1}^2 B_j^{(\pm)} \exp(\pm ik_{xj} x), \quad (1)$$

где коэффициенты  $B_j^{(\pm)}$  определяются граничными условиями на поверхности ТМП, а величины  $k_{xj}^2$ ,  $j = 1, 2$  являются корнями уравнения<sup>2</sup>

<sup>1</sup> В данной геометрии полученные результаты легко обобщаются на случай ЛП ФМ (ХУ – легкая плоскость) с  $\vec{H} // \vec{OY}$ .

<sup>2</sup> При выводе (2) для простоты мы предполагали, что магнитоупругое и упругое взаимодействие изотропно, а высокочастотная ветвь спектра ОСВ в АФМ ЛП значительно удалена по частоте от нижней ветви.

$$k_x^4 + (2k_z^2 - k_0^2)k_x^2 + k_z^2(k_z^2 - k_0^2 + k_m^2) = 0, \quad (2)$$

$$k_0^2 = (\omega^2 - \omega_0^2)/c^2, \quad k_m^2 = \omega_m^2/c^2,$$

где  $\omega$  — частота волны,  $c$  — минимальная фазовая скорость спиновых волн в неограниченном АФМ,  $\omega_0$  и  $\omega_m$  — соответственно активационная и магнитоупругая щели в спектре мягкой моды АФМ ЛП ( $\omega_0$  (Н)  $\rightarrow 0$  при  $H \rightarrow 0$ ) [3].

Если  $k_z \ll k_0$ , то корни уравнения (2) равны  $k_{1x} \approx k_0$ ,  $k_{2x} \approx k_z(1 - k_m^2/k_0^2)^{1/2} \ll k_{1x}$  и отвечают соответственно волнам с обменным ( $k_{1x}$ ) и магнитоупругим ( $k_{2x}$ ) механизмом дисперсии.

Используя стандартные граничные условия на поверхности ТМП:  $(\partial \vec{e} / \partial x)|_{x=\pm d} = 0$ ,  $\sigma_{ij} n_j|_{x=\pm d} = 0$  ( $\sigma_{ij}$  — тензор напряжений),

получим дисперсионное уравнение  $\omega = \omega(k_z)$ , определяющее спектр собственных объемных колебаний намагниченности в ТМП. Для симметричной моды колебаний ( $B_j^{(+)} = B_j^{(-)}$ ) дисперсионное уравнение имеет вид ( $k_{1x}, k_{2x} > 0$ ):

$$(k_z^2 + k_{1x}^2)k_{1x} \operatorname{tg} k_{1x} d = (k_z^2 + k_{2x}^2)k_{2x} \operatorname{tg} k_{2x} d, \quad (3)$$

а для антисимметричной моды ( $B_j^{(+)} = -B_j^{(-)}$ ):

$$(k_z^2 + k_{1x}^2)k_{1x} \operatorname{ctg} k_{1x} d = (k_z^2 + k_{2x}^2)k_{2x} \operatorname{tg} k_{2x} d. \quad (4)$$

Из анализа (2)–(4) следует, что, наряду с ранее известными типами спиновых волн, последовательный учет магнитоупругого взаимодействия приводит к существованию в интервале частот  $\omega_0^2 \leq \omega^2 < \omega_0^2 + \omega_m^2$  нового типа собственных колебаний намагниченности ТМП, представляющих собой результат резонансного взаимодействия ОСВ и спиновых волн с магнитоупругим механизмом дисперсии. Анализ условий возбуждения этих колебаний показывает возможность в рассматриваемой выше геометрии ТМП появления дополнительных максимумов поглощения СВЧ-поля с поляризацией, лежащей в плоскости  $YZ$ , на частотах, определяемых (2)–(4).

Учет затухания ( $\omega_0 \rightarrow \omega_0(1 - i\gamma)$ ) приводит к появлению граничной частоты  $\omega_{гр}^2 = \omega_0^2(1 + \gamma\omega_0 d/c\pi)$ , определяющей условие существования нового типа резонанса:  $\omega_{гр}^2 < \omega^2 < \omega_m^2 + \omega_0^2$ . Если же  $\omega_{гр}^2 > \omega_m^2 + \omega_0^2$ , то обсуждаемый резонанс вообще наблюдаться не будет.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г а н н В.В. // ФТТ. 1966. Т. 8. В. 11. С. 3167–3172.
- [2] А х и е з е р А.И., Б а р ь я х т а р В.Г., П е л е т - м и н с к и й С.В. Спиновые волны. М.: Наука.
- [3] Т у р о в Е.А., Ш а в р о в В.Г. // УФН. 1983. Т. 140. В. 3. С. 429–462.

- [4] Филиппов Б.Н. Поверхностные спиновые и магнитоупругие волны в ферромагнетике. Препринт ИФМ 80/1, Свердловск, 1980. 62 с.
- [5] Бугаев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Филимонов Ю.А. // ФТТ. 1981. Т. 23. В. 4, С. 2647-2652.

Донецкий  
физико-технический  
институт АН УССР

Поступило в Редакцию  
2 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 12

26 июня 1989 г.

07; 12

ЭКСИТОНОПОДОБНЫЙ МЕХАНИЗМ  
В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ  
С КОМПЛЕКСНЫМ ОКСИАНИОНОМ

В.Г. Кронгауз, О.Я. Манаширов,  
В.Б. Михитарьян

В газоразрядных индикаторах (ГРИ), работающих на принципе конверсии ВУФ-излучения разряда в инертных газах (в основном линии 8.4 эВ ксенона) в видимую люминесценцию, наиболее эффективными люминофорами-преобразователями оказались соединения, кристаллическая матрица которых состоит из комплексных оксианонов типа  $SiO_4^{4-}$ ,  $BO_3^{3-}$  и металлов ( $Mg$ ,  $Zn$ ,  $Y$ ,  $Sc$  и др.) [1]. Связь внутри оксианиона - молекулярная, связь между оксианионом и катионом - ионная [2]. Квантовый выход люминесценции  $Zn_2SiO_4 : Mn$ ,  $YBO_3 : Eu$  при возбуждении 8.4 эВ достигает 0.7-0.9 [1]. Энергия 8.4 эВ на 1-3 эВ превышает ширину запрещенной зоны обсуждаемых люминофоров, т.е. приходится на область фундаментальной абсорбции с очень высокими коэффициентами поглощения. Таким образом, здесь осуществляется механизм трансформации энергии возбуждения, характеризующийся как высокой эффективностью передачи от матрицы к активатору, так и малыми приповерхностными потерями. Известна попытка связать такой механизм с существованием собственного УФ-свечения матриц люминофоров для ГРИ, которое интерпретировано как эмиссия автолокализованных экситонов [3]. Это свечение возбуждается лишь в области собственного поглощения, выход его зависит от дефектности матрицы и для наиболее совершенных образцов  $Zn_2SiO_4$  достигает 0.3-0.4. Настоящее сообщение посвящено анализу экспериментальных данных, позволяющему проверить наличие корреляции между собственным свечением матриц и эффективностью люминофоров на их основе в ГРИ и попытке осмысления механизма передачи энергии.