

- [4] Здебский А. П., Шейнкман М. К., Аннаниязов А. Н., Гарягдыев Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 4. С. 1135—1140.  
 [5] Островский И. В., Коротченков О. А., Лысенко В. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 7. С. 2153—2155.  
 [6] Здебский А. П., Корчная В. Л., Торчинская Т. В., Шейнкман М. К. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 2. С. 76—81.  
 [7] Здебский А. П., Лисянский М. Н., Лукьянчикова Н. Б., Шейнкман М. К. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. № 16. С. 1009—1013.  
 [8] Буденная Л. Д., Низкова А. И., Пекарь Г. С., Полицкий Г. Н. // Изв. АН СССР, неорг. матер. 1982. Т. 18. № 6. С. 908—912.

Туркменский политехнический институт  
 Ашхабад

Поступило в Редакцию  
 12 сентября 1988 г.  
 В окончательной редакции  
 20 января 1989 г.

УДК 621.318

Физика твердого тела, том 31, в. 6, 1989  
 Solid State Physics, vol. 31, № 6, 1989

## НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ФМР И АСИММЕТРИЯ РЕЗОНАНСНОЙ КРИВОЙ ПРИ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ НАКАЧКИ

*А. В. Помялов, В. Б. Горский*

В работе исследуется возникновение асимметрии формы резонансной кривой ферромагнитного резонанса (ФМР) при больших уровнях мощности поперечной накачки в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ), помещенных во внешнее, нормальное к поверхности, насыщающее магнитное поле.

Известно, что в условиях ФМР прецессия намагниченности при большой мощности накачки  $W$  становится неустойчивой [1]. В ферритовых пленках в случае нормального намагничивания неустойчивость ФМР может быть результатом как анизотропии формы образца (одномодовая неустойчивость) [2], так и четырехмагнонных процессов распада [3]. При этом соотношение пороговых полей одномодовой неустойчивости  $h_0$  и четырехмагнонных процессов распада  $h_4$  зависит от соотношения эффективностей спин-спиновой и спин-решеточного механизмов релаксации. Покажем это.

В работах [1, 4] при выводе выражения для  $h_0$  не учитывалось влияние вторичных коротковолновых магнонов, образующихся при релаксации магнитной прецессии, на сдвиг резонансного магнитного поля  $\delta H$ . Однако при эффективности спин-спиновой механизма релаксации, что характерно для пленок ЖИГ [5], образуются вторичные коротковолновые магноны, которые приводят к дополнительному увеличению  $\delta H$  [6] и, следовательно, к уменьшению  $h_0$ . В самом деле, число коротковолновых магнонов  $n_x$  определяется числом длинноволновых магнонов  $n_0$ , и в равновесном состоянии  $n_x = n_0 \Delta H_m / \Delta H_x$ , где  $\Delta H_m$ ,  $\Delta H_x$  характеризуют соответственно скорости спин-спиновой релаксации первичных длинноволновых магнонов и спин-решеточной релаксации коротковолновых магнонов [7]. Учитывая, что  $\delta H \sim (n_0 + n_x)$  и  $n_0 \sim m^2$ , где  $m$  — амплитуда прецессии намагниченности [6], получаем следующую зависимость  $\delta H(m)$ :

$$\delta H = -2\pi \frac{m^2}{M} \left( 1 + \frac{\Delta H_m}{\Delta H_x} \right). \quad (1)$$

Подставляя полученную зависимость  $\delta H(m)$  в вывод выражения для  $h_0$ , приведенный в работе [4], получаем, что с учетом спин-спиновой механизма релаксации

$$h_0 = \sqrt{\frac{16}{3\sqrt{3}} \frac{\Delta H^3}{4\pi M (1 + \Delta H_m/\Delta H_x)}}, \quad (2)$$

где  $\Delta H$  — полуширина резонансной кривой. Сравнивая  $h_0$  с пороговым полем  $h_4$  [3]

$$h_4 = \sqrt{\Delta H^2 \Delta H_x / 4\pi M}, \quad (3)$$

получим, что при выполнении неравенства

$$\frac{16}{3\sqrt{3}} \Delta H - \Delta H_m > \Delta H_x \quad (4)$$

пороговое поле  $h_0$  превышает поле  $h_4$ . Такое соотношение порогов  $h_0 > h_4$  реализуется в пленках ЖИГ, что подтверждается следующими соображениями. В пленках ЖИГ спин-решеточная релаксация происходит

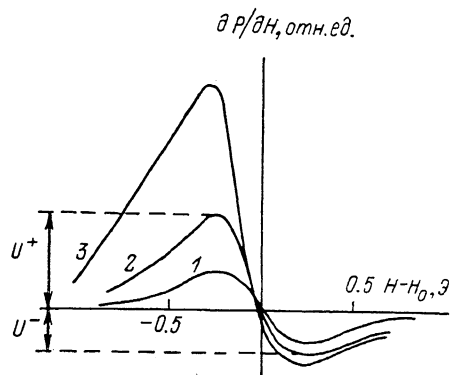


Рис. 1. Форма регистрируемого сигнала при различных уровнях мощности накачки  $W$ .

$W_2 = 2W_1$ ,  $W_3 = 8W_1$ .  $H_0$  — резонансное магнитное поле при малой амплитуде прецессии.  $\Delta H = 0.5$  Э.

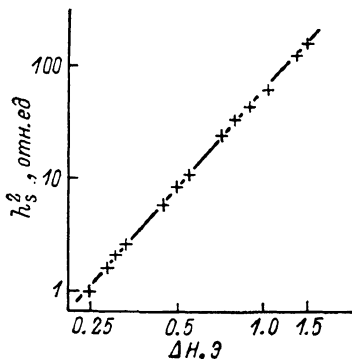


Рис. 2. Зависимость квадрата величины характерного поля появления асимметрии  $h_s$  от полуширины резонансной кривой.

в основном на ионах нетрехвалентного железа. Среднее расстояние между этими ионами  $l \approx 10^{-7}$  см [8]. Вторичные магноны, образующиеся при четырехмагнонных процессах распада, близки по энергии к первичным магнонам дипольной части спектра спиновых волн, поэтому их длина волны  $\lambda \geq 10^{-5}$  см. Следовательно,  $\lambda \gg l$ , а так как скорость релаксации не зависит от волнового числа, пока длина волны много больше расстояния между центрами рассеяния, то  $\Delta H_x$  совпадает с параметром спин-решеточной релаксации длинноволновых магнонов  $\Delta H_l$ . В силу того что в ЖИГ  $\Delta H$  определяется только процессами спин-спиновой и спин-решеточной релаксации [5],  $\Delta H = \Delta H_m + \Delta H_l$ . Учитывая равенство  $\Delta H_l$  и  $\Delta H_x$ , получим, что неравенство (4) в ЖИГ выполняется. Таким образом, одномодовая нестабильность в пленках ЖИГ наступает за порогом четырехмагнонных процессов распада и наблюдать ее в чистом виде нельзя. Тем не менее эффект анизотропии формы можно регистрировать по появлению асимметрии формы резонансной кривой. Действительно, прежде чем прецессия намагниченности станет нестабильной, при меньшей мощности накачки наблюдается возникновение асимметрии резонансной кривой.

В нашей работе при измерениях регистрировалась производная поглощаемой при ФМР мощности  $P$  по внешнему магнитному полю  $H$ , поэтому асимметрию резонансной кривой было удобно фиксировать по отношению пиковых значений регистрируемого сигнала  $U^-/U^+$  (рис. 1). В качестве характерной величины поля накачки, при которой появляется асимметрия, мы брали то значение  $h_s$ , начиная с которого отношение  $U^-/U^+$  становилось меньше  $K$ , где параметр  $K < 1$ . При этом значение  $h_s$  связано с параметром асимметрии  $K$  и с параметрами ферритовой пленки

$$h_s = \sqrt{\frac{32}{3\sqrt{3}} \frac{1-K}{1+K} \frac{\Delta H^3}{4\pi M (1 + \Delta H_m / \Delta H_k)}}. \quad (5)$$

Данное выражение получено следующим образом: из зависимости  $m$  от амплитуды возбуждающего поля  $h$ , имеющей вид

$$m^2 = M^2 \frac{h^2}{(H - H_0 - \delta H) + \Delta H^2}, \quad (6)$$

где  $H_0$  — резонансное магнитное поле при  $m \rightarrow 0$ , было получено, что при  $h \ll \Delta H$  функция  $(dm/dH)(H)$  имеет вид производной от функции Лоренца и отношение пиковых значений этой функции становится равным  $K$  при значении  $h$ , описываемом формулой (5). В силу того что  $P = \chi m$ , где  $\chi$  — не зависящий от  $H$  коэффициент, отношение пиковых значений  $\partial P / \partial H$ , т. е.  $U^- / U^+$ , становится равным  $K$  при том же самом поле накачки  $h_s$ . Сравнение выражений (3) и (5) показывает, что  $h_s < h_1$  при выполнении неравенства

$$\Delta H_l < \Delta H_k + \left(1 - \frac{32}{3\sqrt{3}} \frac{1-K}{1+K}\right) \Delta H, \quad (7)$$

и, следовательно, в этом случае асимметрия резонансной кривой является результатом единственного эффекта — уменьшения продольной компоненты вектора намагниченности при увеличении  $m$ . Величина  $h_s$  зависит от соотношения характерных времен спин-спиновой и спин-решеточной релаксации, поэтому изучение асимметрии резонансной кривой открывает дополнительные возможности изучения процессов релаксации в ферритовых пленках.

В данной работе была экспериментально исследована зависимость  $h_s$  от полуширины резонансной кривой  $\Delta H$  эпитаксиальных пленок ЖИГ, выращенных на подложках из гадолиний-галлиевого граната с плоскостью {111}. Величина  $K$  принималась равной 0.9. При таком значении  $K$  легко фиксировалась асимметрия резонансной кривой и в силу выполнения неравенства (7) еще не достигался порог четырехмагнитных процессов распада. Полуширина резонансной кривой  $\Delta H$  менялась от пленки к пленке. Исследовались магнитостатические колебания, локализованные методом «магнитной ямы» [9]. Метод позволяет создавать идентичные условия возбуждения и локализации колебаний в различных пленках, что позволяет проследить зависимость характерного поля появления асимметрии  $h_s$  от параметров исследуемых пленок. Полученная экспериментальная зависимость  $h_s^2$  от полуширины резонансной кривой  $\Delta H$  представлена на рис. 2. С хорошей степенью точности выполняется соотношение  $h_s^2 \sim (\Delta H)^n$ , где  $n=3$ . Сравнение выражения (5) с зависимостью  $h^2(\Delta H)$  приводит к выводу, что в пленках ЖИГ отношение  $\Delta H_m / \Delta H_k$  не зависит от полуширины резонансной кривой  $\Delta H$ .

Таким образом, несмотря на то что в пленках ЖИГ одномодовая нестабильность начинается за порогом четырехмагнитных процессов распада, еще до начала четырехмагнитных процессов распада эффект анизотропии формы приводит к появлению асимметрии резонансной кривой. Исследование асимметрии резонансной кривой в пленках ЖИГ показало, что отношение характерных времен спин-спиновой и спин-решеточной релаксации в пленках ЖИГ постоянно при изменении полуширины резонансной кривой в диапазоне от 0.25 до 1.5 Э.

#### Список литературы

- [1] Anderson P., Suhl H. // J. Appl. Phys. 1955. V. 100. N 6. P. 1788—1790.
- [2] Weiss M. T. // Phys. Rev. Lett. 1958. V. 1. N 7. P. 239—241.
- [3] Suhl H. // J. Phys. Chem. Solids. 1957. V. 1. N 2. P. 209—238.
- [4] Gottlieb P. // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. N 11. P. 227—230.
- [5] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 570 с.

- [6] Matcovich T., Belson H., Goldberg N. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 3. P. 163S—164S.  
 [7] Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримангнетики. М.: Мир, 1965.  
 [8] Glass H. L., Elliot M. T. // J. Cryst. Growth. 1976. V. 34. N 2. P. 285—288.  
 [9] Калинин Б. А., Ковшиков Н. Г., Надеев М. М. // Тез. докл. Всес. конф. по физике магнитных явлений. Тула, 1983. С. 206.

Институт радиотехники  
и электроники АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
8 июля 1988 г.  
В окончательной редакции  
26 января 1989 г.

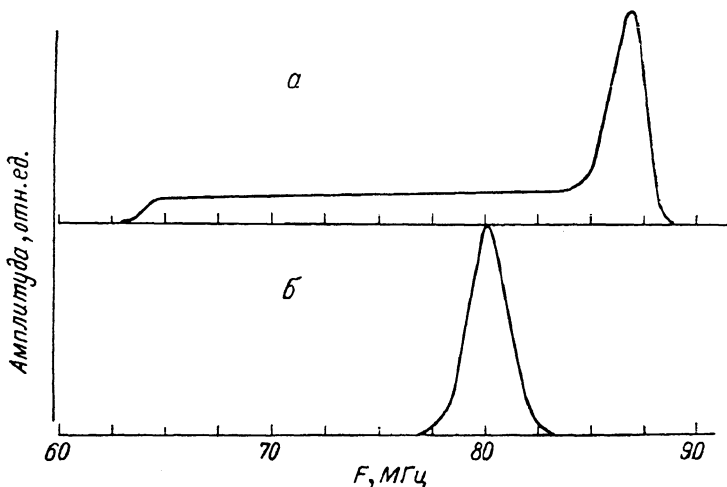
УДК 539.143.43 : 537.611.46

Физика твердого тела, том 31, в. 6, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 6, 1989

## АНИЗОТРОПИЯ НАВЕДЕННЫХ ПОЛЕЙ НА ЯДРАХ $^{77}\text{Se}$ В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ ШПИНЕЛЯХ

А. С. Москвин, А. А. Шемяков, В. К. Прокопенко

В работе сообщается об измерении изотропной и анизотропной составляющих локального поля на ядрах  $^{77}\text{Se}$  в хромовых халькогенидных шпинелях. Измерения проведены методом спинового эха при гелиевых температурах на мелких монокристаллических образцах  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  и  $\text{Cd}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ .



Спектр ЯМР  $^{77}\text{Se}$  при 4.2 К.  
а —  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ , б —  $\text{Cd}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ .

Спектр ЯМР  $^{77}\text{Se}$  в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  представляет собой широкую несимметричную линию в диапазоне частот 63—89 МГц с максимумом на частоте 86.7 МГц, а в  $\text{Cd}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{Cr}_2\text{Se}_4$  — симметричную линию, занимающую значительно меньший диапазон частот (76.5—83.5 МГц) с резонансной частотой 80.1 МГц (см. рисунок). Наблюдаемые сигналы ЯМР в обоих соединениях относятся к ядрам в доменах, так как форма спектров ЯМР как в нулевом, так и во внешнем насыщающем ( $4 \cdot 10^5$  А/м) магнитных полях практически одинакова. Полученный спектр ЯМР  $^{77}\text{Se}$  в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  аналогичен спектру, приведенному в [1, 2].

Учитывая, что ионы  $\text{Se}^{2-}$  имеют аксиальную локальную симметрию, получим выражение для частот ЯМР в виде [3]

$$f = [(f_{\text{из}} - f_{\text{ан}})^2 + 3f_{\text{ан}}(2f_{\text{из}} + f_{\text{ан}}) \cos^2 \theta]^{1/2}, \quad (1)$$