

05; 09

© 1990 г.

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ ДИПОЛЬНЫХ ЩЕЛЕЙ В СПЕКТРЕ СПИНОВЫХ ВОЛН ПРОИЗВОЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ

П. А. Колодин, Е. Г. Ржижина, А. Н. Славин

Показано, что выбором ориентации внешнего магнитного поля можно добиться минимальной ширины дипольных «щелей» в дипольнообменном спектре спиновых волн ферромагнитной пленки. Дано теоретическое объяснение эффекта и установлено, что эффект может наблюдаться только при несимметричном закреплении поверхностных спинов на гранях пленки.

Введение

Исследования распространения спиновых волн в некоторых образцах высококачественных ($\Delta N_k < 0.3$ Э) монокристаллических пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) показали осциллирующую зависимость потерь на распространение спиновой волны от ее частоты [1, 2], связанную с дипольным «расталкиванием» мод и образованием дипольных «щелей» в дипольно-обменном спектре спиновых волн ферромагнитной пленки (ФП) [3, 4]. В работах [3-6] теоретически и экспериментально показано, что ширина дипольных «щелей» в спектре ФП существенно зависит от вида обменных граничных условий (или условий закрепления поверхностных спинов), которые определяются значением констант поверхностной анизотропии на гранях ФП [7]. В случае сильного закрепления поверхностных спинов дипольные «щели» хорошо видны в эксперименте и экспериментальная амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) прибора, содержащего ФП (например, линии задержки), оказывается осциллирующей. В случае слабого закрепления поверхностных спинов ширина дипольных «щелей» в спектре ФП оказывается меньше частоты релаксации ω_r ($\omega_r = \mu_0 |g| \Delta N_k$) и АЧХ исследуемого прибора остается гладкой [4].

В рамках существующей технологии производства монокристаллических пленок ЖИГ (метод жидкофазной эпитаксии) пока не найдено эффективных способов управления величиной ростовой поверхностной анизотропии, возникающей на гранях пленки ЖИГ и определяющей закрепление поверхностных спинов. Поэтому пленки, выращиваемые по стандартной технологии, получаются как с гладкими, так и с осциллирующими АЧХ (т. е. как с слабо закрепленными, так и с сильно закрепленными спинами на поверхности ФП). Для практических же применений в устройствах обработки сверхвысокочастотных (СВЧ) сигналов необходимо, как правило, иметь высококачественные пленки ЖИГ с гладкими АЧХ.

Одним из средств управления состоянием поверхностных спинов в ферромагнитных пленках является ионная имплантация. Наведенная поверхностная анизотропия, возникающая в результате ионной имплантации пленок ЖИГ, имеет тип «легкая плоскость» [8] и величина ее зависит от дозы имплантированных ионов [9]. В работах [9, 10] показано, что, изменяя дозу имплантации, можно эффективно управлять видом АЧХ пленки ЖИГ.

В настоящей работе мы покажем, что существует еще один способ управления видом АЧХ приборов обработки СВЧ сигналов, содержащих пленки ЖИГ, —

ориентация пленок во внешнем магнитном поле. Этот способ не требует дополнительной технологической обработки и одинаково применим как к ионно-имплантированным, так и к обычным эпитаксиально выращенным монокристаллическим ферромагнитным пленкам. Заметим также, что при соблюдении специальных условий ориентация ФП, соответствующая гладкой АЧХ, может быть близка к термостабильной ориентации ФП во внешнем магнитном поле [11], что является дополнительным преимуществом предлагаемого способа.

На эффект зависимости ширины дипольных «щелей» в спектре спиновых волн пленки ЖИГ впервые было обращено внимание в работе [12].

Здесь мы приведем результаты экспериментального изучения этого эффекта и его описание на основе теории спектра дипольно-обменных спиновых волн в ФП при произвольных обменных граничных условиях [5].

Эксперимент

В эксперименте использовались образцы размером 4×8 мм, вырезанные из пленок ЖИГ, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках гадолиний-галлиевого граната ориентации (111). Имплантация проводилась

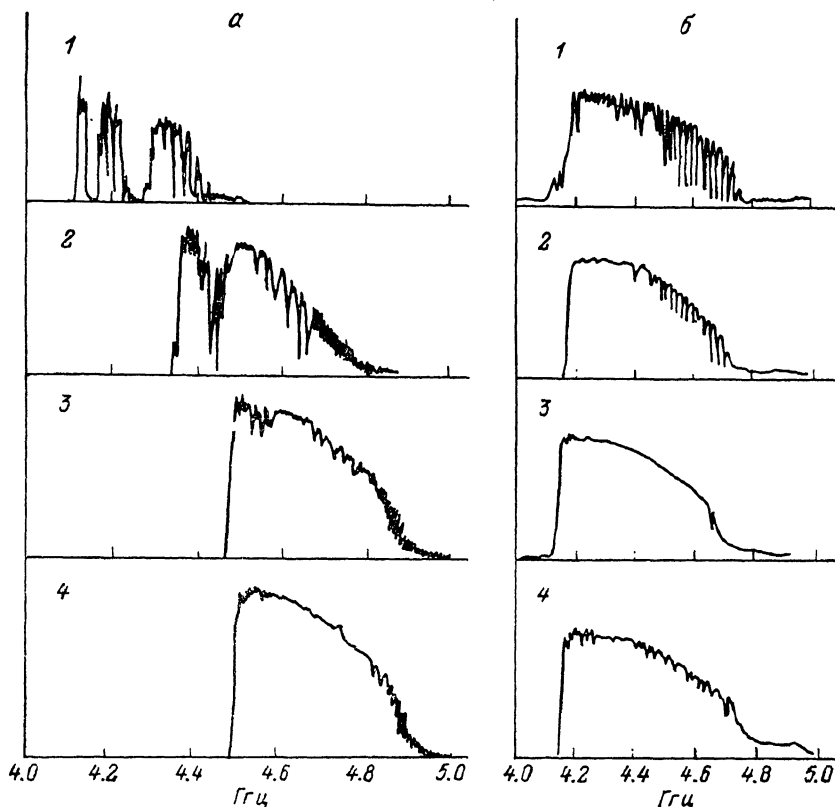


Рис. 1. Экспериментальные амплитудно-частотные характеристики исследуемого макета. а: $\theta_e = 20^\circ$; 1 — $H_e = 2280$, 2 — 2430, 3 — 2500, 4 — 2710 Э; 1 — $\theta = 42.5$, 2 — 41, 3 — 40.4, 4 — 39.7°; 1 — $H_e = 1153$, 2 — 1263, 3 — 1318, 4 — 1354 Э; б: 1 — $\theta_e = 90$, 2 — 34, 3 — 22, 4 — 16°; 1 — $H_e = 847$, 2 — 1490, 3 — 2130, 4 — 2530 Э; $\theta = 63$ (2), 46 (3), 35° (4).

ионами Ne^+ , O^+ , He^+ с энергией 150 кэВ через всю поверхность образцов. Доза изменялась в интервале от $2 \cdot 10^{13}$ до $4 \cdot 10^{14}$ $см^{-2}$. Имплантированные образцы пленок ЖИГ помещались в стандартный макет линии задержки, состоящий из двух микрополосковых антенн, сформированных фотолитографически на поликоровой подложке и расположенных на расстоянии $l = 3$ мм друг от друга. АЧХ макета снимались с помощью панорамного измерителя КСВН и ослабления. Измерение ориентации внешнего постоянного магнитного поля H_e по отношению к пленке ЖИГ осуществлялось поворотом макета с исследуемым образ-

дом в поле электромагнита так, что проекция H_z на плоскость пленки при повороте оставалась параллельной возбуждающей и приемной антеннам. При изменении угла θ_e , определяющего отклонение внешнего магнитного поля H_e от нормали к ФП, величина $|H_z|$ изменялась таким образом, чтобы начало спектра спиновых волн при всех ориентациях H_e соответствовало одной и той же частоте ω_H .

На рис. 1, б приведены экспериментальные АЧХ исследуемого макета с образцом пленки ЖИГ толщиной $L=9.9$ мкм с $\Delta H_k=0.3$ Э, подвергнутым имплантации ионами Ne^+ с энергией $E=150$ кэВ и дозой $D=1 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$. Эти АЧХ получены при разных значениях угла θ_e и разных значениях $|H_e|$, таких, что начало спектра соответствует частоте $f_{H_i} \approx 4100$ МГц. Видно, что существует ориентация $\theta_e=22^\circ$ (рис. 1, б, 3), при которой интенсивность осцилляций минимальна и АЧХ исследуемого макета является практически гладкой.

Аналогичное поведение АЧХ можно наблюдать при фиксированной ориентации внешнего магнитного поля ($\theta_e = \text{const}$) и изменении его величины $|H_e|$.

На рис. 1, а представлены АЧХ экспериментального макета с образцом пленки ЖИГ толщиной $L=7$ мкм, $\Delta H_k=0.3$ Э, подвергнутым имплантации ионами Ne^+ с энергией $E=150$ кэВ и дозой $D=2 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$. Образец был намагничен под углом $\theta_e=20^\circ$ по отношению к нормали ФП, а величина $|H_e|$ изменялась в пределах 2280—2710 Э. Видно, что при выбранной ориентации H_e существует оптимальное значение $|H_e|=2710$ Э, при котором АЧХ макета является наиболее гладкой (рис. 1, а, 4). Широкие провалы на АЧХ рис. 1, а (1, 2) связаны, по нашему мнению, с возникновением слоистости в пленке в результате обработки ее высокоэнергичными легкими ионами Ne^+ , которые способны проникать в пленку ЖИГ на значительную глубину ($\Delta L \sim 0.2-0.5$ мкм).

Описанная зависимость ширины дипольных «щелей» в спектре (или интенсивности осцилляций АЧХ) от направления и величины внешнего магнитного поля H_e наблюдалась нами на образцах пленок ЖИГ толщиной от 3 до 15 мкм, как имплантированных ионами Ne^+ , Ar^+ , Ne^+ с энергией 150—175 кэВ, так и неимплантированных, но имеющих начальную ростовую поверхностную анизотропию. В большинстве исследованных образцов значения углов $\theta_{e,кр}$, соответствующих максимально гладкой АЧХ, зависели от режима имплантации, но оставались в пределах $20 < \theta_{e,кр} < 30^\circ$. Следует, однако, отметить, что в некоторых образцах, легированных при высоких энергиях ($E=175$ кэВ), наблюдались значения $\theta_{e,кр}$, выпадавшие из указанного интервала и составлявшие $\theta_{e,кр}=8-12^\circ$.

Теория

Для объяснения описанного эффекта зависимости ширины дипольных «щелей» в спектре от угла θ_e воспользуемся теорией спектра дипольно-обменных спиновых волн в ФП, намагниченной под произвольным углом [5], с обменными граничными условиями общего вида (см. формулу (12) в [5] и формулу (11.93) в [7]), в которых закрепление спинов на каждой грани ФП характеризуется одной скалярной константой d_i , где $i=1, 2$.

Геометрия задачи и ориентация внешнего H_e и внутреннего магнитных полей представлена на рис. 2. Там же приведена типичная область «расталкивания» дисперсионных ветвей вблизи дипольной «щели» в спектре ФП. Штриховые линии соответствуют пересекающимся (вырожденным) дисперсионным ветвям спин-волновых мод с номерами n и n' . Сплошными линиями показаны дисперсионные кривые, получившиеся после учета дипольного «расталкивания».

Секулярное дисперсионное уравнение, полученное в первом порядке классической теории возмущений и описывающее эффект дипольного «расталкивания» вырожденных дисперсионных ветвей, соответствующих спин-волновым модам с номерами n и n' , имеет вид (см. в [5] формулу (48))

$$\det \begin{bmatrix} \hat{D}_{nn} & \hat{R}_{nn'} \\ \hat{R}_{n'n} & \hat{D}_{n'n'} \end{bmatrix} = 0, \quad (1)$$

причем равенство $\det \hat{D}_{nn} = 0$ представляет собой дисперсионное уравнение для невозмущенной спин-волновой моды с номером n .

Уравнение (1) может быть переписано в форме

$$\det \hat{D}_{nn} \cdot \det \hat{D}_{n'n'} = F_{nn'}^2(\theta), \quad (2)$$

где стоящая в правой части функция $F_{nn'}^2$ характеризует дипольную связь (или взаимодействие) между спин-волновыми модами с номерами n и n' .

В простейшем случае нормально намагниченной ФП ($\theta = 0$) уравнение (2) принимает вид

$$(\omega_n^2 - \omega^2)(\omega_{n'}^2 - \omega^2) = \omega_M^2 \Omega_n \Omega_{n'} P_{nn'}^2 = F_{nn'}^2(0), \quad (2a)$$

а $F_{nn'}(0)$ с точностью до множителя ω_g , определяемого из условия $\omega_n = \omega_{n'} = \omega_g$, совпадает с шириной $\Delta\omega_{nn'}$ дипольной «щели», возникающей вблизи точки вырождения дисперсионных ветвей с номерами n и n' (рис. 2)

$$F_{nn'}(0) = \Delta\omega_{nn'} \cdot \omega_g. \quad (3)$$

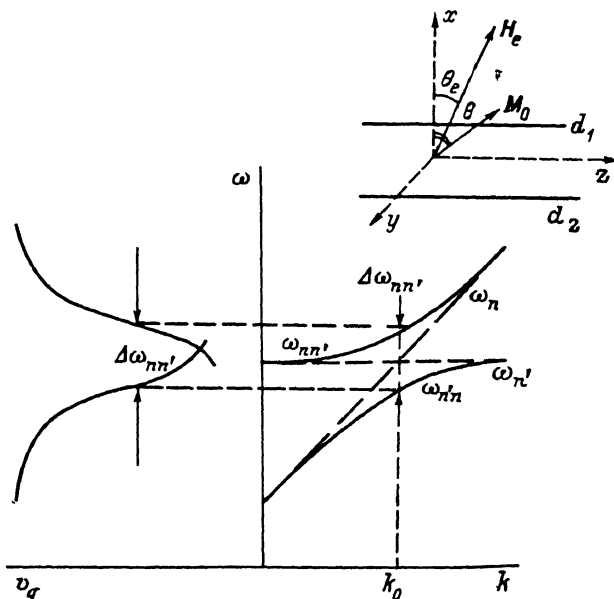


Рис. 2. Геометрия задачи и качественный вид спектра спиновых волн ФП вблизи дипольной «щели».

При $\theta \neq 0$ величина $F_{nn'}(\theta)/\omega_g$ не будет в точности совпадать с шириной дипольной «щели» в спектре, но будет по-прежнему характеризовать взаимодействие «расталкивающихся» спин-волновых мод.

Подставляя явные выражения для матриц \hat{D}_{nn} и $\hat{R}_{n'n'}$ (см. формулы (29), (24) в [5]) в дисперсионные уравнения (1), (2), нетрудно получить зависимость нормированной функции $f_{nn'}(\theta) = F_{nn'}(\theta)/F_{nn'}(0)$, характеризующей величину дипольного взаимодействия мод с номерами n и n' , от угла θ между направлением внутреннего магнитного поля H_i и нормалью к ФП.

Пересчет угла наклона θ_e внешнего магнитного поля в угол наклона θ внутреннего магнитного поля (рис. 2) проводится по формулам

$$\begin{aligned} H_i \cos \theta &= H_e \cos \theta_e - M_0 \cos \theta, \\ M_0 \sin 2\theta &= 2H_e \sin(\theta - \theta_e). \end{aligned} \quad (4)$$

На рис. 3 приведены зависимости $f_{nn'}(\theta)$, построенные для случаев симметричного ($|d_1| = |d_2|$) и несимметричного ($|d_1| \gg |d_2|$) закрепления спинов на гранях ФП. При сильном симметричном закреплении в спектре ФП возникают

лишь «щели», соответствующие «расталкиванию» основной моды ($n=1$) с нечетными высшими модами ($n=2m+1$). При несимметричном закреплении в спектре ФП имеются как нечетные ($n=2m+1$), так и четные ($n=2m$) дипольные «щели». На том же рисунке для сравнения проведена прямая, соответствующая нормированной частоте релаксации $\bar{\omega}_r = \omega_r / F_{nn'}(0)$ спиновых волн в ФП.

Кривая 1 на рис. 3, построенная для случая сильного симметричного закреплении ($|d_1| = |d_2| = 10^8 \text{ см}^{-1}$), показывает, что в этом случае зависимость $f_{nn'}(\theta)$ остается монотонной во всем интервале углов θ и не может объяснить результатов эксперимента рис. 1.

Если же предположить, что закрепление спинов на границе пленка—воздух существенно больше, чем на границе пленка—подложка ($|d_1| = 10^8 \text{ см}^{-1}$, $|d_2| = 10^2 \text{ см}^{-1}$), то на зависимости $f_{nn'}(\theta)$ как для нечетной «щели» $n=1$, $n'=21$ (сплошная кривая 2 на рис. 3), так и для четной «щели» $n=1$, $n'=22$ (штриховая кривая 2) наблюдается скачок при $\theta_{кр} = 45^\circ$. Величина $f_{nn'}(\theta)$ в некотором интервале углов θ за этим скачком оказывается меньше или равной нормированной частоте релаксации $\bar{\omega}_r$ (рис. 3), следовательно, дипольные «щели» в этом интервале углов θ будут «замазаны» релаксацией и не будут видны в эксперименте. В дальнейшем при увеличении θ $f_{nn'}(\theta)$ возрастает и становится больше $\bar{\omega}_r$.

Пересчет по формулам (4) для пленок ЖИГ ($4\pi M_0 = 1750 \text{ Гс}$), использованных

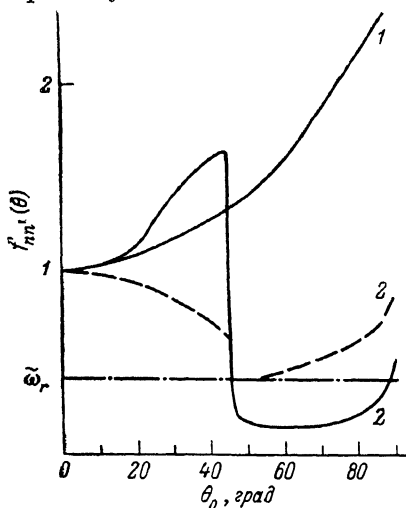


Рис. 3. Зависимость величины $f_{nn'}$, характеризующей дипольное «расталкивание» в спектре спиновых волн ферромагнитной пленки, от внутреннего угла θ для двух случаев закрепления поверхностных спинов.

1 — $|d_1| = |d_2| = 10^8 \text{ см}^{-1}$, 2 — $|d_1| = 10^8 \text{ см}^{-1}$, $|d_2| = 10^2 \text{ см}^{-1}$.

в экспериментах рис. 1, дает значения критического внешнего угла $\theta_{екр}$, соответствующего минимальной ширине «щели», $\theta_{екр} = 20-22^\circ$, что удовлетворительно совпадает с результатами большинства опытов.

Количественное согласие значений $\theta_{екр}$, полученных в эксперименте и в теории, наблюдается не для всех образцов пленок ЖИГ, подвергнутых ионной имплантации. По нашему мнению, это связано с наличием в имплантированных пленках кристаллографической анизотропии, приводящей к значительному изменению равновесной ориентации M_0 и не учитываемой формулами (4). При известных значениях констант анизотропии для данного образца пленки пересчет $\theta_{кр}$ в $\theta_{екр}$ может быть проведен по формулам работы [13], учитывающим наличие кристаллографической анизотропии. Кроме того, при имплантации легкими ионами с большой энергией ($E=175 \text{ кэВ}$) захватывается достаточно толстый слой пленки ЖИГ ($\Delta L \sim 0.5 \text{ мкм}$). Поэтому простая модель обменных граничных условий [7], описывающая закрепление спинов на поверхности ФП с помощью одного скалярного параметра d_i , может оказаться не соответствующей действительности.

Проведенные исследования (рис. 1, 3) показали, что изменением ориентации ФП во внешнем магнитном поле можно добиться уменьшения ширины дипольных «щелей» в спектре спиновых волн ФП. Интересно сравнить эти результаты с результатами работ по определению термостабильной ориентации ФП во внешнем магнитном поле.

В работе [11] было получено простое выражение для угла $\theta_{ет}$, при котором происходит температурная стабилизация верхней и нижней границ дипольного спектра в наклонно намагниченной ФП

$$\operatorname{tg}^2 \theta_{eT} = \frac{2}{1 + \frac{\omega_M}{\omega_H}}. \quad (5)$$

Сравнивая (5) с полученным выше значением $\theta_{e\text{кр}}=45^\circ$, можно заметить, что в интервале полей, где $\omega_H \simeq \omega_M$, термостабильная ориентация ФП θ_{eT} совпадает с ориентацией $\theta_{e\text{кр}}$, соответствующей наиболее гладкой АЧХ. По-видимому, это обстоятельство можно использовать для улучшения характеристик спин-волновых приборов обработки сигналов.

Список литературы

- [1] *Adam J. D., O'Keeffe T. W., Patterson R. W.* // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. P. 2446—2448.
- [2] *Гуляев Ю. В., Бугаев А. С., Зильберман П. Е.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. Вып. 3. С. 600—603.
- [3] *Калиникос Б. А.* // Изв. вузов. Физика. 1981. № 8. С. 42—57.
- [4] *Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г., Славин А. Н.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 2. С. 159—176.
- [5] *Kalinikos B. A., Slavin A. N.* // J. Phys. C. 1986. Vol. 19. P. 7013—7033.
- [6] *Андреев А. С., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е.* и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. Вып. 3. С. 1005—1015.
- [7] *Сулу Р.* Тонкие магнитные пленки. М.: Мир, 1967. 310 с.
- [8] *Рандошкин В. В.* // Радиоэлектроника за рубежом. 1983. № 8. С. 1—34.
- [9] *Яковлев Ю. М., Ржихина Е. Г., Крылова Т. А.* и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 2. С. 622—624.
- [10] *Стахурский Л. Л.* // Тез. докл. XI Всесоюз. школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Ташкент, 1988. С. 160—161.
- [11] *Славин А. Н., Фетисов Ю. К.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 11. С. 2210—2219.
- [12] *Яковлев Ю. М., Ржихина Е. Г., Крылова Т. А., Урбанас Д.-Т. А.* // Тез. докл. III Семинара по функциональной магнитоэлектронике. Красноярск, 1988. С. 194—195.
- [13] *Беляков С. В.* // Электронная техника. Электроника СВЧ. 1988. № 8. С. 39—45.

Ленинградский электротехнический институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
11 мая 1989 г.