

01;05;09

## Угловые зависимости спектров спин-волнового резонанса в многослойных пленках

© А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов, В.В. Радайкин

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,  
430000 Саранск, Россия

(Поступило в Редакцию 2 марта 1998 г.)

Исследованы угловые зависимости спектров спин-волнового резонанса в многослойных магнитных пленках, в которых механизм закрепления спинов изменялся от динамического к диссипативному. Обнаружено принципиальное отличие характера угловых зависимостей спектров трехслойных пленок от двухслойных. В частности, в трехслойных пленках при изменении угла между магнитным полем и нормалью к пленке на  $\pi/2$  дважды наблюдался процесс уменьшения и возрастания числа пиков.

Несмотря на большое число работ, посвященных спин-волновому резонансу (СВР) в тонких пленках (см., например, [1–4]), угловые зависимости спектров СВР остаются далеко не изученными. Практически во всех работах анализ и экспериментальные исследования спектров СВР проводятся для перпендикулярной или параллельной ориентаций постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки. В то же время анализ угловых зависимостей позволяет лучше понять свойства и особенности возбуждения спиновых волн в магнитных пленках. Кроме того, изменение угла между  $\mathbf{H}$  и пленкой можно при определенных значениях параметров слоев использовать как один из способов плавного изменения степени закрепления спинов. Слабая изученность угловых зависимостей спектров СВР во многом обусловлена сложностью их интерпретации. Из известных нам работ можно отметить [5,6], где экспериментально показана эволюция спектров СВР, происходящая при изменении угла  $\Theta_H$  между полем  $\mathbf{H}$  и нормалью к пленке. Однако в этих работах приведены результаты лишь для двухслойных пленок с близкими значениями параметра затухания в слоях.

Целью настоящей работы являлось исследование угловых зависимостей спектров СВР в двух- и трехслойных пленках с широким диапазоном значений магнитных параметров.

Исследования проводились на монокристаллических пленках феррит-гранатов, которые получали методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111). Двух- и трехслойные пленки получали путем последовательного погружения в два или три различных раствора в расплаве. Толщину слоев  $h$  измеряли интерференционным методом, намагниченность насыщения  $4\pi M$  — по методике, описанной в [7]. Эффективное поле одноосной анизотропии  $\mathbf{H}_{ku}^{ef} = \mathbf{H}_{ku} - 4\pi\mathbf{M}$  ( $\mathbf{H}_{ku}$  — поле ростовой компоненты одноосной анизотропии) и гиромагнитное отношение  $\gamma$  рассчитывали по резонансным полям при перпендикулярной и параллельной ориентациях. Поле кубической анизотропии  $\mathbf{H}_{k1}$  определяли по азимутальной зависимости резонансного поля [8], параметр затухания

Гильберта  $\alpha$  по полуширине линии поглощения  $\Delta H$ ,  $\alpha = \Delta H\gamma/\omega$ , где  $\omega$  — круговая частота СВЧ поля.

Запись спектров СВР производили на радиоспектрометре РЭ-1301 (частота СВЧ поля  $9.34 \cdot 10^9$  Hz) при комнатной температуре. Магнитное поле измеряли с помощью магнитометра с использованием ядерного магнитного резонанса. Поскольку спектры СВР регистрировались при постоянной  $\omega$ , то дисперсионные кривые строились в виде зависимости разности резонансных полей нулевой и  $n$ -й мод  $(H_0 - H_n)$  от  $(n + 1/2)^2$  для двухслойных и от  $(2n + 1)^2$  для трехслойных пленок. Здесь  $n = 0, 1, 2, \dots$  — номер спин-волновой моды. Параметры исследованных пленок приведены в таблице. Отметим, что с возрастанием номера образца возрастает значение параметра затухания в одном или двух крайних слоях пленки (слоях закрепления). Вследствие этого механизм закрепления спинов изменяется от динамического [5] к диссипативному [9].

Как следует из полученных результатов, угловая зависимость спектра СВР сильно зависит от значений  $\alpha$  слоя закрепления. Если значения  $\alpha$  в обоих слоях были достаточно малыми (образец 1), то спектр СВР, как и в работах [5,6], претерпевал существенные изменения с изменением угла  $\Theta_H$ . При перпендикулярной и параллельной ориентациях вид спектра, число мод и дисперсионные кривые сильно различались (рис. 1, а–с). При  $\Theta_H \cong 65^\circ$  в спектре наблюдался лишь один пик, в интервале  $\Theta_H \cong 65–90^\circ$ , спектр резонансного поглощения состоял из двух пиков, соответствующих нулевым модам каждого из слоев. Различие значений  $\alpha$  в слоях более чем на порядок (образец 2) приводило к иной угловой зависимости спектра СВР. При перпендикулярной и параллельной ориентациях спектры становились аналогичными, наклон дисперсионных кривых различался незначительно (рис. 2, а). Однако при углах  $\Theta_H \cong 40–50^\circ$  в спектре также наблюдался лишь один пик поглощения. В образце 3, где значение  $\alpha$  в одном из слоев еще более возрастало, количество возбуждаемых мод при промежуточных углах  $\Theta_H$  ( $\Theta_H = 35–45^\circ$ ), хотя и уменьшалось, но уже не происходила трансформация всего спектра в единственную нулевую моду от обоих слоев (рис. 3). Дисперсионные кривые при перпенди-

Параметры исследованных пленок

№ образца	№ слоя	Состав	$h, \mu\text{m}$	$4\pi M, \text{Gs}$	$\alpha$	$H_k^{ef}, \text{Oe}$	$\gamma, 10^7 \text{Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
1	1	$(\text{BiSmTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	1.1	600	0.09	2280	1.75
	2	$(\text{GdYTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	0.4	600	0.015	480	1.57
2	1	$(\text{YSmLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$	2.1	470	0.15	1210	1.74
	2	$\text{Y}_{2,98}\text{Sm}_{0,02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.56	1740	0.003	-1715	1.76
3	1	$\text{Sm}_{1,2}\text{Lu}_{1,8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	1.4	1760	0.12	790	1.76
	2	$\text{Y}_{2,98}\text{Sm}_{0,02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.54	1740	0.003	-1715	1.76
4	1	$(\text{SmEr})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	1.8	1330	0.2	96	1.38
	2	$\text{Y}_{2,98}\text{Sm}_{0,02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.84	1740	0.003	-1715	1.76
5	1	$(\text{YSmLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$	2.1	470	0.15	1210	1.74
	2	$\text{Y}_{2,98}\text{Sm}_{0,02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.56	1740	0.003	-1715	1.76
	3	$(\text{YSmLuEr})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	1.3	830	0.16	190	1.51

кулярной и параллельной ориентациях были близкими, однако, как и в образце 2, количество возбуждаемых спин-волновых мод при перпендикулярной ориентации несколько превышало их количество при параллельной. С увеличением значения  $\alpha$  в слое закрепления до 0.2–0.85 спектр спин-волнового резонанса становился практически изотропным (рис. 4). При промежуточных углах наклон дисперсионных кривых несколько возрастал, что связано с влиянием изменения равновесной ориентации намагниченности, происходящего при регистрации спектра СВР [11].

Одна из ярких особенностей заключалась в принципиально отличном характере угловых зависимостей спектров СВР трехслойных пленок от двухслойных. Если в двухслойных пленках при изменении  $\Theta_H$  от 0 до 90° происходило уменьшение и возрастание числа пиков, то в трехслойной (образец 5) этот процесс наблюдался дважды (рис. 5). Более того, если в двухслойных пленках при изменении  $\Theta_H$  последовательно прекращали возбуждаться спин-волновые моды, начиная с большего номера, и затем происходило обратное, то в трехслойных пленках примерно при  $\Theta_H = 12^\circ$  исчезали лишь пики с нечетными номерами (промежуточные). Затем в интервале углов ( $40 \leq \Theta_H \leq 55^\circ$ ) они появлялись вновь. Интенсивность их плавно возрастала и достигала максимума, становясь сравнимой с интенсивностью ранее наблюдавшихся. Дальнейшее увеличение угла опять приводило к обратному процессу. Изменение спектра СВР трехслойной пленки сопровождалось ярко выраженной модификацией дисперсионной кривой (рис. 5, c). В отличие от двухслойных пленок (рис. 1, c–4, c) наклон дисперсионной кривой  $H_0 - H_n = f(2n + 1)^2$  при промежуточных углах сильно уменьшался и затем при  $\Theta_H = 90^\circ$  становился близким к исходному. В трехслойных пленках, в которых оба слоя закрепления обладали большим значением  $\alpha$  ( $\alpha \geq 0.24$ ), число мод, так же как и в двухслойном образце 4, не зависело от угла  $\Theta_H$ .

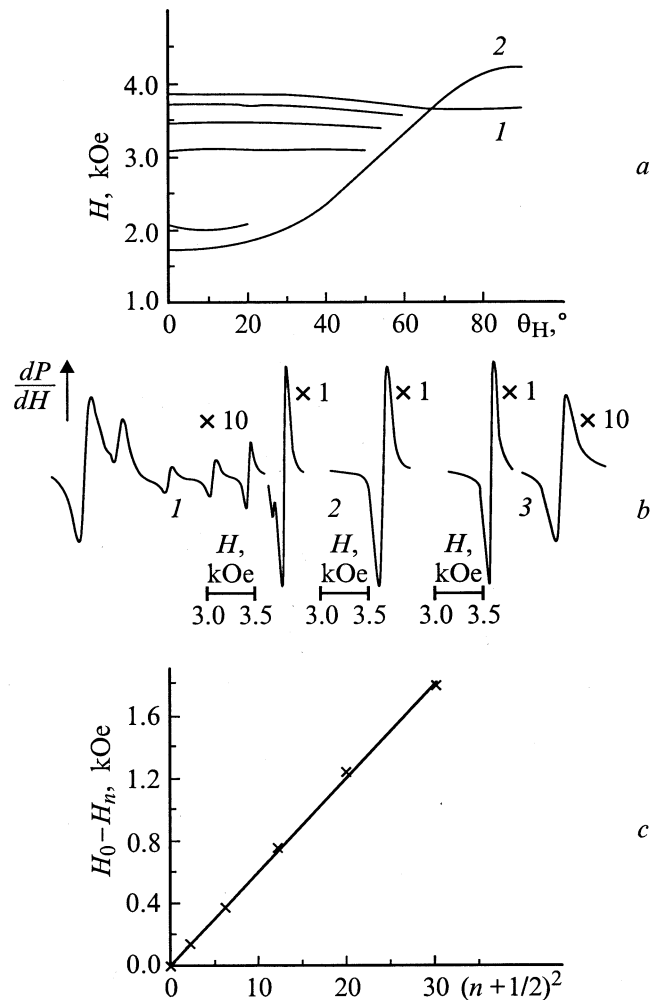
Многообразие полученных угловых зависимостей спектров СВР можно объяснить следующим образом. В пленках с малым значением параметра затухания в

обоих слоях основным механизмом закрепления спинов является динамический механизм. Как следует из результатов работ [5,6], в этом случае наиболее интенсивно однородным СВЧ полем возбуждаются такие локализованные моды, которые являются гармоническими в одном слое (слое с большим значением поля однородного резонанса  $H_{01}$ ) и экспоненциально спадают в другом слое, который во внешних полях, больших его поля однородного резонанса  $H_{02}$ , является для спиновых волн реактивной (упругой) средой [10] и обеспечивает тем самым закрепление спинов. При значениях  $H$ , меньших  $H_{02}$  и  $H_{01}$ , оба слоя становятся для спиновых волн дисперсионными средами, в результате чего эффективность возбуждения спин-волнового резонанса резко падает. В этом случае как на свободных поверхностях, так и на межслойной границе спины не закреплены и исчезает причина, приводящая к ярко выраженной дискретности спектра, что имело место при  $H_{01} > H > H_{02}$ . Таким образом, интервал полей, в которых интенсивно возбуждаются спиновые волны, при динамическом механизме закрепления ограничен значениями  $H_{01}$ ,  $H_{02}$ . Поскольку с изменением  $\Theta_H$  происходит уменьшение интервала  $H_{01} - H_{02}$ , это сопровождается уменьшением числа возбуждаемых мод. При некотором  $\Theta_H$  значения  $H_{01}$  и  $H_{02}$  становятся равными, что и приводит к исчезновению в спектре всех мод, кроме одной общей нулевой. Наконец, дальнейшее увеличение  $\Theta_H$  приводит к тому, что  $H_{02}$  становится больше, чем  $H_{01}$ , и, следовательно, областью возбуждения локализованных гармонических мод становится второй слой. Если толщина, константа обмена  $A$  и намагниченность в первом и втором слоях различны, это приводит к различию угла наклона дисперсионных кривых

$$H_0 - H_n = \frac{2A}{M} \frac{\pi^2}{h^2} \left( n + \frac{1}{2} \right)^2$$

для перпендикулярной и параллельной ориентацией. Это и объясняет угловые зависимости спектров СВР двухслойных пленок с малыми и близкими значениями  $\alpha$  в слоях.

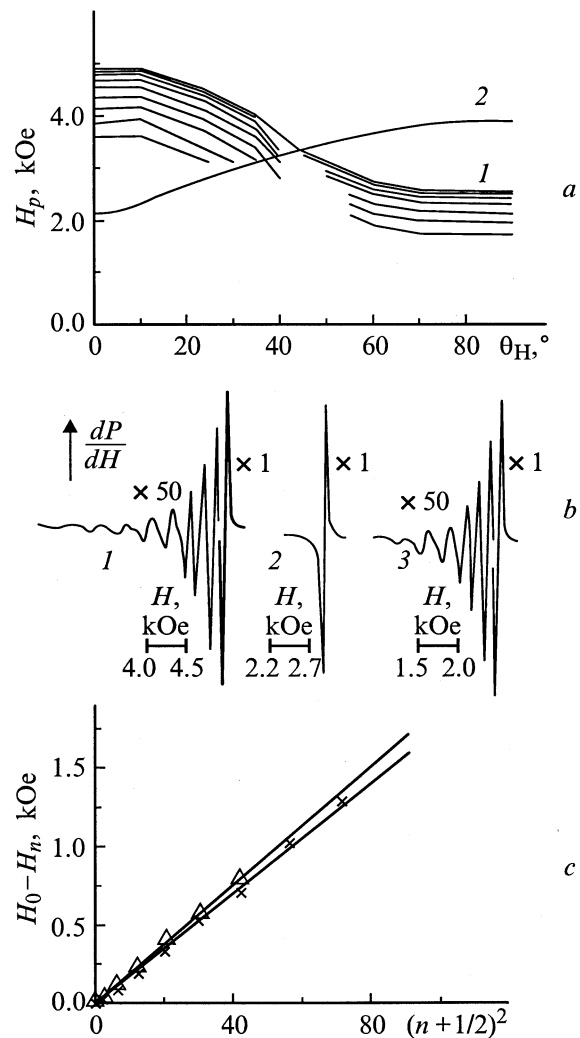
При увеличении  $\alpha$  в одном (в двухслойной) или двух крайних слоях в трехслойной пленке начинает возра-



**Рис. 1.** Угловые зависимости полей однородного резонанса в слоях возбуждения (1) и закрепления (2) (другие кривые — угловые зависимости резонансных полей возбуждаемых спин-волновых мод) (a), спектры СВР при  $\Theta_H = 0$  (1),  $90^\circ$  (3),  $0 < \Theta_H < 90^\circ$  (2) (b) и зависимости  $H_0 - H_n$  от  $(n + 1/2)^2$  при перпендикулярной ( $\times$ ) ориентации для образца 1 (c)

стать влияние диссипативного механизма закрепления спинов [9]. Сущность этого механизма заключается в том, что при наличии двух обменно связанных слоев с сильно различающимися значениями параметра затухания на границе раздела или вблизи нее возникает узел спиновой волны. Заметим, что эффективность диссипативного механизма закрепления зависит не только от  $\alpha$ , но и от  $A$ ,  $M$  и других параметров. К числу характерных особенностей указанного механизма относятся изотропность его действия, что связано с изотропностью  $\alpha$ . Как следует из экспериментальных результатов, возможная анизотропия  $\alpha$  в исследованных пленках феррит-гранатов не превышает погрешности измерений (6%) этого параметра. Увеличение значения  $\alpha$  в одном из слоев (слое закрепления) приводит к возрастанию действия диссипативного механизма и к тому, что как при перпендикулярной, так и при параллельной ори-

ентациях областью возбуждения гармонических спин-волновых мод остается слой с малым  $\alpha$  (слой возбуждения). Однако при сближении полей однородного резонанса в слоях (что, например, для образца 2 имеет место при  $\Theta_H \cong 40-50^\circ$ ) в их спектрах СВР также наблюдается лишь одна мода (рис. 2). О неизменности локализации области возбуждения спин-волновых мод свидетельствует лишь незначительная вариация угла наклона дисперсионной кривой при изменении  $\Theta_H$  от 0 до  $90^\circ$ . Анализ эволюции спектра СВР, происходящей в результате послыпного травления, также подтверждает этот вывод. При травлении пленки, в которой верхним слоем являлся слой с большим  $\alpha$ , никаких заметных изменений в спектре не происходило вплоть до некоторых значений толщины верхнего слоя, после чего нулевые моды исчезали. При травлении же пленки, в которой малым значением  $\alpha$  обладал верхний слой, при обеих ориентациях происходило плавное увеличение угла наклона дисперсионной кривой, что свидетельствует об



**Рис. 2.** То же, что на рис. 1, для образца 2 (a, b) и зависимости  $H_0 - H_n$  от  $(n + 1/2)^2$  при перпендикулярной ( $\times$ ) и параллельной ( $\Delta$ ) ориентациях (c).

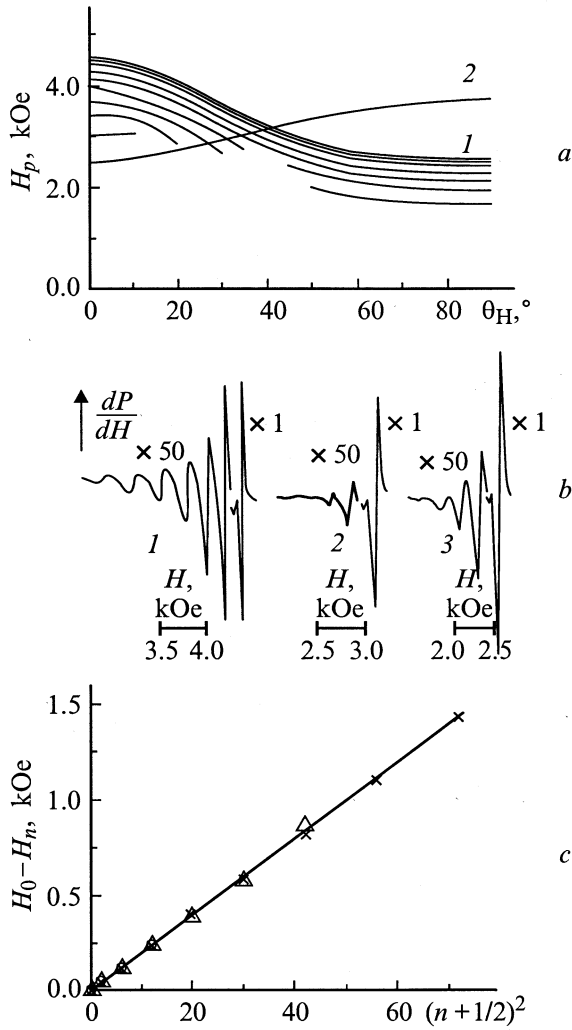


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для образца 3.

уменьшении толщины слоя возбуждения гармонических спин-волновых мод.

Дальнейшее усиление диссипативного механизма (образец 3) приводит к тому, что даже при равенстве  $H_{01}$  и  $H_{02}$  не происходит трансформации всего спектра в одну общую моду от обоих слоев (рис. 3, *a, b*). Большое число спин-волновых мод, возбуждаемых при перпендикулярной ориентации, по сравнению с параллельной можно объяснить тем, что в этом случае слой закрепления является для спиновых волн, возбуждаемых стоячими гармоническими волнами, локализованными в слое с малым  $\alpha$  реактивной (упругой) средой. Одновременное действие диссипативных и реактивных свойств приводит к более быстрому затуханию спиновой волны, обеспечивая тем самым более высокую степень закрепления спинов. При параллельной же ориентации, как следует из рис. 2–3, слой закрепления является средой дисперсивной.

Большое значение  $\alpha$  ( $\alpha \geq 0.2$ ) и  $4\pi M$  в слое закрепления приводит к доминирующему действию диссипативного механизма закрепления по сравнению с дина-

мическим и, как следствие, обуславливает практически изотропность спектра СВЧ (рис. 4).

Обнаруженное различие зависимостей спектров двух- и трехслойных пленок от  $\Theta_H$  можно, на наш взгляд, объяснить переходами от несимметричных граничных условий к симметричным и наоборот, происходящими в трехслойной пленке при изменении  $\Theta_H$ . В случае симметричных граничных условий (закрепление спинов на обоих границах слоя возбуждения) однородным СВЧ полем возбуждаются моды с нечетным числом полувольт, укладывающихся на толщине слоя возбуждения. Несимметричные граничные условия (закрепление лишь на одной границе слоя возбуждения или неэквивалентность степеней закрепления на границах слоя возбуждения) позволяют возбуждать моды с нечетным числом четвертей длин волн. Поэтому при прочих равных условиях на одном и том же интервале волновых чисел во втором случае возбуждается примерно в два раза большее количество спин-волновых мод. Данное обстоятельство и объясняет трансформацию спектра трехслойной пленки, происходящую при изменении  $\Theta_H$ . При этом возможны

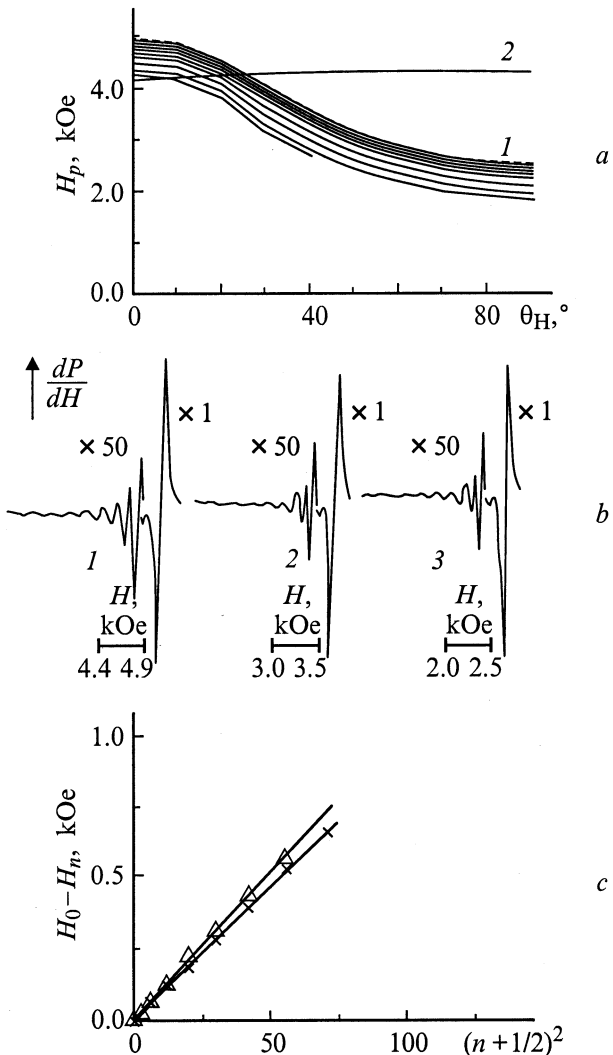


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для образца 4.

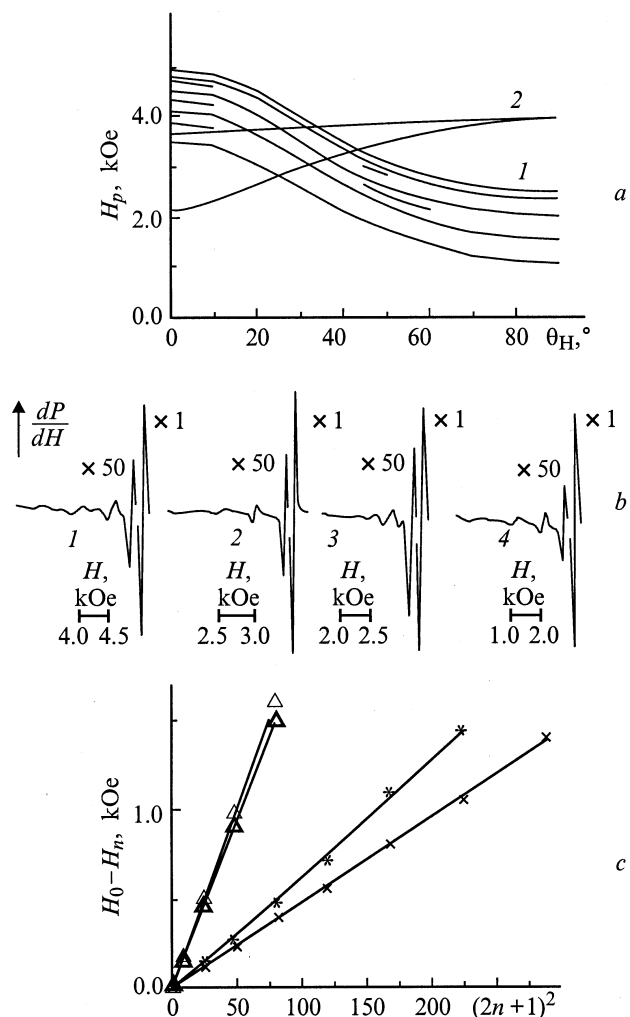


Рис. 5. То же, что и на рис. 1, для образца 5 (a); b, c —  $\Theta_H = 0$  ( $\times$ , 1),  $30^\circ$  ( $\blacktriangle$ , 2),  $45^\circ$  ( $*$ , 3),  $90^\circ$  ( $\triangle$ , 4).

несколько вариантов изменения спектра. Если доминирует диссипативный механизм закрепления на обеих границах слоя возбуждения, то спектр, как и в двухслойном образце 4, не изменяется. Это наблюдалось в наших экспериментах. В случае же, когда на одной границе преобладающим является диссипативный, а на другой — динамический механизмы закрепления, при сближении полей однородного резонанса слоя возбуждения и слоя закрепления с относительно небольшим  $\alpha$  в спектре начинают возбуждаться промежуточные моды. Это имеет место в интервале углов  $\Theta_H$ , когда упомянутые поля однородного резонанса близки. Увеличение  $\Theta_H$  приводит к увеличению различия  $H_{0i}$  в слоях, усилению закрепления и восстановлению прежней картины спектра, т.е. спектра, соответствующего симметричным граничным условиям. Данный механизм объясняет и наиболее яркий результат, когда в спектре СВР трехслойной пленки (образец 5) дважды в интервале углов  $\Theta_H(0-90^\circ)$  происходило уменьшение и возрастание числа мод. В образце 5 оба слоя закрепления обладают относительно неболь-

шими  $\alpha$  и  $4\pi M$ , но их гиромагнитные отношения и эффективные поля анизотропии различаются, что приводит к различным угловым зависимостям полей однородного резонанса. Поэтому при изменении  $\Theta_H$  имело место сближение значений поля однородного резонанса в слое возбуждения сначала с  $H_0$  одного, а затем другого слоя закрепления. Это обуславливало уменьшение степени закрепления спинов сначала на одной, а затем на другой границе слоя возбуждения. Поэтому при изменении  $\Theta_H$  от  $0$  до  $90^\circ$  дважды происходил переход от несимметричных граничных условий к симметричным и наоборот, что в свою очередь приводило к изменению числа пиков поглощения в спектре. Заметим, что в ряде случаев наблюдались лишь наиболее чувствительные к степени закрепления промежуточные моды высокого порядка. Очевидно, что в трехслойной пленке с одинаковыми значениями магнитных параметров в крайних слоях должны наблюдаться угловые зависимости спектров СВР, аналогичные зависимостям двухслойных пленок с соответствующими слоями закрепления. Различие будет состоять лишь примерно в два раза меньшем количестве возбуждаемых спин-волновых мод.

Таким образом, в настоящей работе показано, что в зависимости от симметрии граничных условий и характеристик слоев многослойной пленки возможны несколько различных вариантов трансформации спектра СВР, происходящей при изменении угла между полем  $\mathbf{H}$  и пленкой.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант N 98-02-03320.

## Список литературы

- [1] Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок. Новосибирск: Наука, 1975.
- [2] Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., Кац М.Л., Филимонов Ю.А. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 5. С. 1190–1199.
- [3] Hillebrands B. // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 1. N 1. P. 530–540.
- [4] Wilts C., Prasad S. // IEEE Trans. Mag. 1981. Vol. MAG-17. N 5. P. 2405–2414.
- [5] Hoestra B., Stapele R.P., Robertson J.M. // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 1. P. 382–395.
- [6] Grishin A.M., Dellalov V.S., Shkar V.F. et al. // Phys. Lett. A. 1989. Vol. 140. N 3. P. 133–135.
- [7] Зюзин А.М., Ваньков В.Н., Радайкин В.В. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 23. С. 65.
- [8] Зюзин А.М., Радайкин В.В., Бажанов А.Г. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 2. С. 35–40.
- [9] Зюзин А.М., Куделькин Н.Н., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 3. С. 177–181.
- [10] Крауфорд Ф. Волны. М.: Наука, 1974. 527 с.