

05,13

Угловые зависимости спектров спин-волнового резонанса в неоднородных пленках с орторомбической анизотропией

© А.М. Зюзин, М.А. Бакулин, В.В. Радайкин, Н.В. Янцен

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск, Россия

E-mail: zyuzin.am@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 23 июня 2016 г.)

Обнаружено, что в неоднородных магнитных пленках с орторомбической анизотропией на двух из трех характерных угловых зависимостях резонансных полей высокоинтенсивных спин-волновых мод происходит смена области локализации нулевой моды. Показано, что по резонансным полям нулевой и последней из высокоинтенсивных спин-волновых мод спектров спин-волнового резонанса можно определить значения полей анизотропии на одной и другой поверхностях пленки.

DOI: 10.21883/FIT.2017.02.44045.257

1. Введение

Исследование особенностей спиновой динамики в диэлектрических магнитных пленках представляет несомненный научный и практический интерес, обусловленный перспективами применения данных материалов в устройствах спинтроники и магнетоэлектроники [1–3]. Спектры спин-волнового резонанса (СВР) в многослойных пленках с однородными слоями, и в частности их угловые зависимости, изучены в работах [4–6]. В [5–7] показано, что, когда закрепление спинов обусловлено динамическим механизмом, при изменении угла между постоянным внешним магнитным полем \mathbf{H} и нормалью к пленке, наблюдается сначала уменьшение, а затем возрастание количества возбуждаемых спин-волновых (СВ) мод. При этом, в случае малых значений параметра затухания в слоях, происходит изменение области возбуждения стоячих гармонических СВ-мод. При перпендикулярной ориентации \mathbf{H} относительно плоскости пленки указанные моды возбуждаются в одном слое, при параллельной в другом. В пленках с диссипативным механизмом закрепления спинов спектр СВР является практически изотропным [8,9]. Это обусловлено тем, что область возбуждения СВ-мод при изменении ориентации \mathbf{H} относительно пленки остается неизменной и локализованной в слое с малым значением параметра затухания.

В рассмотренных случаях область возбуждения всех СВ-мод, начиная с нулевой, охватывает весь объем слоя возбуждения. Распределение резонансных полей СВ-мод подчиняется квадратичному закону, разность резонансных полей нулевой и n -й СВ-мод $H_0 - H_n \propto n^2$. Зависимость относительной интенсивности СВ-мод от их номера n описывается как $I_n/I_0 \propto 1/n^2 - 1/n^4$ [6]. СВР в неоднородных одноосных пленках исследован в работах [6,10,11].

Целью настоящей работы являлось исследование угловых зависимостей спектров СВР в неоднородных

пленках, обладающих линейным распределением полей одноосной и ромбической компонент анизотропии по их толщине.

2. Эксперимент

Исследуемые пленки ферритов-гранатов были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната с кристаллографической плоскостью (110). Состав пленок $(\text{BiLuGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ задавался соответствующим составом раствора в расплаве и определялся методом рентгеновского энергодисперсионного микроанализа. Намагниченность насыщения $4\pi M$ равнялась 115 G, толщина $h = 1.6 \mu\text{m}$, константа обменного взаимодействия A , которая определялась по температуре Кюри [12], была равна $1.23 \cdot 10^{-7} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-1}$, значение обменной жесткости $D = (2A/M) = 27 \cdot 10^{-9} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{G}^{-1}$. Близкое к линейному распределение полей одноосной H_{ku} и ромбической H_{kr} компонент анизотропии по толщине пленок достигалось плавным изменением температуры раствора в расплаве в процессе эпитаксиального роста. Такой характер распределения H_{ku} и H_{kr} подтверждает анализ трансформации спектров СВР, происходящей при послойном сравнении. Результаты этого анализа позволили установить, что поле H_{ku} изменяется от 447 Oe вблизи подложки до -1050 Oe на свободной поверхности. Поле H_{kr} соответственно от 293 Oe до -378 Oe. Регистрация спектров СВР производилась при комнатной температуре на радиоспектрометре PS100.X на частоте микроволнового поля $\nu = 9.3 \text{ GHz}$. Установку азимутального и полярного углов, определяющих ориентацию постоянного магнитного поля относительно кристаллографических осей пленки, производили с помощью специального двухкоординатного гониометра. Геометрия регистрации угловых зависимостей приведена на рис. 1.

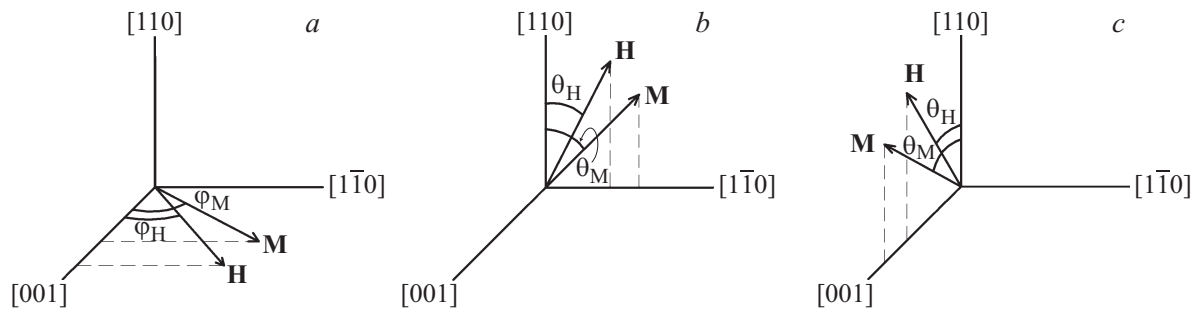


Рис. 1. Геометрия регистрации угловых зависимостей спектров СВР.

3. Расчет

Для расчета значений полей одноосной H_{ku} , ромбической H_{kr} и кубической H_{k1} компонент анизотропии на одной и другой границах пленки нами использовались резонансные соотношения [13] для направлений \mathbf{H} : вдоль оси $[110]$, совпадающей с нормалью к пленке,

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(H_1 + H_{ku} + \frac{H_{k1}}{2}\right)(H_1 + H_{ku} + H_{kr} - H_{k1}), \quad (1)$$

вдоль оси $[1\bar{1}0]$ в плоскости пленки, совпадающей с осью ромбической компоненты анизотропии

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(H_2 - H_{kr} + \frac{H_{k1}}{2}\right)(H_2 - H_{ku} - H_{kr} - H_{k1}), \quad (2)$$

и вдоль оси $[001]$, также лежащей в плоскости пленки

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (H_3 - H_{ku} + H_{k1})(H_3 + H_{kr} + H_{k1}), \quad (3)$$

где H_1 , H_2 и H_3 — резонансные поля для соответствующих мод.

Расчет семейства кривых, соответствующих угловым зависимостям полей однородного резонанса для плоскостей пленки на различных расстояниях от подложки, производили с помощью соответствующих резонансных соотношений [6,13] и условия равновесной ориентации намагниченности.

Расчет резонансных полей и интенсивностей пиков поглощения СВ-мод проводился путем решения волнового уравнения для переменной намагниченности [6]

$$\frac{2A}{M} \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} - \left(H + H_k^{\text{eff}} - \frac{\omega}{\gamma}\right)m = 0. \quad (4)$$

Здесь ось z совпадает с нормалью к пленке. Эффективное поле анизотропии H_k^{eff} учитывало вклад H_{ku} и H_{kr} и принималось линейно изменяющимся по толщине пленки $H_k^{\text{eff}} = Bz + C$. Как показывает расчет, если H_{ku} и H_{kr} линейно изменяются по толщине, то распределение H_k^{eff} , как и поля однородного резонанса H_{ur} , также будут близки к линейным по z . Поскольку значения A и M в

существенно меньшей степени зависят от температуры роста, обменная жесткость $(2A/M)$ при расчете принималась постоянной по толщине пленки.

С помощью замены переменной

$$x = l^{-1} \left[z + \left(H + C - \frac{\omega}{\gamma} \right) B^{-1} \right], \quad (5)$$

где $l = (2A/MB)^{1/3}$, уравнение (4) приводили к виду $\frac{\partial^2 m(x)}{\partial x^2} - x \cdot m(x) = 0$. Решение данного уравнения представляет собой линейную комбинацию функций Эйри $m(x) = a \cdot Ai(x) + b \cdot Bi(x)$. Константы a и b находились путем учета граничных условий на поверхностях пленки $m'(x_0) = m'(x_L) = 0$, а также условия нормировки $\int_0^L dz m^2(z) = 1 [x_L m^2(x_L) - x_0 m^2(x_0)] = 1$.

4. Обсуждение результатов

К одной из характерных особенностей спектров СВР в пленках с однородным градиентом эффективного поля анизотропии относится следующая. В отличие от отмеченных выше пленок с однородными слоями, в пленках с линейным изменением поля однородного резонанса по толщине зависимость интенсивности пиков возбуждаемых СВ-мод от их номера можно разделить на два участка: 1 — участок высокоинтенсивных мод с близкими значениями амплитуд и 2 — участок СВ-мод с весьма малой интенсивностью. Первый участок соответствует возбуждению локализованных мод, для которых точка поворота [14,15], соответствующая толщине, на которой волновое число СВ-моды переходит от действительных значений к мнимым, лежит в области пленки. Вторым участком соответствует объемным модам, для которых волновое число является действительным на всей толщине пленки.

На рис. 2, а (слева) приведена экспериментальная угловая зависимость (азимутальная) $H_n(\varphi_H)$ резонансных полей высокоинтенсивных СВ-мод от угла φ_H между \mathbf{H} и осью $[100]$, лежащих в плоскости пленки. На рис. 2, б приведена угловая зависимость (полярная) резонансных полей СВ-мод $H_n(\theta_H)$ в плоскости (100), перпендикулярной плоскости пленки. Угол θ_H , определяющий направление внешнего поля \mathbf{H} , отсчитывался от нормали

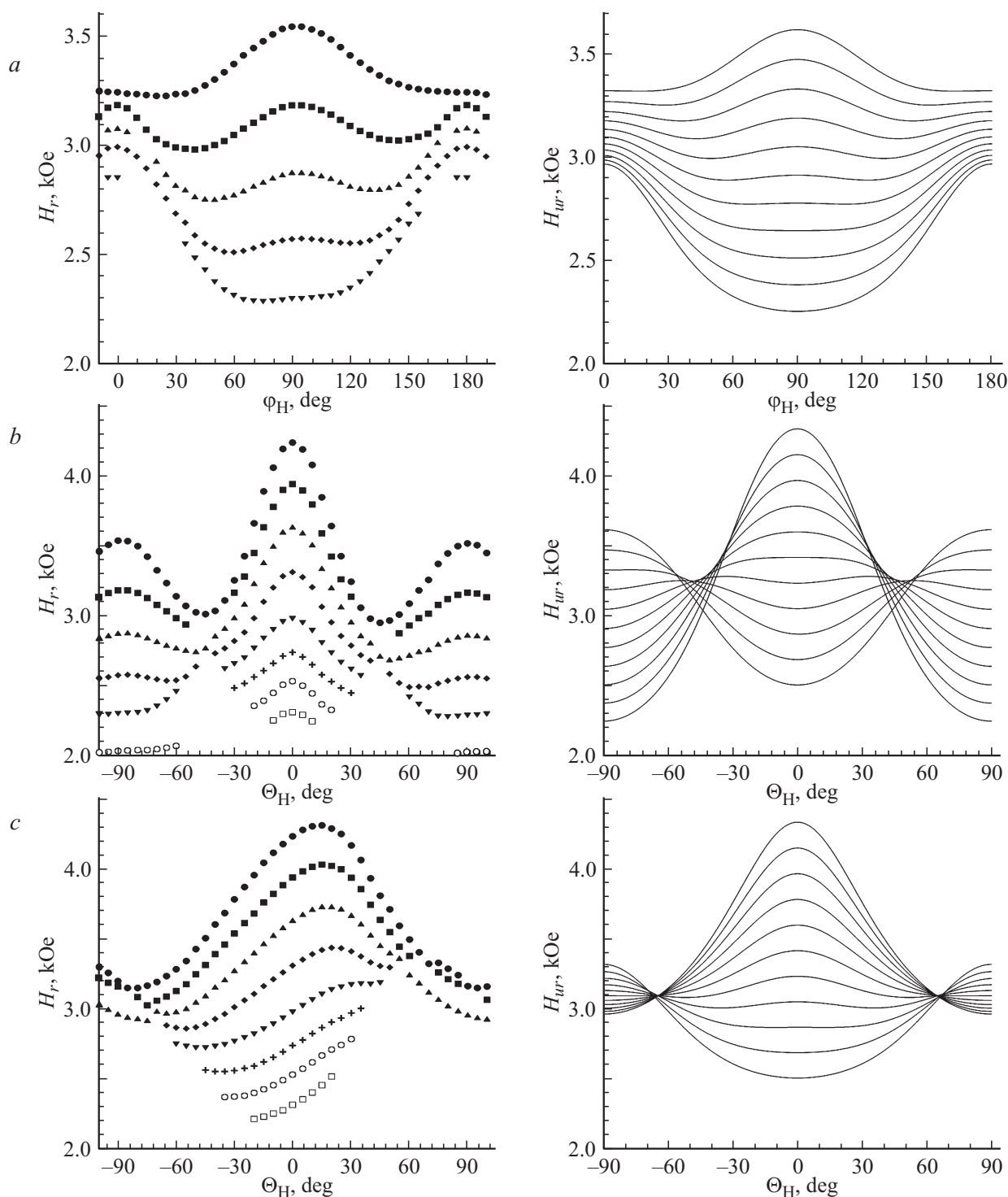


Рис. 2. Угловые зависимости резонансных полей СВ-мод (слева) и полей однородного резонанса для точек пленки на различном расстоянии от подложки (справа).

к пленке, совпадающей с осью $[110]$. Полярная угловая зависимость резонансных полей в плоскости $(1\bar{1}0)$, перпендикулярной плоскости пленки, приведена на рис. 2, *с*. Справа приведены соответствующие расчетные угловые зависимости полей однородного резонанса для точек пленки на различных расстояниях от подложки.

Трансформация спектра в зависимости от угла θ_H в плоскости (100) приведена на рис. 3. Как видно из рис. 2, угловые зависимости резонансных полей СВ-мод в пленках с орторомбической анизотропией, в отличие от двухслойных пленок с однородными слоями, имеют более сложный характер. В частности на полярных

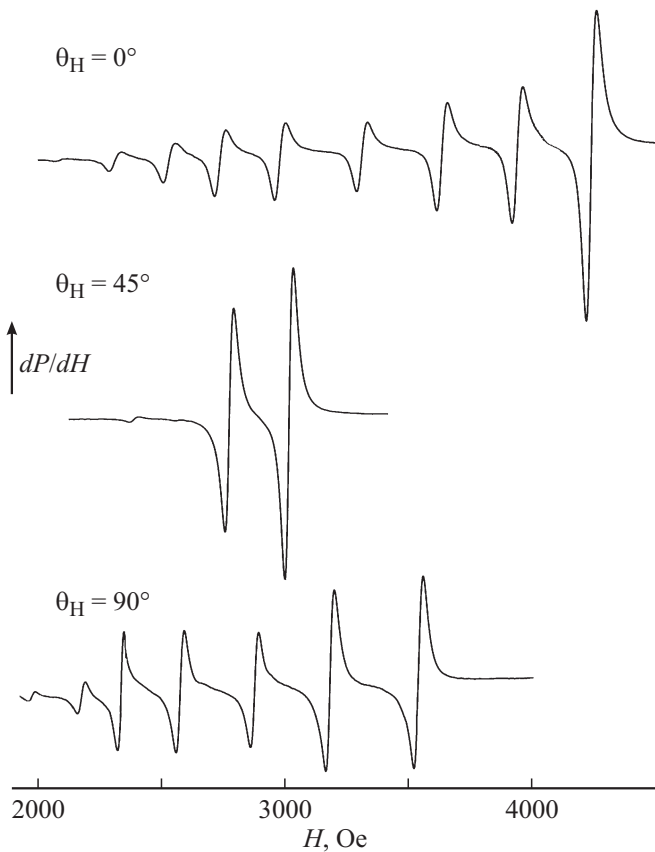


Рис. 3. Спектры СВР при различных ориентациях \mathbf{H} относительно нормали к пленке в плоскости (100).

зависимостях $H_n(\theta_H)$ при некоторых значениях θ_H происходит как бы их пересечение. Отметим, что нулевая (самая высокополевая) СВ-мода возбуждается в области с наибольшим для данной ориентации \mathbf{H} значением поля однородного резонанса. Из рис. 2, *b, c* видно, что на полярной угловой зависимости резонансное поле нулевой моды плавно как бы „переходит“ в резонансное поле последней из высокоинтенсивных мод. И наоборот, в области, поле однородного резонанса которой близко к резонансному полю последней из высокоинтенсивных СВ-мод при перпендикулярной ориентации, начинает возбуждаться нулевая СВ-мода. Данную особенность можно объяснить следующим образом. Наличие неоднородности в распределении полей одноосной и ромбической компонент анизотропии по толщине пленки приводит к различию в характере распределения полей однородного резонанса в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля \mathbf{H} относительно пленки. Это иллюстрируют рисунки справа, где приведены расчетные угловые зависимости полей однородного резонанса $H_{ur}(\theta_H)$, на которых также наблюдается пересечение зависимостей H_{ur} . Видно, что имеет место хорошее соответствие между экспериментальными угловыми зависимостями резонансных полей СВ-мод и соответствующими угловыми зависимостями полей однородного ре-

зонанса для точек пленки на различных расстояниях от подложки. Некоторая асимметрия зависимостей $H_n(\theta_H)$ для плоскости (110) объясняется отклонением („завалом“) оси одноосной анизотропии от нормали к пленке в этой плоскости. На рис. 4 приведена схема, которая иллюстрирует трансформацию распределений поля однородного резонанса при изменении ориентации \mathbf{H} от направления [110] (нормаль к пленке) к направлениям [110] и [001], лежащим в плоскости пленки, а также когда \mathbf{H} изменяет свою ориентацию от [001] к [110].

Используя два набора полей однородного резонанса для соответствующих границ, согласно схеме (рис. 4), с помощью уравнений (1)–(3) были рассчитаны значения эффективных полей анизотропии на свободной поверхности пленки и поверхности, граничащей с подложкой. Как следует из рис. 4, при изменениях ориентации \mathbf{H} от перпендикулярной к параллельной как в плоскости (001), так и в плоскости (110) происходит смена области локализации нулевой моды от поверхности, граничащей с подложкой к свободной поверхности пленки. На азимутальной зависимости $H_n(\varphi_H)$ такого перехода не происходит. При любом φ_H нулевая мода остается локализованной у свободной поверхности пленки.

Из полученных результатов следует, что при изменении ориентации \mathbf{H} изменяется и величина интервала полей однородного резонанса. Это приводит к изменению $\text{grad} H_k^{\text{eff}}$, и как следствие изменению количества возбуждаемых высокоинтенсивных СВ-мод (рис. 2). Расчет спектров спин-волнового резонанса в пленках с однородным градиентом эффективного поля анизотропии позволил установить следующее. Резонансное поле нулевой моды расположено вблизи значения поля однородного резонанса на границе высокополевой области пленки, отклоняясь в область меньших значений примерно на 50–150 Ое. На рис. 5, *a, b* приведены зависимости относительной интенсивности I_n/I_0

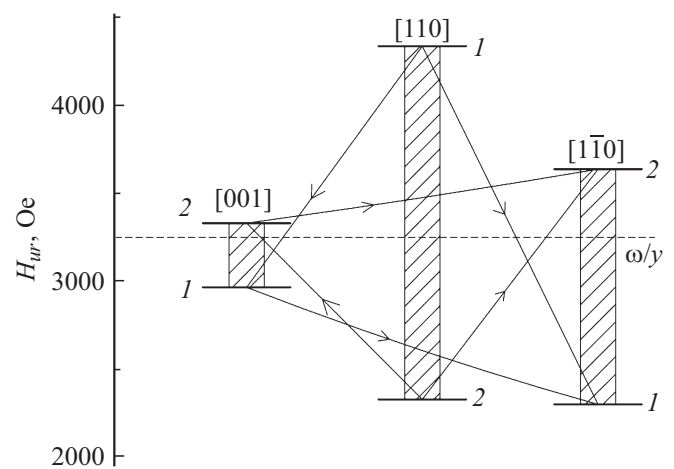


Рис. 4. Диаграмма распределений полей однородного резонанса H_{ur} при различных ориентациях \mathbf{H} относительно пленки. 1 — граница пленки с подложкой, 2 — свободная граница пленки.

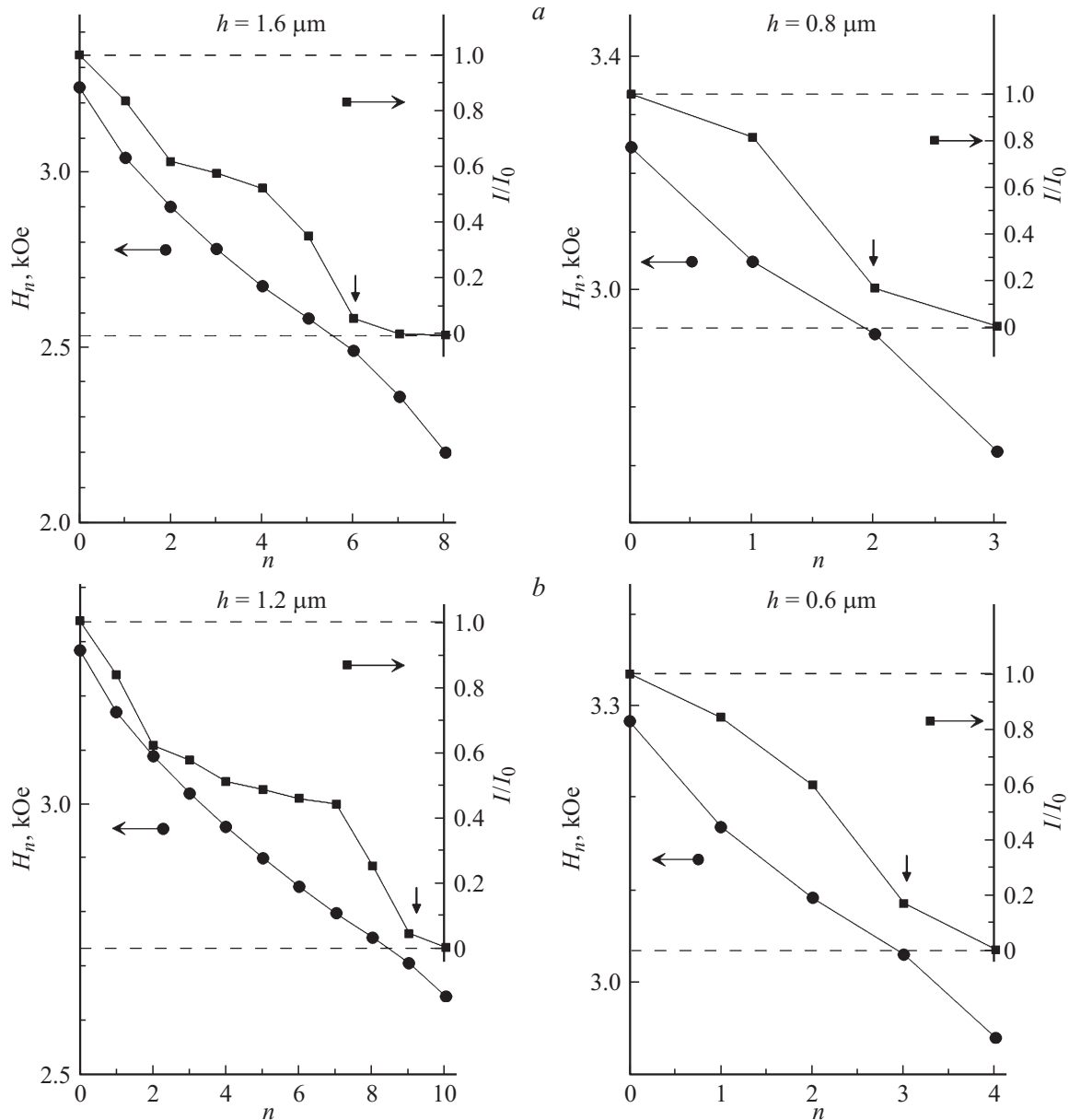


Рис. 5. Расчетные зависимости относительной интенсивности I_n/I_0 и резонансных полей H_n СВ-мод от их номера для различных значений толщины пленки h и обменной жесткости D . *a*) пленка состава $(\text{BiLuGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, $D = 27 \cdot 10^{-9} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{G}^{-1}$; *b*) $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $D = 5.3 \cdot 10^{-9} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{G}^{-1}$.

и резонансных полей H_n возбуждаемых мод от n для пленок с различными значениями толщины h и обменной жесткости $D = (2A/M)$. Там же штриховыми горизонтальными линиями выделен интервал изменения поля однородного резонанса в пленке. Видно, что по резонансным полям нулевой и последней из высокоинтенсивных СВ-мод можно с некоторой (удовлетворительной) точностью определить поля однородного резонанса на одной и другой границах пленки. При этом идентификацию СВ-моды, точка поворота которой наиболее близка к границе, а ее резонансное поле близко к полю однородного резонанса на этой границе, можно установить по характерному излому (положению

точки перегиба) на зависимости относительной интенсивности, а также на зависимости резонансного поля от номера моды n . Эти точки на рис. 5 обозначены стрелками. Отметим, что зависимость разности резонансных полей нулевой n -й мод хорошо аппроксимируется как $H_0 - H_n \propto (n + 1/4)^{2/3}$. Причем это справедливо только для участка, соответствующего высокоинтенсивным модам.

Результаты, основанные на анализе эволюции спектра СВР, происходящей в результате послыюного стравливания пленки, подтверждают корректность вышеизложенного подхода для определения параметров в пленке с однородным градиентом эффективного поля анизотропии.

5. Выводы

1. Спектр спин-волнового резонанса в пленках с однородным градиентом эффективного поля анизотропии состоит из серии высокоинтенсивных СВ-мод и мод с малой интенсивностью. В пленках с орторомбической анизотропией на двух из трех характерных угловых зависимостях резонансных полей высокоинтенсивных СВ-мод всегда происходит смена области локализации нулевой моды от одной поверхности пленки к другой. При этом на третьей угловой зависимости область локализации нулевой моды остается неизменной.

2. Показано, что резонансные поля нулевой и последней из высокоинтенсивных СВ-мод лежат вблизи значений полей однородного резонанса на одной и другой поверхностях пленки. По значениям этих полей для трех характерных направлений внешнего магнитного поля \mathbf{H} в неоднородной пленке с орторомбической анизотропией можно определить эффективные поля ромбической и одноосной компонент анизотропии на поверхностях такой пленки. При известном значении гиромангнитного отношения можно определить и поле кубической анизотропии.

3. Установлено, что уменьшение интервала изменения H_{ur} (величины $\text{grad} H_k^{\text{eff}}$), который зависит в том числе и от ориентации \mathbf{H} относительно осей анизотропии в пленке, приводит к уменьшению количества возбуждаемых высокоинтенсивных СВ-мод и уменьшению разности резонансных полей между ними.

Список литературы

- [1] T. Schneider, A.A. Serga, B. Leven. Appl. Phys. Lett. **92**, 022505-1-3 (2008).
- [2] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi. Nature **464**, 262 (2010).
- [3] A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang. IEEE Trans. Mag. **44**, 2141 (2008).
- [4] А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, В.В. Радайкин, А.В. Куляпин. ФТТ **44**, 893 (2002).
- [5] А.М. Зюзин, М.А. Бакулин, Д.А. Зюзин, С.Н. Сабаев. ЖТФ **81**, 6, 63 (2011).
- [6] B. Hoekstra, R.P. van Staplele, J.M. Robertson. J. Appl. Phys. **48**, 382 (1977).
- [7] А.Л. Сукстанский, Г.И. Ямпольский. ФТТ **42**, 866 (2000).
- [8] А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, А.В. Куляпин. ФТТ **45**, 2208 (2003).
- [9] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов, В.В. Радайкин. ЖТФ **69**, 11, 97 (1999).
- [10] X. Liu, Y.Y. Zhou, J.K. Furdyna. Phys. Rev. B **75**, 195 220 (2007).
- [11] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов. Письма в ЖЭТФ **63**, 528 (1996).
- [12] C. Wilts, S. Prasad. IEEE Trans. Mag. **17**, 2405 (1981).
- [13] H. Makino, Y. Hidaka. Mater. Res. Bull. **16**, 957 (1981).
- [14] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Физматлит, М. (1994). 464 с.
- [15] П.Е. Зильберман, А.В. Луговский, А.А. Шарафатдинов. ФТТ **37**, 2010 (1995).