

# МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В МНОГОСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ СИСТЕМЫ Gd/Si/Co

*Г. С. Патрин<sup>a,c\*</sup>, В. О. Васъковский<sup>b</sup>, А. В. Свалов<sup>b</sup>,  
Е. В. Еремин<sup>a</sup>, М. А. Панова<sup>a</sup>, В. Н. Васильев<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> *Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук  
660036, Красноярск, Россия*

<sup>b</sup> *Уральский государственный университет  
620083, Екатеринбург, Россия*

<sup>c</sup> *Красноярский государственный университет  
660041, Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 22 июля 2005 г.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований и теоретического анализа магнитных свойств многослойных магнитных пленок в системе Gd/Si/Co методом электронного магнитного резонанса. Установлено, что внедрение полупроводниковой прослойки кремния существенно влияет на магнитные межслоевые взаимодействия и магнитную динамику системы. Показано, что межслоевое взаимодействие имеет ферромагнитный характер для пленок (Gd/Si)<sub>n</sub> и антиферромагнитный для пленок (Gd/Si/Co/Si)<sub>n</sub>. Определены температурные зависимости обменных параметров и значения гиромангнитных отношений. Обсуждаются возможные механизмы, ответственные за формирование межслоевых взаимодействий.

PACS: 75.70.Cn, 76.50.+g

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные пленки системы композиции (Gd/Si/Co/Si)<sub>n</sub> оказались весьма интересными объектами при изучении модификаций межслоевых обменных взаимодействий в многослойных пленочных структурах в зависимости от внешних воздействий. Ранее экспериментально было обнаружено [1], что в этих пленках, подобно объемным сплавам «редкоземельный элемент – переходной 3d-металл», на температурной зависимости намагниченности имеется точка компенсации ( $T_{comp}$ ), значение которой зависит от толщины кремниевой прослойки ( $t_{Si}$ ). В магнитных полях  $H \leq 500$  Э в окрестности этой температуры в области  $T < T_{comp}$  наблюдается особенность, зависящая от величины магнитного поля [2]. Поведение этой особенности находит свое объяснение в предположении, что межслоевое взаимодействие между магнитными слоями, наряду с билинейным обменом, содержит

биквадратичный вклад, причем оба этих вклада зависят от толщины полупроводниковой прослойки, температуры и магнитного поля. В малых магнитных полях обнаружено поведение намагниченности, по своему характеру подобное спин-стекольному [3], что также подтверждает существование в этих пленках биквадратичного вклада.

Понятно, что магнитные свойства всей системы зависят не только от состояния собственно редкоземельной и кобальтовой подсистем, но и от того, как они взаимодействуют. Поэтому мы провели исследования пленок в ряду (Gd/Si), (Gd/Co) и (Gd/Si/Co/Si), с тем чтобы проследить, как изменяются взаимодействия между магнитными слоями из разных металлов в зависимости от материала прослойки и ее толщины

## 2. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследованные пленки были получены методом ионного радиочастотного распыления [4]. В качестве

\*E-mail: patrin@iph.krasn.ru

материала подложки использовалось стекло. Образцы представляли собой последовательность блоков и были сверху и снизу защищены кремнием толщиной  $t_{Si} = 200 \text{ \AA}$ . Во всех исследованных пленках величины толщины слоев были следующими:  $t_{Gd} = 7.5 \text{ нм}$ ,  $t_{Co} = 3 \text{ нм}$ , а  $t_{Si}$  изменялась. Все параметры толщины задавались по времени напыления соответствующих слоев при известных скоростях осаждения разных материалов. С помощью методики малоуглового рентгеновского рассеяния зафиксирован слоистый характер пленок и подтверждены номинальные значения периода структуры (с погрешностью  $\pm 2 \text{ \AA}$ ). Кроме того, рентгеновские и электронномикроскопические исследования пленок показали, что по своей структуре они близки к аморфным. В настоящей работе исследовались особенности магнитной структуры в пленках системы Gd/Si/Co методом электронного магнитного резонанса (ЭМР). Спецификой этого метода является то, что параметры ЭМР чувствительны к деталям взаимодействий, ответственных за формирование магнитного состояния. Измерения проводились в диапазоне СВЧ-частот  $\omega_{MWF} = 3.5\text{--}50.5 \text{ ГГц}$ , в температурном интервале от азотных до комнатных температур. Магнитное поле лежало в плоскости пленки. Аморфная структура подтверждается также отсутствием анизотропии резонансного поля в плоскости пленки.

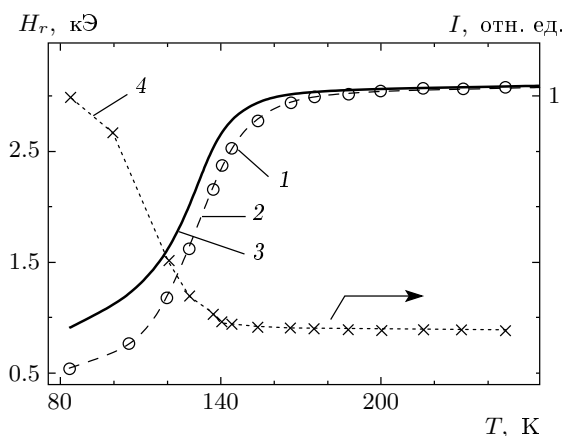


Рис. 1. Температурные зависимости: 1 — резонансного поля, (эксперимент), 2 — расчет по формуле (4), 3 — расчет по формуле (1), 4 — интенсивности линии магнитного резонанса пленки (Gd/Si)<sub>40</sub>

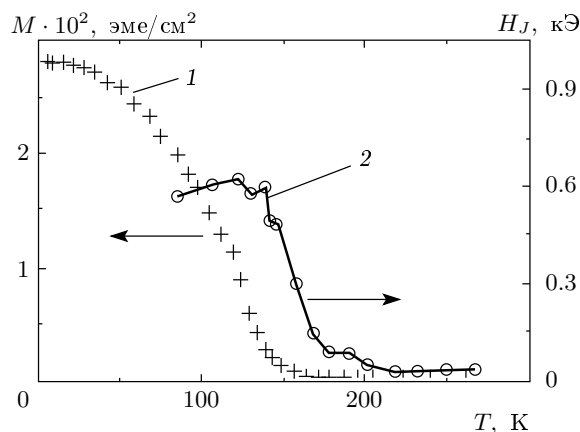


Рис. 2. Температурные зависимости: 1 — намагниченности пленки (Gd/Si)<sub>40</sub>, 2 — обменного поля межслоевого взаимодействия

### 3. ПЛЕНКИ (Gd/Si)<sub>40</sub>

На рис. 1 приведены экспериментальные температурные зависимости резонансного поля  $H_r$  (кривая 1) и интенсивности СВЧ-поглощения  $I$  (кривая 4), определяемой как площадь под кривой поглощения, для образца (Gd/Si)<sub>40</sub> с  $t_{Si} = 2 \text{ нм}$ , полученные на частоте  $\omega_{MWF} = 9.3 \text{ ГГц}$ . Для данного образца спектр состоит из одиночной линии формы, близкой к лоренцевской. Если основываться на виде температурной кривой намагниченности рис. 2 (кривая 1), то можно заключить, что вся пленка проявляет ферромагнитные свойства. Поскольку магнитные слои имеют аморфную структуру, при рассмотрении резонансных свойств следовало бы учитывать только зеемановскую энергию и энергию, связанную с анизотропией формы. В этом случае для частоты магнитного резонанса имеем выражение [5]

$$(\omega_1/\gamma)^2 = H_r(H_r + 4\pi m), \tag{1}$$

где

$$m = M/t \tag{2}$$

— суммарная намагниченность всей пленки,  $t = 40t_{Gd}$  — суммарная толщина всех магнитных слоев,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $H_r$  — величина резонансного поля,  $M$  — магнитный момент единицы поверхности пленки, определяется из рис. 2 (кривая 1). Значение  $\gamma_{Gd} = 3.05$  определялось из значения резонансного поля в парамагнитной области. Расчет по этой формуле дает кривую 3 на рис. 1, которая, как мы видим, расходится с экспериментом. Ясно, что это несоответствие связано с необ-

ходимостью рассмотрения межслоевого взаимодействия. С учетом этого факта гамильтониан системы имеет вид

$$E_L = - \sum_{i < j} J_L \cos(\varphi_i - \varphi_j) - t_{Gd} \left[ \left( \sum_i \mathbf{M}_i \right) \cdot \mathbf{H}_z + 4\pi \sum_i (M_i)_z^2 \right]. \quad (3)$$

Здесь первая сумма представляет взаимодействие между слоями, вторая сумма описывает зеемановское взаимодействие и третья отвечает за энергию размагничивания. Предполагается, что магнитное поле  $H_z$  лежит в плоскости пленки и направлено вдоль оси  $z$ ;  $J_L$  — константа билинейного межслоевого взаимодействия, углы  $\varphi_i$  и  $\varphi_j$  определяют направления намагниченностей слоев и отсчитываются от направления внешнего магнитного поля. Если учитывать взаимодействие только между ближайшими слоями и объединить соответствующие слои в подрешетки (число слоев в подрешетке будет 20), то задача сводится к двухслойной системе [6], для которой резонансные частоты даются выражениями (1) и

$$(\omega_2/\gamma)^2 = H_r(H_r + H_M) + 2(2H_r + H_M)H_J + 4H_J^2, \quad (4)$$

где

$$H_M = 4\pi M, \quad H_J = J_L/(t_{Gd}M) \quad (5)$$

и  $M$  относится к подрешетке.

Обработка экспериментальной зависимости 1 на рис. 1 по формуле (4) дает, что межслоевое «обменное» поле  $H_J$  должно иметь температурную зависимость, приведенную на рис. 2 (кривая 2). В этом случае наблюдается полное соответствие эксперимента и теоретического описания (ср. кривые 1 и 2 на рис. 1). Из расчета следует, что межслоевое взаимодействие носит ферромагнитный характер и результирующее взаимодействие является следствием двух процессов. Первый — это увеличение с температурой числа переносчиков взаимодействия в полупроводниковом слое (способствует усилению межслоевой связи), второй — уменьшение величин намагниченностей взаимодействующих подсистем (уменьшает по величине энергию взаимодействия). Обменное поле  $H_J$  реально отражает результат конкуренции этих механизмов. Оценка величины  $J_L$  по формуле (5) при азотной температуре дает величину около  $10^{-4}$  эрг/см<sup>2</sup>.

Температурная зависимость интенсивности линии СВЧ-поглощения имеет вид, подобный изменению намагниченности всей пленки от температуры (ср. кривую 4 на рис. 1 и кривую 1 на рис. 2).

Сразу отметим, что в данном случае интенсивность СВЧ-поглощения более чем на порядок слабее, по сравнению со всеми другими пленками.

#### 4. ПЛЕНКА (Gd/Co)<sub>20</sub>

Известно [1], что в пленке состава (Gd/Co)<sub>20</sub> с приведенными выше величинами толщины слоев  $t_{Gd}$  и  $t_{Co}$  осуществляется ферримагнитное упорядочение с температурой компенсации намагниченности  $T_k = 317$  К. В наблюдаемой нами области СВЧ-частот спектр состоит из одиночной линии. На рис. 3 представлены температурные зависимости  $H_r$  и  $I$  для этой пленки ( $\omega_{MWF} = 9.3$  ГГц). Здесь величина резонансного поля плавно повышается с температурой, а интенсивность линии поглощения в области температур, где происходит переход в парамагнитное состояние для чисто гадолиниевой пленки, довольно резко убывает примерно на порядок. На температурной зависимости намагниченности пленки (Gd/Co)<sub>20</sub> в этой области нет никаких особенностей (см. ниже рис. 7, кривая 3). Аналогично ведут себя параметры ЭМР и на частоте  $\omega_{MWF} = 19.8$  ГГц, хотя здесь сигнал пропадает в шумах уже при температуре  $T \approx 200$  К (вставка на рис. 3). В плане поиска высокочастотной моды колебаний мы сняли частотно-полевую зависимость на пленке (Gd/Co)<sub>20</sub> при  $T = 139$  К (рис. 4 кривая 1), где также для сравнения приведена зависимость для шарика из иттриевого феррита-граната (кривая 3).

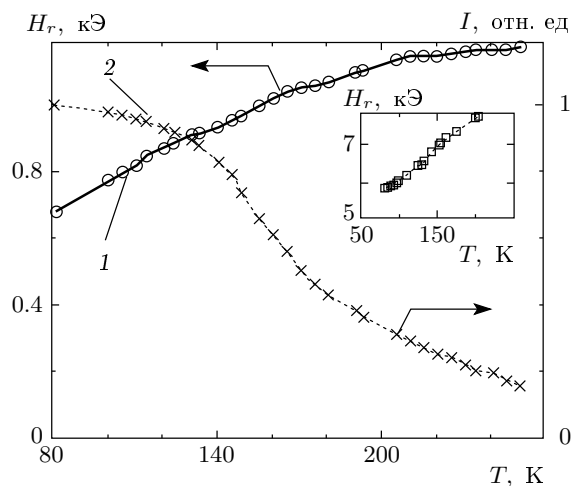


Рис. 3. Температурные зависимости: 1 — резонансного поля, 2 — интенсивности линии магнитного резонанса пленки (Gd/Co)<sub>20</sub>,  $\omega_{MWF} = 9.3$  ГГц. На вставке — на частоте  $\omega_{MWF} = 19.8$  ГГц

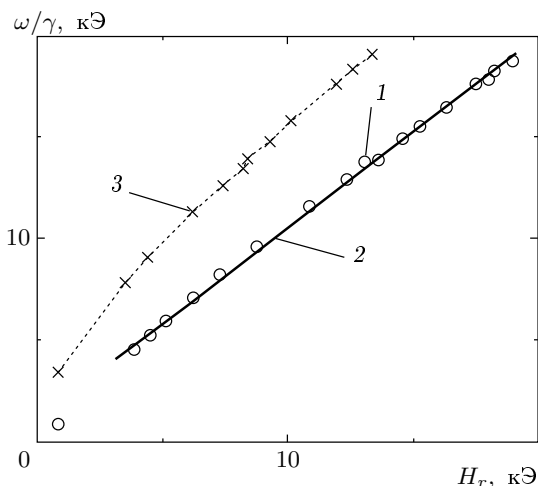


Рис. 4. Частотно-полевые зависимости магнитного резонанса: 1 — пленка (Gd/Co)<sub>20</sub>, 2 — расчет по формуле (6), 3 — сфера иттриевого феррита-граната; T = 139 К (γ = 2.7 ГГц/кЭ)

Однако высокочастотную моду обнаружить не удалось. В случае, когда обменное взаимодействие между магнитными подсистемами много больше зеемановской энергии, частотно-полевая зависимость для низкочастотной моды пленки имеет вид, типичный для двухподрешеточного ферритмагнетика в форме пластины [5]:

$$\omega/\gamma_{eff} = H + 4\pi(m_{Gd} - m_{Co}). \quad (6)$$

Здесь

$$\gamma_{eff} = (m_{Gd} - m_{Co}) / [(m_{Gd}/\gamma_{Gd}) - (m_{Co}/\gamma_{Co})], \quad (7)$$

$m_{Gd}$  и  $m_{Co}$  — намагниченности соответственно гадолиниевой и кобальтовой подсистем, определяемые по формуле (2), а  $\gamma_{Gd}$  и  $\gamma_{Co}$  — их гиромагнитные отношения. Математическая обработка экспериментальной зависимости (рис. 4, кривая 1) дает следующие значения величин, входящих в выражение (6):  $m_{Gd} = 0.73$  Гс,  $m_{Co} = 0.64$  Гс,  $\gamma_{Gd} = 3.22$  ГГц/кЭ,  $\gamma_{Co} = 3.34$  ГГц/кЭ. Частотно-полевая зависимость, рассчитанная с использованием этих величин, приведена на рис. 4 (кривая 2). Как видно, наблюдается хорошее соответствие расчета и эксперимента. Выброс самой нижней точки можно объяснить тем, что при данной частоте образец находится не в насыщенном состоянии. Как было показано ранее [2], для этой системы поле насыщения при гелиевых температурах составляет примерно 500 Э. Если сравнивать намагниченности для гадолиниевой и кобальтовой подсистем, полученные из магниторезонансных

и магнитостатических измерений (см. ниже рис. 7, кривая 3), то расхождение составляет не более 5 %.

### 5. ПЛЕНКИ (Gd/Si/Co/Si)<sub>20</sub>

Ситуация в значительной мере усложняется при создании кремниевой прослойки. Даже малая ее толщина существенно модифицирует межслоевые взаимодействия в пленках (Gd/Si/Co/Si)<sub>20</sub>, о чем уже говорилось во Введении. В данном случае спектр магнитного резонанса состоит из суперпозиции двух линий лоренцевского типа. Рисунок 5 иллюстрирует изменение спектра для пленки с  $t_{Si} = 1.0$  нм на двух СВЧ-частотах при изменении температуры. Видно, что по мере увеличения температуры происходит «перекачка» интенсивности от высокочастотной моды к низкочастотной. На рис. 6 приведены температурные зависимости резонансного поля для пленок с толщинами кремниевой прослойки  $t_{Si} = 0.5$  нм и  $t_{Si} = 1.0$  нм на СВЧ-частотах  $\omega_{MWF} = 9.3$  ГГц и

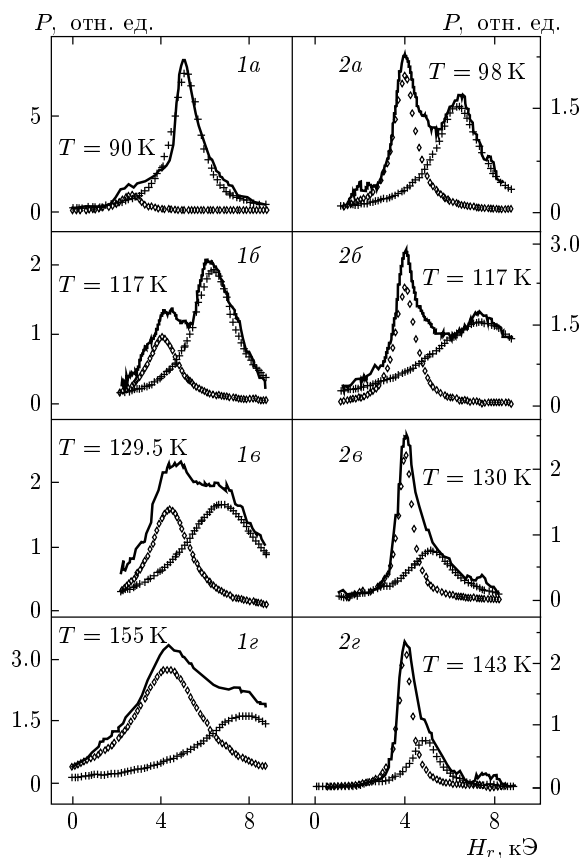
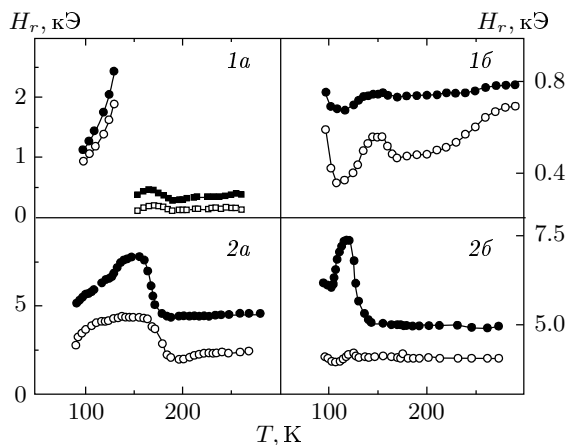
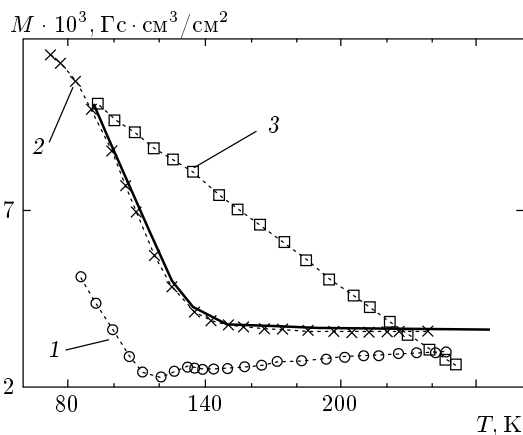


Рис. 5. Спектр магнитного резонанса пленки (Gd/Si/Co/Si)<sub>20</sub> с  $t_{Si} = 1.0$  нм: 1 —  $\omega_{MWF} = 9.3$  ГГц, 2 —  $\omega_{MWF} = 24$  ГГц



**Рис. 6.** Температурные зависимости резонансного поля в пленках  $(Gd/Si/Co/Si)_{20}$ : 1 —  $\omega_{MWF} = 9.3$  ГГц, 2 —  $\omega_{MWF} = 24$  ГГц, а —  $t_{Si} = 0.5$  нм, б —  $t_{Si} = 1.0$  нм



**Рис. 7.** Температурные зависимости намагниченности пленок  $Gd/Si/Co/Si)_{20}$ : 1 —  $t_{Si} = 0.5$  нм, 2 —  $t_{Si} = 1.0$  нм, 3 —  $t_{Si} = 0$ . Поле измерения  $H = 1$  кЭ. Сплошная линия — подгоночная при проведении расчетов

$\omega_{MWF} = 24$  ГГц. На рис. 7 (кривые 1 и 2) представлены магнитостатические результаты для этих пленок, полученные в поле  $H = 1$  кЭ. Видно, что в окрестности температуры компенсации, которая особенно хорошо проявляется в полях  $H < 200$  Э [2, 3], имеет место особенность параметров магнитного резонанса. Заметим, что для этих пленок в больших магнитных полях эффект компенсации намагниченности «смазывается». При магнитном резонансе в исследуемом случае  $t_{Si} = 0.5, 1.0$  нм, если следить за «горбами» на температурных зависимостях резонансного поля, с увеличением СВЧ-частоты происходит температурный сдвиг особенности в область более низких температур (см. части 1 и 2 на рис. 6). Эти данные коррелируют с результатами работы [2], где было обнаружено, что в малых магнитных полях имеет место влияние на межслоевое взаимодействие между магнитными слоями, разделенными кремниевой прослойкой, и сдвиг особенности в низкотемпературную область.

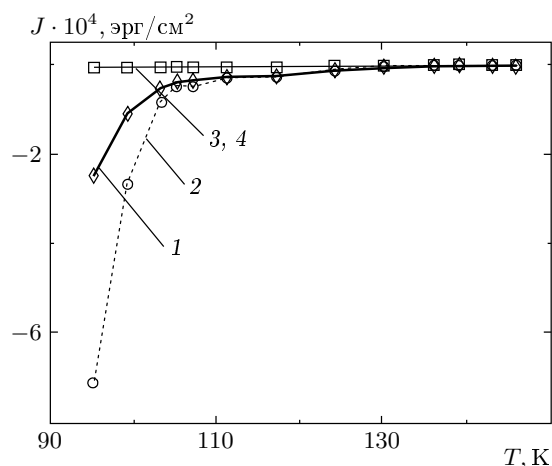
Для гадолиний-кобальтовых пленок с кремниевой прослойкой магниторезонансные данные не объясняются в рамках простой модели, когда можно считать, что обменное поле гораздо больше внешнего магнитного поля. В данной ситуации эти поля в лучшем случае сравнимы по величине, и в малых магнитных полях ( $H \leq 500$  Э) магнитная структура не строго антипараллельная, а, по-видимому, угловая. В отсутствие магнитной анизотропии такая структура может реализоваться из-за появления биквадратичного обмена, возникающего при внедрении полупроводниковой кремниевой прослойки.

Для описания магнитных свойств таких пленок необходимо к гамильтониану (3) добавить член, учитывающий вклад биквадратичного обмена. В результате имеем

$$E = E_L - \sum_{i < j} J_Q \cos^2(\varphi_i - \varphi_j), \quad (8)$$

где  $E_L$  дается выражением (3),  $J_Q$  — константа биквадратичного обмена, а все остальные обозначения традиционные. Учитывая взаимодействие только между соседними слоями и объединяя слои одного ферромагнитного металла в подрешетку, можно свести задачу к трехслойной системе.

В этом случае расчет спектра магнитного резонанса для трехслойной системы с гамильтонианом типа (8) проведен в работе [6], где в общем виде получено выражение, связывающее СВЧ-частоту и магнитное поле. Мы переписали это выражение в форме, где выделены члены с  $J$  (см. формулу (А) в Приложении). При этом мы рассматриваем ситуацию, когда пленка находится в насыщенном состоянии, т. е. в магнитных полях выше поля спин-флота, и направления намагниченностей ферромагнитных подсистем совпадают с направлением внешнего магнитного поля. Экспериментальные результаты, соответствующие этому приближению, содержатся на рис. 6 (часть 2). Мы провели подгонку экспериментальных данных при условии, что зависимости намагниченностей и резонансные поля брались из эксперимента. Поскольку, как показано ранее [2], намагниченности насыщения одинаковы для обоих соединений



**Рис. 8.** Температурные зависимости констант межслоевого взаимодействия в пленках  $(\text{Gd/Si/Co/Si})_{20}$ : 1, 3 —  $t_{\text{Si}} = 0.5$  нм ( $J_1$ ), 2, 4 —  $t_{\text{Si}} = 1.0$  нм ( $J_2$ ),  $\omega_{\text{MWF}} = 24$  ГГц

многослойных пленок (поля насыщения разные), мы использовали кривую 2 (рис. 7). В качестве подгоночных параметров брались  $\gamma_{\text{Gd}}$  и  $\gamma_{\text{Co}}$ . Конструкция выражения (A) такова, что обменные константы входят в комбинации  $J = J_L + 2J_Q$  и разделить билинейный и биквадратичный вклады не представляется возможным. Для их разделения необходимо использовать тот факт, что в ненасыщенном состоянии эти вклады по-разному зависят от углов между внешним магнитным полем и направлениями ферромагнитных подсистем. Поэтому для извлечения из экспериментальных данных зависимостей  $J_L$  и  $J_Q$  с целью определения равновесных углов намагниченностей подсистем надо снимать температурные зависимости намагниченностей в ненасыщенном состоянии в магнитных полях во всем интервале изменения резонансных полей, что вряд ли целесообразно.

На рис. 8 представлены рассчитанные температурные зависимости  $J_1$  (кривые 1 и 3) и  $J_2$  (кривые 2 и 4) соответственно для пленок с  $t_{\text{Si}} = 0.5$  нм и  $t_{\text{Si}} = 1.0$  нм. Было получено, что оптимальная подгонка достигается при следующих значениях гиромагнитных отношений:  $\gamma_{1\text{Gd}} = 2.52$  ГГц/кЭ,  $\gamma_{1\text{Co}} = 1.26$  ГГц/кЭ,  $\gamma_{2\text{Gd}} = 2.255$  ГГц/кЭ,  $\gamma_{2\text{Co}} = 1.205$  ГГц/кЭ, здесь индексы соответствуют частям 1 и 2 на рис. 6. Как и следовало ожидать, межслоевой обмен получился отрицательный. В случае отрицательного обмена и состояния магнитного насыщения в соответствии с теоретическими предсказаниями [6] одна мода колебаний зависит от межслоевого взаимодействия (оптическая мода), а

другая (акустическая мода) не зависит, что мы и видим на рис. 8. Кривые 1 и 2 получены при обработке зависимостей высокочастотных мод на рис. 6 (часть 2), а кривые 3, 4 — низкочастотных мод. На рис. 8 также видно, что константа межслоевого взаимодействия растет по величине с увеличением толщины кремниевой прослойки. Эта тенденция согласуется с результатами, полученными ранее, например, в пленках  $(\text{Fe/Si})_n$  [7, 8], где максимум межслоевого взаимодействия приходится на толщину  $t_{\text{Si}} \approx 2.0$  нм. В данном случае, как и в случае пленки  $(\text{Gd/Si})_n$ , межслоевое взаимодействие является результатом двух процессов: увеличения с температурой концентрации носителей заряда в полупроводнике и уменьшения намагниченности гадолиниевой подсистемы. Однако при понижении температуры следует ожидать ограничения роста взаимодействия из-за «вымораживания» электронов проводимости в прослойке, хотя вследствие аморфной структуры полупроводника существует проводимость по хвостам зон, но, как это было показано в пленках  $(\text{Fe/Si/Fe})$  [9], она является слабой.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований установлено, что в пленках с полупроводниковой кремниевой прослойкой параметры межслоевого взаимодействия между ферромагнитными слоями являются температурозависимыми. Наиболее сильное влияние полупроводниковой прослойки наблюдается в гадолиний-кобальтовых пленках. В этом случае значения гиромагнитных отношений сильно отличаются от значений, полученных при магнитном резонансе в других системах. Это свидетельствует о том, что создание полупроводниковой прослойки изменяет электронную плотность внутри ферромагнитных слоев, и это проявляется в формировании магнитных моментов магнитоактивных ионов. Однако изучение этих явлений — задача магниторезистивных исследований.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-16676-а, 04-02-16485-а) и Федеральной программы «Университеты России» (грант № 01.01.097).

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Выражение для расчета спектра магнитного резонанса в трехслойной пленке в случае  $\varphi_H = \varphi_1 = \varphi_2 = 0$ :

$$\begin{aligned}
& J^2 \left\{ (m_1 + m_2)H [m_1(H + 4\pi M_1) + \right. \\
& \quad \left. + m_2(H + 4\pi M_2)] - \left( \frac{m_1}{\gamma_1} + \frac{m_2}{\gamma_2} \right)^2 \omega^2 \right\} + \\
& + J \left\{ m_1 m_2 H^2 [m_1(H + 4\pi M_1) + m_2(H + 4\pi M_2)] + \right. \\
& \quad \left. + (m_1 + m_2)m_1 m_2 H(H + 4\pi M_1)(H + 4\pi M_2) - \right. \\
& \quad \left. - m_1 m_2 \left[ m_1 \left( \frac{H}{\gamma_2^2} + \frac{H + 4\pi M_2}{\gamma_1^2} \right) + \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + m_2 \left( \frac{H}{\gamma_1^2} + \frac{H + 4\pi M_1}{\gamma_2^2} \right) \right] \omega^2 \right\} + \\
& \quad + \left( \frac{m_1 m_2}{\gamma_1 \gamma_2} \right)^2 \omega^4 - (m_1 m_2)^2 \times \\
& \quad \times \left[ \frac{H(H + 4\pi M_1)}{\gamma_2^2} + \frac{H(H + 4\pi M_2)}{\gamma_1^2} \right] \omega^2 - \\
& - (m_1 m_2)^2 H^2 (H + 4\pi M_1)(H + 4\pi M_2) = 0. \quad (A)
\end{aligned}$$

Здесь  $M_i$  — намагниченность  $i$ -й подсистемы,  $m_i = t_i M_i$ ,  $t_i$  — суммарная толщина каждого ферромагнетика,  $i = 1, 2$  означает соответственно Gd и Co,  $\gamma_1 = \gamma_{\text{Gd}}$ ,  $\gamma_2 = \gamma_{\text{Co}}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Меренков, А. Б. Чижик, С. Л. Гнатченко и др., ФНТ **27**, 188 (2001).
2. Г. С. Патрин, В. О. Васьковский, Д. А. Великанов, А. В. Свалов, Письма в ЖЭТФ **75**, 168 (2002).
3. G. S. Patrin, V. O. Vas'kovskii, D. A. Velikanov et al., Phys. Lett. A **309**, 155 (2003).
4. В. О. Васьковский, Д. Гарсиа, А. В. Свалов и др., ФММ **86**, 48 (1988).
5. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1974).
6. A. Layadi, Phys. Rev. B **65**, 104422 (2002).
7. Toscano, B. Briner, H. Hopster, and M. Landolt, J. Magn. Magn. Mat. **114**, L6 (1992).
8. Г. С. Патрин, Н. В. Волков, В. П. Кононов, Письма в ЖЭТФ **68**, 287 (1998).
9. Г. С. Патрин, С. Г. Овчинников, Д. А. Великанов, В. П. Кононов, ФТТ **43**, 1643 (2001).