

Магниторезонансные свойства трехслойных пленок Co/Ge/Co

© Г.С. Патрин^{1,2}, А.В. Кобяков^{1,2}, И.А. Турпанов¹, К.Г. Патрин^{1,2}, М. Рауцкий¹

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет,
Красноярск, Россия

E-mail: patrin@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 27 мая 2015 г.)

Представлены результаты исследований трехслойных пленок Co/Ge/Co методом электронного магнитного резонанса. Обнаружено, что резонансный спектр пленки представляет собой суперпозицию двух линий лоренцевского типа. Установлено, что анизотропия, возникающая на интерфейсе кобальт–германий, вносит главный вклад в резонансный спектр и определяет его особенности. Определены температурные зависимости поля анизотропии и параметров межслоевого обмена. Межслоевые взаимодействия имеют антиферромагнитный характер и объясняются в рамках модели, подобной описанию сверхобмена в магнитных диэлектриках.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету по выполнению НИР (задание № 3.2534.2014/К) и при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00238-а).

1. Введение

Пленочные структуры в системе ферромагнитный металл/полупроводник привлекают к себе внимание, с одной стороны, из-за их возможных практических приложений, а с другой — ввиду большого разнообразия физических свойств, которые в них наблюдаются [1,2]. Как известно [3], свойства пленочных систем существенно зависят от особенностей технологии их получения. Так, например, в [4] при получении многослойных пленок $(\text{Fe/Si})_n$ в зависимости от температуры подложки может реализоваться либо ферро-, либо антиферромагнитное межслоевое взаимодействие. Ранее в пленках $(\text{Co/Si})_n$ были исследованы особенности термоиндуцированного поведения намагниченности [5]. Для пленки, изначально охлажденной в нулевом магнитном поле (режим ZFC), при ее нагреве в малых магнитных полях при определенной температуре (температура блокировки T^*), зависящей от магнитного поля, происходит резкое увеличение магнитного момента. Аналогичное поведение наблюдалось в трехслойных пленках (Co/Ge/Co) [6]. В этом случае было установлено, что в зависимости от скорости напыления пленки и температуры подложки при малых толщинах магнитного слоя ($t_{\text{Co}} \leq 10$ nm) система может быть в магнитном отношении двухфазной, а именно в матрице кубического кобальта (fcc-фаза) содержатся гранулы гексагонального кобальта (hcp-фаза) со средними размерами $r_{\text{Co}} \leq 2$ nm. Этим и определяются температурные особенности поведения намагниченности [7]. Термомагнитные свойства пленок объясняются в рамках обобщенной модели Stoner–Wolffarth [8], в которой гексагональные гранулы представляются как квазиизинговские частицы, случайным образом распределенные в магнитной изотропной кубической матрице и связанные с ней обменным взаимодействием. В ряде случаев такое

поведение представляет практический интерес, поскольку возникает возможность управления свойствами всей пленочной структуры как на технологической стадии, так и путем внешних воздействий.

Однако получить детальную правильную информацию о межслоевых взаимодействиях в таких многослойных пленках путем одних только магнитных квазистатических измерений не представляется возможным, поскольку эффекты двухфазности затушевывают все детали, особенно при температурах $T < T^*$. Применение метода электронного магнитного резонанса (ЭМР) позволяет решить эту проблему. В процессах магнитной динамики каждая магнитная подсистема имеет собственную частоту колебаний, которая является чувствительной к изменениям внутренних магнитных полей [9]. Поэтому мы применили ЭМР для определения межслоевых взаимодействий в трехслойных пленках (Co/Ge/Co).

2. Методика эксперимента

Были синтезированы пленки Co/Ge/Co с различными усредненными по площади пленки толщинами немагнитного слоя германия. Пленки были получены методом ионно-плазменного напыления при базовом давлении $P = 10^{-6} - 10^{-7}$ Торр в атмосфере аргона [7]. В качестве материала подложки использовалось стекло, температура подложки во время напыления была равна $T \approx 373$ K. Исследовалась серия пленок с $t_{\text{Co}} = 13 \pm 0.3$ nm, толщина германия была переменной, для кобальта скорость напыления составляла 0.15 nm/s, а для германия — около 0.12 ± 0.02 nm/s. При таких технологических условиях кобальт находится преимущественно в метастабильной кубической фазе, а если скорость на порядок меньше, то в гексагональной фазе. Усредненные толщины германия

и кобальта определялись методом рентгеновской спектроскопии.

Магнитные зависимости были получены на СКВИД-магнитометре MPMS XL в полях до 50 kOe. Спектры электронного магнитного резонанса измерялись на спектрометре „Bruker E 500 CW EPR“, действующем на частоте $\omega_{MWF} = 9.2$ GHz. В эксперименте СВЧ- и постоянное подмагничивающее и магнитные поля лежали в плоскости пленки. Измерения проводились в интервале температур 100–500 K.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Прежде чем анализировать результаты магниторезонансных измерений, заметим, что намагниченность чисто кобальтовой пленки в fcc-фазе в зависимости от ее толщины, как видно из рис. 1, довольно сильно зависит от толщины при малых толщинах ($t_{Co} \leq 6$ nm) и выходит на насыщение при толщинах $t_{Co} \geq 10$ nm. При толщине слоя кобальта меньше 0.5 nm магнитный момент у пленки отсутствует. Эти данные были получены на поликристаллических пленках в магнитном поле $H = 30$ kOe, которое лежало в плоскости пленки. Подобное наблюдается в многослойных структурах системы ферромагнитный металл/полупроводник. Так, в пленках $(Co/Si)_n$ [10] магнитный момент исчезает при толщине ферромагнитного слоя $t_{Co} \sim 1.2$ nm, а в пленках $(Co/Ge)_n$ [11] — при толщине $t_{Co} \sim 2.0$ nm, что, по-видимому, связано с образованием „мертвого слоя“. Толщина кобальта 13 nm выбиралась из следующих соображений: во-первых, чтобы при неконтролируемых изменениях толщины магнитного слоя намагниченность кобальтового слоя была стабильной, а во-вторых, чтобы зеемановское взаимодействие было по возможности малым и не затухивало межслоевое взаимодействие.

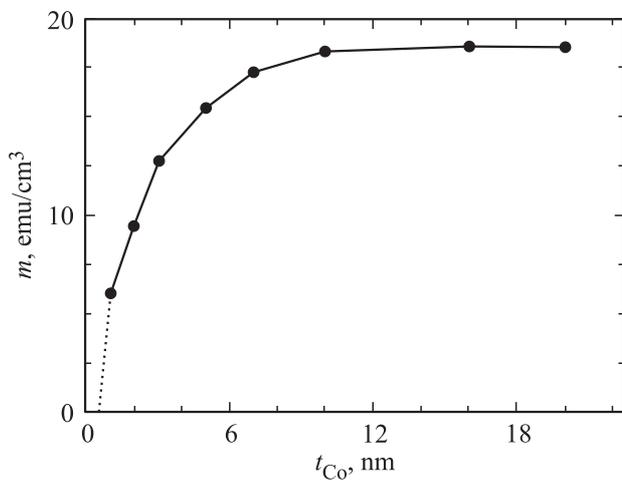


Рис. 1. Зависимость намагниченности кобальта от толщины пленки. $T = 300$ K.

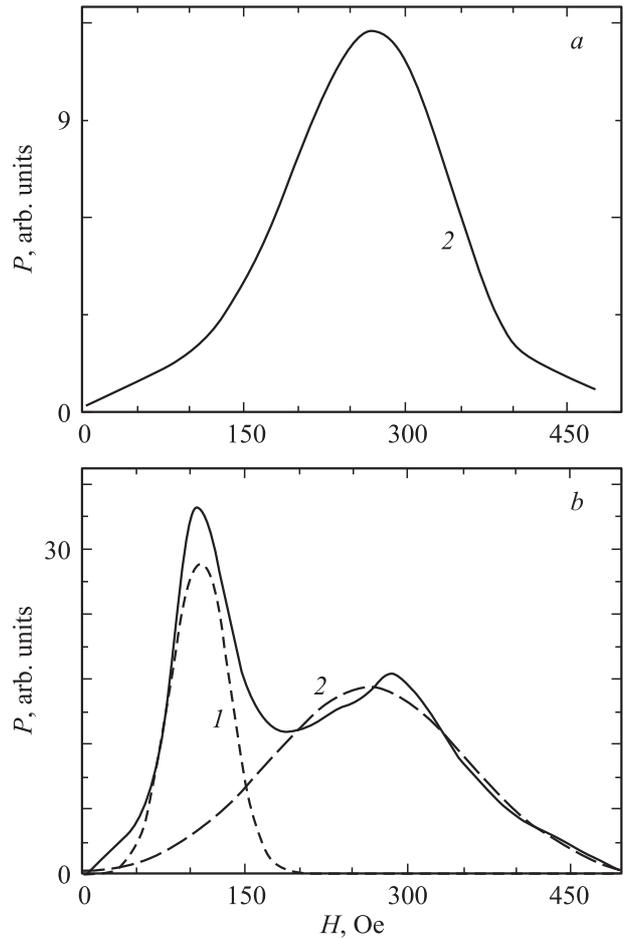


Рис. 2. Спектр магнитного резонанса для пленки с $t_{Ge} = 9$ nm. $T = 120$ (a) и 340 K (b). Кривые 1, 2 — линии лоренцевского типа.

В случае пленок Co/Ge/Co с немагнитной германиевой прослойкой спектр электронного магнитного резонанса имеет необычный вид. Исследования проводились при температурах $T > T^*$, когда в малых полях появляется отличная от нуля намагниченность пленок. На рис. 2 в качестве примера приведены типичные спектры магнитного резонанса для пленки с $t_{Ge} = 9$ nm. Как видно, изначально спектр представляет собой одиночную линию поглощения, а при более высоких температурах он становится сложным. Наблюдаемый спектр хорошо аппроксимируется суперпозицией двух линий лоренцевского типа. Температурные зависимости значений резонансных полей приведены на рис. 3. Видно, что низкополевой резонанс (линия 1 на рис. 2) возникает только при температуре выше T^* , тогда как высокополевой резонанс (линии 2) наблюдается во всей области исследования. Как следует из анализа поведения намагниченности (рис. 3 в работе [8]), увеличение доли гранул гексагонального кобальта ведет к увеличению температуры T^* , при которой в малых полях возникает намагниченность. А увеличение магнитного поля сильно

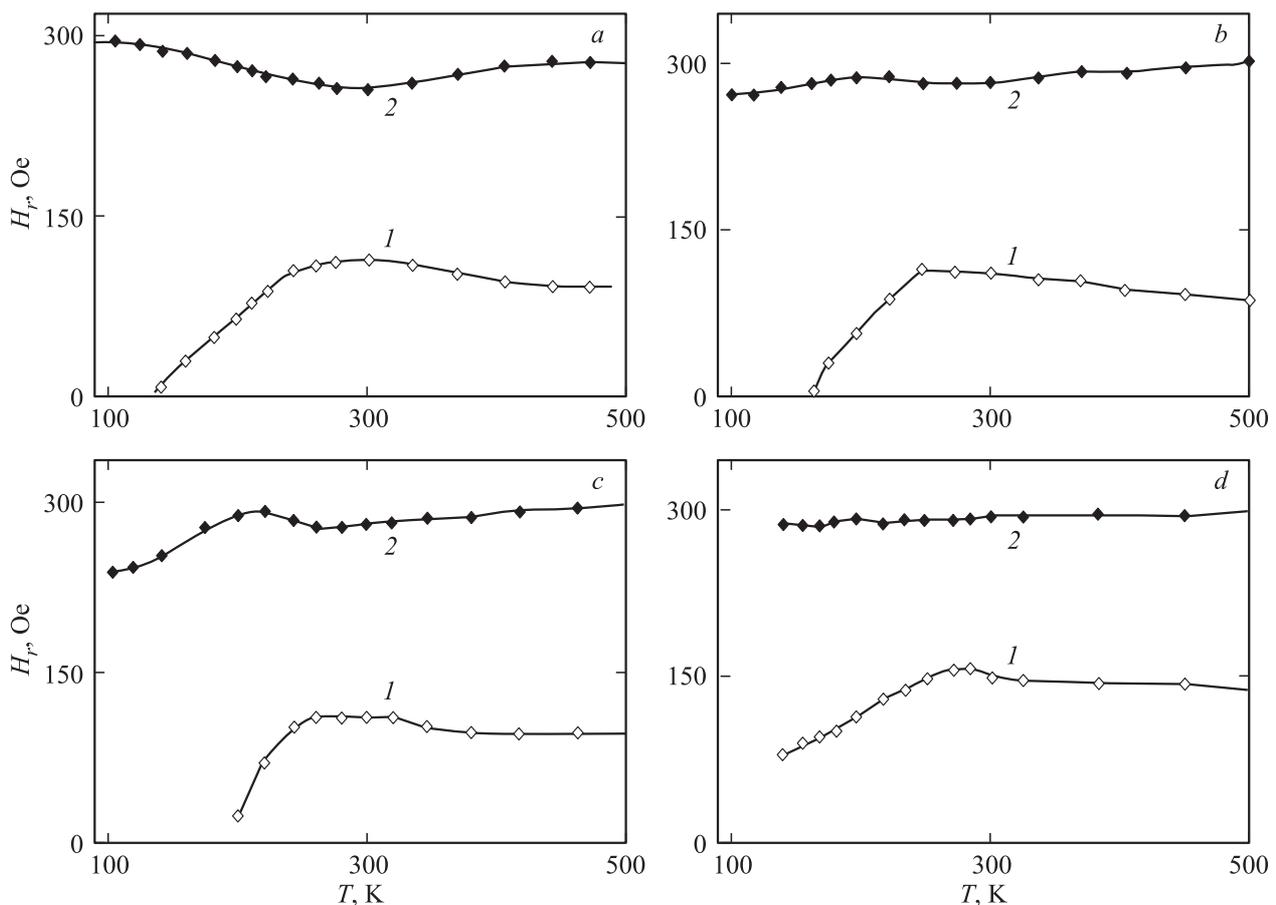


Рис. 3. Температурные зависимости резонансных полей для пленок с толщинами $t_{\text{Ge}} = 6$ (a), 9 (b), 15 (c) и 18 nm (d).

влияет на T^* в сторону ее понижения. Схема анализа поведения резонансных параметров в исследуемых пленках основана на сравнении величин резонансных полей и термомагнитного поведения намагниченности. Температурное поведение намагниченности двухфазных пленок Co/Ge/Co было детально исследовано в работах [7,8]. Таким образом, намагниченность каждого магнитного слоя в дальнейшем можно считать установленной. Отметим, что в полях ~ 300 Oe намагниченность практически выходит на насыщение во всем диапазоне исследованных температур. При этом анизотропии резонансного поля в плоскости пленки не наблюдается.

Прежде всего следует определиться с магнитной структурой трехслойной системы. Возможны следующие варианты.

1. Если ферромагнитные слои не связаны обменным взаимодействием, то по причине идентичности слоев это должно привести к существованию либо одиночной линии, либо двух близкорасположенных линий СВЧ-поглощения с близкими параметрами и подобным поведением при изменении температуры. Однако в эксперименте этого не наблюдается.

2. В случае ферромагнитного межслоевого взаимодействия возможны два резонансных пика [9]. Один из

них связан с однородным резонансом и определяется формулой Киттеля с учетом магнитной кристаллографической анизотропии, а другой связан с резонансом в состоянии с доменной структурой. В силу того что ферромагнитные слои являются поликристаллическими, ширина резонансного пика, соответствующего неоднородному состоянию, будет столь большой, что в наших условиях его наблюдение невозможно (далее будут приведены параметры анизотропии).

3. В качестве рабочего варианта мы используем модель антиферромагнитной связи между слоями.

С целью обоснования нашего подхода к анализу экспериментов по измерению магнитного резонанса и для иллюстрации связи магнитных характеристик и резонансных свойств приведем типичные данные, полученные на пленке с $t_{\text{Ge}} = 9$ nm. На рис. 4 приведена полевая зависимость намагниченности в диапазоне магнитных полей $|H| \leq 40$ kOe для пленки с $t_{\text{Ge}} = 9$ nm при $T = 150$ K. Во всем диапазоне магнитных полей наблюдается слабое линейное увеличение намагниченности ($\sim 4\%$ от величины в поле насыщения). Это свидетельствует о том, что еще происходит „парапроцесс“ намагничивания из-за наличия микрообластей, центрами которых могут являться хаотически ориентированные гранулы силь-

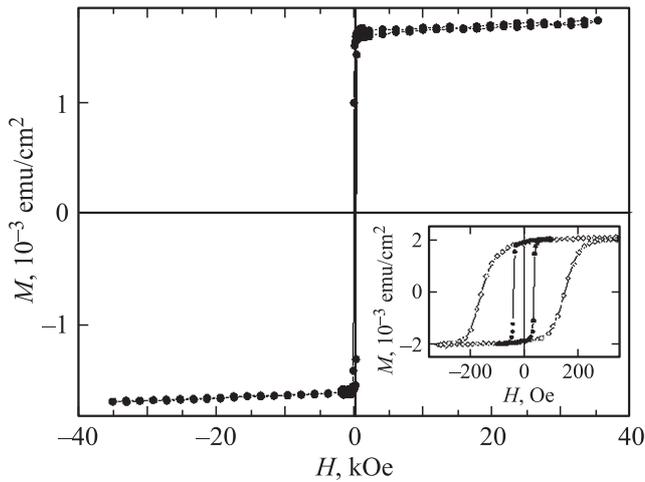


Рис. 4. Полевые зависимости намагниченности для пленки $t_{Ge} = 9$ nm при $T = 150$ K. На вставке приведены раскрытые петли гистерезиса при температурах $T = 150$ и 280 K (светлые и темные символы соответственно).

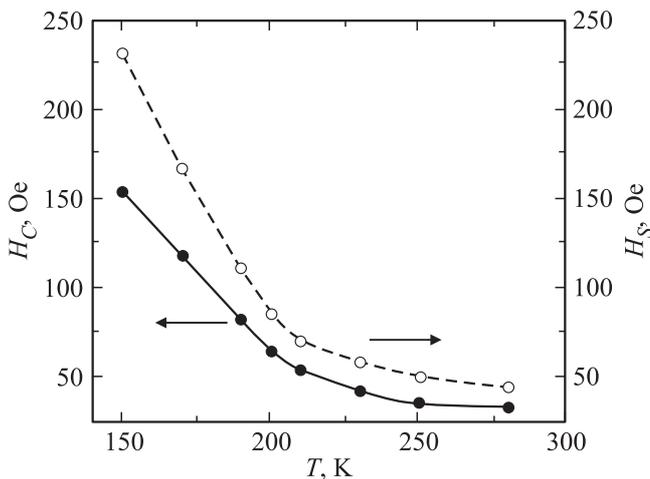


Рис. 5. Температурные зависимости коэрцитивной силы H_C и поля насыщения H_S для пленки с $t_{Ge} = 9$ nm.

но анизотропного гексагонального кобальта. На вставке представлены петли гистерезиса при температурах $T = 150$ и 280 K. Видно, что при увеличении температуры наряду с уменьшением коэрцитивной силы H_C петля становится более „прямоугольной“. На рис. 5 приведены температурные зависимости коэрцитивной силы H_C и поля насыщения намагничивания H_S в интересующем нас интервале температур. Из этого рисунка следует, что величины резонансных полей, соответствующих зависимостям типа 1 (рис. 3) попадают в область насыщения при температурах $T > 200$ K.

Поскольку особенности магнитного поведения определяются сильно анизотропными гранулами гексагональной (примесной) фазы, при описании магниторезонансных свойств их влияние будем описывать эффективной анизотропией K_A . При таком подходе выражение

для свободной энергии на единицу площади пленки Co/Ge/Co с антиферромагнитным порядком имеет вид [12]

$$U = -J \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - t_{Co} \left\{ \mathbf{H}(\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2) + (K_A/(2m^2)) \times [m_{Z1}^2 + m_{Z2}^2] + 2\pi [m_{Z1}^2 + m_{Z2}^2] \right\}, \quad (1)$$

где J — константа межслоевого взаимодействия, \mathbf{H} — внешнее магнитное поле (лежит в плоскости пленки и направлено вдоль оси X), $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i/t_{Co}$ — усредненная намагниченность, \mathbf{M}_i — магнитный момент единицы площади ферромагнитного слоя с номером i , φ_i — угол намагниченности в плоскости, отсчитываемый от оси Y , индекс $i = 1, 2$ нумерует магнитные слои, $m_1 = m_2 = m$, K_A — константа эффективной анизотропии, t_{Co} — толщина магнитного слоя, а ось Z направлена перпендикулярно плоскости пленки. В расчетах предполагается, что пленка может находиться в ненасыщенном состоянии. В этом случае в предположении, что оба ферромагнитных слоя идентичны, в условиях равновесия в полях, меньших поля насыщения, при антиферромагнитном межслоевом взаимодействии имеем $\varphi_1 = \pi - \varphi_2 = \varphi$, что дает

$$\sin \varphi = H/(2H_J), \quad (2)$$

где $H_J = J/(t_{Co}m)$.

Условие $H_S = 2H_J$ соответствует состоянию, когда намагниченности слоев становятся параллельными. При таких условиях резонансные частоты слоев даются выражениями [12]

$$(\omega_1/\gamma)^2 = H \{ H + (H_A + H_M)[H/(2H_J)] \}, \quad (3)$$

$$(\omega_2/\gamma)^2 = [2H_J(H_A + H_M)] \{ 1 - [H/(2H_J)]^2 \}, \quad (4)$$

где

$$H_A = K/(2m), \quad H_M = 4\pi m, \quad (5)$$

γ — гиромагнитное отношение.

Прежде всего заметим, что выражение для частоты акустической моды (3) в условиях насыщения намагниченности $H/(2H_J) = 1$ переходит в формулу Киттеля, а частота оптической моды (4) обращается в нуль. Теперь следует установить соответствие между решениями (3), (4) и линиями 1, 2 на рис. 3. Из эксперимента (рис. 4) следует, что намагниченность одного слоя $m = 807$ Oe, отсюда получаем $H_M = 10.14$ kOe.

При подгонке параметров H_J и H_A были просчитаны оба варианта: а) линия 1 на рис. 3 соответствует акустической моде; б) линия 1 соответствует оптической моде. В том случае, когда линия 1 приписывается акустической моде, а линия 2 — оптической моде, получаем, что величина H_A должна быть порядка 500 kOe, что весьма далеко от действительного масштаба величин, наблюдаемых экспериментально. В том случае, когда линия 1 идентифицируется как оптическая мода, а линия 2 — как акустическая мода, получены значения $H_A \sim 30-35$ kOe, что по крайней мере сопоставимо с H_M . Таким образом, именно для этой ситуации мы провели расчет обменных

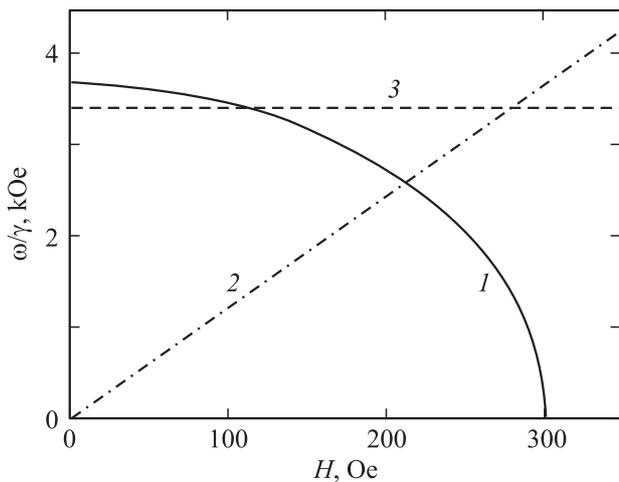


Рис. 6. Рассчитанные частотно-полевые зависимости магнитного резонанса для пленки Co/Ge/Co. $t_{\text{Co}} = 13$ nm, $t_{\text{Ge}} = 9$ nm. $T = 300$ K. 1 — оптическая мода для антиферромагнитного межслоевого обмена, расчет по формуле (4), 2 — акустическая мода колебаний, расчет по формуле (3), 3 — резонансная частота (в единицах поля).

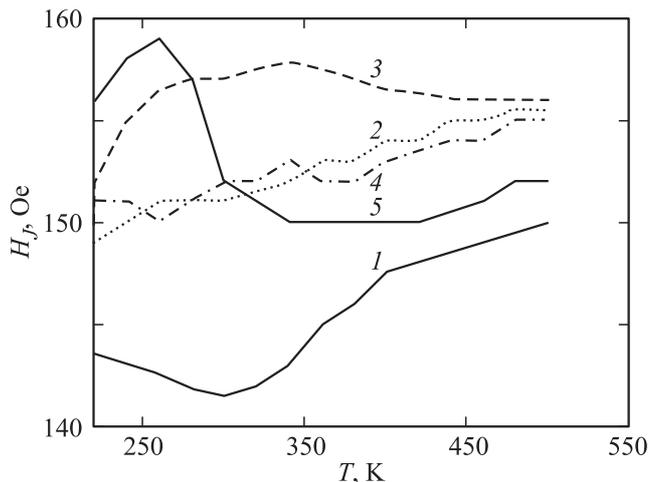


Рис. 7. Температурные зависимости обменного поля в пленках Co/Ge/Co с антиферромагнитным межслоевым взаимодействием. $t_{\text{Ge}} = 6$ (1), 9 (2), 12 (3), 15 (4) и 18 nm (5).

параметров H_J и величины $H_{\Delta} = [2H_J(H_A + H_M)]^{1/2}$, которая характеризует оптическую ветвь в спектре магнитного резонанса.

Для иллюстрации мы рассчитали частотно-полевые зависимости резонанса для пленки с толщиной германия $t_{\text{Ge}} = 9$ nm при $T = 300$ K. На рис. 6 приведены соответствующие зависимости. Здесь линия 3 отвечает экспериментальному значению ω/γ , а линия 2 определяется зависимостью (3). Как следует из подгонки по формуле (3), поле анизотропии $H_A = 34.26$ кОе. Поскольку намагниченность исследованных пленок для магнитных полей, при которых наблюдается резонансное поглощение, выходит на уровень насыщения при

температурах $T \geq 200$ K, в этом диапазоне температур как для формулы (3), так и для формулы (4) все параметры имеют одни и те же значения. Именно для этих температур и была проведена подгонка экспериментальных зависимостей на рис. 3 путем расчета H_J и H_A .

Результаты подгонки H_J приведены на рис. 7. Обращает на себя внимание тот факт, что для всех исследованных пленок обменное поле соответствует антиферромагнитному межслоевому взаимодействию, при этом при фиксированной температуре имеют место небольшие осцилляции величины H_J ($\sim 0.5\%$) в зависимости от толщины немагнитного слоя. При температурах $T > 400$ K значения величин H_J для разных пленок различаются слабо (меньше чем на 0.2%) и, видимо, стремятся к величине, близкой к значению для пленки с $t_{\text{Ge}} = 18$ nm.

Как известно [1], для межслоевого взаимодействия в многослойных магнитных пленках с немагнитной металлической прослойкой типичным является осциллирующий характер зависимости от толщины прослойки. Период осцилляций, как правило, составляет 1–3 nm, однако все несовершенства пленок (шероховатость поверхности, химическая неоднородность на интерфейсе и пр.) ведут к увеличению периода осцилляций и их сглаживанию [13]. Однако существуют системы и механизмы, а для которых проявляется неосциллирующий тип межслоевого взаимодействия [14,15]. В рамках модели [15], когда магнитные слои представляются узкими d -зонами, которые сдвинуты на величины $\Delta^{\uparrow,\downarrow}$ относительно энергии Ферми ϵ_F всей системы, а немагнитные слои представляются зонами свободных электронов проводимости, можно выделить два вклада в межслоевой обмен. Один из них — вклад типа RKKY (Рудермана–Киттеля–Касуи–Йосиды), описывающий обменное взаимодействие между магнитными ионами через коллективизированные электроны проводимости, другой — антиферромагнитный межслоевой обмен типа „сверхобмена“, имеющего место в магнитных диэлектриках. При условии $k_{\text{FTNM}}(\Delta^{\uparrow,\downarrow}/\epsilon_F) < 1$ (здесь k_F — волновой вектор на уровне Ферми, t_{NM} — толщина немагнитного слоя), что возможно, если величина k_{FTNM} является малой либо $\Delta^{\uparrow,\downarrow}/\epsilon_F \ll 1$, антиферромагнитный обмен преобладает и вклад типа RKKY становится пренебрежимо малым.

Такой подход позволяет объяснить наши экспериментальные результаты. На рис. 8 приведен фрагмент зонной структуры пленки Co/Ge/Co, иллюстрирующий модельную ситуацию. В случае полупроводниковой прослойки уровень Ферми находится в запрещенной зоне, и тогда наличие электронов проводимости в этой зоне в окрестности уровня Ферми может быть обусловлено образованием „хвостов“ зон в полупроводнике из-за наличия беспорядка или присутствием магнитных примесей. При использованных толщинах полупроводника в пленках Co/Ge/Co часть германия находится в аморфной фазе [6], что и приводит к образованию „хвостов“. При этом электронной плотности оказывается достаточно

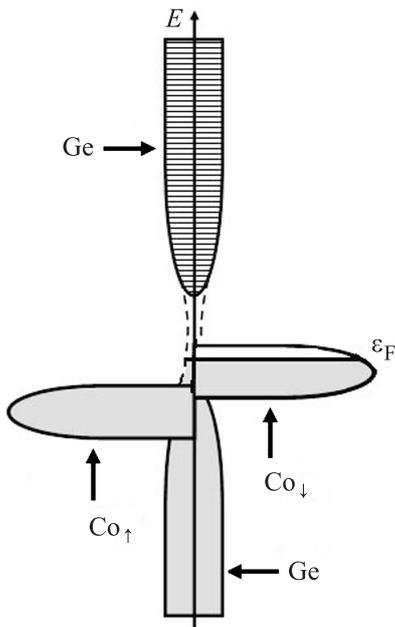


Рис. 8. Фрагмент зонной структуры электронов проводимости пленки Co/Ge/Co. Co_↓ и Co_↑ обозначают 3d-зоны с соответствующим направлением спинов. Штриховыми линиями показаны „хвосты“ зон полупроводника.

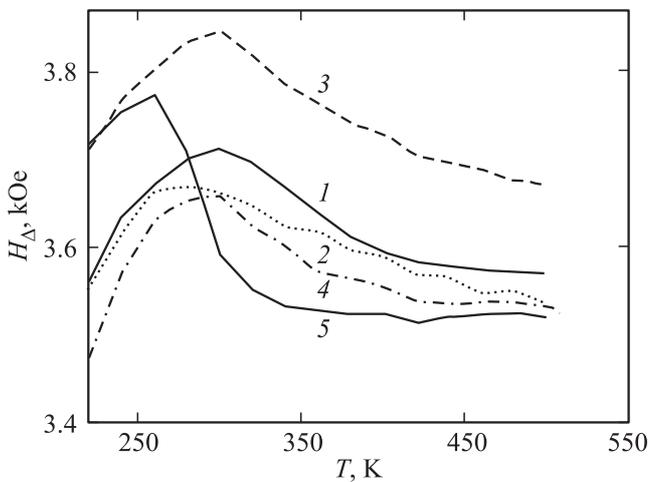


Рис. 9. Температурные зависимости величины щели в спектре резонанса для пленок с толщинами $t_{Ge} = 6$ (1), 9 (2), 12 (3), 15 (4) и 18 nm (5).

для переноса взаимодействия между ферромагнитными слоями (подобный сценарий был предложен ранее для описания магнитных свойств в пленках Fe/Si/Fe при низких температурах [16]). Понижение плотности электронов проводимости в немагнитной прослойке приводит к значительному ослаблению взаимодействия типа RKKY между магнитными слоями. При этом относительная доля вклада антиферромагнитного взаимодействия возрастает.

На рис. 9 приведены рассчитанные температурные зависимости величины H_{Δ} . Здесь обращает на себя внимание наличие максимума в окрестности температуры $T \approx 300$ К. Так же как и для величин H_J , наблюдаются осцилляции в зависимости от толщины полупроводниковой прослойки. Ясно, что такое поведение H_{Δ} главным образом определяется поведением магнитной анизотропии пленочной структуры. Как известно [17], магнитная анизотропия пленочной структуры складывается из двух частей: одна определяется вкладом объемной анизотропии материала K_V , а другая — вкладом поверхностной анизотропии K_S (или анизотропии на интерфейсе), т.е. $K_A = K_V + K_S$. Для толстых пленок преобладающим является K_V , тогда как при уменьшении толщины магнитного слоя влияние анизотропии K_S на поверхности или на интерфейсе начинает преобладать. Как отмечено в работе [17], поверхностный вклад может на порядки превосходить вклад от объемной анизотропии. Для гексагонального кобальта $K_V \sim 5 \cdot 10^6$ erg/cm³ [18], что дает поле анизотропии H_A порядка единиц килоэрстед. Это позволяет считать, что основной вклад в анизотропию пленочной структуры обусловлен интерфейсом кобальт–германий и, как это следует из нашего эксперимента, поверхностная анизотропия является анизотропией типа легкой плоскости ($K_A > 0$).

Таким образом, для структуры Co/Ge/Co установлено, что наличие анизотропных гранул гексагонального кобальта определяет процессы намагничивания ферромагнитных слоев кобальта, а анизотропией на интерфейсе обусловлен тот факт, что намагниченность лежит в плоскости пленки, а также определяются особенности ее резонансного поведения.

4. Заключение

В результате магниторезонансных исследований пленок Co/Ge/Co наряду с определением величины и знака межслоевого взаимодействия установлено, что межслоевое взаимодействие является дальнедействующим. Так, толщины немагнитной прослойки, при которых проявляется межслоевой обмен, могут составлять ~ 10 nm. Столь большие величины толщин не являются типичными для металлических или диэлектрических (туннельных) прослоек. В случае же полупроводниковых или полуметаллических материалов длина свободного пробега электронов может быть большой, и это объясняет толщины немагнитной прослойки, при которых еще наблюдается межслоевое взаимодействие (например, в структуре CoFe/Bi/CoFe [19] период осцилляций имел величину ≥ 10 nm).

Ясно, что приведенное выше объяснение является качественным. Тем не менее описанный в работе [15] механизм охватывает главные особенности межслоевых взаимодействий. Более детальное описание обменных взаимодействий и магнитной анизотропии в системе ферромагнитный металл–полупроводник требует учета

реальной электронной структуры и, что не менее важно в свете последних исследований [11,20], структуры интерфейса, поскольку толщина интерфейса составляет единицы нанометров и в нем формируются новые фазы. Все это определяет направления последующих исследований.

Список литературы

- [1] I. Zubic, J. Fabian, S. Das Sarma. *Rev. Mod. Phys.* **76**, R323 (2004).
- [2] Magnetic heterostructures. Advances and perspectives in spinstructures and spintransport / Eds H. Zabel. S. D. Bader. Springer, Berlin–Heidelberg (2008). 364 p.
- [3] Nanomagnetism and spintronics. Fabrication, materials, characterization and applications / Eds F. Nasirpour, A. Nogaret. World Scientific Publ. Co., Singapore (2011). 400 p.
- [4] A. Chaiken, R.P. Michel, M.A. Wall. *Phys. Rev. B* **53**, 5518 (1996).
- [5] В.О. Васьковский, Г.С. Патрин, Д.А. Великанов, А.В. Свалов, Н.Н. Щеголева. *ФНТ* **33**, 4, 439 (2007).
- [6] G.S. Patrin, C.-G. Lee, I.A. Turpanov, S.M. Zharkov, V.V. Lantsev. *J. Magn. Magn. Mater.* **306**, 218 (2006).
- [7] Г.С. Патрин, И.А. Турпанов, А.В. Кобяков, Д.А. Великанов, К.Г. Патрин, Л.А. Ли, В.К. Мальцев, С.М. Жарков, В.И. Юшков. *ФТТ* **56**, 2, 301 (2014).
- [8] G.S. Patrin, C.-G. Lee, B.-H. Koo, K. Shin. *Phys. Lett. A* **359**, 149 (2006).
- [9] A.H. Morrish. *The physical principles of magnetism*. Institute of Electrical and Electronics Engineers. Wiley N.Y. (2001). 700 p.
- [10] В.О. Васьковский, Г.С. Патрин, Д.А. Великанов, А.В. Свалов, П.А. Савин, А.А. Ювченко, Н.Н. Щеголева. *ФТТ* **49**, 2, 201 (2007).
- [11] Г.С. Патрин, В.К. Мальцев, И.Н. Краюхин, И.А. Турпанов. *ЖЭТФ* **144**, 6 1246 (2013).
- [12] A.G. Gurevich, G.A. Melkov. *Magnetization oscillations and waves*. CRC Press, Inc. (1996). 456 p.
- [13] Y. Wang, P.M. Levy, J.L. Fray. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2732 (1990).
- [14] N. Garcia, A. Hernando. *J. Magn. Magn. Mater.* **99**, L12 (1991).
- [15] C. Lacroix, J.P. Gavian. *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 413 (1991).
- [16] Г.С. Патрин, С.Г. Овчинников, Д.А. Великанов, В.П. Кононов. *ФТТ* **43**, 9, 1643 (2001).
- [17] M.T. Johnson, P.J. Bloemen, F.J.A. den Droeder, J.J. de Vries. *Rep. Prog. Phys.* **59** 1409 (1996).
- [18] S. Chikazumi. *Physics of ferromagnetism*. Oxford University Press (2005). 655 p.
- [19] J.-H. Hsu, D.R. Sahu. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 192 501 (2005).
- [20] D.A. Muzychenko, K.Schouteden, C. Van Haesendonck. *Phys. Rev. B* **88**, 195 436 (2013).