Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 11, с. 847 – 853

Изучение гетероструктуры SiO_2(Co)/GaAs методами поверхностного рассеяния синхротронного излучения

Н. А. Григорьева[1)], *А. А. Воробьев*[+], *В. А. Уклеев*, *Е. А. Дядькина*[*], *Л. В. Луцев*[∇], *А. И. Стогний*[□], *Н. Н. Новицкий*[□], *С. В. Григорьев*[*]

Санкт-Петербургский государственный университет, 198504 Санкт-Петербург, Россия

[+]*Europien Synchrotron Radiation Facility, 38000 Grenoble, France*

[*]*Петербургский Институт Ядерной Физики им. Б.П. Константинова РАН, 188300 Гатчина, Россия*

[∇]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия*

[□]*Научно-практический центр НАНБ по материаловедению, 220726 Минск, Республика Беларусь*

Поступила в редакцию 26 октября 2010 г.

Гигантский инжекционный магниторезистивный эффект наблюдается в гранулированной SiO_2Co пленке на полупроводниковой GaAs подложке в узком интервале температур вблизи $T = 300$ K. Согласно существующей теории природа эффекта связана со структурой и физическими свойствами интерфейсного слоя. Методами рефлектометрии и малоуглового рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии изучено пространственное распределение наночастиц кобальта в объеме гранулированной пленки SiO_2(Co) и на границе раздела гранулированная пленка/полупроводниковая подложка (ГП/ПП). Показано, что в объеме пленки характерное среднее расстояние между гранулами кобальта составляет 7.3 нм. В то же время, среднее расстояние между гранулами на интерфейсе ГП/ПП составляет 32 нм при их вертикальном размере порядка 7.5 нм. Экспериментальные результаты свидетельствуют о пониженной концентрации кобальта на интерфейсе и о точечном характере контакта основного объема пленки SiO_2Co с подложкой GaAs через относительно разреженный слой ферромагнитных гранул кобальта.

Введение. В последние годы гранулированные нанокомпозиты на основе кобальта, обладающие гигантским инжекционным магнитосопротивлением (ГИМС) при комнатной температуре, вызывают большой интерес [1 – 6]. Это связано с их необычными магнитными, электрическими и оптическими свойствами и возможностью широкого использования в спинтронных устройствах, таких как спиновые инжекторы, спиновые диоды и транзисторы. Явление инжекционного магнитосопротивления основано на подавлении внешним магнитным полем инжекции спин-поляризованного тока из гранулированной пленки (ГП) в полупроводящую (ПП) подложку. Гранулированной пленкой, при этом, называют диэлектрическую матрицу с внедренными наночастицами ферромагнитного материала.

Эффект магнитосопротивления был обнаружен на гетероструктурах GaAs / островковая пленка MnSb с покрытием Sb [7, 8], на структурах GaAs с гранулированными пленками SiO_2(Co) и TiO_2(Co) [9 – 11], на структурах GaAs / гранулированная пленка GaAs с нанокластерами MnAs [12] и наблюдался только при наступлении лавинного процесса в полупроводнике. Гранулированная пленка в этих гетероструктурах содержит наночастицы ферромагнитного металла и на интерфейсе с полупроводником сосуществуют как ферромагнитная, так и неферромагнитная фазы. Этот эффект в [7, 8] был назван magnetoresistive switch effect, в [9 – 11] – эффектом инжекционного магнитосопротивления, название которого (гигантское инжекционное магнитосопротивление, ГИМС) мы будем употреблять в данной работе. Большие значения ГИМС (10^5 %) обязаны двум факторам: 1) образованию в полупроводнике вблизи интерфейса спин-поляризованного обогащенного электронного слоя, в котором формируется магнитоуправляемый барьер, 2) положительной обратной связи, образующейся благодаря дыркам, рождающимся в ходе лавинного процесса. Дырки в полупроводнике движутся вдоль каналов тока (current filament) [13 – 15], аккумулируются в области потенциального барьера и понижают его высоту [11, 16]. Из-за положительной обратной связи малые изменения высоты барьера, вызванные действием внешнего магнитного поля, приводят к большим изменениям тока в полупроводнике. Согласно теоретической мо-

[1)]e-mail: natali@lns.pnpi.spb.ru

дели [11], область начала развития лавинообразования в канале тока характеризуется большим перепадом напряжения и крайне критична к концентрации и спиновой поляризации электронов в обогащенном электронном слое, а также к концентрации и величине спина дырок, которые аккумулируются вблизи интерфейса. Так как свойства обогащенного электронного слоя в полупроводнике вблизи интерфейса определяются материалом ГП, то очень важным становится вопрос об изучении тех слоев ГП, которые непосредственно примыкают к интерфейсу и формируют электронный слой.

Профиль потенциальной ямы обогащенного электронного слоя и концентрация электронов в нем определяются концентрацией электронов в полупроводнике и разницей $\mu_s < \mu_g$ между химическими потенциалами полупроводниковой подложки μ_s и пленки μ_g [16]. Роль матрицы (например, диэлектрической матрицы SiO_2 в гетероструктуре $SiO_2(Co)/GaAs$) сводится к образованию потенциальной ямы в полупроводнике вблизи интерфейса, а присутствие ферромагнитных наночастиц приводит к поляризации электронов в образовавшемся электронном слое благодаря обменному взаимодействию Рудермана – Киттеля – Касуя – Иосиды (РККИ) с $d(f)$ электронами ферромагнитного материала. Если размер ферромагнитных наночастиц D меньше толщины электронного слоя h_e и ферромагнитные наночастицы равномерно перемешаны по всему объему диэлектрической матрицы, то ГП можно считать однородной с химическим потенциалом $\mu_g = \mu_i\chi_i + \mu_{fm}\chi_{fm}$, где μ_i и μ_{fm} – химические потенциалы, а χ_i и χ_{fm} – концентрации атомов диэлектрической матрицы и ферромагнитных наночастиц, соответственно. Если ферромагнитные наночастицы неравномерно перемешаны в объеме диэлектрической матрицы и $D > h_e$, тогда в месте контакта гранула/ПП $\mu_{fm} < \mu_s$, следовательно, нет инжекции электронов из ГП в ПП и ГИМС эффект отсутствует, в то время как в месте контакта диэлектрическая матрица/ПП ($\mu_i > \mu_s$) – нет свободных электронов и ГИМС эффект также невозможен. Экспериментально резкое понижение величины ГИМС наблюдалось на гетероструктурах $SiO_2(Co)/GaAs$ при низких концентрациях гранул Co [11]. Теоретическая модель также предсказывает отсутствие эффекта при $\mu_s \approx \mu_{fm}$ при больших концентрациях ферромагнетика. Отсутствие ГИМС при больших концентрациях гранул Co наблюдалось в $SiO_2(Co)/GaAs$ [9, 11]. Аналогичное явление имело место при исследовании ГИМС на гетероструктуре GaAs / островковая пленка MnSb с покрытием Sb [8]. При увеличении толщины островковой пленки ферромагнитные островки MnSb соединялись между собой. При толщине порядка пяти молекулярных слоев пленка MnSb становилась сплошной, и эффект магнитосопротивления пропадал. Вышеизложенные теоретические и экспериментальные факты приводят к выводу о том, что для существования ГИМС важны размеры ферромагнитных гранул D вблизи интерфейса и их соотношение с толщиной h_e электронного слоя.

Задача данной работы состоит в исследовании структуры ферромагнитной гранулированной пленки $SiO_2(Co)$ в объеме и на границе раздела ГП/ПП методами рефлектометрии и малоуглового рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии с целью экспериментальной проверки наличия и роли структурных особенностей гранулированной пленки для теории ГИМС эффекта, разработанной в [11, 16].

Образцы. Экспериментальные исследования проводились на гетероструктурах гранулированная пленка/полупроводник, описанных в [9, 11]. Гранулированные пленки Co(x ат.%)/SiO_2 получались методом ионно-лучевого распыления композитной кобальт-кварцевой мишени [17, 18]. Концентрация x наночастиц Co в SiO_2 задавалась соотношением площадей мишеней кобальта и кварца и была равна $x = 54$ и 75 ат.%. Толщина исследованных гранулированных пленок – 40, 90 и 900 нм – задавалась в процессе синтеза образцов по времени осаждения Co и SiO_2 при известной скорости осаждения. В качестве подложек использовались пластины полупроводника n-GaAs толщиной 0.4 мм, ориентацией (100), с удельным сопротивлением $\rho_{\mathrm{GaAs}} = 0.9{-}1.0$ Ом·см и концентрацией носителей заряда $n_{\mathrm{GaAs}} \approx 10^{15}$ см$^{-3}$.

Эксперимент. Измерения проводились в Европейском центре синхротронных исследований (ESRF) на линии $ID10B$ (Гренобль, Франция) [19]. Геометрия эксперимента задавалась скользящим (то есть очень малым) углом падения α_i синхротронного излучения на поверхность образца и двумя углами рассеяния α_f и φ, как показано на рис.1. При этом, измеряя компоненту переданного импульса Q_z, перпендикулярную плоскости ГП, можно получить информацию о распределении электронной плотности в направлении z, поперечном пленке, в то время как измеряя компоненту $Q_\parallel$ в плоскости образца (x, y), можно изучать латеральную структуру ГП, ее поверхность и интерфейс с подложкой. Величина компонент переданного импульса выражается через углы падения и рассеяния следующим образом:

$$Q_z(\varphi, \alpha_f) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\sin\alpha_f + \sin\alpha_i\right),$$

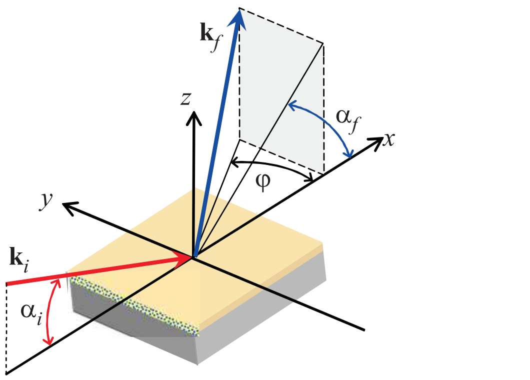

Рис.1. Геометрия экспериментов поверхностного рассеяния синхротронного излучения. $\mathbf{k}_i$ и $\mathbf{k}_f$ – волновые векторы падающего и рассеянного пучков, соответственно. Значения углов α_i, α_f и φ определяют величину компонент переданного импульса Q_x, Q_y и Q_z в системе координат, где направления x и y находятся в плоскости пленки соответственно вдоль и перпендикулярно падающему пучку, направление z перпендикулярно плоскости пленки

$$Q_{||}(\varphi, \alpha_f) = \sqrt{Q_x^2(\varphi, \alpha_f) + Q_y^2(\varphi, \alpha_f)}, \qquad (1)$$

$$Q_x(\varphi, \alpha_f) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\cos\alpha_f \cos\varphi - \cos\alpha_i\right),$$

$$Q_y(\varphi, \alpha_f) = \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha_f \sin\varphi.$$

В рефлектометрическом эксперименте измерялась интенсивность рассеяния синхротронного излучения в направлении $\alpha_f = \alpha_i$ и $\varphi = 0$ в зависимости от величины угла падения α_i. Измерения проводились с пучком размером 1×0.1 мм^2 $(y \times z)$ и длиной волны фотонов $\lambda = 1.56$ Å. Для регистрации отраженного пучка использовался линейный позиционно-чувствительный детектор mBraun-50M, позволяющий не только измерять полезный сигнал, но и одновременно определять уровень фона, который впоследствии вычитался. Полученная таким образом кривая зеркального отражения $R(Q_z)$ связывалась с одномерным распределением электронной плотности в глубину образца $\rho(z)$ посредством моделирования по методу Парратта [20], называемого также методом слоев. Данный метод основан на модельном разбиении всей толщины образца на определенное количество латерально однородных слоев, каждый из которых характеризуется толщиной h_i, постоянным значением электронной плотности ρ_i и шероховатостью σ_i. Наилучшая модель определяется подбором необходимого количества модельных слоев и их параметров для максимально удовлетворительного соответствия экспериментальных данных и расчетной кривой $R(Q_z)$ по методу наименьших квадратов.

Результаты рефлектометрического эксперимента представлены на рис.2, где изображена зависимость

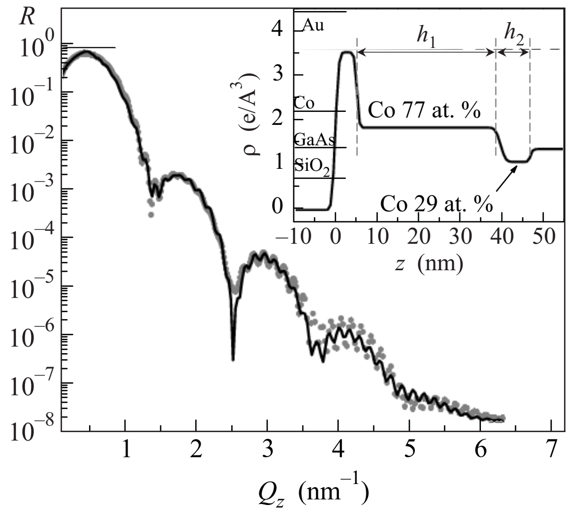

Рис.2. Рефлектометрия синхротронного излучения от гетероструктуры Au/SiO_2(Co75 ат.%)/GaAs. Экспериментальные данные показаны точками, сплошной линией представлена расчетная кривая, соответствующая модельному распределению электронной плотности, представленному на вставке с нанесенными значениями электронной плотности для чистых компонентов образца

интенсивности отражения синхротронного излучения от величины переданного импульса $R(Q_z)$ для образца Au/SiO_2(Co75 ат.%)/GaAs с расчетной толщиной ГП 40 нм. Для предотвращения окисления ГП на воздухе на поверхность пленки был нанесен слой золота, выполняющий также роль контакта при измерении эффекта ГИМС. Экспериментальная кривая достаточно хорошо аппроксимировалась моделью, содержащей 3 слоя и подложку. Для обработки рефлектометрических данных использовался программный код, разработанный Б. Топервергом и В. Дериглазовым, не включающий предварительную коррекцию экспериментальных данных на меняющуюся в малых углах падения площадь засветки образца пучком радиации, а также нормировку общей интенсивности $R(Q_z)$ на интенсивность падающего пучка. Вместо этого данные нормировки закладываются в подгоночную модель. Вследствие чего рефлектометрические данные, представленные на рис.2, не имеют обычного плато $R(Q_z) = 1$ в области углов $0 < \alpha_i < \alpha_c$. Значения подгоночных параметров для каждого слоя приведены в таблице. На вставке рис.2 представлен экспериментальный профиль электронной плотности в направлении z, полученный по результатам подгонки. Из рис.2 и таблицы видно, что первый слой соответствует техническому слою золота. Второй слой соответствует большей части гранулированной пленки $SiO_2(Co)$ с толщиной $h_1 = 34.4$ нм и практически номинальным процентным содержанием кобальта 77 ат.%, ожидаемым в соответствии с технологией синтеза образца. Наибольший интерес в рассматриваемой модели представляет собой дополнительный интерфейсный слой на границе раздела ГП/ПП толщиной $h_2 = 7.3$ нм. Его электронная плотность заметно меньше электронной плотности второго слоя, что, как представляется наиболее вероятным, обусловлено меньшим содержанием частиц кобальта, а именно 29 ат.%. При этом общая толщина "объединенного" слоя ГП оказывается равной 41.7 нм, что находится в хорошем соответствии с расчетной толщиной при изготовлении образца (для лучшего восприятия можно пользоваться рис.5, который детально будет интерпретирован ниже).

Параметры модели, использовавшейся для аппроксимации экспериментальной рефлектометрической кривой

Слой	Толщина, нм	Электрон. плотность, $e/Å^3$	σ_i, нм
Au	$h_0 = 5.2$	3.5	0.6
ГП $SiO_2(Co)$	$h_1 = 34.4$	1.8	0.45
Дополнит. слой	$h_2 = 7.3$	1.1	0.9

Исследования структуры ГП в латеральной плоскости (x, y) проводились методом рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии. В эксперименте использовался коллимированный пучок фотонов с длиной волны $\lambda = 0.95$ Å и размером 0.1×0.1 мм^2, падающий на поверхность образца под углом $\alpha_i = 0.32°$. Интенсивность рассеяния измерялась двумерным позиционно-чувствительным детектором MARCCD-133. Центральная часть детектора была защищена специальным поглотителем интенсивности прямого и зеркально отраженных пучков. Поток радиации проникал в пленку на конечную глубину L_p, где рассеивался на неоднородностях внутренней структуры пленки. Глубина L_p зависит от величины α_i и значения индекса рефракции вещества $n = 1 - \delta - i\beta$, вещественная часть которого δ связана с электронной плотностью ρ как $2\pi\delta = \lambda^2 r_e \rho$, где r_e – классический радиус электрона. В общем случае зависимость L_p от α_i выражается следующим образом:

$$L_p(\alpha_i) = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{2\left(\sqrt{(\alpha_i^2 - \alpha_c^2) + 4\beta^2} - \sqrt{(\alpha_i^2 - \alpha_c^2)}\right)}}, \tag{2}$$

где $\alpha_c = \sqrt{2\delta}$ – угол полного внешнего отражения от поверхности образца. Как видно из данной формулы, меняя значение угла падения α_i, можно контролируемым образом менять глубину проникновения, получая тем самым доступ к приповерхностным слоям образца, находящимся на разной глубине от поверхности.

Малоугловое рассеяние в скользящей геометрии имеет ряд особенностей по сравнению с классическим методом "на прохождение", когда поток радиации падает на поверхность образца практически перпендикулярно. В частности, распределение интенсивности по углу α_f подвержено воздействию интерференции падающей и рассеянной волн, возникающей на поверхности образца или на границе раздела двух слоев внутри него. В работе [21] было показано, что в большинстве случаев интерференционный эффект описывается домножением функции рассеяния $S(\mathbf{Q})$ на френелевские коэффициенты прохождения $T_{i,f}$:

$$T_{i,f}^2(\alpha_{i,f}, \alpha_c) = \left| \frac{2\alpha_{i,f}}{\alpha_{i,f} + \sqrt{\alpha_{i,f}^2 - \alpha_c^2}} \right|^2. \tag{3}$$

Из уравнения (2) хорошо видно, что в распределении интенсивности рассеяния происходит усиление сигнала вдоль линии, соответствующей $\alpha_f = \alpha_c$, в то время как в области $\alpha_f < \alpha_c$ интенсивность практически равна нулю. В общем виде полная функция рассеяния описывается выражением

$$S(\mathbf{Q}) = S(\alpha_i, \alpha_f, \varphi) =$$

$$= |F(\alpha_i, \alpha_f, \varphi)|^2 \cdot I(\alpha_i, \alpha_f, \varphi) \cdot T_i^2(\alpha_i) \cdot T_f^2(\alpha_f), \tag{4}$$

где $F(\alpha_i, \alpha_f, \varphi)$ – формфактор рассеяния в борновском приближении (используемый в классическом малоугловом рассеянии), $I(\alpha_i, \alpha_f, \varphi)$ – интерференционная функция. Функции F и I представляют собой фурье-образы формы отдельной рассеивающей частицы и парной пространственной корреляции между частицами, соответственно. Поэтому по положению дифракционных пиков в пространстве импульсов $\mathbf{Q}(\alpha_i, \alpha_f, \varphi)$ можно определить характерную структурную периодичность d в пленке в реальном пространстве.

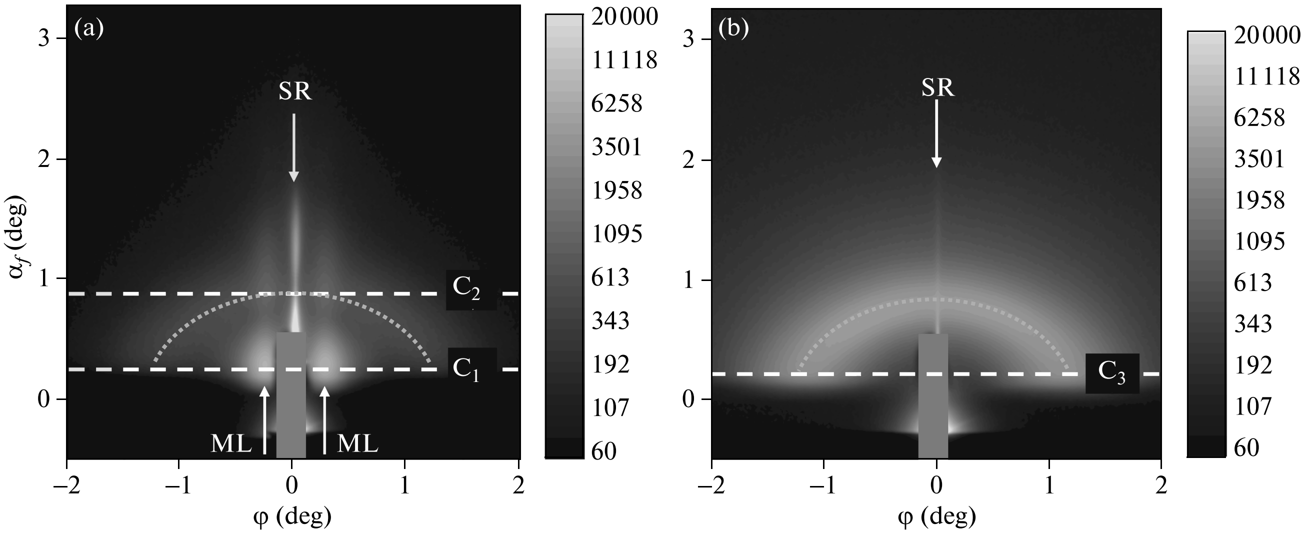

Рис.3. Двумерные карты малуглового рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии $S(\alpha_i = 0.32°, \alpha_f, \varphi)$ для образцов SiO_2(Co54 ат.%)/GaAs толщиной ГП (a) 90 нм и (b) 900 нм. Пунктиром выделена часть дифракционного кольца, возникающего из-за рассеяния на трехмерной структуре перколирующих частиц кобальта в основном слое ГП (h_1 на рис.2). Стрелками ML показано рассеяние на монослое частиц кобальта, находящихся в интерфейсном слое с обедненной концентрацией (h_2 на рис.2). Стрелки SR показывают дуффузное рассеяние от поверхности образцов в направлении зеркального отражения. Штриховые линии C_1, C_2 и C_3 показывают положения срезов на распределении интенсивности, представленных на рис. 4 в виде одномерных кривых. Серые прямоугольники закрывают область детектора, в реальном эксперименте защищенную поглотителем от прямого и зеркального пучков высокой интенсивности

На рис.3 представлены двумерные карты интенсивности малоуглового рассеяния синхротронного излучения $S(\alpha_i, \alpha_f, \varphi)$ для образцов SiO_2(Co54 ат.%)/GaAs с толщинами ГП 90 и 900 нм, полученные при угле падения $\alpha_i = 0.32°$. Как видно, характер рассеяния на двух образцах имеет общую особенность – наличие дифракционного кольца, выделенного точечной линией. Интенсивность кольца усилена при $\alpha_f = \alpha_c = 0.22°$, в то время как нижняя часть кольца отсутствует, как и следует из уравнения (2). Подобное кольцо появляется при рассеянии на трехмерной изотропной системе рассеивающих центров (частиц кобальта в данном случае), находящихся на расстоянии $d_1 = 2\pi/Q_1$ друг от друга, где Q_1 – диаметр кольца, выраженный в единицах переданного момента импульса. Отметим, что рассматриваемые концентрации частиц кобальта находятся за пределом уровня перколяции ($\chi_{fm} \geq 38$ ат.%), поэтому обнаруженное нами межчастичное расстояние d_1 должно равняться их размеру, а сравнительно большая ширина дифракционного кольца может быть интерпретирована как следствие неизбежного в этом случае разброса частиц по размеру. Другой общей особенностью распределения $S(\alpha_i, \alpha_f, \varphi)$ для двух образцов является линия диффузного рассеяния в зеркальном направлении, то есть вдоль α_f при $\varphi = 0$. На рис.3 она показана стрелками SR (Specular Reflection).

Главным отличием в распределении интенсивности рассеяния от образцов с толщиной 90 нм (рис.3a) и 900 нм (рис.3b) является наличие в первом случае специфического рассеяния, характерного для монослоев нанообъектов, пространственно упорядоченных внутри слоя [22, 23]. Данная особенность проявляется на рис.3a в виде двух цепочек максимумов интенсивности, обозначенных стрелками ML (MonoLayer) и повторяющихся вдоль α_f при $\varphi = \pm 0.25°$. При этом расстояние между цепочками в направлении φ определяется видом интерференционной функции I, связанной с расстоянием между рассеивателями в монослое в плоскости (x, y), а распределение максимумов интенсивности вдоль α_f зависит от размера отдельного рассеивателя в направлении z и вида его формфактора F. Поэтому по α_f-координате первого минимума в цепочках ML можно оценить высоту рассеивателя над уровнем подложки. Согласно данным, представленным на рис.3a, она составляет 5–6 нм.

Для того чтобы более наглядно представить распределения интенсивности по углу φ, на рис.4 показаны сечения двумерных карт, сделанные при $\alpha_f = \alpha_c$ (штриховые линии C_1 и C_3 на рис.3) и

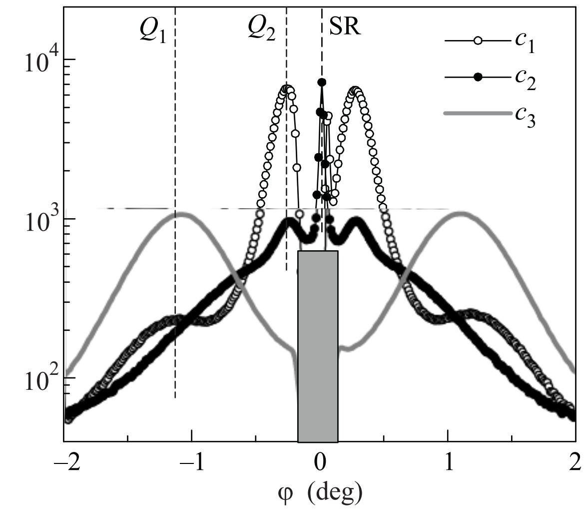

Рис.4. Угловые зависимости интенсивности в сечениях двумерного распределения S вдоль линий C_1, C_2 и C_3 (рис.3) для образцов SiO_2(Co54 ат.%)/GaAs толщиной ГП 90 и 900 нм

при $\alpha_f = 0.87°$ (штриховая линия C_2) для образцов SiO_2(Co54 ат.%)/GaAs с толщинами ГП 90 и 900 нм. При этом линия C_2 проходит через максимум второй осцилляции формфактора вдоль α_f и не искажена тенью от поглотителя. Как видно, положение и ширина пиков, соответствующих дифракционному кольцу для двух образцов, совпадают, что говорит об идентичности ансамблей рассеивающих частиц в этих образцах в основном слое ГП толщиной h_1. Характерное межчастичное расстояние в этих ансамблях равно $d_1 = 2\pi/Q_1 = 7.3$ нм. В то же время, образец толщиной 90 нм демонстрирует дополнительное рассеяние на ансамбле рассеивающих частиц с периодичностью $d_2 = 2\pi/Q_2 = 32$ нм.

Различие вида малоуглового рассеяния для образцов с толщиной ГП 90 и 900 нм, очевидно, связано с соотношением этих толщин и глубины проникновения рентгеновской волны L_p. Для состава 54% кобальта и 46% оксида кремния параметры, входящие в выражение (2), имеют следующие значения: $\delta = 6.03 \cdot 10^{-6}$, $\beta = 1.9 \cdot 10^{-7}$, $\alpha_c = 0.22°$, $\alpha_i = 0.32°$. Соответственно, расчетное значение глубины проникновения составляет ~ 350 нм, что больше 90 нм и, в то же время, меньше 900 нм. Поэтому в случае "тонкого" образца толщиной 90 нм мы видим рассеяние не только на основной части пленки, занятой трехмерной структурой частиц с периодом d_1 и толщиной h_1, но и рассеяние на двумерной структуре интерфейсного монослоя с внутренней латеральной периодичностью d_2 и толщиной h_2. В случае же "толстого" образца толщиной 900 нм рентгеновская волна полностью рассеивается или поглощается в верхней половине пленки, характеризуемой размером d_1, в то время как особый слой на интерфейсе с подложкой не вносит никакого вклада в рассеяние.

Таким образом, использование комбинации экспериментов по малоугловому рассеянию в скользящей геометрии и рефлектометрии позволяет предложить трехмерную модель структуры исследованных гранулированных пленок SiO_2(Co) на подложке GaAs, схематически показанную на рис.5. Согласно

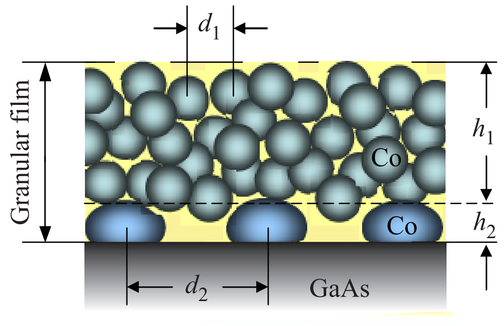

Рис.5. Модель структуры исследованных гранулированных пленок SiO_2(Co) на подложке GaAs, полученная на основе комбинации экспериментов по малоугловому рассеянию в скользящей геометрии и рефлектометрии

представленным в работе данным, в основном объеме пленки характерное расстояние d_1 между гранулами кобальта в любом пространственном направлении в среднем составляет 7 нм, в то же время расстояние d_2 между гранулами в интерфейсном слое существенно больше – порядка 32 нм. При этом толщина h_2 интерфейсного слоя равна размеру одной гранулы вдоль направления z и составляет порядка 5–7 нм независимо от толщины h_1 основной пленки. В этой связи существенное значение имеет вопрос о конкретной геометрической форме гранул интерфейсного слоя и особенно об их латеральном размере, так как особенности строения именно интерфейсного слоя ответственны за существование эффекта ГИМС. Исходя из рефлектометрических данных, показывающих объемное содержание кобальта в интерфейсном слое на уровне 30%, можно предположить, что латеральный размер гранулы может достигать величины порядка $d_2/2$. Однако очевидно, что эта оценка может чрезвычайно сильно меняться в зависимости от конкретной формы гранулы – цилиндр, полусфера, элипсоид вращения и т.д. Ответ на данный вопрос требует дальнейших дополнительных исследований.

В заключение отметим, что, согласно представленным в настоящей работе данным, концентрация наночастиц кобальта на интерфейсе ГП/ПП значительно понижена по сравнению с их концентрацией в основном объеме ГП, в то время как расстояние между гранулами заметно больше, чем в объеме ГП. Согласно теоретической модели однородного обогащенного электронного слоя в полупроводнике около интерфейса [16], для исследованных структур $SiO_2(Co)/GaAs$ толщина электронного слоя h_e составляет 15–20 нм, что меньше размера d_2. Это говорит о том, что мы выходим за рамки модели однородного электронного слоя и должны учитывать его неоднородность по толщине в зависимости от того, где он рассматривается – вблизи ферромагнитной гранулы или вдали от нее. При этом химический потенциал ГП не может быть рассчитан как $\mu_g = \mu_i \chi_i + \mu_{fm} \chi_{fm}$. Таким образом, при дальнейшем рассмотрении теоретических основ механизма ГИМС в гетероструктурах ферромагнитная ГП/ПП следует исходить из тех условий, что: 1) на интерфейсном слое существуют точечные разреженные контакты гранулированной пленки $SiO_2(Co)$ с подложкой GaAs через ферромагнитные гранулы кобальта; 2) по всей видимости, проводимость ГП вблизи интерфейса должна быть пониженной вследствие низкой концентрации гранул кобальта на интерфейсе; 3) обогащенный электронный слой в полупроводнике около интерфейса не является однородным по толщине; 4) туннельный эффект или металлическая проводимость между гранулами кобальта на интерфейсе отсутствует из-за большой разреженности частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 09-02-01231-а и # 10-02-00516-а).

1. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman et al., Science **294**, 1488 (2001).
2. B. Huang, D. J. Monsma, and I. Appelbaum, Phys. Rev. Lett. **99**, 177209 (2007).
3. I. Appelbaum, B. Huang, and D. J. Monsma, Nature **447**, 295 (2007).
4. B. Huang, D. J. Monsma, and I. Appelbaum, Appl. Phys. Lett. **91**, 072501 (2007).
5. R. Flederling, M. Kelm, G. Reuseher et al., Nature **402**, 787 (1999).
6. Y. Ohno, K. Young, B. Beschoten et al., Nature **402**, 790 (1999).
7. H. Akinaga, M. Mizuguchi, K. Ono, and M. Oshima, Appl. Phys. Lett. **76**, 357 (2000).
8. H. Akinaga, Semicond. Sci. Technol. **17**, 322 (2002).
9. Л. В. Луцев, А. И. Стогний, Н. Н. Новицкий, Письма в ЖЭТФ **81**, 636 (2005).
10. L. V. Lutsev, A. I. Stognij, N. N. Novitskii, and A. A. Stashkevich, J. Magn. Magn. Mater. **300**, e12 (2006).
11. L. V. Lutsev, A. I. Stognij, and N. N. Novitskii, Phys. Rev. B **80**, 184423 (2009).
12. M. Yokoyama, T. Ogawa, A. M. Nazmul, and M. Tanaka, J. Appl. Phys. **99**, 08D502 (2006).
13. Б. С. Кернер, В. Ф. Синкевич, Письма в ЖЭТФ **36**, 359 (1982).
14. H. Kostial, K. Ploog, R. Hey, and F. G. Boebel, J. Appl. Phys. **78**, 4560 (1995).
15. K. Aoki, Phys. Stat. Sol. b **204**, 481 (1997).
16. L. V. Lutsev, J.Phys.: Condens. Matter **18**, 5881 (2006).
17. *Технология тонких пленок*, под ред. Л. Майссел, Р. Глэнг, Сов.радио, М. 1977.
18. А. И. Стогний, Н. Н. Новицкий, О. М. Стукалов, Письма в ЖТФ **29**, 39 (2003).
19. http://www.esrf.eu/UsersAndScience/Experiments/SoftMatter/ID10B
20. L. G. Parratt, Phys. Rev. **95**, 359 (1954).
21. S. K. Sinha, E. B. Sirota, S. Garoff, and H. B. Stanley, Phys. Rev. B **38**, 2297 (1988).
22. G. Renaud, R. Lazzari, and F. Leroy, Surface Science Reports **64**, 255 (2009).
23. G. Renaud, R. Lazzari, C. Revenant et al., Science **300**, 1416 (2003).