

Инжекция спин-поляризованных электронов из ферромагнитного материала в полупроводник через барьер Шотки при обеспечении высокой степени спиновой поляризации имеет фундаментальную и прикладную значимость. У Co при комнатной температуре степень спиновой поляризации достигает 40%, что достаточно для разработки приборов спинтроники, а Si характеризуется большой длиной свободного пробега электронов проводимости (больше микрометра) относительно спин-флип процессов, что делает данную гетероструктуру привлекательным кандидатом для реализации комнатной температурной спиновой инжекции [1]. Известны результаты по инжекции спин-поляризованного тока из ферромагнитного слоя $\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}$ толщиной 5 nm в Si. В этом случае был получен спин-поляризованный ток на уровне не более сотни пикоампер и в интервале температур жидкого азота [2]. Эффект был достигнут за счет предускорения инжектируемого тока при помощи дополнительного туннельного перехода, что ограничивало как величину тока, так и рабочую температуру спинового транспорта из-за возникновения пробоев и возрастания утечек на переходе. В [3,4] был исследован эффект гигантского инжекционного магнитосопротивления при комнатной температуре для гетероструктур в виде наноразмерных гранул Co в SiO_2 на подложках GaAs, однако роль размеров гранул Co не рассматривалась. В наноразмерных гранулированных структурах установление контролируемой связи между геометрическими характеристиками гранул и условиями осаждения представляется отдельной и очень сложной задачей. Анализ результатов [2–4] указывает на актуальность проведения исследований по установлению интервала значений для толщины сплошного наноразмерного слоя Co на Si, в пределах которого ширина линии ФМР является узкой, намагниченность насыщения близка к значениям массивного материала, а электрическое сопротивление принимает максимальное значение.

Пленки Co толщиной от 0.6 до 22 nm были получены методом ионно-лучевого распыления при рабочем давлении менее $2 \cdot 10^{-4}$ Torr и остаточном давлении около 10^{-6} Torr посредством распыления мишени Co (99.99%) пучком ионов аргона с энергией 1.5 keV, плотностью тока 0.25 mA/cm^2 на установке [5]. Экспериментальные условия позволяли считать движение распыленных атомов Co от мишени к подложке свободным. Предварительно поверхность мишени расплывалась в рабочем режиме не менее двух часов для очистки и одновременно, вместе с оснасткой, для прогрева до 400 K. Таким образом, достигались стационарные условия распыления-осаждения. Далее поток распыленных

атомов Co осаждался на поверхность стандартных подложек Si (100), легированных фосфором до удельного сопротивления $10 \Omega \cdot \text{cm}$. Одновременно в вакуумную камеру загружалось пять подложек, в том числе одна в качестве свидетеля для последующего анализа состава, толщины и морфологии поверхности сформированных структур. Перед процессом осаждения подложки Si очищали низкоэнергетическим пучком ионов аргона. После подготовки поверхность подложек имела среднеквадратичную шероховатость менее 0.125 nm на участках до $6 \times 6 \mu\text{m}^2$. На поверхность пленок Co, сразу после осаждения и в одном вакуумном цикле, наносился защитный слой Au толщиной около 2 nm . Скорость осаждения Co и Au составляла соответственно 0.11 и 0.2 nm/s , а толщина слоев определялась временем осаждения, причем для кобальта оно варьировалось, а для золота задавалось постоянным от подложки к подложке. Толщина слоев определялась на свидетелях по приведенной в [5] методике при помощи атомно-силовой микроскопии, Оже-спектроскопии и растровой электронной микроскопии. Морфология полученных структур исследовалась при помощи атомно-силового микроскопа „Фемтоскан-001“ (Центр перспективных технологий, МГУ, Москва) и растрового электронного микроскопа Helios NanoLab 600 (FEI Company, США). Анализ состава и его распределение по глубине в полученных гетероструктурах проводился посредством Оже-спектроскопии на установке PHI 660 (Perkin Elmer, США). Во время осаждения и при проведении измерений температура образцов не превышала 400 K .

Удельное поверхностное сопротивление измеряли стандартным четырехзондовым методом при комнатной температуре.

Магнитные свойства полученных структур анализировались методом ФМР на частоте 9.55 GHz при комнатной температуре во внешнем магнитном поле, приложенном параллельно (H_{\parallel}) и перпендикулярно (H_{\perp}) плоскости поверхности структур, и методом SQUID-магнетометрии в интервале температур от 10 до 300 K и в магнитном поле до 0.5 T .

На рис. 1, а на примере сформированной пленочной структуры Au(2 nm)/Co(2 nm)/Si последовательно показано перераспределение элементов в области интерфейсной границы Au/Co, приведен соответственно слой Co и элементный состав границы Co/Si. Видно, что интерфейсные области характеризуются резкими и узкими (менее 1 nm) переходами. Наличие сторонних примесей в виде углерода и кислорода

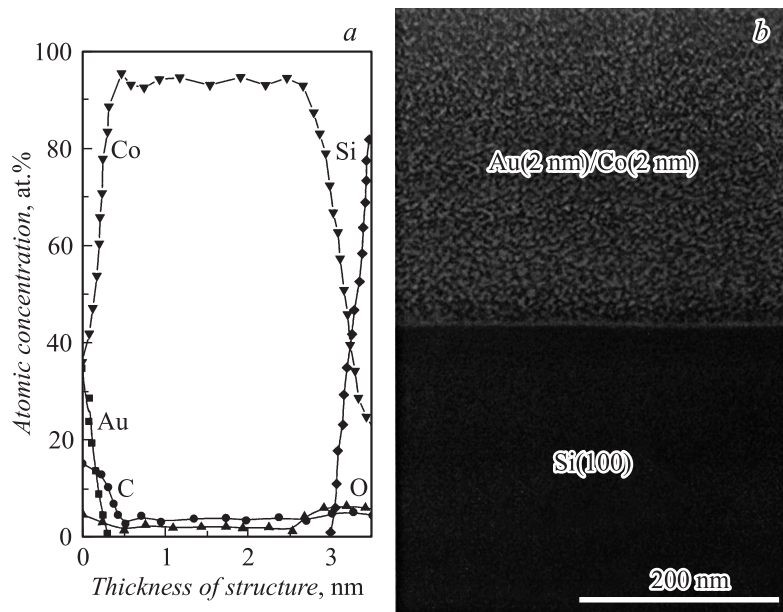


Рис. 1. Оже-профили распределения элементов по глубине (а) и РЭМ-изображение поверхности (b) для структуры Au(2 nm)/Co(2 nm)/Si(100).

фиксируется в слое Co на уровне, превышающем фоновый, незначительно. На интерфейсе Au/Co содержание примесей углерода значительно возрастает, до 12 at.%, что обусловлено их накоплением на поверхности за время перехода от мишени Co к мишени Au при осаждении. Незначительный рост примесей кислорода на границе Co/Si может быть связан с их накоплением в приповерхностном слое Si во время предварительного хранения. В целом, характер распределения элементов по глубине свидетельствует о том, что нанослои исследуемых структур являются сплошными, с резкими границами и без перемешивания элементов между слоями, без образования сплошных силицидных соединений в области Co/Si. Сплошность слоев и их хорошую адгезию к Si подтверждает РЭМ-изображение на рис. 1, b, где показана поверхность пленки Au (2 nm)/Co(2 nm) и ее граница с поверхностью Si. На РЭМ-

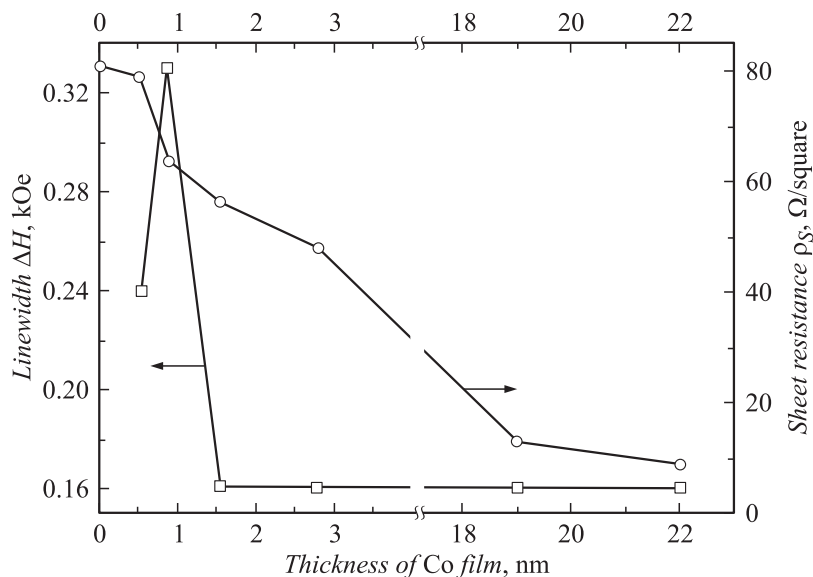


Рис. 2. Зависимости ширины линии ФМР ΔH (в плоскости структур Au(2 nm)/Co/Si(100)) и удельного поверхностного сопротивления ρ_s от толщины пленки Co при комнатной температуре.

изображении отсутствуют области проколов и несплошностей, а также не наблюдаются отслоения пленки от поверхности подложки. Анализ АСМ-изображений показывает, что среднеквадратичная шероховатость поверхности сформированных структур возрастает не более чем в 2.5 раза по сравнению с ее значением для подложки.

Зависимость удельного поверхностного сопротивления ρ_s структур Au(2 nm)/Co(0.6–22 nm)/Si(100) от толщины пленки Co t представлена на рис. 2. Парциальные вклады от слоев Au и Co в общее сопротивление рассматриваемой неоднородной пленочной структуры сложно определить. Однако для оценки можно предположить, что для слоев Co при $t \leq 2.6$ nm значение ρ_s определяется удельным поверхностным сопротивлением пленки Au, а при $t > 18$ nm значение ρ_s обусловлено вкладом от слоя Co. Тогда можно считать, что при $t \leq 2$ nm удельное поверхностное сопротивление слоя Co превышает $100 \Omega/\text{square}$, что по значению соответствует данным для высоколегированных полупроводников.

Пленки Co толщиной более 1 nm при комнатной температуре характеризовались намагниченностью насыщения $M_{SF} \geq 1096$ Gs, которая достигала значений до $0.78 M_s$, где M_s — намагниченность насыщения Co (1420 Gs [6]). Зависимость ширины линии ФМР ΔH от толщины слоя Co при комнатной температуре представлена на рис. 2. Большие значения в интервале $0.24 < \Delta H < 0.33$ kOe имеют слои при $t \leq 1.8$ nm, причем максимум ΔH наблюдается при $t \approx 0.8$ nm. Увеличение толщины пленки Co до $t > 1.8$ даже на несколько ангстрем вызывает резкое уменьшение ΔH до 0.16 kOe, примерно соответствующее минимальному значению для рассматриваемых структур. Аналогичные изменения наблюдаются и в зависимости коэрцитивной силы H_c от t при температуре 10 K (рис. 3). Более того, для слоя $t \approx 0.8$ nm, по сравнению со слоями другой толщины, был обнаружен наибольший размах (от 0.76 до 0.07 kOe) в переходе от максимального до минимального значения H_c при нагревании от 10 до 100 K (вставка на рис. 3). В диапазоне температур от 100 до 300 K значения коэрцитивной силы $H_c \approx 20-70$ Oe примерно одинаковы для всех толщин слоев Co и практически не зависят от температуры.

Для анализа полученных экспериментальных результатов воспользуемся данными моделирования процесса распыления при помощи пакета программ SRIM-2008 (<http://www.srim.org>), и рассмотрим роль, которую играет эффект „автооблучения“ поверхности растущего нанослоя быстрыми атомами из общего потока осаждаемого материала [7], а на более ранней стадии — облучение ими поверхности подложки. Из распределения распыленных атомов Co по энергиям следует, что при распылении мишени Co ионами аргона с энергией 1.5 keV можно выделить высокоэнергетическую составляющую со средней энергией примерно 26 eV/atom, которая не превышает 10% от общего потока распыленных атомов. Следовательно, эти быстрые атомы Co в настоящих экспериментальных условиях свободного движения от мишени к поверхности подложки или растущего слоя имеют конечную глубину пробега при рассмотрении наноразмерных толщин слоев. Так, средний пробег атома Co с энергией 26 eV в Si составляет 1.2 nm, а в растущем слое Co — 0.8 nm, средний пробег атома Au с энергией 30 eV в Co составляет 0.7 nm. На начальной стадии осаждения пленочной структуры облучение потоком быстрых атомов способствует обеспечению адгезии пленки к подложке и реализации механизма послойного роста за счет уплотнения растущего слоя при процессах торможения быстрой компоненты осаждаемого материала. Очевидно,

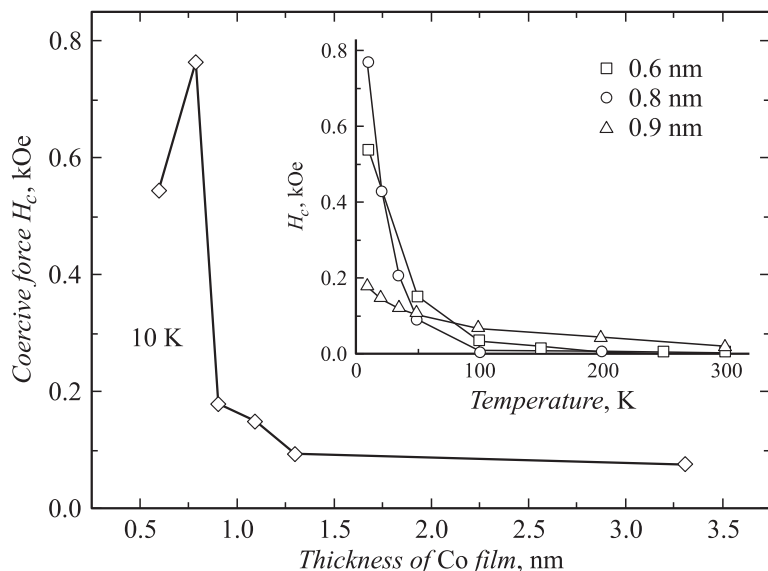


Рис. 3. Зависимость коэрцитивной силы H_c от толщины пленки Co при 10 K. На вставке представлена температурная зависимость коэрцитивной силы H_c для различных по толщине пленок Co.

что наибольшие изменения в характеристиках рассматриваемых структур следует ожидать при переходе от примерно сравнимых значений толщин слоев с глубиной торможения быстрых атомов к более толстым слоям. Известно, что в металлах с дефектами наибольший вклад в ΔH дает обычное релаксационное уширение, связанное с созданием неоднородного эффективного магнитного поля внутри пленки Co [8]. Вследствие этого, при $t \approx 0.8$ nm, когда наблюдается максимум ΔH , и в предположении, что быстрые атомы рассматриваются после остановки как точечные дефекты, должен наблюдаться и максимальный вклад в релаксационное уширение из-за среднего пробега быстрых атомов при торможении в пленке толщиной 0.8 nm. Тем не менее величина максимума ΔH при $t \approx 0.8$ nm оказалась сравнимой со значениями ΔH , измеренными ранее для многослойных наноструктур Au/Co, полученных методом электронно-лучевого испарения в вакууме $3 \cdot 10^{-7}$ Torr [9], а также для структур Pt/Cu/Co/Cu/Pt, выращенных методами магне-

тронного распыления или термического испарения в ультравысоком вакууме $5 \cdot 10^{-8}$ Torr [10]. При $t > 0.8$ nm роль процессов торможения быстрых атомов сводится к обеспечению условий получения плотных, однородных слоев с постоянными значениями своих характеристик, близкими к соответствующим значениям для массивных материалов.

Таким образом, представленные результаты показывают, что при толщине слоя Co из диапазона значений $0.8 < t \leq 2$ nm пленочные структуры Au(2 nm)/Co/Si(100) при комнатной температуре характеризуются шириной линии ФМР ΔH в 0.16 kOe и намагниченностью насыщения $M_{SF} \approx 0.78 M_s$, где M_s — намагниченность насыщения массивного Co, но при этом находятся в высокоомном состоянии. Следовательно, структуры Au(2 nm)/Co(0.8–2 nm)/Si(100), полученные методом ионно-лучевого распыления-осаждения, могут рассматриваться как перспективные для применения в качестве спиновых инжекторов в устройствах спиновой электроники при комнатной температуре и при обеспечении высокой степени легирования кремниевой подложки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке БРФФИ № Ф083-006.

Список литературы

- [1] Soulen R.J., Byers J., Osofsky M.S. et al. // Science. 1998. V. 282. P. 85.
- [2] Appelbaum I., Huang B., Monsma D.J. // Nature. 2007. V. 447. P. 295.
- [3] Луцев Л.В., Стогний А.И., Новицкий Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 81. В. 10. С. 636.
- [4] Stashkevich A.A., Roussigné Y., Stognij A.I. et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 212404.
- [5] Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Стукалов О.М. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 4. С. 39.
- [6] Den Broeder F.J.A., Kuiper D., van de Mosselaer A.P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 2769.
- [7] Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Стукалов О.М. и др. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 6. С. 87.
- [8] Волошинский А.Н., Рыжанова Н.В., Туров Е.А. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23. В. 5. С. 280.
- [9] Chubing P., Daosheng D., Ruiyi F. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. P. 12022.
- [10] Beaujour J.-M.L., Chen W., Kent A.D., Sun J.Z. // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 08N503.