

Процессы спинового транспорта в наноструктурах “ферромагнитный полупроводник – немагнитный полупроводник”

А. В. Антонов, К. Г. Никифоров, Г. Г. Бондаренко

Исследованы процессы спинового транспорта в наноразмерных спинтронных структурах “ферромагнитный полупроводник – немагнитный полупроводник” $\text{CdCr}_2\text{Se}_4/\text{CdIn}_2\text{S}_4$ и $\text{HgCr}_2\text{Se}_4/\text{CdIn}_2\text{S}_4$ с низкой степенью рассогласования кристаллических решеток. Проанализированы спин-поляризованные туннельные токи в зависимости от ширины потенциального барьера, приложенного электрического и магнитного полей. Показана возможность использования данных спинтронных наноструктур в качестве эффективного спинового фильтра.

Ключевые слова: спинтроника, наноструктура, спин-поляризованный туннельный ток.

Simulation of the “ferromagnetic semiconductor – nonmagnetic semiconductor” $\text{CdCr}_2\text{Se}_4/\text{CdIn}_2\text{S}_4$ and $\text{HgCr}_2\text{Se}_4/\text{CdIn}_2\text{S}_4$ spintronic nanostructures created by isomorphic compounds was carried out. Spin polarized tunnel currents were analyzed in the conditions of various applied electric or magnetic field and potential barrier width. It is possible to use these structures as an effective spin filter.

Key words: spintronics, nanostructure, spin-polarized tunnel current.

Введение

Одно из наиболее перспективных направлений современной твердотельной электроники и её базиса — физики электронных материалов — спинтроника, в основе которой лежит новый физический принцип: спиновый перенос [1]. В этом случае элементарным носителем информации служит собственный квантовомеханический момент — спин электрона, а сама информация кодируется посредством закрепления пространственной ориентации спина во внешнем магнитном поле. Инжектором спин-поляризованных электронов может быть ферромагнитный металл (ФМ) или ферромагнитный полупроводник (ФП), обладающий в состоянии намагниченности преимущественной спиновой ориентацией электронов [2]. В ФМ степень поляризации достигает 10%, а в ФП она существенно выше и доходит до 100% [3, 4].

В связи с этим основные исследования были посвящены изучению спинтронных структур (в том числе сверхрешеток) на основе ФП, таких как EuS и EuTe [5 – 7]. Однако область возможного применения

халькогенидов европия ограничивается низкими температурами магнитного упорядочения (например, для EuS $T_C = 16$ К [7]). Поэтому мы полагаем целесообразным исследовать возможности применения в качестве спинового инжектора ФМ — хромовых халькогенидных шпинелей, для которых температуры Кюри существенно выше (108 К для HgCr_2Se_4 , 127 К для CdCr_2Se_4 и даже 340 К для $\text{Fe}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ [8]).

Методика исследования

В данной работе с позиций спинтронки были исследованы структуры $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ и $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$, образованные изоморфными соединениями, для которых степень рассогласования постоянных решеток не превышает 0,5%, что вполне удовлетворительно для создания качественной гетеросистемы с бездефектной границей (интерфейсом).

Компьютерное моделирование проводили на основе протестированной системы компьютерной математики Maple.

По нашим расчетам энергетической зонной структуры рассматриваемых систем, потенциальные барьеры, образованные подзонами (+) и (–) обменно расщепленной зоны проводимости ФП, при 77 К (то есть в ферромагнитной фазе ФП) составляют для $n\text{-CdIn}_2\text{S}_4/p\text{-CdCr}_2\text{Se}_4$ 0,855 и 1,175 эВ, соответственно, а для $n\text{-CdIn}_2\text{S}_4/p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ — 0,135 и 0,955 эВ [9, 10].

Была разработана модель спин-поляризованного транспорта с использованием в качестве спинового фильтра [1] потенциального барьера туннельной толщины, сформированного нанослоем p -ФП. Моделирование плотности поляризованных по спину туннельных токов в структурах $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ и $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ проводили для диапазонов толщин барьерного слоя (ФП) $d = 1 - 50$ нм и приложенного электрического поля $E = 10^6 - 10^8$ В/м. При моделировании учитывалось, что во внешнем электрическом поле потенциальный барьер приобретает вид, отличный от прямоугольного [11]: конкретно, его форма зависит от соотношения между напряженностью E приложенного электрического поля и высотой потенциального барьера Φ_B на границе раздела “немагнитный полупроводник – ферромагнитный полупроводник” (П/ФП).

Для трапециевидного потенциального барьера расстояние туннелирования (ширина потенциального барьера) равно толщине барьерного слоя d , а плотность туннельного тока [11]

$$j = \frac{e^2}{2\pi\hbar d^2} \left(\Phi_B - \frac{Ed}{2} \right) \times \exp \left[- \frac{4\pi\sqrt{2em}}{h} d \left(\Phi_B - \frac{Ed}{2} \right)^{1/2} \right].$$

Для треугольного потенциального барьера плотность туннельного тока [11]

$$j = \frac{e^2}{4\pi\hbar\Phi_B} E^2 \exp \left[- \frac{4\pi\sqrt{em}}{h} \frac{(\Phi_B)^{3/2}}{E} \right],$$

причем отношение Φ_B/E определяет расстояние туннелирования (ширину потенциального барьера), в данном случае меньшее толщине барьерного слоя d .

Было промоделировано также влияние магнитного поля на спин-поляризованные туннельные токи в наноструктурах $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ в области температуры Кюри, где намагниченность значительно возрастает уже в относительно небольших магнитных полях [12]. При моделировании изменение величины потенциального барьера в магнитном поле оценивали по экспериментальным данным [13].

Результаты и их обсуждение

Для структур $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ и $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ на рис. 1 и 2 приведены электрополевые зависимости плотности спин-поляризованных туннельных токов через потенциальные барьеры, сформированные подзонами (+) и (–) обменно расщепленной зоны проводимости ФП.

Как видно из результатов моделирования, величины j_+ и j_- отличаются на много порядков, то есть поляризация по спину туннельного тока в таких структурах близка к 100 % и существенно превышает спиновую поляризацию электронов проводимости в ферромагнитной фазе (при 77 К) соответствующих ФП.

Это можно объяснить тем, что обменное расщепление зоны проводимости ФП обеспечивает различные энергетические барьеры для туннелирующих электронов разной ориентации спина. При совпадении ориентации спинов с направлением намагни-

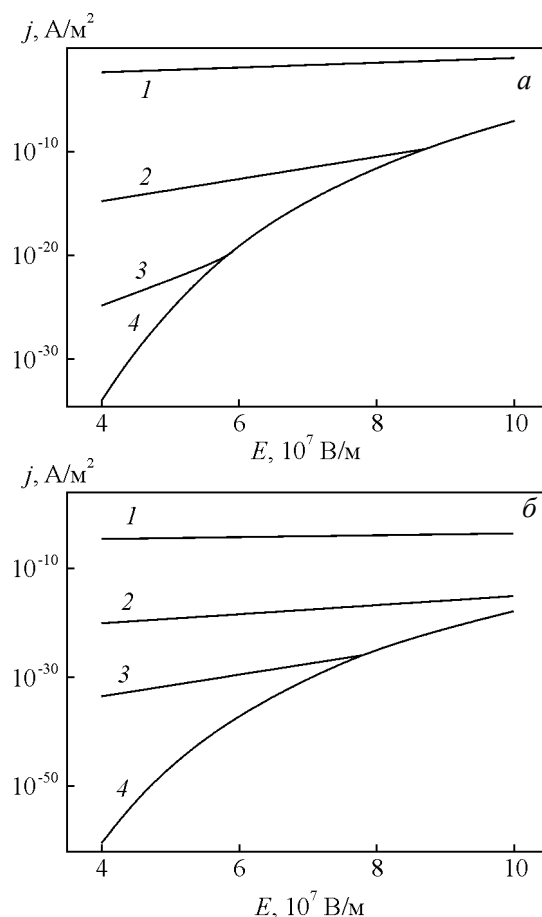


Рис. 1. Зависимости плотности спин-поляризованных туннельных токов j_+ (а) и j_- (б) в структуре $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ от приложенного электрического поля при ширине потенциального барьера, d , нм: 1 – 5, 2 – 10, 3 – 15, 4 – 50.

ченности (направлением спинов электронов в нижней спин-расщепленной подзоне зоны проводимости П) высота энергетического барьера меньше, а его прозрачность больше, чем для электронов с противоположной спиновой ориентацией. В результате потенциальный барьер ФП наноразмерной толщины пропускает преимущественно спин-поляризованный туннельный ток со спиновой ориентацией, совпадающей с намагниченностью ферромагнитного полупроводника.

Результаты моделирования показывают, что спин-поляризованный туннельный ток существенно выше в структуре на основе HgCr_2Se_4 , чем на CdCr_2Se_4 , что обусловлено меньшей высотой потенциального барьера на границе раздела П/ФП.

Изменение характера зависимостей $j(E)$ (появление точек перегиба ВАХ) при некотором значении электрического поля вызвано соответствующим изменением формы потенциального барьера. По-

видимому, для поля и толщины барьерного слоя ФП таких, что $Ed < \phi_B$, барьер имеет трапецеидальную форму и осуществляется прямое туннелирование электронов через барьерный слой. Если же $Ed > \phi_B$, то туннелирование (туннельная эмиссия "горячих" электронов в зону проводимости ФП) осуществляется через треугольный барьер; при этом эффективное расстояние туннелирования меньше толщины барьерного слоя ФП d и зависит от величины приложенного электрического поля E .

На рис. 3 для структур $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ и $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ приведены зависимости плотности спин-поляризованных туннельных токов j_+ от эффективной толщины потенциальных барьеров, сформированных подзоной (+) обменно расщепленной зоны проводимости ФП.

Как видно из приведенных результатов, при некоторых значениях электрического поля спин-поляризованные туннельные токи перестают зависеть

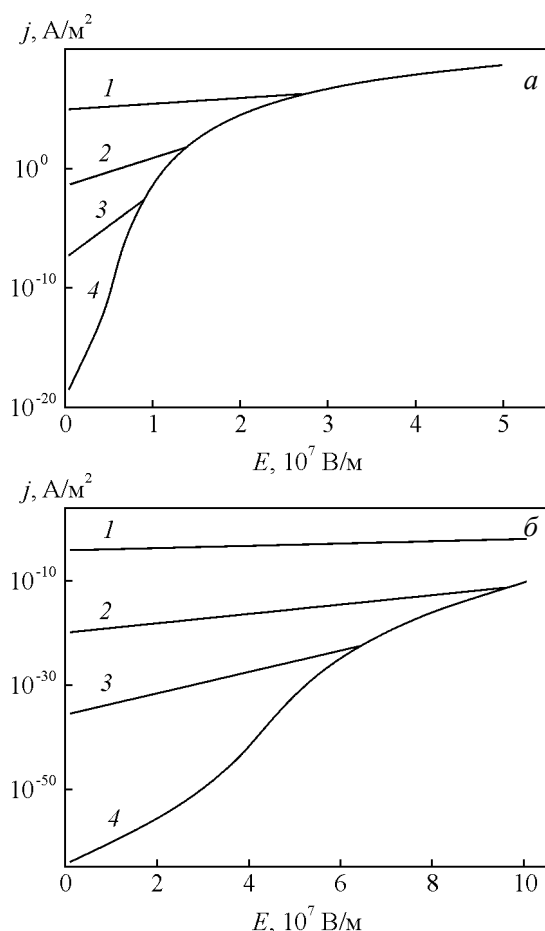


Рис. 2. Зависимости плотности спин-поляризованных туннельных токов j_+ (а) и j_- (б) в структуре $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ от приложенного электрического поля при ширине потенциального барьера, d , нм: 1 – 5, 2 – 10, 3 – 15, 4 – 25.

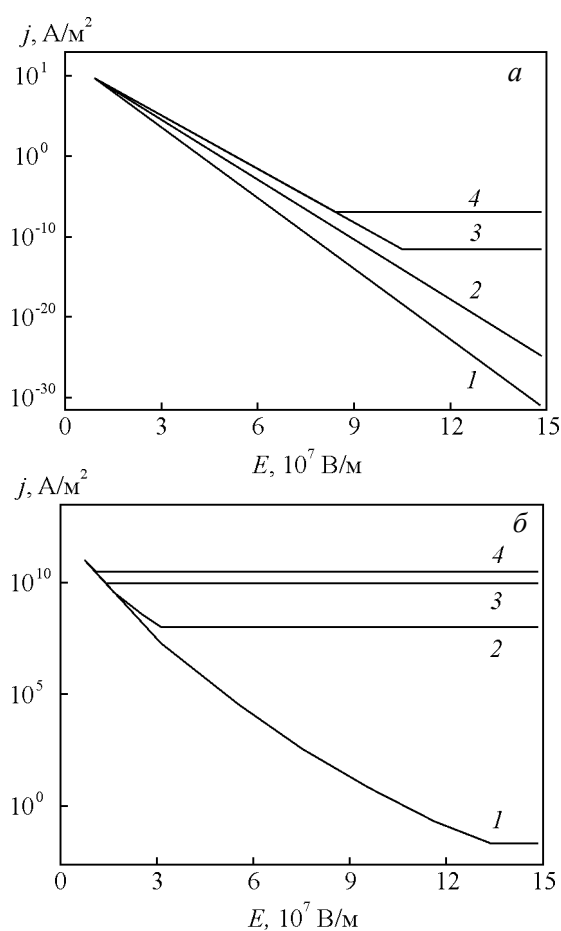


Рис. 3. Зависимости плотности спин-поляризованных туннельных токов j_+ в $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ (а) и $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ (б) от ширины потенциального барьера при приложенном электрическом поле, E , В/м: 1 – 10^7 , 2 – $4 \cdot 10^7$, 3 – $8 \cdot 10^7$, 4 – 10^8 .

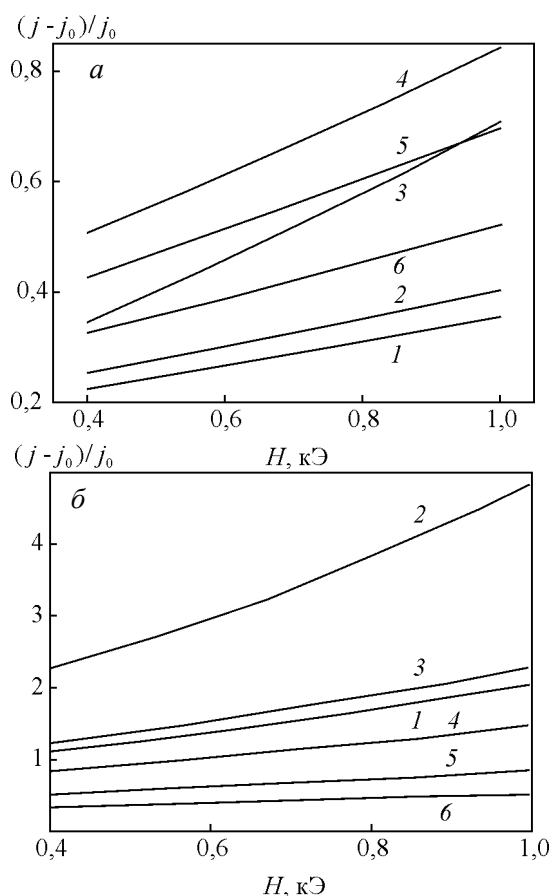


Рис. 4. Магнитополевые зависимости относительного туннельного тока $\Delta j/j_0$ в структуре $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ при $d = 5$ нм (а) и 15 нм (б) и приложенном электрическом поле, E , В/м: а: 1 – 10^7 , 2 – $3 \cdot 10^7$, 3 – $5 \cdot 10^7$, 4 – $6 \cdot 10^7$, 5 – $7 \cdot 10^7$, 6 – $9 \cdot 10^7$; б: 1 – 10^7 , 2 – $2 \cdot 10^7$, 3 – $3 \cdot 10^7$, 4 – $4 \cdot 10^7$, 5 – $6 \cdot 10^7$, 6 – $9 \cdot 10^7$.

от толщины барьерного нанослоя ФП (рис. 3а, кривые 3, 4, рис. 3б, кривые 2 – 4). По-видимому, точка перегиба кривой $j(d)$ соответствует таким значениям E , при которых потенциальный барьер приобретает треугольную форму и, начиная с $Ed > \Phi_B$, эффективное расстояние туннелирования определяется не толщиной барьерного слоя d , а только соотношением Φ_B/E .

На рис. 4 представлены магнитополевые зависимости спин-поляризованных туннельных токов в наноструктурах $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ в области температуры Кюри, где намагниченность особенно сильно зависит от магнитного поля.

Проведенное моделирование показывает, что магнитное поле приводит к существенному росту туннельных токов. Это обусловлено тем, что в магнитном поле обменное расщепление зоны проводимости возрастает за счёт роста намагничен-

ности, особенно резкого в области T_C , что приводит к понижению потенциального барьера для тока j_+ . (Отметим, что уменьшение потенциального барьера в магнитном поле наблюдалось ранее при экспериментальных исследованиях барьеров Шоттки на основе HgCr_2Se_4 [14].) Как видно из рис. 4, величина $\Delta j/j_0$ достигает 0,6–0,8 при $d = 5$ нм и 4,0–5,0 — для $d = 15$ нм. С расширением потенциального барьера действие магнитного поля более эффективно в области меньших электрических полей, что обусловлено изменением формы потенциального барьера с трапециевидной на треугольную (на рис. 4а кривые 1, 2 соответствуют трапециевидному барьеру, а 3–6 — треугольному; на рис. 4б кривая 1 соответствует трапециевидному барьеру, 2–6 — треугольному). Размагничивающие поля в наноразмерных слоях ФП существенно отличаются от аналогичных в массивных образцах [15], что позволяет осуществить эффективное магнитное управление туннельным током при меньших магнитных полях.

Выводы

1. При использовании в спинтронных структурах нанослоёв ферромагнитных полупроводников CdCr_2Se_4 и HgCr_2Se_4 наблюдается поляризованный по спину туннельный ток, что объясняется обменным расщеплением зоны проводимости. Величина туннельного тока зависит от эффективной толщины барьера, определяемой приложенным электрическим полем. Полученные результаты подтверждают возможность использования наноструктур $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{Cd}(\text{Hg})\text{Cr}_2\text{Se}_4$ в качестве эффективного спинового фильтра.

2. При температурах, близких к точке Кюри, магнитное поле существенно увеличивает туннельные токи в спинтронных наноструктурах $\text{CdIn}_2\text{S}_4/\text{Cd}(\text{Hg})\text{Cr}_2\text{Se}_4$. Это обусловлено ростом обменного расщепления зоны проводимости за счёт роста намагниченности, особенно резкого в окрестностях T_C . Область эффективного воздействия магнитного поля определяется соотношением между величинами электрического и магнитного полей и толщиной барьера.

Литература

1. Zutic I., Fabian J., Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications. Rev. Mod. Phys., 2004, v. 76, no. 2, p. 323 – 410.
2. Schmidt G. Concepts for spin injection into semiconductors – a review. J. Phys. D: Appl. Phys., 2005, v. 38, no. 7, p. R107 – R122.

3. Борухович А.С., Виглин Н.А., Осипов В.В. Спин-поляризованный транспорт как основа нового поколения структур микроэлектроники. Электронный журнал «Исследовано в России». 2001, т. 4. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2001/039.pdf>.
4. Ведяев А.В. Использование поляризованного по спину тока в спинтронике. УФН, 2002, т. 172, № 12, с. 1458 – 1461.
5. Smits C.J.P., Filip A.T., Kohlhepp J.T., Swagten H.J.M., Koopmans B., de Jonge W.J.M. Magnetic and structural properties of EuS for magnetic tunnel junction barriers. Appl. Phys., 2004, v. 95, no. 11, p. 7405 – 7409.
6. Кепа Н., Springholz G., Giebultowicz T.M., Goldman K. I. etc. Magnetic interactions in EuTe epitaxial layers and EuTe/PbTe superlattices. Phys. Rev. B, 2003, v. 68, no. 2, p. 024419.1 – 024419.16.
7. Головнев Ю.Ф. Наноразмерные ферромагнитные гетеросистемы. Тула: Изд-во ТГПУ, 2007, 262 с.
8. Nikiforov K.G. Magnetically Ordered Multinary Semiconductors. Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials. V. 39. Oxford: Pergamon, 1999, 104 p.
9. Антонов А.В., Никифоров К.Г. Моделирование спинтронных структур CdCr₂Se₄/CdIn₂S₄. Электронный журнал “Исследовано в России”. 2008, т. 11, с. 1008 – 1017. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2008/091.pdf>.
10. Антонов А.В., Никифоров К.Г. Процессы спинового транспорта в спинтронных структурах HgCr₂Se₄/CdIn₂S₄. Вестник Калужского университета. 2008, № 3, с. 16 – 20.
11. Туннельные явления в твердых телах. Ред. Э. Бурштейн, С. Лундквист. М.: Мир, 1973, 367 с.
12. Nikiforov K.G., Baran M., Belyaev V.K. etc. Magnetization and chromium ions with minority valency in CdCr₂S₄ and HgCr₂Se₄. Physica Status Solidi (B), 1990, v. 158, no. 1, p. 63 – 67.
13. Arai T., Wakaki M., Onari S., Kudo K., Satoh T., Tsushima T. Magnetoabsorption in single-crystal HgCr₂Se₄. J. Phys. Soc. Japan, 1973, v. 34, no. 1, p. 68 – 73.
14. Koguchi N., Masumoto K. Electrical properties of the n-type ferromagnetic semiconductor HgCr_{1.9}In_{0.1}Se₄/Ag Schottky-barrier diode. Japan. J. Appl. Phys., 1980, v. 19, suppl. 19, no. 3, p. 273 – 278.
15. Никифоров К.Г., Вент Э.А., Косов М.В., Смирнов С.Н. Гигантское магнитосопротивление в ферромагнитных металлах и полупроводниках. Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения: Материалы межд. конф., Москва, 2003. Москва: МИРЭА, 2003, с. 33 – 35.

Антонов Алексей Викторович — Калужский государственный университет имени К.Э. Циолковского, аспирант. Специалист в области компьютерного моделирования физических процессов в твердотельных структурах. E-mail: kgn@kspu.kaluga.ru.

Никифоров Константин Георгиевич — Калужский государственный университет имени К.Э. Циолковского, доктор физико-математических наук, профессор, проректор по научной работе. Специалист в области физики многокомпонентных электронных материалов и электронного материаловедения. E-mail: kgn@kspu.kaluga.ru.

Бондаренко Геннадий Германович — Московский институт электроники и математики (ГУ), доктор физико-математических наук, профессор, заместитель директора НИИ перспективных материалов и технологий МИЭМ (ГУ). Специалист в области радиационной физики твердого тела и электронного материаловедения. E-mail: niipmt@cea.ru.