

**Институт общей и неорганической химии им. Н.С.Курнакова  
Российская Академия Наук**

*На правах рукописи*

**Журавлев Михаил Евгеньевич**

**Теория транспортных свойств реальных  
многослойных систем**

(01.04.11 - физика магнитных явлений)

Автореферат диссертации  
на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

*МОСКВА – 2007*

Работа выполнена в Институте общей и неорганической химии им. Н.С.Курнакова Российской Академии наук, г.Москва

**Научный консультант:**

доктор физико-математических наук, профессор  
**Ведяев Анатолий Владимирович**

**Официальные оппоненты:**

доктор физико-математических наук, профессор  
**Грановский Александр Борисович**

доктор физико-математических наук, профессор  
**Рудой Юрий Григорьевич**

доктор физико-математических наук, профессор  
**Тагиров Ленар Рафгатович**

**Ведущая организация:**

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва

Защита состоится « 11 » октября 2007г. в \_\_\_\_\_ на заседании

диссертационного совета Д 501.001.70 физического факультета Московского Государственного Университета им. М. В. Ломоносова  
по адресу: 119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В.Ломоносова,  
дом 1, строение 2, Физический факультет

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Физического факультета Московского Государственного Университета им. М. В. Ломоносова

Автореферат диссертации разослан « \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2007г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физико-математических наук, профессор

Плотников Г. С.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность проблемы.** Магнитные многослойные системы интенсивно исследуются в последние пятнадцать лет как объекты уже нашедшие применение в микроэлектронике и обещающие еще большие и разнообразные приложения. Эти приложения, к которым относятся энергонезависимые запоминающие устройства, сенсоры, полупроводниковые схемы, связаны, прежде всего, с магнитными и транспортными свойствами многослойных наносистем, существенно отличающимися от свойств однородных систем макроразмеров.

Помимо прикладного интереса, магнитные многослойные системы, в том числе наносистемы, представляют большой интерес с точки зрения анализа механизмов проводимости и механизмов межслойного обмена. Под «наносистемами» здесь понимаются как многослойные системы, толщина слоев которых может составлять от нескольких ангстрем до нескольких нанометров, так и системы, чьи поперечные размеры укладываются в эти границы.

Интенсивное исследование транспортных свойств магнитных слоистых систем началось после открытия в 1988 явления гигантского магнетосопротивления (ГМС) в системах  $[(001)\text{Fe}/(001)\text{Cr}]_n$  [1,2]. Явление ГМС, наблюдающееся в слоистых структурах (простейшая структура такого типа - ферромагнетик/немагнитный слой/ферромагнетик) заключается в том, что сопротивление системы значительно (на десятки и, в отдельных случаях, сотни процентов) меняется в слабом магнитном поле. Немагнитный слой может быть как проводником, так и диэлектриком [3]. В последнем случае говорят о туннельном магнитном сопротивлении (ТМС). Причиной ГМС является разница в сопротивлении спиновых подзон ферромагнитных слоев, так что полное сопротивление многослойной структуры зависит от взаимной ориентации намагниченности ферромагнитных слоев. Внешнее магнитное поле меняет взаимную ориентацию намагниченностей слоев (между которыми существует эффективное межслойное взаимодействие) и тем самым меняет общее сопротивление системы. В общих чертах зависящий от спина электронный транспорт в магнитных многослойных системах и обусловленные им явления (ГМС, межслойное обменное взаимодействие) были описаны в полуклассических и квантово-статистических теориях [4,5].

Между тем, реальные многослойные системы, как правило, нельзя описать как идеальные слои, где электрон движется в прямоугольном

потенциале. Проводимость реальных систем определяется множеством факторов - такими, как примеси, неидеальность межслойных и внешних границ, детали потенциального профиля, квантование движения электронов в определенных направлениях в случае наносистем, рассеяние электронов на боковых границах. Существует ряд наблюдаемых явлений, которые не удавалось описать в рамках существующих теорий, как, например, межслойный обмен в слоистых системах с диэлектрическим барьером. Механизм ряда наблюдающихся явлений в слоистых системах не был описан теоретически (переключение электросопротивления в магнитных системах с сегнетоэлектрическими слоями). Не менее актуальным, чем создание теории уже известных явлений является поиск систем представляющих потенциальный интерес для устройств микроэлектроники. Особый интерес, с точки зрения возможных приложений, представляют системы, допускающие переключение магнитной конфигурации, проводимости, спиновой поляризации тока.

После того, как в общих чертах был описан зависящий от спина электронный транспорт в «идеальных» трехслойных системах, началось исследование магнитных многослойных систем с учетом перечисленных выше факторов. Во многих случаях эти факторы существенно меняют транспортные свойства многослойных систем и приводят к новым эффектам. Среди таких систем необходимо назвать сегментированные нанопровода, многослойные системы с дефектами в слоях, многослойные системы с сегнетоэлектрическими барьерными слоями, допускающими изменение потенциального профиля. Исследование новых явлений и эффектов удобно проводить в рамках сравнительно простых моделей, позволяющих описать их физическую суть. Модельный подход интенсивно используется при исследовании магнитных многослойных систем несмотря на развитие в последние годы первопринципных методов расчета.

**Цель работы.** Целью работы является создание квантово-статистической теории транспортных явлений в реальных (неидеальных) магнитных многослойных наносистемах и исследование транспортных и магнитных свойств слоистых наносистем. Магнитное взаимодействие, электронный транспорт в слоистых наносистемах определяются совокупностью разнородных факторов, которые должны учитываться в равной мере при описании таких систем. Развиваемая теория должна учитывать геометрический фактор, обуславливающий квантование движения

электронов и дополнительное рассеяние на внешних и межслойных границах, возможное и в баллистическом режиме. Должны приниматься во внимание детали потенциального профиля в тех случаях, когда они могут существенно влиять на электронный транспорт. Должны быть объяснены наблюдающиеся характерные черты зависящего от спина электронного транспорта в слоистых системах. Для решения этих задач необходимо

- построить функции Грина рассмотренных систем – магнитных многослойных систем с произвольной взаимной ориентацией намагниченности магнитных слоев и сегментированных нанопроводов с сегментами разного радиуса и коллинеарной намагниченностью магнитных сегментов;

- в рамках единого подхода учесть влияние на проводимость нанопроводов следующих факторов:

- рассеяния на примесях в объеме нанопровода;

- рассеяния (возможно, зависящего от спина) на боковых поверхностях нанопровода;

- рассеяния на границах между сегментами;

- построить теорию межслойного обменного взаимодействия в системе ферромагнетик/диэлектрик/ферромагнетик с учетом возможного туннелирования электронов между слоями через уровни дефектов в барьере;

- объяснить, каким образом и при каких условиях переключение поляризации сегнетоэлектрического барьера приводит к большому (в несколько раз) изменению проводимости многослойной системы металл/сегнетоэлектрик/металл.

Выполненный анализ позволяет предложить принципиальные механизмы ряда новых устройств для микроэлектроники, допускающие манипулирование их проводимостью, магнитной конфигурацией, спиновой поляризацией тока.

**Научная новизна.** В то время как квантово-статистические и квазиклассические теории транспортных явлений в идеальных магнитных многослойных структурах успешно развивались с самого начала интенсивного исследования слоистых наноструктур, теория электронного транспорта в наносистемах сложной геометрии, учитывающая рассеяние

электронов на примесях и неидеальных границах потребовало создания новых методов исследования.

В работе впервые развита теория электронного транспорта в сегментированных нанопроводах с спин-зависимым рассеянием на поверхности провода, была исследована проводимость в нанопроводах с сегментами различного радиуса и предложен способ манипуляции проводимостью и спиновой поляризацией тока с помощью изменения магнитной конфигурации сегментированного нанопровода.

Впервые развита теория межслойного обмена между намагниченностями ферромагнитных слоев через барьерный слой с дефектами. В рамках этой теории было предложено объяснение известным из экспериментов характеристикам межслойного обмена в магнитных туннельных функциях в предположении, что туннелирование электронов происходит через одноэлектронные уровни примеси/дефекта барьера.

Впервые развита теория транспортных явлений в асимметричных многослойных системах с сегнетоэлектрическими слоями. Предложено объяснение весьма значительному - в несколько раз - наблюдающемуся изменению сопротивления при изменении направления поляризации сегнетоэлектрика. На основе выполненного анализа предложена магнитная многослойная система, в которой возможно изменение спиновой поляризации тока.

**Научная и практическая ценность.** Разработан метод построения симметричной одноэлектронной функции Грина магнитной многослойной системы с произвольной взаимной ориентацией намагниченностей слоев, который может быть применен к исследованию широкого класса слоистых систем, в том числе с сложным потенциальным профилем.

Разработан и обоснован метод построения функции Грина сегментированных нанопроводов с сегментами различного диаметра.

Эти методы позволяют исследовать широкий класс магнитных многослойных систем с неколлинеарной намагниченностью слоев.

В диссертации впервые исследован ряд новых явлений и эффектов в магнитных многослойных структурах.

Исследовано влияние диффузионного рассеяния электронов на боковой поверхности магнитного сегментированного нанопровода на его транспортные свойства.

Рассмотрено явление спиновой блокады, показано, что спиновая блокада сохраняется для наноконтактов сложной формы.

Впервые предложена теория, объясняющая ряд характерных особенностей межслойного обменного взаимодействия в системах, в которых ферромагнитные слои разделены барьером.

Исследовано переключение проводимости и спиновой поляризации тока в многослойной системе с сегнетоэлектрическим слоем.

На основании проведенного исследования транспортных свойств магнитных слоистых наносистем предложен ряд не предлагавшихся ранее устройств, в которых возможно манипулирование проводимостью, поляризацией тока, магнитной конфигурацией системы.

### **Положения, выносимые на защиту.**

- метод построения симметричной функции Грина многослойной магнитной системы с произвольным направлением намагниченности магнитных слоев;

- метод построения функции Грина сегментированного нанопровода с сегментами различных радиусов;

- квантово-статистическая теория проводимости в магнитных сегментированных проводах с диффузионным рассеянием на боковых границах;

- явление спиновой блокады в сегментированном нанопроводе с сегментами различного радиуса;

- описание транспортных свойств трехслойной системы проводник/барьер с пинхолом/проводник с диффузионной проводимостью проводящих слоев и баллистической проводимостью пинхола;

- теория межслойного обменного взаимодействия в туннельных магнитных контактах при наличии примесей и дефектов в барьере; возможность смены знака межслойного обмена в магнитных туннельных контактах при резонансном туннелировании электрона через примесь;

- явление переключения проводимости и спиновой поляризации тока в асимметричных магнитных системах, содержащих сегнетоэлектрические слои при переключении направления поляризации сегнетоэлектрика.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертации и отдельные ее положения докладывались на следующих конференциях:

18th General Conference of the Condensed Matter Division of the European Physical Society, Montreaux, Switzerland, 13-17 March 2000; Workshop on Computational Magnetolectronics, Dresden, 01-03 December, 2000; Международная школа по квантовой химии им. В. А. Фока, Великий Новгород, март, 2002; Московский Международный Симпозиум по Магнетизму (MISM-2005), Москва, Июнь 2002; Joint MMM-Intermag Conference, Anaheim, California, January 2004; APS March Meeting, Montreal, Canada, March 2004; 4-th International Symposium on Metallic Multilayers, Boulder, Colorado, July 2004; 7<sup>th</sup> International Conference on Nanostructured Materials, Wiesbaden, Germany, June 2004; 27th international conference on the physics of semiconductors, Flagstaff, Arizona, July 2004; Joint European Magnetic Symposia, Dresden, Germany, September 2004; 49-th Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Jacksonville, Florida, November 2004; 49-th Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Jacksonville, Florida, November 2004; Московский Международный Симпозиум по Магнетизму, Москва, Июнь 2005; 50-th Conference on Magnetism and Magnetic Materials, San Jose, CA, November 2005.

**Объем и структура работы.** Общий объем диссертации составляет 191 страницу. Диссертация состоит из Введения, включающего литературный обзор, четырех глав, выводов, списка литературы, включающего 182 наименования; содержит 34 рисунка.

**Личный вклад автора в проведенное исследование.** Личный вклад автора заключается в выборе направления исследования, формулировке и постановке задач, выборе и разработке методов решения, непосредственном участии в проведении теоретических исследований, обработке и интерпретации полученных результатов, написании статей и подготовке докладов.

## **ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

### **Глава 1. Построение одноэлектронных функций Грина слоистых систем.**

Квантово-статистический расчет проводимости многослойной системы может быть выполнен в рамках различных подходов. В случае баллистической проводимости часто используется подход Ландауера [6].



Более общая теория линейного отклика Кубо применима как в случае баллистической, так и в случае диффузионной проводимости.

Расчет проводимости в рамках линейного отклика предполагает предварительное построение функции Грина. В одноэлектронном приближении, когда гамильтониан явным образом не содержит членов, описывающих электрон-электронное взаимодействие, «физическая» функция Грина совпадает с функцией Грина уравнения Шредингера.

Построение функции Грина предполагает решение следующих задач: «сшивку» на границах между слоями, т.е. выполнение условий непрерывности на границах для самой функции и ее производных и наложение граничных условий на границах слоистой системы (или на бесконечности). Эти проблемы делают нетривиальной задачу построения функции Грина магнитной многослойной системы с произвольным числом слоев и произвольной ориентацией намагниченностей магнитных слоев.

Построению функции Грина многослойной системы уделялось немало внимания. В частности, был предложен [7] способ сшивки на границах между слоями, основанный на так называемых поверхностных функциях Грина. Этот способ, хотя и является универсальным, становится очень громоздким и практически неприменимым при возрастании числа слоев в случае матричных функций Грина.

Поскольку функция Грина зависит от двух пространственных переменных, возникает вопрос о ее свойствах симметрии при перестановке переменных. Как отмечено в [7] в общем случае, функция Грина многослойной системы может быть и не симметричной. Этот вопрос требует отдельного исследования.

Еще более сложной является задача построения функции Грина сегментированного нанопровода с сегментами различного радиуса. В этом случае различие радиусов сегментов не позволяет свести задачу к одномерной.

В диссертации рассмотрены системы двух типов. Первый – магнитная многослойная система, неограниченная в поперечном направлении с межслойными границами параллельными друг другу. Однородная намагниченность магнитных слоев может иметь произвольное направление. Второй тип систем – сегментированный нанопровод с сегментами различных радиусов и коллинеарной намагниченностью магнитных сегментов.

В общем случае неколлинеарной намагниченности слоев магнитной многослойной системы (Рис. 1.1) функция Грина представляет собой

матрицу размером  $2 \times 2$  [8]. Одноэлектронная матричная функция Грина удовлетворяет системе линейных дифференциальных уравнений,

$$(E - \hat{H}(\vec{r}))G(\vec{r}, \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (1.1)$$

где  $\hat{H}(\vec{r})$  - гамильтониан системы,  $\vec{r}, \vec{r}'$  - координаты,  $\delta$  - дельта-функция. Система дифференциальных уравнений с частными производными (1) может быть сведена к системе обыкновенных дифференциальных уравнений с помощью преобразования Фурье по переменным  $x, y$  ( $\vec{r} \equiv \{x, y, z\}$  ось  $z$  выбрана перпендикулярно границам слоев) – с помощью перехода к так называемому "к - z" представлению, применимому в том случае, если многослойная система однородна вдоль слоев. Уравнение (1) в этом случае принимает вид

$$(E - \hat{H}(k_x, k_y, z))G(k_x, k_y, z, z') = \delta(z - z') \quad (1.2)$$

Таким образом, задача сведена к одномерной. В системах с небольшим числом слоев функцию Грина можно построить непосредственно, решая уравнения (1.2) в каждом слое. В случае произвольного числа слоев такой подход невозможен.

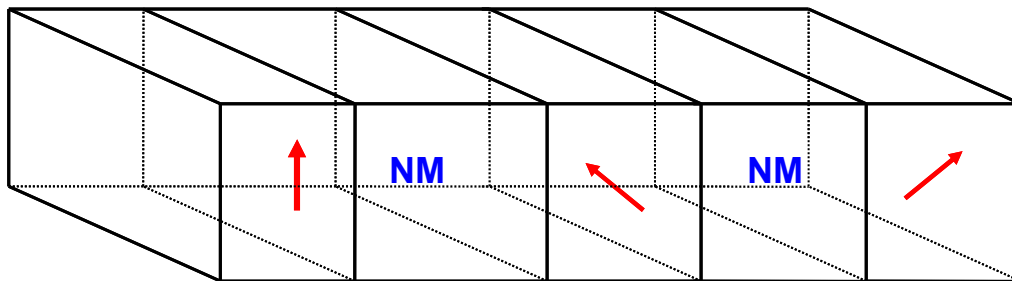


Рис. 1.1.

Магнитная многослойная система с произвольной ориентацией намагниченностей магнитных слоев, которые разделены немагнитными слоями (NM).

В первой главе предложен способ построения симметричной функции Грина магнитной многослойной системы, которая строится как решение уравнения

$$\left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + Q^2 - \kappa^2 - \frac{2M}{\hbar^2} E_n^{(0)} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \frac{2M}{\hbar^2} E_n^{(1)} \begin{pmatrix} \cos \theta_n & \sin \theta_n e^{-i\phi_n} \\ \sin \theta_n e^{i\phi_n} & -\cos \theta_n \end{pmatrix} \right] \quad (1.3)$$

$$\times \begin{pmatrix} G_{nm}^{\uparrow\uparrow}(z, z'; \theta, \phi) & G_{nm}^{\uparrow\downarrow}(z, z'; \theta, \phi) \\ G_{nm}^{\downarrow\uparrow}(z, z'; \theta, \phi) & G_{nm}^{\downarrow\downarrow}(z, z'; \theta, \phi) \end{pmatrix} = \frac{2Ma_0}{\hbar^2} \begin{pmatrix} \delta(z - z') & 0 \\ 0 & \delta(z - z') \end{pmatrix}$$

где вектор  $Q$  выражается через энергию как  $Q = \sqrt{\frac{2M}{\hbar^2} E}$ ,  $\kappa = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$  - модуль волнового числа электрона в плоскости x-y,  $M$  - масса электрона,  $n, m$  - номера слоев, которым принадлежат координаты  $z, z'$ ,  $E_n^{(0)}$  и  $E_n^{(1)}$  определяют положение дна зоны и обменное расщепление в  $n$ -ом слое. Углы  $\theta^{(n)}, \phi^{(n)}$  определяют ориентацию намагниченности в  $n$ -ом слое. В немагнитном (проводящем или диэлектрическом) слое  $\theta^{(n)} \equiv 0, \phi^{(n)} \equiv 0$ . Матричная функция Грина зависит от совокупности углов  $\theta \equiv \{\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N\}, \phi \equiv \{\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N\}$ . Непрерывность функции Грина обеспечивается с помощью трансфер-матрицы, симметрия функции Грина исследуется алгебраическими методами. В диссертации разработан метод построения симметричной функции Грина, элементы которой выражаются через элементы трансфер-матрицы.

В качестве примера использования построенной функции Грина приведем пример расчета ГМС в многослойных системах Ru/Cu. Построенная функция Грина использовалась для описания зависимости ГМС от углов между векторами намагниченности в многослойных системах вида  $\text{Ru}_{1.8\text{нм}} // \{[\text{Cu}_{1.8\text{нм}}/\text{Ru}_{1.6\text{нм}}]_N / [\text{Cu}_{0.9\text{нм}}/\text{Ru}_{1.6\text{нм}}]_N\}_Y$  ( $\text{Ru} = \text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ), полученных магнетронным напылением. Ориентация векторов намагниченности отдельных слоев изменялась с амплитудой внешнего магнитного поля. Вследствие различных толщин немагнитных слоев меди, эффективное обменное взаимодействие между намагниченностями различных слоев пермаллоя было различным для различных пар соседних слоев Ru. Как следствие, усиление или ослабление приложенного магнитного поля вызывало несинхронное вращение намагниченностей слоев. Углы между намагниченностями соседних слоев Ru рассчитывались в рамках обобщенной модели Стонера-Вольфарта.

В системах такого рода проводимость заведомо будет не баллистической, а диффузионной вследствие электронного рассеяния в неупорядоченном сплаве, каковым является Ru. Это рассеяние может быть

учтено, например, в рамках приближения когерентного потенциала. В этом случае электронный момент приобретает

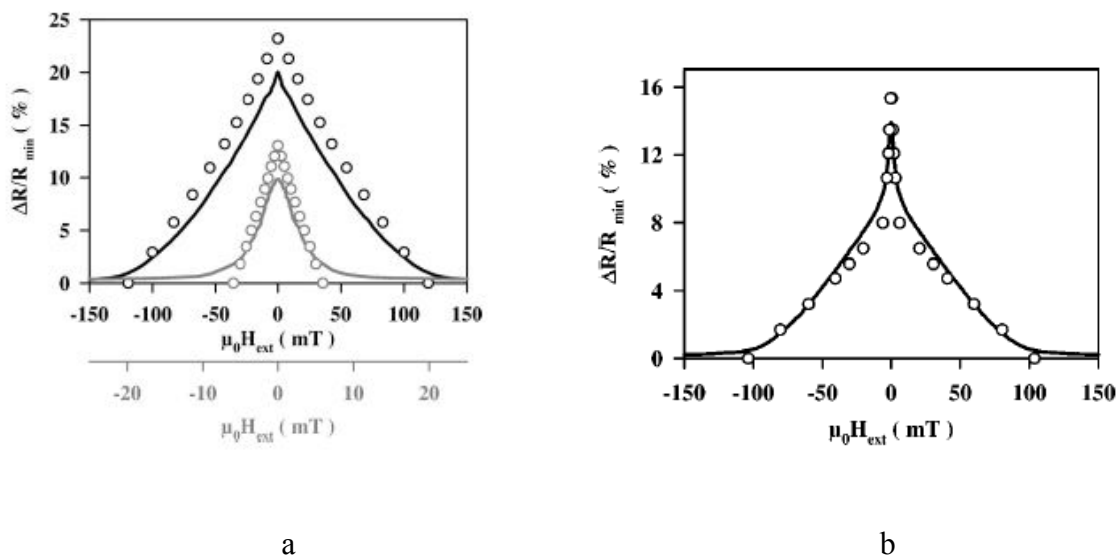


Рис. 1.2.

Сравнение экспериментальной и рассчитанной зависимостей ГМС от приложенного поля.

а. ГМС как функция приложенного магнитного поля для многослойных систем  $\text{Ru}_{1.8 \text{ нм}} // \{\text{Cu}_{0.9 \text{ нм}} / \text{Ru}_{1.6 \text{ нм}}\}_{40}$  (черная линия) и  $\text{Ru}_{1.8 \text{ нм}} // \{\text{Cu}_{1.8 \text{ нм}} / \text{Ru}_{1.6 \text{ нм}}\}_{40}$  (серая линия). Кружки – значения полученные в результате квантово-статистического расчета соответственно для  $[\text{Ru}_{1.6 \text{ нм}} / \text{Cu}_{0.9 \text{ нм}}]_3 \text{Ru}_{1.6 \text{ нм}}$  и  $[\text{Ru}_{1.6 \text{ нм}} / \text{Cu}_{1.8 \text{ нм}}]_3 \text{Ru}_{1.6 \text{ нм}}$

б. ГМС как функция приложенного магнитного поля для многослойной системы  $\text{Ru}_{1.8 \text{ нм}} // \{[\text{Cu}_{1.8 \text{ нм}} / \text{Ru}_{1.6 \text{ нм}}]_2 / [\text{Cu}_{0.9 \text{ нм}} / \text{Ru}_{1.6 \text{ нм}}]_2\}_{10}$  (линия), и квантово-статистический расчет для  $[\text{Cu}_{1.8 \text{ нм}} / \text{Ru}_{1.6 \text{ нм}}]_2 / [\text{Cu}_{0.9 \text{ нм}} / \text{Ru}_{1.6 \text{ нм}}]_2 \text{Ru}_{1.6 \text{ нм}}$  (кружки).

Для обоих расчетов использовались длины свободного пробега в пермаллое и меди для электронов со спином вверх и вниз:

$$\lambda_{\text{Py}}^{\uparrow} = 6.1 \text{ нм}, \lambda_{\text{Py}}^{\downarrow} = 6.1 \text{ нм}, \lambda_{\text{Cu}}^{\uparrow} = \lambda_{\text{Cu}}^{\downarrow} = 33 \text{ нм}, \text{ значения Ферми моментов } k_{F\text{Py}}^{\uparrow} = k_{F\text{Py}}^{\downarrow} = k_{F\text{Cu}} = 0.1 \text{ нм}^{-1}.$$

мнимую часть, выражающуюся через его длину свободного пробега. Изложенная техника построения функции Грина применима и в случае комплексного волнового вектора. Проводимость была рассчитана в рамках линейного отклика Кубо. В случае диффузного рассеяния электронов необходимо учитывать так называемые вершинные поправки, неизбежно возникающие в случае диффузионной проводимости системы. Это можно

сделать, подбирая эффективные поля (подробнее об эффективных полях сказано во второй главе) Для двух типов систем Cu/Pu были рассчитаны проводимость системы и ГМС как функции приложенного магнитного поля. Рис. 1.2 а и б показывают хорошее совпадение рассчитанных и экспериментальных зависимостей ГМС.

Во второй главе также построена функция Грина сегментированного нанопровода с сегментами различного радиуса. В отличие от предыдущей задачи данную задачу нельзя свести к одномерной. Волновая функция сегментированных нанопроводов строилась в [9] без обоснования метода. Между тем, как волновая функция, так и функция Грина подобных систем, выражаются через бесконечные матрицы (являющиеся линейными операторами в Гильбертовом пространстве), которые при построении матрицы коэффициентов приходится оборачивать. Эта задача не является тривиальной и требует специального исследования. Обратимость подобных операторов исследовалась в работе [10], в которой решалась проблема дифракции в двумерном волноводе, и строилось решение соответствующего уравнения Гельмгольца (аналог волновой функции, но не функции Грина). Предложенный в [10] метод построения решения уравнения Гельмгольца в диссертации применяется для построения функции Грина сегментированного нанопровода из трех и пяти сегментов. Приведем общий вид функции Грина в цилиндрических координатах  $\{r, z, \theta\}$  для случая, когда обе переменные  $z$  и  $z'$  лежат в левом сегменте:

$$G_l^{(11)\sigma}(r, r', z, z', \theta, \theta') = \sum_{l_{mn}} \frac{\exp(il(\theta - \theta'))}{2\pi} \left\{ \frac{\exp[ik_{l,n}^{(1)\sigma}|z - z'|]}{2ik_{l,n}^{(1)\sigma}} \varphi_{l,n}^{(1)}(r) \varphi_{l,n}^{(1)}(r') \delta_{mn} + \right. \\ \left. - A_{l_{mn}} \varphi_{l,m}^{(1)}(r) \varphi_{l,n}^{(1)}(r') \exp[-ik_{l,m}^{(1)\sigma}z - ik_{l,n}^{(1)\sigma}z'] \right\} \quad (1.4)$$

В выражении (1.4) верхний индекс (1), (11) указывают на принадлежность координат первому («левому») сегменту; радиальные функции  $\varphi_{l,n}^{(j)}(r)$  выражаются через функции Бесселя,

$$\varphi_{l,n}^{(j)}(r) = \frac{\sqrt{2}}{R^{(j)} J_{l+1}(v_{ln})} J_l\left(v_{ln} \frac{r}{R^{(j)}}\right); \quad k_{l,n}^{(1)\sigma} - z\text{-компонента волнового числа,}$$

$$k_{l,n}^{(j)\sigma} = \sqrt{\left(k_F^{(j)\sigma}\right)^2 - \left(\frac{v_{ln}}{R^{(j)}}\right)^2}$$

выражающаяся через радиус  $j$ -го сегмента  $R^{(j)}$ ,  $n$ -ый корень  $v_{ln}$   $l$ -ой функции Бесселя  $J_l(r)$  и параметры зоны проводимости

сегмента,  $k_F^{(j)\sigma}$  - волновое число Ферми спиновой подзоны  $\sigma$ ;  $A_{lmm}$  - искомая матрица коэффициентов.

В диссертации получено выражение матрицы коэффициентов  $A_{lmm}$  через матрицы, элементами которых являются функции от  $k_{l,n}^{(j)\sigma}$  и интегралы перекрытия  $w_{l,mm}^{j2} = \int_0^{R^{(2)}} \varphi_{l,n}^{(j)}(r) \varphi_{l,m}^{(2)}(r) r dr = w_{l,mm}^{2j}$ ,  $j=1,3$  и доказана обратимость некоторых операторов, представленных в виде бесконечных матриц.

Помимо собственно задачи о транспортных свойствах сегментированного нанопровода с сегментами различного радиуса в диссертации рассмотрены системы, которые являются модификациями данной. Во-первых, это задача о сегментированном нанопровode с зависящим от спина рассеянии на боковой поверхности. Различие поверхностных потенциалов не позволяет свести такую задачу к одномерной. Задача о построении функции Грина решается схожим образом. В случае же небольшой разницы поверхностных потенциалов возможно более простое построение функции Грина в рамках теории возмущений.

Другой версией сегментированного нанопровода является цилиндрический пинхол (наноотверстие) в барьере, заполненный атомами металла, соединяющий проводящие слои, которые могут рассматриваться как сегменты бесконечно большого радиуса. Для этой системы была построена волновая функция в рамках того же подхода, в котором строилась функция Грина сегментированного нанопровода.

Транспортные свойства магнитных сегментированных проводов этих типов рассмотрены во второй главе диссертации.

## **Глава 2. Транспортные свойства сегментированных нанопроводов.**

Во второй главе рассмотрены транспортные свойства и исследовано магнетосопротивление в следующих системах:

- в магнитных сегментированных проводах со спин-зависящим рассеянием электрона на боковой поверхности сегментов;
- в магнитных нанопроводах с сегментами различного радиуса;
- в системе ферромагнетик/барьер с пинхолом/ферромагнетик.

Если электрон испытывает зависящее от проекции его спина рассеяние на боковой поверхности нанопровода (например, из-за наличия магнитных примесей на поверхности нанопровода), то для малых радиусов это

рассеяние может существенно усиливать или, наоборот, ослаблять спиновую асимметрию проводимости, обусловленную различными длинами свободного пробега в объеме нанопровода и различным потенциальным профилем для электронов спиновых подзон. Учет как объемного рассеяния, так и поверхностного может быть выполнен в рамках приближения когерентного потенциала, если центры рассеяния на поверхности нанопровода расположены неупорядоченно. Эффективный гамильтониан нанопровода имеет вид:

$$\hat{H}^{CPA} = -\frac{\hbar^2}{2M}\Delta + U^{j\sigma} - i\frac{\hbar^2}{2M}\frac{2k_F^{j\sigma}}{l^{j\sigma}} + V^{j\sigma}\delta(r-r_0) \quad (2.1)$$

где  $j=1,2,3$  - номер сегмента. Мы предполагаем, что боковые ферромагнитные сегменты ( $j=1$  и  $j=3$ ) разделены немагнитным сегментом ( $j=2$ ). В эффективном гамильтониане (2.1) слагаемое  $U^{j\sigma}$  является постоянным внутри каждого сегмента и определяет потенциальный профиль вдоль нанопровода. Мнимая часть объемного когерентного потенциала выписана явно (действительная часть включена в  $U^{j\sigma}$ ). Зависящий от сегмента, поверхностный когерентный потенциал  $V^{j\sigma}$  также имеет ненулевую мнимую часть.

Хотя точная функция Грина  $G^\sigma(\vec{r}, \vec{r}')$  для задачи (2.1) может быть построена аналогично тому, как это делалось в первой главе для нанопровода с сегментами различного радиуса, мы пользуемся более простым методом приближенного построения функции Грина. При этом несамосопряженный характер эффективного гамильтониана (2.1) вынуждает пользоваться биортогональным разложением при построении функции Грина.

Приближения когерентного потенциала еще недостаточно, чтобы рассчитать ток, для которого выполнялся бы закон сохранения заряда. Необходим учет так называемых вершинных поправок, что является сложной задачей даже для одного слоя, а для сегментированного нанопровода становится задачей практически неразрешимой. Вместо этого была использована процедура подбора эффективных полей, применявшаяся при расчете проводимости многослойных систем и позволяющая добиться сохранения заряда. При расчете выполнялась перенормировка энергии

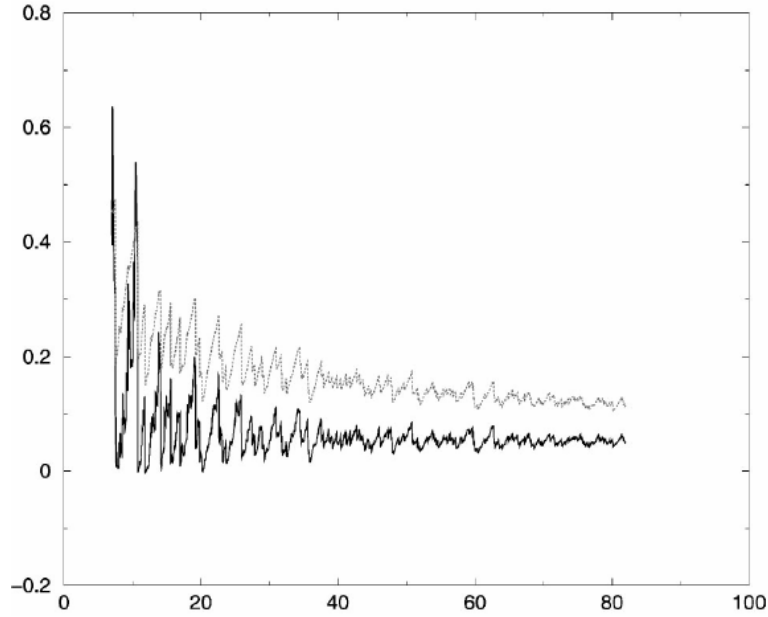


Рис. 2.1.

ГМС для нанопровода с идеальными поверхностями (сплошная линия) и с зависящим от спина отражением на боковых поверхностях. Длины свободного сегмента в ферромагнитных сегментах  $l^\uparrow = 160 \text{ \AA}$ ,  $l^\downarrow = 240 \text{ \AA}$ ;

Ферми-векторы:  $k_F^\uparrow = 1.40 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $k_F^\downarrow = 1.40 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $k_F^{NM} = 1.40 \text{ \AA}^{-1}$ . Для нанопровода с идеальными поверхностями  $V^\uparrow = V^\downarrow = V^{NM} = 0$ . Для нанопровода с рассеянием на поверхности  $\frac{2M \text{Im}[V^\uparrow]}{\hbar^2} = 0.12 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $\frac{2M \text{Im}[V^\downarrow]}{\hbar^2} = 0.6 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $\frac{2M \text{Im}[V^{NM}]}{\hbar^2} = 1.2 \text{ \AA}^{-1}$ .

Ферми, необходимая для соблюдения электронейтральности. Проводимость нанопровода рассчитывалась по формуле Кубо,

$$j_z^\sigma(r, \theta, z) = \frac{4}{\pi} \frac{e^2}{\hbar} \left( \frac{\hbar^2}{2m} \right)^2 \int [G^\sigma(\vec{r}, \vec{r}') - (G^\sigma(\vec{r}, \vec{r}'))^*] \times \overleftrightarrow{\nabla}_z \overleftrightarrow{\nabla}_{z'} \times [G^\sigma(\vec{r}', \vec{r}) - (G^\sigma(\vec{r}', \vec{r}))^*] \varepsilon(r', \theta', z') r' dr' d\theta' dz', \quad (2.2)$$

где антисимметричный градиент  $\overleftrightarrow{\nabla}_z = \frac{1}{2} (\vec{\nabla}_z - \overleftarrow{\nabla}_z)$ , эффективные поля  $\varepsilon(r', \theta', z')$  удается подобрать постоянными в каждом сегменте.



Результаты расчета показали, что сосуществование спин-зависящих объемного и поверхностного рассеяний может приводить как к существенному усилению, так и к ослаблению ГМС, которое мы определили как  $\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(\uparrow\downarrow) - R(\uparrow\uparrow)}{\min\{R(\uparrow\downarrow), R(\uparrow\uparrow)\}}$ ; символы в скобках указывают на параллельную или антипараллельную конфигурацию намагничивания. На Рис. 2.1 приведено ГМС как функция радиуса нанопровода для случая, когда спиновая асимметрия рассеяния электронов на поверхности нанопровода усиливает спиновую асимметрию рассеяния в объеме ( $l^\downarrow/l^\uparrow - 1$  и  $V^\downarrow/V^\uparrow - 1$  в магнитных сегментах имеют один и тот же знак). Как видно, в этом случае ГМС существенно усиливается благодаря рассеянию электронов на поверхности нанопровода.

Рис. 2.2 показывает, что для нанопроводов малого радиуса зависящее от спина рассеяние электронов на поверхности может почти полностью подавлять ГМС благодаря тому, что спиновая асимметрия объемного и поверхностного рассеяний противоположны.

Как и следовало ожидать, влияние поверхностного рассеяния на проводимость сильнее для проводов малого радиуса. С увеличением радиуса нанопровода поверхностный вклад в сопротивление уменьшается обратно пропорционально радиусу.

Таким образом, величина ГМС нанопровода может быть как увеличена, так и уменьшена созданием соответствующего рассеяния на его поверхности, например, внедрением примесных атомов (известно, что на границе Fe/Cr асимметрия спинового рассеяния увеличивается по сравнению с рассеянием в железе).

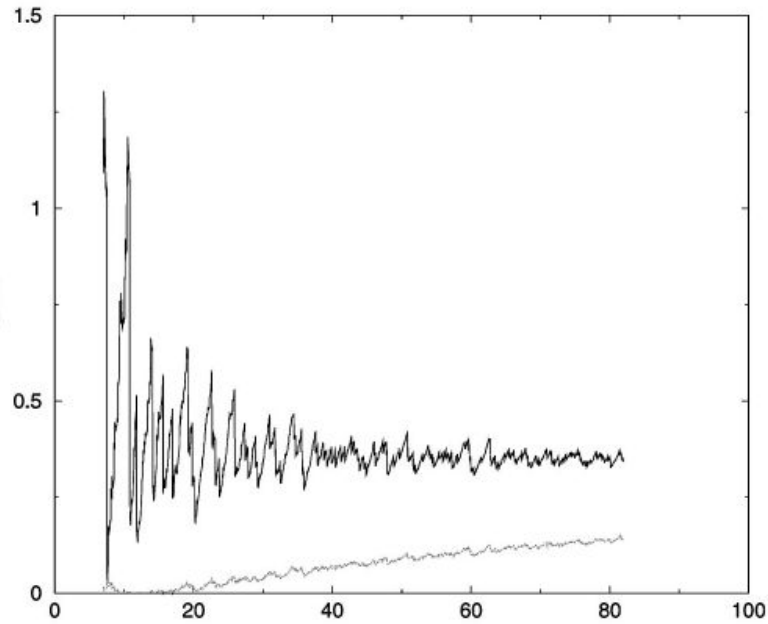


Рис. 2.2.

ГМС для нанопровода с идеальными поверхностями (сплошная линия) и с зависящим от спина отражением на боковых поверхностях. Длины свободного сегмента в ферромагнитных сегментах  $l^\uparrow = 160\text{\AA}$ ,  $l^\downarrow = 240\text{\AA}$ ;

Ферми-векторы:  $k_F^\uparrow = 1.40\text{\AA}^{-1}$ ,  $k_F^\downarrow = 1.40\text{\AA}^{-1}$ ,  $k_F^{\text{NM}} = 1.40\text{\AA}^{-1}$ . Для

нанопровода с идеальными поверхностями  $V^\uparrow = V^\downarrow = V^{\text{NM}} = 0$ . Для

нанопровода с рассеянием на поверхности  $\frac{2M \text{Im}[V^\uparrow]}{\hbar^2} = 0.4\text{\AA}^{-1}$ ,  $\frac{2M \text{Im}[V^\downarrow]}{\hbar^2} = 0.15\text{\AA}^{-1}$ ,  $\frac{2M \text{Im}[V^{\text{NM}}]}{\hbar^2} = 0.5\text{\AA}^{-1}$ .

Рассмотрим теперь транспортные свойства сегментированного нанопровода с сегментами различного радиуса (Рис. 2.3). Боковые сегменты предполагаются полубесконечными. Сегментированный нанопровод представляет интерес сам по себе и, кроме того, служит моделью наноконтакта. Баллистическая проводимость наноконтакта квантуется в случае, если радиус наноконтакта сравним с длиной Ферми-волны. Проводимость однородного нанопровода пропорциональна числу открытых каналов. В соответствии с формулой Ландауера,  $\Gamma_\sigma = N^\sigma e^2/h$ , где  $N^\sigma$  - число открытых каналов, т.е. число мод, пересекающих энергию Ферми в спиновой подзоне  $\sigma$ ,  $\sigma = \uparrow, \downarrow$ .

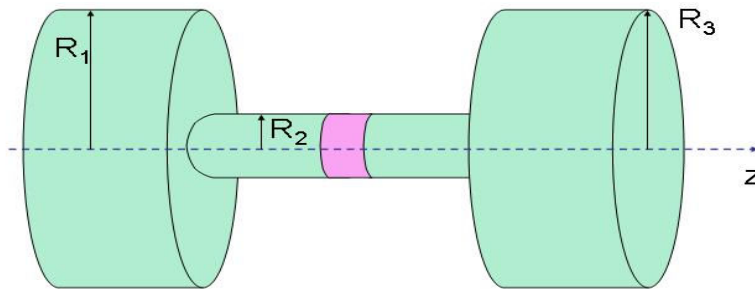


Рис. 2.3.

Сегментированный нанопровод. Для разделения магнитных частей может использоваться немагнитный диэлектрический сегмент (показан розовым цветом).

При расчете проводимости нанопроводов необходимо перенормировать энергию Ферми так, чтобы выполнялось условие электронейтральности нанопровода. В случае магнитного нанопровода (зона проводимости расщеплена по спину), то если радиус меньше некоторого критического значения, одна из спиновых подзон полностью закрывается, в то время как другая остается открытой (Рис. 2.4). Оценка этого критического радиуса дает

$$R_0^2 = \frac{2\sqrt{m h_{ex}}}{\pi^2 \hbar n},$$

где  $m$  – масса электрона,  $h_{ex}$  – обменное расщепление зоны проводимости,  $n = n^\uparrow + n^\downarrow$  – концентрация электронов проводимости.

Если взять параметры, которые обычно берутся для описания Ni, Fe в модели свободных электронов, то получим для критического радиуса значение  $R_0 \sim 1.5 \text{ \AA}$ .

Квантование проводимости с радиусом наблюдалось в никелиевых наноконтактах, получаемых разрывом нанопровода [11].

Эффект полного закрывания одной из спиновых подзон позволяет предложить устройство, содержащее два магнитных нанопровода с радиусами не превосходящими критического, ориентацией намагниченности которых можно управлять независимо. В этом случае для параллельной ориентации намагниченностей нанопроводов, система будет пропускать поляризованный по спину ток. В случае же антипараллельной ориентации

намагниченностей, система перестанет пропускать ток. В этом состоит эффект спиновой блокады.

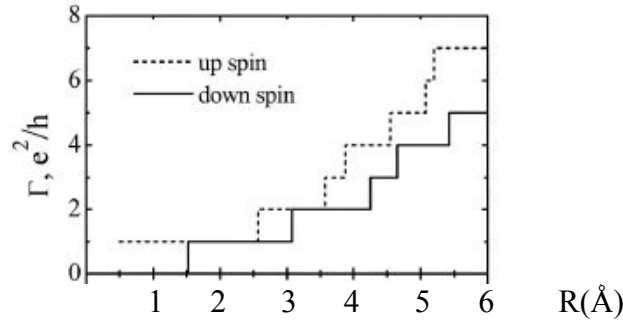


Рис. 2.4.

Проводимость спиновых подзон для однородного нанопровода как функция радиуса. Энергия Ферми и обменное расщепление принимались равными  $E_F=3.5\text{эВ}$ ,  $h_{\text{ex}}=1\text{эВ}$ .

Для того, чтобы магнитные сегменты можно было независимо перемагничивать, они должны быть разделены немагнитным сегментом. Кроме того, магнитные нанопровода должны быть соединены с сегментами большего радиуса (особенно, принимая во внимания, что критический радиус для хороших металлов оказывается порядка атомного размера). Таким образом возникает задача расчета проводимости магнитного сегментированного нанопровода с сегментами различного радиуса (Рис. 2.3).

Мы рассматриваем баллистический режим, и исследуем проводимость и ГМС сегментированного нанопровода в рамках теории линейного отклика Кубо. Функция Грина такого нанопровода была построена в первой главе. Формула Кубо позволяет выразить проводимость нанопровода через матрицу коэффициентов  $A_{lmn}$ ,

$$\Gamma_{\sigma} = -\frac{2e^2}{h} \sum_{lmn} \left[ \text{Im}(k_{lm}^{(j)\sigma}) \left( |A_{lmn}|^2 - \frac{\delta_{mn}}{4|k_{lm}^{(j)\sigma}|^2} \right) + \text{Re}(k_{lm}^{(j)\sigma}) \text{Im} \left( \frac{A_{lmn}}{(k_{lm}^{(j)\sigma})^*} \right) \right] \text{Im}(k_{lm}^{(j)\sigma}) \quad (2.3)$$

Проводимость спиновых подзон нанопровода, состоящего из двух магнитных сегментов, разделенных немагнитным (рассмотрены все сегменты

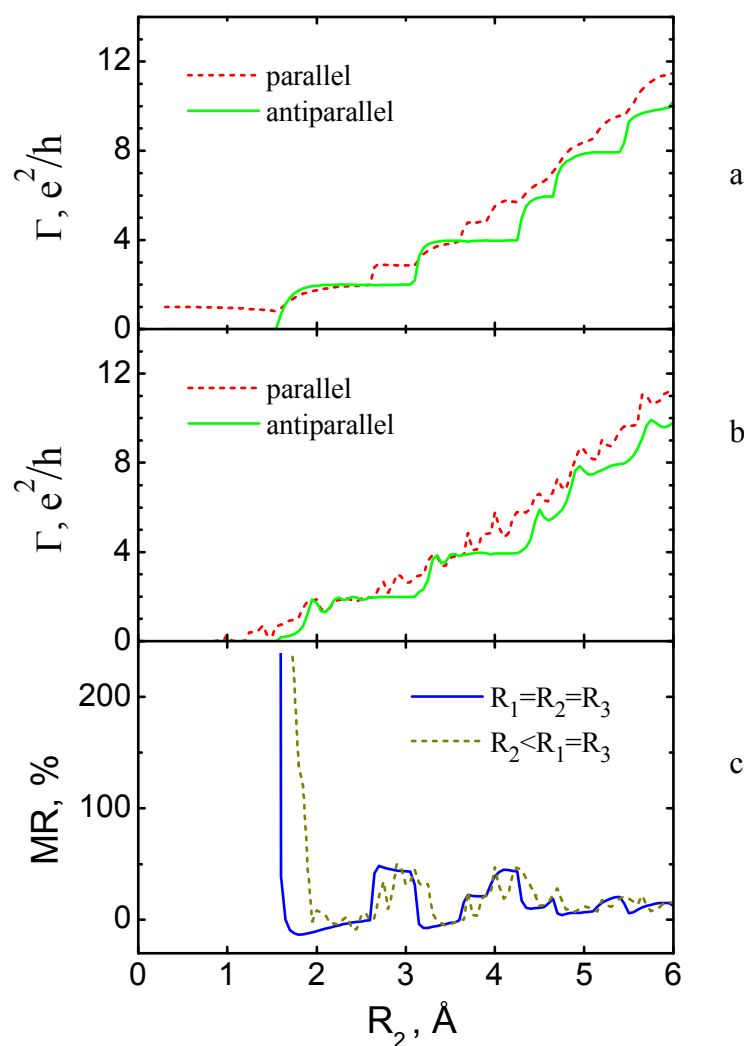


Рис. 2.5.

Проводимость (a,b) и ГМС (c) для нанопровода с диэлектрическим сегментом. Радиусы крайних сегментов  $R_1 = R_3 = 15 \text{\AA}$ . Длина центрального диэлектрического сегмента  $d = 5 \text{\AA}$ . Энергия Ферми и обменное расщепление принимались равными  $E_F = 3.5 \text{ эВ}$ ,  $h_{ex} = 1 \text{ эВ}$

одного радиуса) представлена на Рис. 2.5 а. Наличие немагнитного сегмента приводит к сглаживанию ступенек.

В сегментированном нанопровode с сегментами разного радиуса проекция волнового числа на плоскость, перпендикулярную оси нанопровода на границах сегментов, не сохраняется. Происходит рассеяние каждого канала во все каналы соседнего сегмента. Это приводит к тому, что на

графике зависимости проводимости от радиуса ступеньки начинают деформироваться (Рис. 2.5 б). При этом сохраняется область, в которой открыта проводимость только одной спиновой подзоны и, следовательно, имеет место спиновая блокада. На Рис. 2.5 с показано ГМС сегментированного нанопровода, рассчитанное по формуле  $G = (\Gamma_{\uparrow\uparrow} - \Gamma_{\uparrow\downarrow}) / \Gamma_{\uparrow\downarrow}$ . При закрытии проводимости одной из спиновых подзон ГМС стремится к бесконечности.

Таким образом, в режиме спиновой блокады система представляет собой токовый и спиновый вентиль одновременно.

Интересным представляется сравнить транспортные свойства наноконтакта атомного размера с наноконтактом размером несколько десятков ангстрем, когда в наноконтакте открыты несколько десятков каналов проводимости. Расчитаем баллистическую проводимость системы, состоящей из двух магнитных электродов различной магнитной жесткости, соединенных мягкой перемычкой. Внешнее магнитное поле может менять конфигурацию доменной стенки в перемычке, «прижимая» ее к жесткому электроду. Мы рассмотрели перемычку сечением  $20\text{\AA} \times 20\text{\AA}$  и длиной  $100\text{\AA}$ . С помощью микромагнитного моделирования рассчитывалась намагниченность системы для заданного внешнего магнитного поля (Рис. 2.6).

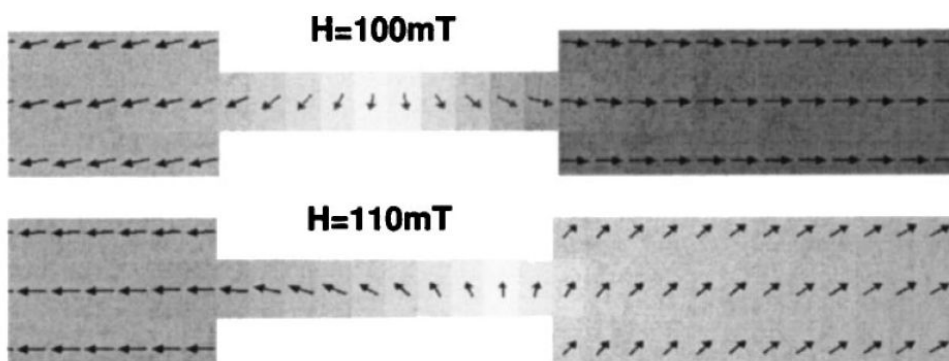


Рис. 2.6.

Схематическое изображение распределения намагниченности в наноконтакте для различных значений напряжения внешнего магнитного поля.

Для каждой конфигурации методом трансфер-матрицы строилась волновая функция и рассчитывалась проводимость. Полученная таким образом зависимость проводимости от внешнего магнитного поля представлена на Рис. 2.7. Для расчетов брались типичные для Ni параметры:  $E_F = 3.7$  эВ,  $E_{exch} = 0.5$  эВ.

На Рис. 2.12 а, б представлены результаты расчета проводимости. В случае асимметричных но магнито-мягких электродов, константа обменной жесткости принималась равной  $A = 3.4 \times 10^{-7}$  эрг/см, константа объемной кубической анизотропии  $K = -5.7 \times 10^4$  эрг/см<sup>3</sup>, намагниченность насыщения  $M_s = 490$  Гс. Анизотропия в такой системе обусловлена разницей в форме электродов (см. Рис. 2.6). При приложении магнитного поля вдоль оси электрода

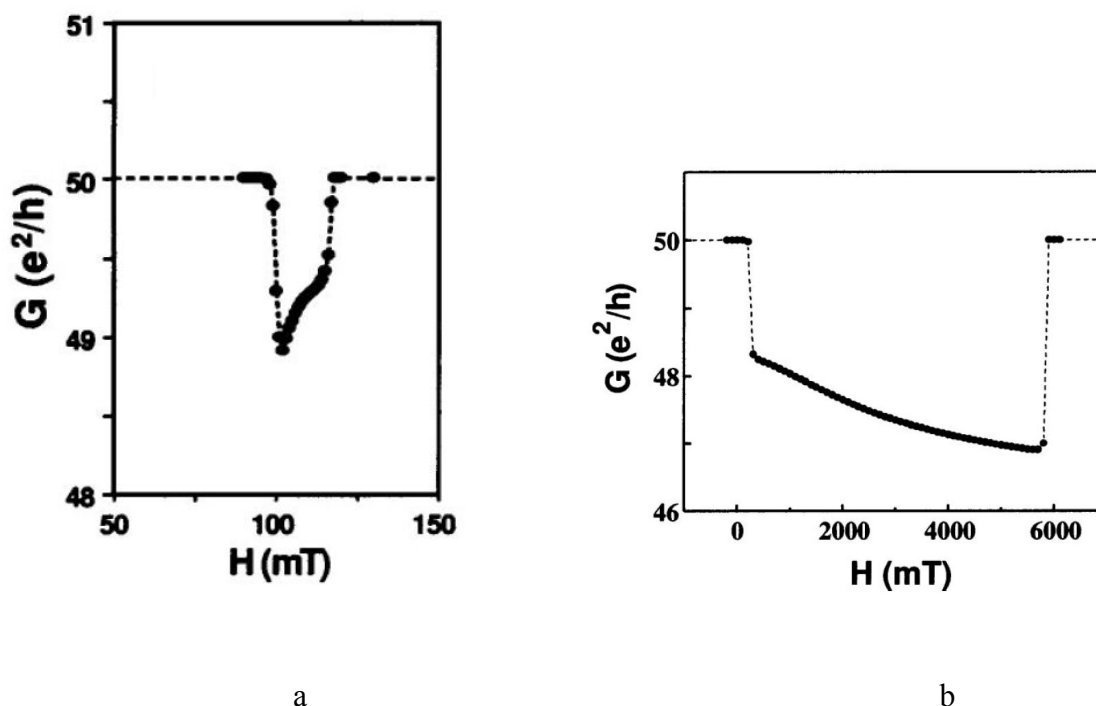


Рис. 2.7.

Зависимость проводимости от приложенного магнитного поля для случая магнито-мягкого контакта (а) и для случая, когда один из электродов сделан из магнито-жесткого материала (б).

сначала происходит переключение левого электрода, в результате чего магнитная конфигурация системы становится антипараллельной. С увеличением поля происходит переключение правого электрода (Рис. 2.7 а), что сопровождается заметным падением проводимости. Затем, с увеличением поля, сформированная доменная стенка движется к правому электроду,

при этом проводимость растет. При достижении критического значения, когда перемагничивается второй электрод, проводимость возвращается к первоначальному значению.

Если же один из электродов сделан из магнито-жесткого материала, то доменная стенка ведет себя по-другому, соответственно зависимость проводимости от внешнего поля меняется. Мы рассчитали проводимость системы для CoPt правого электрода (параметры  $A = 9.0 \times 10^{-7}$  эрг/см, константа объемной кубической анизотропии  $K = 3.0 \times 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>,  $M_s = 800$  Гс). С увеличением поля доменная стенка не выталкивается в правый электрод, а сжимается, оставаясь в перемычке. Это приводит к заметному падению проводимости с ростом поля вплоть до перемагничивания правого электрода, когда проводимость скачком возвращается к исходному значению (Рис. 2.7 б).

Сегментированный нанопровод может служить моделью еще одной системы – трехслойной системы, в которой слои ферромагнетика разделены барьерным слоем, содержащим пинхолы (Рис. 2.8).

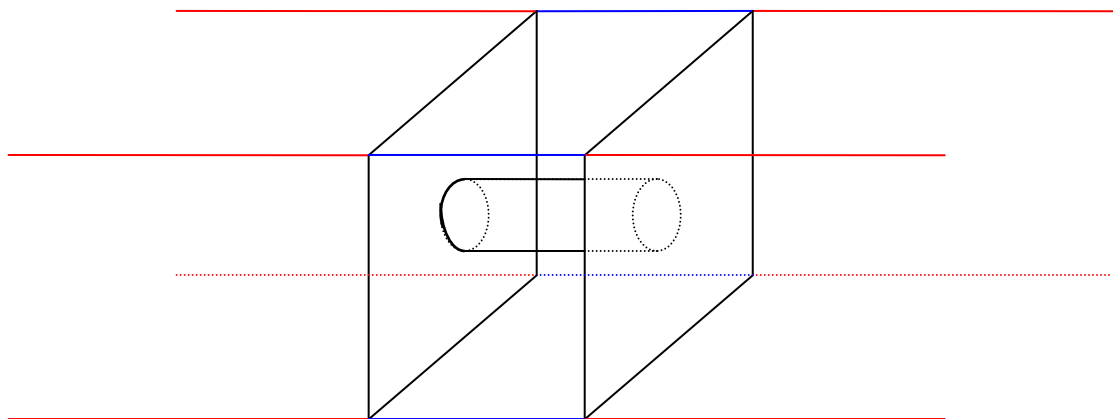


Рис. 2.8

Трехслойная система ферромагнетик/барьерный слой/ферромагнетик с цилиндрическим пинхолом в барьерном слое.

При достаточно высоком энергетическом барьере проводимость осуществляется через пинхолы. В диссертации рассчитана проводимость такой системы, причем проводимость ферромагнитных слоев предполагалась диффузионной, а проводимость пинхола - баллистической. Квантово-статистический расчет проводимости в этом случае требует



предварительного расчета распределения эффективного падения напряжения внутри проводника. В диаграммной технике это может быть достигнуто вычислением соответствующих вершинных поправок, что, как отмечалось, является технически очень сложной задачей в случае слоистых структур. Помимо эффективных полей для решения этой проблемы можно использовать квазиклассическое приближение, справедливое в случае гладкого изменения профиля потенциала, в котором движется электрон. В нашем рассмотрении мы воспользуемся квазиклассическим приближением для расчета проводимости в полубесконечных проводниках, проводимость же наноконтакта предположим баллистической.

Таким образом, проводимость системы будет складываться из трех частей – баллистической проводимости наноконтакта и проводимости металлических слоев. Мы не можем просто сложить три соответствующих сопротивления для расчета полного сопротивления системы – необходимо также добиться постоянства полного тока в любом сечении системы. Эта задача была решена с помощью построения волновой функции пинхола с граничными условиями, налагаемыми наличием полубесконечных ферромагнитных слоев. В ферромагнитных слоях с диффузионной проводимостью было рассчитано распределение потенциала с учетом выполнения условия постоянства тока в произвольном сечении системы. Знание потенциала в ферромагнитных слоях позволило рассчитать ГМС и относительные вклады ферромагнитных слоев и пинхола в сопротивление.

Проводимость рассматриваемой системы заметно ниже, чем проводимость сегментированного нанопровода (рассмотренного в предыдущем разделе), в котором рассеяние происходит между наборами дискретных состояний, а не между дискретными состояниями и континуумом, как в рассматриваемом случае. Рассчитанное магнетосопротивление, как и следовало ожидать, растет с уменьшением радиуса пинхола.

На Рис.2.9 представлены результаты расчета сопротивления ферромагнитных слоев как функции их толщины для фиксированного радиуса пинхола  $\rho = 4 \text{ \AA}$ . Как видно из Рис. 2.9, для рассматриваемых параметров сопротивление ферромагнитных слоев много меньше, чем баллистическое сопротивление пинхола, равное (в единицах  $(e^2 / \hbar)^{-1}$ ) 1.46, 4.35 для спиновых каналов “вверх”, “вниз” при параллельном намагничении и 2.86 для антипараллельной магнитной конфигурации. Таким образом, в

рассматриваемом случае сопротивление и магнетосопротивление определяются баллистическим сопротивлением пинхола. Наши оценки показывают, что для транспортных параметров ферромагнитных слоев типичных для  $\text{Ru}$ , сопротивление пинхола сравнивается с сопротивлением ферромагнитных слоев, если радиус пинхола превосходит  $30 \text{ \AA}$ .

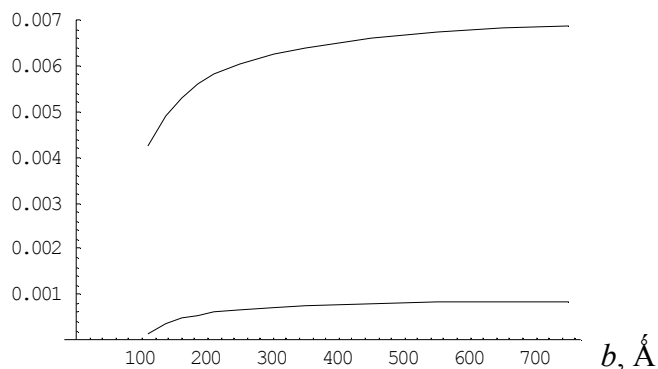


Рис. 2.9.

Сопротивление ферромагнитных слоев в зависимости от их толщины,  $b$  в единицах  $(e^2/h)^{-1}$  для радиуса пинхола  $\rho=4\text{ \AA}$ . Верхняя кривая – сопротивление спинового канала “спин-вверх” при параллельном намагничении, нижняя кривая – сопротивление канала “спин-вниз” при параллельном намагничении системы. Ферми векторы спиновых подзон  $k_F^\uparrow = 1.0 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $k_F^\downarrow = 0.6 \text{ \AA}^{-1}$  длины свободного пробега,  $l^\uparrow = 110 \text{ \AA}$  и  $l^\downarrow = 60 \text{ \AA}$

### Глава 3. Влияние примесей на межслойное обменное взаимодействие в магнитных многослойных системах.

В магнитной многослойной системе между намагниченностями магнитных слоев возникает эффективное обменное взаимодействие, причиной которого является туннелирование электронов между слоями. В простейшей – трехслойной - системе такого рода величина межслойного обменного взаимодействия определяется как зонной структурой ферромагнитных слоев, между которыми возникает эффективный обмен, так и свойствами разделяющего их слоя. В случае, когда ферромагнитные слои разделены проводящим немагнитным слоем, зависимость амплитуды от толщины разделяющего слоя имеет осциллирующий характер и спадает по степенному закону. В случае же, если ферромагнетики разделены барьером, величина обменного взаимодействия спадает экспоненциально с толщиной.

Одной из первых теорий, рассматривающих обмен через барьерный слой, была теория предложенная J. Slonczewski, основанная на вычислении спинового тока [12]. Позже была развита теория межслойного обменного взаимодействия, основанная на вычислении полной энергии системы. В пределе слабого рассеяния этот подход совпадает с [12].

В то время, как осциллирующее обменное взаимодействие через проводящий слой наблюдалось неоднократно, измерение обменного взаимодействия через барьерный слой представляет собой намного более сложную задачу, прежде всего вследствие малости амплитуды обмена. В отдельных экспериментах наблюдалось антиферромагнитное взаимодействие в эпитаксиальной трехслойной структуре Fe/MgO/Fe [13]. Для толщины MgO равной 6 Å было измерено антиферромагнитное взаимодействие величиной  $J \approx -0.26 \text{ erg/cm}^2$ , такой же порядок имеет взаимодействие через проводящий слой. Это противоречит теоретическим выводам, согласно которым величина обменного взаимодействия должна быть существенно меньше для слоя такой толщины и барьера высотой несколько десятых эВ. В многослойной системе Fe/Si/Ge/Si/Fe также было найдено сильное антиферромагнитное спаривание между намагниченностями слоев железа [14].

Проблема состоит в том, что результаты измерений не могут быть объяснены теорией [12], так же, как и в рамках последующих, более общих теорий. Как абсолютная величина взаимодействия, так и его знак не могут быть получены для физически разумных параметров зонной структуры названных соединений. В работе [13] была подобрана эффективная высота барьера MgO, позволяющая получить согласие приближенной формулы J. Slonczewski с полученными значениями межслойного обмена. Между тем, для подобранных параметров приближенная формула не может быть использована, точный же расчет (интегрирование по поперечному волновому числу) дает ферромагнитное взаимодействие. В целом, воспроизвести экспериментальные результаты с помощью этих теорий оказалось невозможным.

В этой главе мы развиваем теорию межслойного обмена через барьер с примесями и показываем, что в рамках этой теории экспериментальные данные могут быть объяснены.

Следуя схеме [12] мы рассчитываем спиновый ток для того, чтобы найти эффективный межслойный обмен. Спиновый ток  $j_s$  связан уравнением непрерывности с производной среднего спина электрона в ферромагнитном слое,

$$\frac{\partial \langle S \rangle}{\partial t} = -\frac{\hbar}{2} A j_s \quad (3.1)$$

Величина (3.1) определяет момент, действующий со стороны одного ферромагнетика на другой. В то же время, этот момент равен производной энергии межслойного обменного взаимодействия по углу  $\theta$  между векторами намагниченности слоев. Константа обменного взаимодействия  $J$  связана со спиновым током  $j_s$  соотношением

$$J \sin \theta = -\frac{1}{2} \hbar j_s \quad (3.2)$$

Для того, чтобы рассчитать спиновый ток, необходимо построить волновую функцию рассматриваемой системы, которая строится с помощью функции Грина магнитной многослойной системы, сконструированной в первой главе.

Расчет эффективного межслойного обмена был выполнен для следующих параметров: энергия Ферми,  $E_F = 2.6$  эВ, обменное расщепление зоны проводимости одинаковых ферромагнитных слоев,  $\Delta_{ex} = 1.8$  эВ. Эти параметры использовались при расчете транспортных свойств многослойных систем, включая межслойное обменное взаимодействие. Объемная концентрация примесей принималась равной  $n_{imp} = 1.25 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, что соответствует приблизительно 1% примесей в изоляторе с межатомным расстоянием  $2 \text{ \AA}$ . Высота барьера принималась равной  $U_b = 1$  эВ.

На Рис. 3.1 представлены результаты расчета  $J$  как функции энергии  $\varepsilon$  для различного расположения примеси внутри барьера толщиной  $d = 8 \text{ \AA}$ .

Несмотря на то, что вклад в обмен дают все состояния, чья энергия лежит в зоне проводимости, резонансный пик в зависимости  $J(E_i)$  появляется, когда энергия примесного уровня лежит вблизи энергии Ферми. При этом, как видно из Рис. 3.1, в резонансе амплитуда обменного взаимодействия меняет знак и в рассматриваемом случае взаимодействие становится антиферромагнитным. По абсолютной величине рассчитанное максимальное значение амплитуды существенно превосходит амплитуду обмена в трехслойной системе без примесей, которая для выбранных параметров равна  $J_0 = 1.6 \cdot 10^{-3}$  эрг/см<sup>2</sup>.

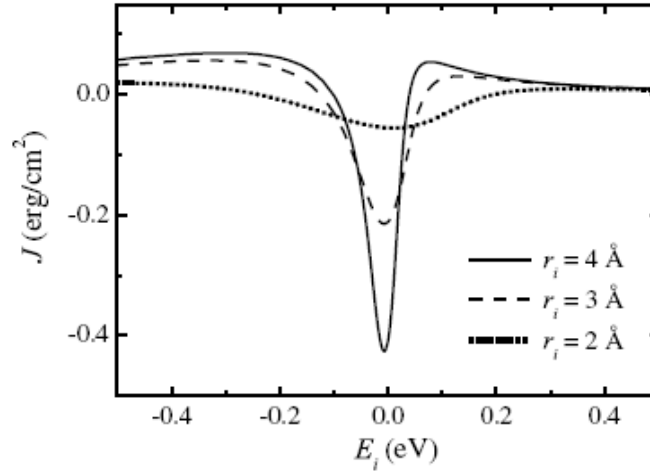


Рис. 3.1.

Эффективный межслойный обмен  $J$  как функция  $E_i = \varepsilon - E_F$  для различного расстояния  $r_i$  примеси от границы ферромагнетик/барьер.

Смена знака обменного взаимодействия, когда энергия примесного состояния приближается к энергии Ферми, может быть понята, если рассмотреть вклады в  $J$  спиновых подзон (Рис. 3.2). На Рис. 3.2а и 3.2б показаны вклады спиновых подзон для  $E_i$  равной -0.3 эВ и 0.0 эВ соответственно. Спиновый ток возрастает с возрастанием электронной плотности на примесном уровне, чем и обусловлен резонансный характер его зависимости от энергии примесного уровня. Соответствующие локальные (в точке нахождения примеси) плотности состояний показаны на Рис. 3.2 с и 3.2д. Как видно из этих рисунков, плотности состояний спиновых подзон имеют различную ширину, а их максимумы сдвинуты. Такие различия обусловлены тем, что благодаря туннелированию примесный уровень гибридизуется со спиновыми подзонами ферромагнитных слоев. Ширина примесного состояния больше для подзоны со спином «вверх», чья плотность состояния в ферромагнитных металлах выше. (Это предположение

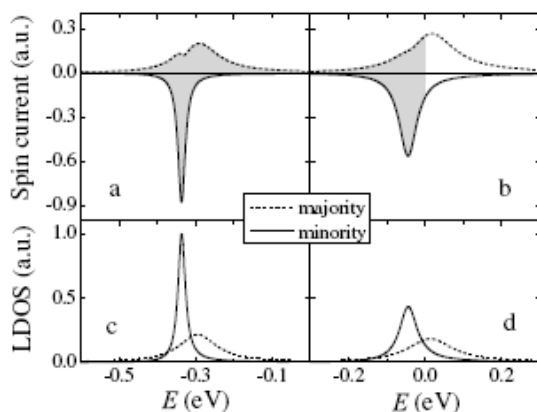


Рис. 3.2.

(a), (b) Разрешенные по энергии вклады спиновых компонент в спиновый ток; (c), (d) локальные (в месте дефекта) плотности состояний для электронов со спином «вверх» и «вниз». Энергия одноэлектронного примесного уровня,  $E_i = -0.3$  эВ (a), (c) и  $E_i = 0.0$  эВ (b), (d). Примесь расположена на расстоянии  $r_i = 3\text{\AA}$  в барьере толщиной  $d = 8\text{\AA}$ .

подтверждается первопринципными расчетами, показывающими, что состояния симметрии  $\Delta_1$  медленнее затухают в MgO барьере для Fe/MgO/Fe систем).

Из Рис. 3.2 видно, что вклады спиновых подзон в спиновый ток имеют противоположные знаки. Сдвиг друг относительно друга максимумов в энергетических парциальных зависимостях приводит к тому, что, когда примесный уровень находится в определенной окрестности энергии Ферми, антиферромагнитный вклад (вклад спиновой подзоны «вниз») оказывается доминирующим. Если же примесный уровень находится существенно ниже энергии Ферми, межслойный обмен оказывается ферромагнитным.

Ширина пиков, как и их высота, зависят от положения примеси внутри барьера. Если примеси расположены случайным образом, необходимо выполнить усреднение по их расположению. Результаты такого усреднения, выполненного численно, представлены на Рис. 3.3а для различных толщин барьера. Как видно из рисунка, максимальное значение антиферромагнитного взаимодействия, также как и ширина горба на усредненной зависимости  $J(E_i)$  падает с увеличением толщины барьера. Если зафиксировать значение энергии примесного уровня  $E_i$ , то зависимость константы обменного взаимодействия от ширины барьера оказывается близка к экспоненциальной как для антиферромагнитного обмена, так и для

ферромагнитного обмена (Рис. 3.3 b). Тем не менее, эта зависимость не является строго экспоненциальной, и для определенного интервала значений  $E_i$  константа межслойного обмена меняет знак. Такая зависимость  $J$  от толщины барьера наблюдалась в экспериментах.

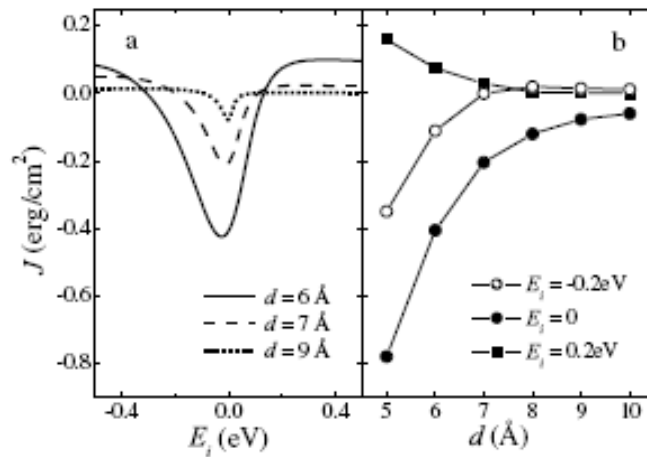


Рис. 3.3

Межслойный обмен усредненный по положению примеси внутри барьера. (a) различные толщины барьера; (b) зависимость межслойного обмена от толщины для различных значений энергии примесного уровня

Отметим также некоторые особенности температурной зависимости эффективного обмена. С ростом температуры все большую роль начинают играть процессы неупругого рассеяния, которые мы не будем рассматривать. Казалось бы, увеличение температуры приводит к заселенности состояний выше энергии Ферми, и, таким образом, абсолютное значение константы обменного взаимодействия должно возрастать, что справедливо для идеального барьера. При наличии примеси отличие распределения Ферми от ступеньки приводит к размазыванию резонансных кривых и, после интегрирования по энергии, - к уменьшению амплитуды обменного взаимодействия, что и наблюдалось в экспериментах. На Рис. 3.4 представлены температурные зависимости  $J$  для разных толщин барьера.

Среди немногих экспериментов по измерению величины межслойного обменного взаимодействия в магнитных туннельных контактах в [14] для системы Fe/Si/Fe(001) была найдена необычно большая амплитуда антиферромагнитного обмена,  $\approx 2 \text{ эрг}/\text{см}^2$ . Для того, чтобы воспроизвести этот результат в рамках нашей модели, мы произвели расчеты для высоты

барьера  $U_b = 0.3$  эВ, принятой для Si. Для толщины барьера  $d = 5 \text{ \AA}$  такое значение  $J$  получается для примесей однородно распределенных

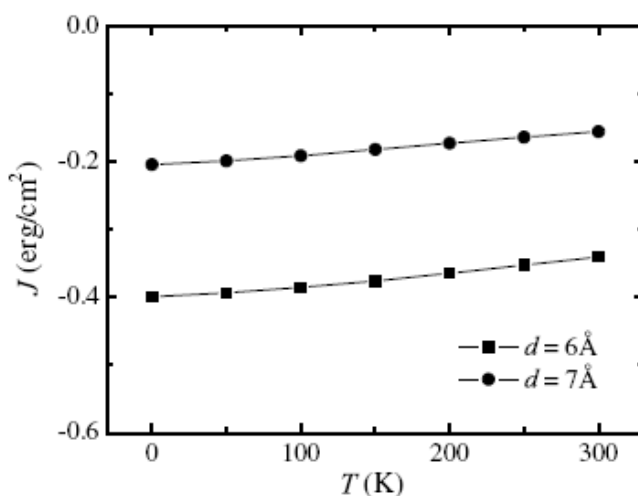


Рис. 3.4.

Зависимость межслойного обменного взаимодействия от температуры для разных толщин барьерного слоя.

внутри барьера с концентрацией  $\sim 1\%$  и одноэлектронными уровнями вблизи энергии Ферми. Для толщины барьера  $d = 10 \text{ \AA}$  то же значение константы обмена получается при концентрации примесей  $\sim 12\%$ . Полученные значения параметров представляются реалистическими, поскольку сильная диффузия атомов Fe в Si-барьер создает высокую концентрацию примесей и эффективно понижает высоту барьера.

Сделанные выводы о том, что наличие дефектов или примесей в барьере способно поменять знак межслойного обмена и увеличить его амплитуду в десятки раз, подтверждаются первопринципными расчетами, в системе, в которой ферромагнитные слои Fe были разделены пятью слоями MgO. Наличие О-вакансий приводит к изменению знака эффективного обмена.

#### Глава 4. Эффект гигантского электросопротивления в многослойных структурах с сегнетоэлектрическими слоями.

Подобно явлению ГМС, заключающемуся в существенном изменении сопротивления системы при “переключении” магнитной конфигурации, в многослойных системах с сегнетоэлектрическими слоями возможно заметное



изменение сопротивления при изменении поляризации сегнетоэлектрического слоя [15], что позволяет использовать устройства с сегнетоэлектрическими слоями в микроэлектронике. Экспериментальные и теоретические работы последних лет показали, что спонтанная поляризация сегнетоэлектрических пленок может сохраняться вплоть до толщин в несколько монослоев. В сегнетоэлектриках со структурой перовскита поляризация наблюдалась в нанопленках [16]. Первопринципные расчеты поляризации пленки, помещенной между двумя электродами, подтверждают эти наблюдения.

В диссертации выполнены модельные исследования изменения сопротивления в такой системе при переключении направления поляризации сегнетоэлектрика. Высказывалось предположение, что причиной переключения сопротивления служит асимметрия правой и левой границ между сегнетоэлектрическим слоем и слоями проводников, которые в экспериментах, где наблюдался этот эффект были различными. Тем не менее, теоретический анализ механизма переключения сопротивления не проводился до наших работ. Показано, что изменение сопротивления обусловлено изменением потенциального профиля (дна проводящей зоны).

Приведем расчет потенциального профиля для более сложной, чем упомянутая трехслойная система – системы, в которой между слоем сегнетоэлектрика и ферромагнитным электродом помещен слой немагнитного металла (Рис. 4.1). Мы выбираем такую систему, поскольку – как будет ясно из нашего анализа – изменение проводимости происходит в асимметричных системах, и асимметрия может быть, в частности, создана дополнительным слоем металла или диэлектрика, помещенного рядом с сегнетоэлектрическим слоем.

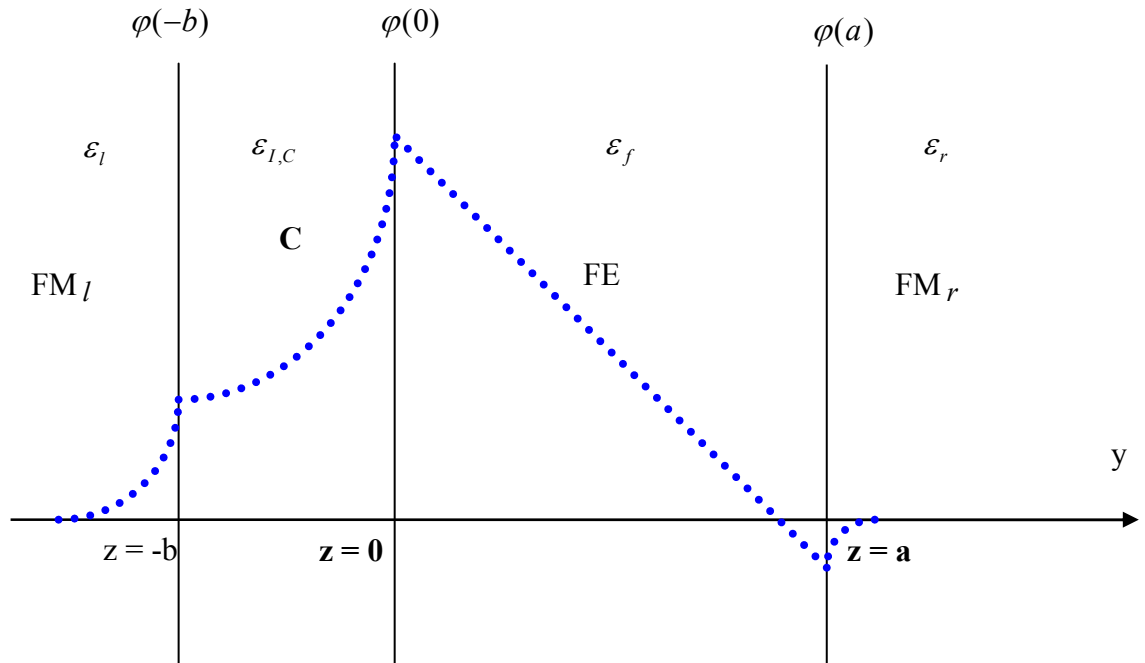


Рис. 4.1.

Потенциальный профиль, возникающий вследствие экранирования поляризационных зарядов.

Рассчитаем потенциал для случая, когда к сегнетоэлектрику ( $0 < z < a$ ) слева ( $-b < z < 0$ ) примыкает проводящий слой (Рис.4.1), который обозначим как С. Потенциал в проводящих слоях будем искать как решение уравнения, определяющего экранированный потенциал в приближении Томаса-Ферми:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \lambda_j^2 \right) \varphi(y) = 0 \quad (4.1)$$

где длина экранирования  $\lambda_j^{-1}$  зависит от слоя  $j = l, C, r$ . В слое сегнетоэлектрика потенциал зависит линейно от координаты  $z$ :

$$\varphi_f(y) = \alpha y + \beta \quad (4.2)$$

В металлических слоях выберем следующие решения уравнения (4.1):

$$\begin{cases} \varphi(y) = w_l \exp(\lambda_l(y + b)), & y < -b \\ \varphi(z) = x \cdot \exp(\lambda_2 y) + y \cdot \exp(-\lambda_2 y), & -b < y < 0 \\ \varphi(z) = w_r \exp(-\lambda_r(y - a)), & y > a \end{cases} \quad (4.3)$$

Неизвестные  $\alpha, \beta, x, y, w_l, w_r$  ищутся из следующих условий: во-первых, три уравнения выражающие условие непрерывности потенциала на трех границах,  $z = -b, 0, a$ :

$$\begin{cases} w_l - x \cdot \exp(-b \lambda_2) - y \cdot \exp(b \lambda_2) = 0 \\ -\beta + x + y = 0 \\ a \cdot \alpha + \beta - w_r = 0 \end{cases} \quad (4.4)$$

Во-вторых, нам известен скачок вектора  $D = \varepsilon E$  на границах сегнетоэлектрика, именно,

$$\begin{cases} \varepsilon_f \cdot (-\alpha) - \varepsilon_r \cdot l_r \cdot w_r = P_f & (z = a) \\ \varepsilon_f \cdot (-\alpha) - \varepsilon_l \cdot (-\lambda_2 \cdot x + \lambda_2 \cdot y) = P_f & (z = 0) \end{cases} \quad (4.5)$$

где  $P_f$  - поляризация сегнетоэлектрика.

В-третьих, потребуем, чтобы суммарный экранирующий заряд в проводящих слоях был равен нулю:

$$\begin{aligned} Q_1 = \varepsilon_l \left[ -\frac{\partial \varphi(y)}{\partial y} \Big|_{y=-b} - \left( -\frac{\partial \varphi(y)}{\partial y} \Big|_{y=-\infty} \right) \right] + \varepsilon_2 \left[ -\frac{\partial \varphi(y)}{\partial y} \Big|_{y=0} - \left( -\frac{\partial \varphi(y)}{\partial y} \Big|_{y=-b} \right) \right] + \\ \varepsilon_r \left[ -\frac{\partial \varphi(y)}{\partial y} \Big|_{y=\infty} - \left( -\frac{\partial \varphi(y)}{\partial y} \Big|_{y=a} \right) \right] = 0 \end{aligned} \quad (4.6)$$

Шесть уравнений (4.4 – 4.6) позволяют найти параметры определяющие потенциал.

Рассчитанный потенциал добавляется к прямоугольному потенциальному профилю многослойной системы.

В диссертации исследовано изменение сопротивления трехслойной системы  $M_1/CЭ/M_2$  при переключении поляризации (соответствующий потенциал может быть найден с помощью предельного перехода  $b \rightarrow 0$ ) [4.4]. Экспоненциальная добавка к потенциалу создаваемая в проводнике экранирующими зарядами может, в зависимости от направления поляризации эффективно увеличить или уменьшить ширину барьера в том случае, если длина экранирования в одном из электродов достаточно велика (Рис. 4.2), что в свою очередь предполагает малую ширину зоны. В простейшей теории Томаса-Ферми длина экранирования  $\delta$  связана с Ферми-вектором электронного газа  $k_F$  как

$$k_F = \frac{\pi a_0}{4\delta^2} \quad (4.7)$$

$a_0$  - радиус Бора. Подчеркнем, что именно различие в длинах экранирования приводит к асимметричной форме потенциала  $\varphi(z)$ , следствием чего является разница в сопротивлении для двух противоположных направлений поляризации сегнетоэлектрика.

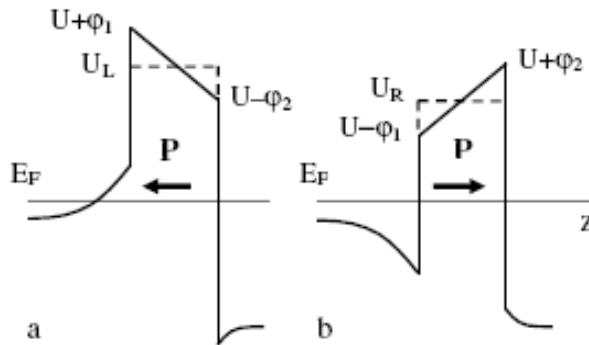


Рис. 4.2.

Потенциальный профиль в системе  $M_1/CЭ/M_2$  с учетом поляризации сегнетоэлектрика и экранирующего потенциала в проводниках.

Для расчета проводимости  $G$ , отнесенной к площади сечения системы  $A$  была использована формула Ландауэра,

$$\frac{G}{A} = \frac{2e^2}{h} \int \frac{d^2 k_{\parallel}}{(2\pi)^2} T(E_F, k_{\parallel}) \quad (4.20)$$

где  $e$  - заряд электрона,  $h$  - постоянная Планка,  $T(E_F, k_{\parallel})$  - вероятность туннелирования электрона на уровне Ферми через сегнетоэлектрический барьер,  $k_{\parallel}$  - составляющая волнового вектора, параллельная слоям.

Расчет проводимости был проведен для параметров, характерных для сегнетоэлектриков со структурой типа перовскита,  $\varepsilon \sim 2000.0\varepsilon_0$ ,  $P_f \sim 50$  мкКл/см<sup>2</sup>, высота барьера  $U = 0.5$  эВ. Энергия Ферми правого проводника принималась равной  $E_F = 3.5$  эВ, что является характерным значением для хороших металлов. На Рис. 4.3а представлены результаты расчета как функции длины экранирования  $\delta_1$  в левом электроде. Зависимости  $\varphi_1 \equiv |\varphi(0)|$  и  $\varphi_2 \equiv |\varphi(d)|$  (Рис. 4.3а) показывают быстрое увеличение асимметрии потенциала с ростом  $\delta_1$  для малых значений  $\delta_1$ . Помимо увеличения ширины барьера, о чем говорилось выше, изменяется и его высота, которая для одного направления поляризации равна  $U + (\varphi_1 - \varphi_2)/2$ , а для другого,  $U + (\varphi_2 - \varphi_1)/2$ . Таким образом, проводимость для направления поляризации сегнетоэлектрика «влево» оказывается значительно меньшей, чем для противоположного направления поляризации. Зависимость  $G_L/A$ ,  $G_R/A$  от  $\delta_1$  в логарифмическом масштабе представлена на Рис. 4.3б. Их отношение показано на Рис.4.3с. Видно, что для симметричного потенциала,  $\varphi_1 = \varphi_2$  (для  $\delta_1 = \delta_2$ ) проводимости равны,  $G_L = G_R$ , а с ростом асимметрии отношение  $G_R/G_L$  быстро увеличивается. Одним из возможных кандидатов на роль проводника с большой длиной экранирования может служить SrRuO<sub>3</sub>, длина экранирования в котором равна  $\delta_1 = 0.6$  нм. Как видно из Рис. 4.3с, для такого значения  $\delta_1$  расчеты дают  $G_R/G_L \sim 4$ .

Интересно было исследовать отношение  $G_R/G_L$  как функцию толщины слоя сегнетоэлектрика. Эти результаты, как и зависимость  $G_R/G_L$  от поляризации сегнетоэлектрика, представлены на Рис. 4.4. Отметим, что проводимость экспоненциально падает с толщиной барьера.

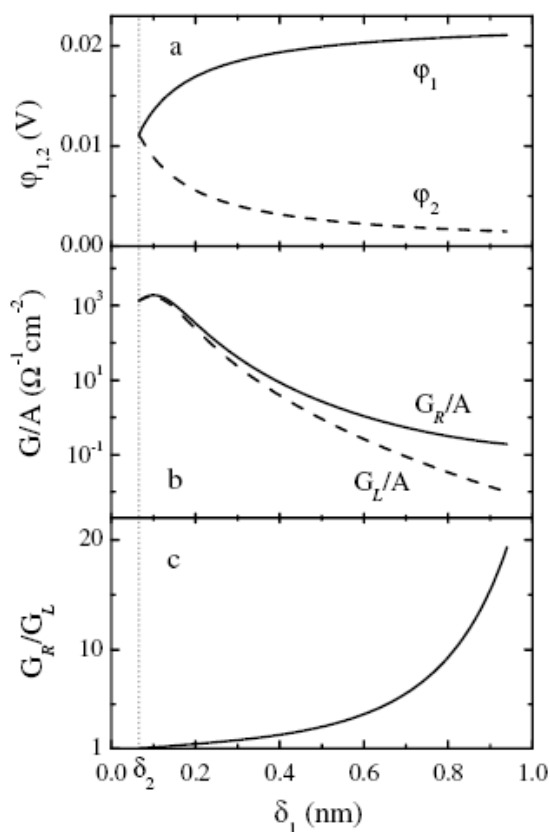


Рис. 4.3.

Амплитуды экранирующих потенциалов и отношение проводимостей как функции длины экранирования в одном из электродов.

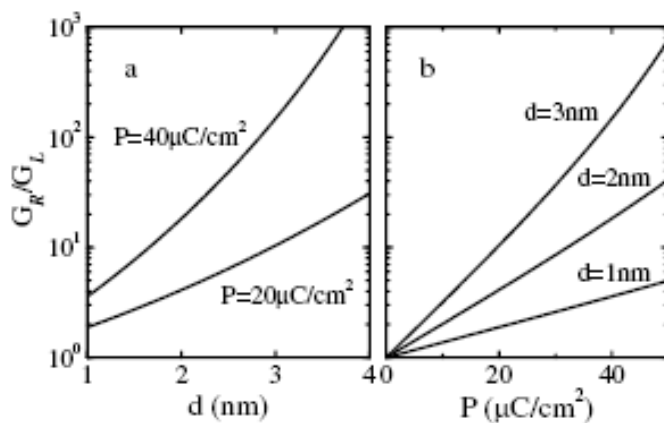


Рис. 4.4.

Отношение проводимостей  $G_R/G_L$  как функция толщины барьера (а) и поляризации сегнетоэлектрика (b).

Описанный эффект позволяет изменять поляризацию спинового тока, если ток инжектируется из магнитного узкозонного проводника через слой сегнетоэлектрика в немагнитный проводник.

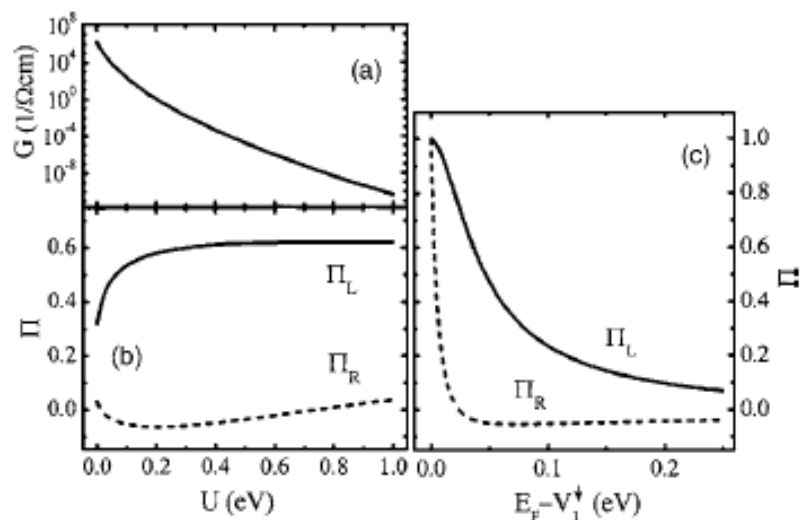


Рис. 4.5

Полная проводимость (а) и спиновая поляризация инжектированного тока в туннельном контакте МП/С/НП как функция высоты потенциального барьера  $U$  (а,б) и энергии Ферми (с) для противоположных направлений поляризации (индексы R и L) сегнетоэлектрического слоя толщиной  $d=3\text{нм}$ . Для (а) и (б)  $E_F - V_1^\uparrow = 0.06$  эВ и  $V_1 = V_2$ ; для (с)  $U=0.5$  эВ и  $V_2 - V_1^\uparrow = 0.025$  эВ.

В качестве узкозонного ферромагнетика могут быть взяты ферромагнитные полупроводники [17] или разбавленные магнитные полупроводники [18]. На Рис. 4.5 представлена полная проводимость и спиновая поляризация тока для трехслойной системы магнитный полупроводник/сегнетоэлектрик/немагнитный полупроводник. Обменное расщепление зоны проводимости задается с помощью зависящего от спина потенциала,  $V_1^\sigma = V_1 \pm \frac{1}{2} \Delta_{\text{exch}}$ . Эффективные массы электрона в полупроводниках принимались равными  $0.2m_0$ , обменное расщепление  $\Delta_{\text{exch}} = 0.05$  эВ.

Если оба электрода представляют собой магнитные полупроводники, то переключение поляризации приводит и к заметному изменению ГМС в такой системе.

### Основные результаты и выводы.

1. Разработан метод построения симметричной одночастичной функции Грина магнитной многослойной системы с произвольной ориентацией намагниченности магнитных слоев и произвольным числом слоев.

2. Разработан метод построения одночастичной функции Грина сегментированного магнитного нанопровода с сегментами разного радиуса и коллинеарной ориентацией намагниченности ферромагнитных сегментов.

3. Исследованы транспортные свойства магнитного сегментированного нанопровода с зависящим от спина рассеянием электронов на боковой поверхности провода. Найдены условия, при которых рассеяние электронов на боковой поверхности может как усиливать, так и подавлять ГМС.

4. Описан эффект спиновой блокады в магнитном сегментированном нанопровode с сегментами разного радиуса. На основе эффекта спиновой блокады предложено вентильное устройство, пропускающее поляризованный по спину ток при параллельной ориентации намагниченностей магнитных сегментов и полностью запирающее проводимость при антипараллельной конфигурации.

5. Исследована проводимость магнитной системы ферромагнетик/барьер с пинхолом/ферромагнетик в случае высокого потенциального барьера. Разработанный подход позволяет рассчитывать проводимость таких систем в случае, когда проводимость ферромагнитных слоев является диффузионной, и сравнивать вклад в сопротивление диффузионной проводимости ферромагнетиков и баллистической проводимости пинхола.

6. Создана теория межслойного обменного взаимодействия в магнитных системах с барьером, содержащим примеси или дефекты. Дано объяснение наблюдающимся в эксперименте характеристикам обменного взаимодействия в системах Fe/MgO/Fe и Fe/Si/Fe – антиферромагнитному характеру обмена и его большой абсолютной величине.

7. Создана теория переключения сопротивления в многослойных системах с сегнетоэлектрическими слоями, объясняющая наблюдающееся переключение сопротивления при переключении направления поляризации сегнетоэлектрика. Показано, что в системе, состоящей из узкозонных ферромагнитных проводников (магнитных полупроводников), происходит изменение спиновой поляризации тока и ГМС при переключении направления поляризации сегнетоэлектрического слоя.

#### Список цитируемой литературы.

- [1] M.N. Baibich, . M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff. Phys. Rev. Lett. 1988. V. **61**. P. 2472.
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Phys. Rev. B. 1989. V. **39**. P. 4828.



- [3] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, R. Meservey. Phys. Rev. Lett. 1995. V. **74**. P. 3273.
- [4] P. M. Levy, S. Zhang and A. Fert. Phys. Rev. Lett. 1990. V. **65**. P. 643.
- [5] A. Vedyayev, B. Dieny, and N. Ryzhanova. Europhys. Lett. 1992. V. **19**. P. 329.
- [6] R. Landauer. IBM J. Res. Dev., 1957. V. **1**. P.223.
- [7] F. Garcia-Moliner and V. R. Velasco. 1992 *Theory of Single And Multiple Interfaces* (Singapore: World Scientific Publishing ), 512 pages.
- [8] A. Vedyayev, B. Dieny, N. Ryzhanova, J. B. Genin and C. Cowache. Europhys. Lett. 1994. V. **25**. P 465.
- [9] A. Weisshaar, J. Lary, S. M. Goodnick, V. K. Tripathi. J. Appl. Phys. 1991. V. **70**. P. 355.
- [10] A. L. Sakhnovich, J. Math. Anal. Appl., 2000. V. **247**. P. 410.
- [11] T. Ono, Y. Ooka, H. Miyajima, Y. Otani, Appl. Phys. Lett. 1999. V. **75**. P. 1622.
- [12] J. C. Slonczewski, Phys. Rev. B. 1989, vol. **39**, p. 6995.
- [13] J. Faure-Vincent, C. Tiusan, C. Bellouard, E. Popova, M. Hehn, F. Montaigne, and A. Schuhl. Phys. Rev. Lett. 2002. V. **89**. P.107206.
- [14] R. R. Gareev, D. E. Bürgler, R. Schreiber, H. Braak, M. Buchmeier, and P. A. Grünberg, Appl. Phys. Lett. 2003. V. **83**. P. 1806.
- [15] J. Rodríguez Contreras, H. Kohlstedt, U. Poppe, R. Waser, C. Buchal, N. A. Pertsev. Appl. Phys. Lett. 2003. V. **83**. P. 4595.
- [16] A.V. Bune, V. M. Fridkin, S. Ducharme, L. M. Blinov, S. P. Palto, A.V. Sorokin, S. G. Yudin, and A. Zlatkin, Nature (London), 1998. V. **391**. P. 874.
- [17] Э. Л. Hараев, УФН. 1975. Т. **117**. С. 437.
- [18] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand. Science. 2000. V. **287**. P. 1019.

**Основные публикации, в которых изложены результаты диссертации:**

1. M. Ye. Zhuravlev, H. O. Lutz, and A. V. Vedyayev. Size Effect in the Giant Magnetoresistance of Segmented Nanowires.// Phys. Rev. **B**. 2001. V. **63**. P. 174409 (7 pages).
2. M. Ye. Zhuravlev, H. O. Lutz, and A. V. Vedyayev. The Construction of the Green Functions for GMR Structures of Complex Geometry.// J. Phys. A. 2001. V. **34**. P. 8383 – 8395.
3. M. Ye. Zhuravlev, W. Schepper, S. Heitmann, H. Vinzelberg, P. Zahn, I. Mertig, H. O. Lutz, A. V. Vedyayev, G. Reiss, and A. Hütten. Reliable Prediction of Giant Magnetoresistance (GMR) characteristics.// Phys. Rev. **B**. 2002 V. **65**. P. 144428 (4 pages).
4. Zhuravlev M.Ye., Schepper W., Heitmann S., Lutz H.O., Vedyayev A.V., Reiss G., Hütten A. Model Calculation of the Giant Magnetoresistance in Multilayers with an Arbitrary Number of Layers in “*Nanostructured Magnetic Materials and Their Applications. Springer Lecture Notes in Physics, 2593*” (Eds. D. Shi, B. Aktas, L. Pust, F. Mikailov). Springer Berlin.P. 43-57 (2002).
5. M.Ye. Zhuravlev, E.Y. Tsymbal, S.S. Jaswal, A.V. Vedyayev, and B. Dieny. Spin Blockade in Ferromagnetic Nanocontacts.// Appl. Phys. Lett. 2003. V. **83**. P. 3534-3536.
6. J. D. Burton, A. Kashyap, M. Ye. Zhuravlev, R. Skomski, E. Y. Tsymbal, S. S. Jaswal, O. N. Mryasov, and R. W. Chantrell. Field-Controlled Domain Wall Resistance in Magnetic Nanojunctions.// Appl. Phys. Lett. 2004. V. **85**. P. 251-253.
7. M. Ye. Zhuravlev, E.Y. Tsymbal, and S.S. Jaswal. Exchange Model for Oscillatory Interlayer Coupling and Induced Unidirectional Anisotropy in [Pt/Co](3)/NiO/[Pt/Co](3) Multilayers.// Phys. Rev. Lett. 2004, V. **92**. P. 219703 (Comment, 1 page).
8. M. Ye. Zhuravlev, E. Y. Tsymbal, and A. V. Vedyayev. Impurity-Assisted Interlayer Exchange Coupling Across a Tunnel Barrier.// Phys. Rev. Lett. 2005. V. **94**. P. 026806 (4 pages).
9. M. Ye. Zhuravlev, J. D. Burton, A. V. Vedyayev and E. Y. Tsymbal. A Symmetric Green Function for the Non-Collinear Magnetic Multilayer.// J. Phys. A: Mathematical and General. 2005. V. **38** P. 5547-5556.
10. M.Ye. Zhuravlev, R. F. Sabirianov, S. S. Jaswal, and E. Y. Tsymbal “Giant

- Electroresistance in Ferroelectric Tunnel Junctions”// Phys. Rev. Lett. 2005. V. **94**. P. 246802 (4 pages).
11. Zhuravlev MY, Jaswal SS, Tsymbal EY, Sabirianov RF. Ferroelectric switch for spin Injection.// Appl. Phys. Lett. 2005. V. **87**. P. 222114 (3 pages).
  12. M. Ye. Zhuravlev, J. Velev, A. V. Vedyayev and E. Y. Tsymbal. Effect of oxygen vacancies on interlayer exchange coupling in Fe/MgO/Fe tunnel junctions.// J. Magn. Mater. 2006. V. **300**. P. e277-e280.
  13. A. V. Vedyayev, B. Dieny, N. V. Ryzhanova, I. V. Zhukov, M. Ye. Zhuravlev, H. O. Lutz. Injection of spin-polarized current into semiconductor.// J. Magn. Mater. 2003. V. 258–259. P. 77–79.
  14. T. Katayama, S. Yuasa, J. Velev, M. Ye. Zhuravlev, S. S. Jaswal and E. Y. Tsymbal. Interlayer exchange coupling in Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions.// Appl. Phys. Lett. 2006. V. **89**. P. 112503 (3 pages).
  15. А. В. Ведяев, М. Е. Журавлев. Одноэлектронные функции Грина многослойных магнитных систем.// Теор. Мат. Физ. 2006, Т. **148**. С. 179-188.
  16. А. В. Ведяев, М. Е. Журавлев, Е. Цымбал, Б. Дени. Сопротивление туннельного барьера с пинхолом.// ЖЭТФ 2007, Т. **104**. С. 97-106.
  17. M. Ye. Zhuravlev, H. O. Lutz, A. V. Vedyayev. Theory of GMR and TMR in segmented magnetic nanowires.// ArXiv: cond-mat/0002325 v1 21 Feb 2000.
  18. J. Burton, A. Kashyap, M. Zhuravlev, R. Skomski, E. Tsymbal, S. Jaswal, O. Mryasov, R. Chantrell. Field-controlled domain-wall resistance in magnetic nanojunctions.// 49<sup>th</sup> Annual Conference on Magnetism & Magnetic Materials, Jacksonville, Florida, November 7-11, 2004, Book of Abstracts, P. 216.
  19. M. Y. Zhuravlev, J. Velev, and E. Y. Tsymbal. Interlayer exchange coupling across an MgO Barrier.// 50<sup>th</sup> Annual Conference on Magnetism & Magnetic Materials, San Jose, CA Oct. 30 – Nov. 3, 2004, Book of Abstracts, P. 216.
  20. M. Zhuravlev, E. Tsymbal, A. Vedyayev, N. Ryzhanova, F. Kanjouri, B. Dieny. Resonance effects in magnetic nanostructures.// Joint European Magnetic Symposia, Book of abstracts Dresden September 5-10 2004, p. 40.

21. M. Ye. Zhuravlev, R. F. Sabirianov, S. S. Jaswal, and E. Y. Tsymbal. Giant Electroresistance effect in Ferroelectric Tunnel Junctions.// Symposium T, "Ferroelectric Thin Films XIII", MRS Fall 2005 meeting, Boston, MA, USA, November 27 – December 1, 2005, Books of Abstracts, P. 549
22. M. Ye. Zhuravlev, J. Velev, A. V. Vedyayev, E. Y. Tsymbal. Effect of oxygen vacancies on interlayer exchange coupling in Fe/MgO/Fe Tunnel Junctions.// Book of Abstracts MISIM-2005, Moscow, 2005, June 25 – 30, P. 210-211.
23. J. Burton, A. Kashyap, M. Zhuravlev, R. Skomski, E. Tsymbal, S. Jaswal. Field-enhanced domain wall resistance in magnetic nanojunctions.// APS March Meeting, Montreal, Canada, March 2004, Book of Abstracts, J23.008.