

На правах рукописи

Нургулеев Дамир Абдулганович

ТУННЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СВЕРХРЕШЁТКАХ НА ОСНОВЕ
ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2010

Работа выполнена в Государственном образовательном учреждении высшего профессионального образования "Тульский государственный педагогический университет им. Л.Н. Толстого"

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Головнев Юрий Филиппович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Кожухарь Анатолий Юрьевич

доктор физико-математических наук,
профессор Вахитов Роберт Миннисламович

Ведущая организация: Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН

Защита состоится "9" июня 2010 г. в 14 час. 30 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.141.17 при ГОУ ВПО «Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана» по адресу: 248600, Калуга, ул. Баженова, 2, МГТУ им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МГТУ им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал

Автореферат разослан "7" мая 2010 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
к.т.н., доцент



Лоскутов С.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Среди наиболее перспективных направлений исследований в физике полупроводников является изучение условий и возможностей переноса пространственно ориентированного спина электрона из ферромагнетика в парамагнетик. Научный и практический интерес в последнее время здесь сосредоточился на гетероструктурах, содержащих ферромагнитные полупроводники (ФП), к которым относят соединения $3d$ - и $4f$ -металлов, обладающих ферромагнитным упорядочением при полупроводниковом характере проводимости. В них наблюдается сильная взаимозависимость магнитной и электронной подсистем, что способствует целенаправленному управлению различными параметрами ФП с помощью внешних электрического и магнитного полей. Перспективы по расширению функциональных возможностей различных устройств микроэлектроники, базирующихся на ФП, и привлекают физиков и практиков. В таких полупроводниках (EuO, EuS и т.д.) носители тока почти максимально поляризованы по спину, т.к. они находятся в обменном поле $\sim 10^7$ Гс, созданном $4f$ -электронами ионов Eu^{2+} , которые имеют рекордные для ферромагнетиков магнитные моменты в состоянии насыщения ($\sim 7\mu_B$).

Теоретические расчёты и практические разработки в области наноразмерных ферромагнитных гетеросистем, содержащих ФП, могут существенно расширить диапазон исследований твердотельных структур и заложить основы для разработки новых устройств для спинтроники, и, в частности, спиновой информатики. Здесь одной из важных теоретических задач является исследование механизмов спинового транспорта, в частности, резонансного туннелирования сквозь ферромагнитные барьеры типа EuS с учётом неупругих взаимодействий, например, между магнонами и просачивающимися электронами, с учётом ориентации спина у последних. Эта задача пересекается с одной из наиболее интересных проблем в физике ФП: изучением процессов электрон-магнонного взаимодействия в них.

Проницаемость барьеров приводит к наблюдению резонансных эффектов, используемых в туннельных структурах. Среди большого количества микроэлектронных устройств, структурными элементами которых являются системы туннельных барьеров, особое место занимают мультислои на основе ферромагнитных материалов. В сверхрешётках (СР) на их основе помимо квантоворазмерных эффектов, наблюдаемых в системах пониженной размерности, возникают явления, связанные с магнитными свойствами составляющих компонент.

При этом ФП позволяют получать спин-поляризованный ток носителей, достигая почти 100%. Например, при использовании в качестве инжектора спин-поляризованных электронов ФП EuO была экспериментально получена степень поляризации 85%, а теоретические оценки достигают до 96% и ограничиваются естественным размытием функции распределения Ферми

на "хвосте" плотности состояний электронов. Приведенные свойства играют определяющую роль в выборе материалов для туннельных спинтронных устройств. Практическое применение этих явлений связано задачей анализа транспортных свойств, и в первую очередь туннельной прозрачности, используемой гетероструктуры. Таким образом, среди материалов для конструирования туннельных спинтронных структур можно выделить гетероструктуры на основе халькогенидов редкоземельных элементов, например, таких как EuS/PbS.

Объектом исследования настоящей работы являются гетеросистемы на основе изоструктурной гетеропары ферромагнитный полупроводник – парамагнитный полупроводник – гетеросистемы на основе моносulfида европия.

Предмет исследования – туннельные процессы и транспортные свойства в гетеросистемах на основе моносulfида европия.

Цель исследования – расчёт туннельной прозрачности сверхрешёток на основе ФП EuS, анализ и оценка вкладов упругого и неупругого резонансного туннелирования через такие гетероструктуры.

Основные задачи:

1. Моделирование процесса туннелирования в сверхрешётке EuS/PbS.
2. Расчёт резонансной туннельной прозрачности гетероструктуры EuS/PbS.
3. Расчёт упругого и неупругого резонансного туннелирования в гетероструктуре.
4. Моделирование процесса взаимодействия носителей тока в ферромагнитных барьерах в гетероструктуре EuS/PbS.
5. Оценка вкладов неупругих каналов взаимодействия в резонансную туннельную прозрачность.
6. Анализ поведения наблюдаемых характеристик при туннелировании через слой EuS.

Научная новизна работы состоит в следующих положениях:

- впервые предложена модель взаимодействия спинполяронов с магнонами в гетероструктурах типа EuS/PbS в барьерных слоях ферромагнитного сульфиды европия;
- проведён расчёт резонансной туннельной прозрачности гетероструктуры EuS/PbS;
- впервые предложен расчёт неупругих каналов туннельной прозрачности с учётом магнитополяронного сдвига резонансных уровней для сверхрешёток на основе ферромагнитных полупроводников;
- оценен вклад неупругих каналов в процесс резонансного туннелирования в гетероструктуре EuS/PbS.

Практическая и научная значимость, полученных в работе результатов, определяется тем, что предложенная модель резонансного туннелирования может быть использована для расчётов транспортных свойств сверхре-

шѐток на основе ферромагнитных полупроводников, а рассмотренная гетероструктура в качестве материалов для магнитомикроэлектроники.

На защиту выносятся:

1. Результаты расчѐта резонансной туннельной прозрачности гетероструктур на основе EuS, выделение влияния упругого и неупругого взаимодействия на процесс.

2. Предложенная модель взаимодействия спинполяронов с магнонами в гетероструктурах типа EuS/PbS в барьерных слоях ферромагнитного сульфида европия.

3. Расчѐт резонансной туннельной прозрачности гетероструктуры EuS/PbS в предложенной модели.

4. Расчѐт неупругих каналов туннельной прозрачности с учѐтом магнитополяронного сдвига резонансных уровней для сверхрешѐток на основе ферромагнитных полупроводников;

5. Оценка вкладов неупругих каналов в процесс резонансного туннелирования в гетероструктуре EuS/PbS;

6. Моделирование эксперимента по резонансному туннелированию через EuS-барьер.

Личный вклад автора. Автором работы получены основные результаты и сформулированы научные положения, выносимые на защиту. Им также проведен анализ возможности использования полученных результатов теоретических исследований в практических приложениях и подготовлены все материалы к опубликованию.

Апробация полученных результатов. Основные результаты диссертационной работы обсуждались и докладывались на шестнадцати Международных научных конференциях "Студент и научно-технический прогресс" (Новосибирск, 2006), Современные проблемы математики, механики, информатики (Тула, 2006, 2008), "Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы" (Ульяновск, 2007-2009), "Фундаментальные и прикладные проблемы физики полупроводников и источников света" (Саранск, 2009), "Химия твѐрдого тела и современные микро- и нанотехнологии" (Кисловодск - Ставрополь, 2007-2009), "Актуальные проблемы физики твѐрдого тела" (Минск, 2007, 2009), Харьковской нанотехнологической ассамблеи (Харьков, 2008), "Физика электронных материалов" (Калуга, 2008), XIX Международной школе-семинаре «Новые магнитные материалы микроэлектроники (Москва, 2009), 50-й научной конференции МФТИ с Международным участием «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук» (Москва – Долгопрудный, 2007) и семи Всероссийских конференциях - молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2006-2009), "Фундаментальные и прикладные проблемы физики полупроводников и источников света" (Саранск, 2007), "Физика и технология аморфных и наноструктурированных материалов и систем" (Рязань, 2008-2009).

Публикации. Основные результаты диссертации отражены в 30 изданиях, в том числе в 4 журналах из списка ВАК.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, общих выводов, списка используемой литературы, включающего 121 наименование, и изложена на 116 страницах машинописного текста, в том числе 17 рисунков и 1 таблица.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, определены цель и задачи, выносимые на защиту, показаны научная новизна и прикладное значение работы.

Первая глава отражает современное состояние изученности темы, критически рассмотрены результаты исследований транспортных свойств сверхрешёток на основе ферромагнитных полупроводников, выявлены вопросы, требующие решения в настоящей работе. Рассмотрены основные представления о резонансном туннелировании в низкоразмерных полупроводниковых гетеросистемах, необходимые условия резонансного туннелирования. Туннельная прозрачность барьера резко возрастает при существовании в нём локализованных состояний, резонансных для туннелирующего электрона. Эти состояния образуются при введении в барьер примеси. Туннелирование электронов в СР происходит также по уровням размерного квантования ям, разделяющих потенциальные барьеры. Каждое из этих условий обычно рассматриваются по-отдельности. Однако если последнее определяется геометрией рассматриваемых СР (величиной скачков потенциала на гетерограницах и шириной слоёв), то процесс туннелирования через состояния в барьере, зависит от свойств материалов, образующих СР, и получено в виде формулы Брейта-Вигнера без учёта природы барьера или примесей. Задача о резонансном туннелировании решалась при учёте электрон-фононного взаимодействия. При исследовании туннелирования через ферромагнитные барьеры EuS необходимо учитывать взаимовлияние ориентации спинов подвижных носителей и намагниченности самих барьеров.

Рассмотрены существующие методы расчётов туннельной прозрачности, а также проблема учёта влияния электрон-фононного и электрон-магнонного взаимодействия на резонансное туннелирование электронов через ферромагнитный барьер.

Во второй главе рассматривается резонансное туннелирование через гетероструктуру на основе ФП как упругий процесс, выявлены условия, приводящие к открытию неупругих каналов взаимодействия.

Получено общее выражение для определения туннельной прозрачности ферромагнитных барьеров, проведён расчёт туннельной прозрачности сверхрешёток на основе EuS. Рассматривается вопрос о том, каким образом резонансная туннельная прозрачность зависит от времени туннелирования элек-

трона и его соотношения с временными характеристиками t_c внутреннего обменного поля барьера из ФП.

Для расчёта туннельной прозрачности, выделен вклад резонансного туннелирования и рассмотрены возможные варианты протекания процесса в зависимости от значения времени жизни электрона в резонансном состоянии, которое определяется величиной $t_0 \approx 1/2\Gamma$, и может принимать значения от 10^{-14} до $10^{-2}c$. При этом время туннелирования может увеличиваться при сужении образованной локализованными уровнями зоны $2\Gamma \sim 0,7\text{эВ} \sim 1/0,6 \cdot 10^{-14}c$, причиной чего будет являться взаимодействие спинов барьере.

В рассматриваемой модели внутреннее обменное поле действует независимо от внесения в барьер лишнего (туннелирующего) электрона, характерное время корреляций внутреннего обменного поля в ферромагнетике $\sim 10^{-10}c$. Этот временной параметр может изменяться при повышении температуры или приложении внешнего магнитного поля.

Показано, что наличие f -состояний существенно влияет на величину коэффициента проникновения $T(E)$ гетероструктуры PbS-EuS-PbS для определенного направления спинов туннелирующих электронов. Добавление резонансного туннелирования по $4f$ -состояниям в барьере заметно повышает его прозрачность. В таком случае туннельную прозрачность гетеробарьера можно изменять магнитным полем, что в свою очередь может стать причиной резкого изменения магнитосопротивления такой композиционной системы.

Рассмотрено влияние флуктуаций обменной энергии на величину туннельной прозрачности. В случае предельно медленных флуктуаций обменного поля туннелирование является квазиупругим, и прозрачность барьера имеет двухпиковую структуру. Когда $t_c \ll t_0$, туннелирование становится существенно неупругим и туннельная прозрачность имеет вид лоренцевского пика. В реализуемой ситуации неупругое туннелирование возможно лишь в случае воздействия не гетероструктуру внешними факторами, например температурой. При повышении $T > T_K$ ферромагнитный порядок нарушается и необходимо рассматривать случайное движение энергии резонансных уровней, вследствие чего уровни входят в резонанс и выходят из него.

Проведён анализ реализации различных случаев соотношения временных характеристик при туннелировании электронов через ферромагнитный барьер. Интерес представляет случай $t_0 \ll t_c$, т.к. в нашей модели электрон туннелирует в случайном как по направлению, так и по величине обменном поле, которое не успевает существенно измениться в течение времени t_0 . При туннелировании электрона ($T \rightarrow 0K$) через слой EuS происходит взаимодействие подвижного носителя с намагниченностью барьера, а фактически со спиновой волной, порождаемой "лишним" (туннелирующим) электроном.

В третьей главе проводится расчёт неупругих каналов резонансного туннелирования, решается задача о туннелировании через ферромагнитный барьер при учёте электрон-магнонного взаимодействия, рассмотрено формирование магнитного полярона малого радиуса с узкой исходной зоной. В спин-волновом приближении получено сужение зоны носителя, экспоненциально зависящее от температуры.

При $T \rightarrow 0$ К полная энергия ниже при параллельных спинах электрона и ионов. При отличных от нуля температурах ионные спины характеризуются определённой разупорядоченностью, однако медленный электрон обнаруживает тенденцию поляризовать ионные спины, находящиеся по соседству с ним, увеличивая степень ферромагнитного упорядочения. Если зона достаточно узка, электрон будет захвачен ферромагнитным спиновым облаком, для его перемещения требуется некоторая энергия активации. Эта квазичастица (электрон + спиновая поляризация соседних с ним ионов) называется магнитным поляроном и во многом аналогична электростатическому полярону.

В ферромагнитном слое преобладает обменное взаимодействие между спинами электронов проводимости и магнитными моментами узлов решётки. Минимум полной энергии такой системы при $T \rightarrow 0$ К достигается в случае параллельности тех и других спинов. Когда $T > 0$ К ионные спины (моменты) определённым образом начинают разупорядочиваться из-за тепловых колебаний атомов в решётке. Спины же электронов проводимости обнаруживают при этом тенденцию поляризовать их, восстанавливая в какой-то мере определённую степень ферромагнитного порядка в кристалле. В случае малого числа носителей заряда в кристалле оказывается возможным и энергетически выгодным образование областей с повышенным (по сравнению со средним) ферромагнитным порядком. Эти области могут перемещаться по кристаллу подобно полярону с определённой энергией активации (E_p), определяющей ширину такой поляронной зоны. Последняя связана с температурой законом $W_p = I_{эф} e^{-\gamma}$, где $\gamma = |E_p|/\omega$. Повышение температуры приводит к сильному сужению такой поляронной зоны и, если величина W_p оказывается меньше энергии дна зоны проводимости, то между ними возникает щель. Особенностью же редкоземельных полупроводников является то, что в них существует ещё и магнитный обмен между ними, приводящий к понижению дна зоны проводимости, т.е. "красному" смещению при $T < T_K$. Обе эти причины приводят к тому, что в EuS при определённой концентрации носителей заряда $n \approx (1 \div 2) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $T < T_K$ дно зоны проводимости, опускаясь, пересекает поляронные уровни.

Таким образом, электроны 4f-оболочки в ферромагнитно-упорядоченной матрице EuS представляют собой доноры, образующие глубокие по отношению к дну зоны проводимости (эффективная ширина запрещённой зоны EuS $\Delta E_{g_{эф}} \approx 1,6 \text{ эВ}$) локальные магнитополяронные уровни.

Ферромагнитное упорядочение в EuS слое следует понимать, в том смысле, что полный момент системы максимален. Качественно это означает, что спины всех атомов, независимо от того, есть ли на них электроны проводимости или нет, направлены одинаково, и переходы электронов с атома на атом лишь меняют длину векторов спина, не меняя их направления (это эквивалентно движению в барьере "неправильных" спинов $S + 1/2$). Наличие в такой системе магнона означает, что в барьере распространяется волна отклонений спина, специфика которой состоит в том, что её движение происходит на фоне движения в слое EuS "неправильных" спинов $S + 1/2$. Прохождение волны через атом, независимо от того есть ли на нём электрон или нет, равным образом приводит к уменьшению проекции его спина на единицу.

В таком случае построение спинполяронного гамильтониана производится путем его разложения по степеням магنونных операторов. С учётом того, что система сохраняет число магнонов, это разложение имеет вид

$$H = H_0 + H_1 + O(b^+ b^+ b b), \quad (1) \quad H_0 = B \sum a_g^+ a_{g+\Delta}^+ - \frac{AS}{2} \sum a_g^+ a_g^+, \quad (2)$$

$$H_1 = B \sum [X(b_g^+ b_g + b_{g+\Delta}^+ b_{g+\Delta}) + Y b_g^+ b_{g+\Delta} + Z b_{g+\Delta}^+ b_g] a_g^+ a_{g+\Delta}^+, \quad (3)$$

где a_g^+, a_g и b_g^+, b_g - соответственно, операторы рождения и уничтожения спинполярона и магнона на атоме g ; X, Y, Z - неизвестные коэффициенты, которые находятся из рассмотрения собственного состояния системы с одним магномом. Его волновая функция может быть представлена в виде

$$\Phi = \sum c_{gh} a_g^+ b_h^+ |v\rangle, \quad (4)$$

где $|v\rangle$ - вакуумная функция для спинполярона и магнона. H_0 в (2) описывает спинполяроны, не взаимодействующие с магнонами, т.е. при $T \rightarrow 0$ К. Гамильтониан H_1 можно представить в виде

$$H_1 = B \sum \left[\frac{b_g^+ b_{g+\Delta}^+}{2S+1} - \left(1 - \sqrt{\frac{2S}{S+1}} \right) (b_g^+ b_g + b_{g+\Delta}^+ b_{g+\Delta}) \right] a_g^+ a_{g+\Delta}^+. \quad (5)$$

Как видно из структуры H_B , переходы электрона с атома на атом должны происходить без изменения проекции его спина. Таким образом, после перехода на соседний атом спин электрона оказывается тоже параллельным спину этого атома, т.е. выигрыш в энергии s - l -обмена остаётся максимально возможным (равным $AS/2$). В поляронном состоянии электрон передвигается в ферромагнитном слое совместно с созданной им поляризацией. За счёт этого его энергия по сравнению с энергией в неполяризуемой решётке смещается вниз на величину, равную энергии поляризации решётки, а эффективная масса возрастает. При $T \rightarrow 0$ К спинполяронное состояние совпадает с зонным, но при конечных температурах $0 < T < T_K$ они становятся существенно различными: магнитополяронное состояние позволяет получить максимально возможный выигрыш в энергии s - l -обмена, хотя при конечных температурах ширина спинполяронной зоны оказывается меньше, чем ширина электронной зоны $2z|B|$. С ростом температуры дно спинполяронной зоны сдвигается

вверх, а его эффективная масса возрастает. Сдвиг энергии спинполяронов с температурой пропорционален произведению их средней энергии взаимодействия с магнонами $\sim T$, и среднего числа магнонов $\sim T^{3/2}$.

В четвёртой главе предложена модель взаимодействия спинполяронов с магнонами в ферромагнитных барьерных слоях гетероструктур, для СР EuS/PbS оценен вклад неупругих каналов в процесс резонансного туннелирования в гетеросистеме. Показано, что не только сбой фаз электронных волновых функций влияет на процесс прохождения носителей через ФП. Электрон-магнонное взаимодействие в барьере приводит к динамическому эффекту связывания электрона и магнона в состояние поляронного типа, что приводит к существенному размытию резонансной линии туннельной прозрачности (ТП) и возникновению неупругих каналов резонансного туннелирования. Тем не менее, интегральная вероятность туннелирования не зависит от величины электрон-магнонного взаимодействия остаётся той же. Полученные результаты применены к анализу резонансного туннелирования через слой сульфида европия в СР EuS/PbS.

Определяющую роль в процессе просачивания электрона через ферромагнитный барьер играет туннелирование через закрытую квантовую яму. Для выявления характерных особенностей рассматривается взаимодействие в гетеробарьере с одним рассеивающим центром.

Ферромагнитное упорядочение существенно влияет на характер движения электронов, попадающих в барьер, ориентируя их спины параллельно. Носители тока с противоположным направлением спина рассеиваются, не обладая достаточной энергией для его переворота. При этом электрон взаимодействует с ионом при близком по энергии расположении к его центру локализации. Величина обменной связи пропорциональна квадрату модуля волновой функции носителя тока в месте нахождения Eu^{2+} . В свою очередь, концентрация электронов проводимости оказывает влияние на магнитное упорядочение слоя EuS, достигая максимального значения на берегах туннельного контакта с парамагнитным полупроводником и уменьшаясь к центру. Это явление приводит к медленным флуктуациям магнитных моментов иона по величине и отклонениям по направлению. Однако при этом суммарный спин ионов Eu^{2+} не меняется.

Взаимодействие спинов туннелирующих электронов со спинами рассеивающих центров из-за высокой плотности последних необходимо рассматривать, как взаимодействие магнитных поляронов малого радиуса (спинполяронов) с магнонами различной частоты. Указанные уточнения приняты во внимание при построении оператора полной энергии системы, воспользовавшись методом туннельного гамильтониана:

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_l E_l a_l^+ a_l + \sum_r E_r b_r^+ b_r + \sum_{f\sigma} \epsilon_{f\sigma} c_{f\sigma}^+ c_{f\sigma} + \sum_{lf\sigma} g_{lf} (a_l^+ c_{f\sigma} + c_{f\sigma}^+ a_l) + \\
 & + \sum_{rf\sigma} g_{rf} (b_r^+ c_{f\sigma} + c_{f\sigma}^+ b_r) + \sum_q \hbar \omega_q d_q^+ d_q + \sum_{qf\sigma} J \sqrt{\frac{S}{2N}} (d_q^+ c_{f\sigma}^+ c_{f+q-\sigma} + d_q c_{f-\sigma}^+ c_{f-q\sigma}),
 \end{aligned} \tag{6}$$

где E_l (E_r) - энергия электрона в левом (правом) берегу туннельного контакта; a_l^+ (a_l), b_r^+ (b_r)- операторы рождения (уничтожения) электрона в левом (правом) берегу; $\varepsilon_{f\sigma} = E_f - \sigma \frac{JS}{2}$ - электронный спектр с учётом обменного расщепления; $c_{f\sigma}^+$ ($c_{f\sigma}$) - операторы рождения (уничтожения) электрона в резонансном состоянии на центре с квазиимпульсом f и спином σ ; g_{lf} , g_{rf} - гибридизационные константы; ω_q - магنونный спектр; d_q^+ (d_q) бозе-операторы рождения (уничтожения) магнона с квазиимпульсом q ; J - обменный интеграл ($J \gg \hbar\omega_q$); N - число магнитных атомов, S - суммарный спин магнитного иона. Состояние туннелирующего электрона описывается волновой функцией

$$\psi(t) = \sum_l \alpha_l(t) e^{-\frac{E_l t}{\hbar}} a_l^+ \Phi_0 + \sum_r \beta_r(t) e^{-\frac{E_r t}{\hbar}} b_r^+ \Phi_0 + \sum_{f\sigma} \gamma_{f\sigma}(t) e^{-\frac{E_{f\sigma} t}{\hbar}} c_{f\sigma}^+ \Phi_0, \quad (7)$$

где $\alpha_l(t)$, $\beta_r(t)$, $\gamma_{f\sigma}(t)$ - спиноры, описывающие состояния спина электрона в левом, правом берегах и на центре. Полная прозрачность барьера для электрона с начальной энергией E равна:

$$T(E) = 4 \frac{\Gamma_l \Gamma_r}{\Gamma_l + \Gamma_r} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{\infty} dt e^{-i(E+\Gamma)t} \langle G(t,0) \rangle \right\}. \quad (8)$$

В случае большого спинового расщепления резонансного уровня, как в рассматриваемой задаче, выражение для туннельной прозрачности получает

$$\text{вид } T(E) = 4 \frac{\Gamma_l \Gamma_r}{\Gamma_l + \Gamma_r} N(E), \quad (9) \quad \text{где } N(E) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{E}{\eta(\omega)} \right)^2 e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{E}{\eta(\omega)} \right)^2} \quad (10)$$

- плотность состояний образуемых локализованными электронами в барьере.

Результаты расчётов приводят к двугорбой форме кривой туннельной прозрачности. Однако не объясняются одними лишь фазовыми сдвигами электронных волновых функций. Характерные максимумы туннельного спектра связаны с образованием связанных электрон-магنونных состояний в ферромагнитном EuS при взаимодействии носителей спина.

Величина взаимодействия спинполярон-магنونного взаимодействия определяется значением безразмерного параметра $(u_q/u_0)^2$, где $u_0 = (\hbar/M\omega_q)^{1/2}$ - амплитуда нулевых отклонений спинов магнитного иона, а $u_q \approx \Lambda/M\omega_q^2 a$ - характерная величина магнитополяронной деформации, обусловленная локализацией электрона на центре (ω_q - частота магнона, Λ - константа деформационного потенциала, M - масса иона, a - параметр решётки). Спинполярон-магنونное взаимодействие приводит к существенной гиб-

ридизации квазилокального электронного состояния и магнанных степеней свободы при условии $(u_q/u_0)^2 \gg 1$.

В результате вместо единичного "примесного" уровня спинполярон-магнанные состояния на центре распределены в энергетической полосе, ширину которой можно оценить соотношением $D_q \approx \hbar\omega_q \frac{u_q}{u_0} \gg \hbar\omega_q$. (11)

Ширина резонансной линии в отличие определяется не значением Γ , а величиной $D_q \gg \Gamma$. Максимальное значение полной вероятности туннелирования электрона как функция начальной энергии E оценивается выражением $\max T(E) \approx \Gamma/D_q$.

При низких температурах все спины рассеивающих центров параллельны. Спиновая волна в барьере имеет бесконечно большую длину. Однако если в барьере оказывается лишний (туннелирующий) электрон, то будет происходить движение "неправильного" спина $S + 1/2$ по решётке "правильных" S . Т.е. движению лишнего электрона сопутствует перемещение магнитного полярона малого радиуса. Такой спинполярон и будет взаимодействовать барьерными магнонами, частота которых зависит от температуры. Т.к. все ионы Eu^{2+} в EuS эквивалентны друг другу, электрон проводимости передвигается с одного иона на другой посредством реакции перезаряда $\text{Eu}^+ + \text{Eu}^{2+} \rightarrow \text{Eu}^{2+} + \text{Eu}^+$.

Локализация спинполярона на резонансном центре в барьере описывается гамильтонианом электрон-магнного взаимодействия, который записывается в виде:

$$\tilde{H}_{cq} = \sum_f (\epsilon_f - \eta_q) \tilde{c}_f^+ \tilde{c}_f + \sum_q \omega_q \tilde{d}_q^+ \tilde{d}_q, \quad (12)$$

(знак \sim означает проведённые канонические преобразования над соответствующими операторами).

Соотношение (12) показывает, что резонансное значение энергии электронного состояния $\epsilon_{f\sigma}$ испытывает поляронный сдвиг. При этом гибридизация зонных состояний и магнонов эффективно происходит по-прежнему в полосе энергий, центр которой совпадает с резонансным значением $\epsilon_{f\sigma}$. Ширина этой полосы может быть определена соотношением

$$D = \sum J(m) e^{-S_T(m)} e^{-ikm}, \quad (13)$$

которое содержит множитель $e^{-S_T(m)}$. Он даёт экспоненциальное убывание ширины зоны и соответствующий рост эффективной массы электрона с воз-

растанием температуры $S_T(m) = -J(m) \sqrt{\frac{2S}{N} \sum_q (\hbar\omega_q)^{-1} e^{-iqR}}$, (14)

где R - радиус-вектор узла, m - расстояние до ближайшего соседа. Переходы зонных электронов в состояния этой полосы определяют размытие линии резонансного туннелирования и его неупругий характер ($E_l \neq E_r$). Потеря энер-

гии в процессе прохождения электроном барьера, определяется величиной η_q

$$\text{из соотношения} \quad \eta_q = \sum_q \left(J \sqrt{\frac{S}{2N}} \right)^2 \frac{1}{\omega_q}, \quad (15)$$

которая и отвечает за поляронный сдвиг резонансного уровня и представляет собой энергию активации магнитного полярона.

Полная вероятность туннелирования электрона с заданной энергией имеет вид:

$$T(\varepsilon) = \int dE_1 T(\varepsilon \rightarrow \varepsilon_1) = 2 \frac{\Gamma_l \Gamma_r}{\Gamma_l + \Gamma_r} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-\Gamma|t| + i(\varepsilon - \varepsilon_1)t} e^{-\sum_q \frac{|\alpha_q|^2}{\omega_q^2} ((2n_q + 1) - (n_q + 1)e^{-i\omega_q t} + n_q e^{i\omega_q t})}, \quad (16)$$

$$\text{где} \quad n_q = \left[e^{\frac{\omega_q}{T}} - 1 \right]^{-1}, \quad \varepsilon_1' = \varepsilon_l - \eta_q.$$

При $\alpha_q = J \sqrt{\frac{S}{2N}} \ll \omega_q$ величина вкладов в $T(\varepsilon)$ с участием n магнов падает по закону $|\alpha_q/\omega_q|^2$. Учитывая процессы с участием одного магнона, получены $T(\varepsilon) = (1 - C)T_{res}(\varepsilon_l') + \sum_q A_q T_{res}(\varepsilon_l' - \omega_q) + \sum_q B_q T_{res}(\varepsilon_l' + \omega_q)$, (17)

$$T_{res}(\varepsilon) = \frac{4\Gamma_l \Gamma_r}{\varepsilon^2 + (\Gamma_l + \Gamma_r)^2}, \quad A_q = \left| \frac{\alpha_q}{\omega_q} \right|^2 (n_q + 1), \quad B_q = \left| \frac{\alpha_q}{\omega_q} \right|^2 n_q, \quad C = \sum_q (A_q + B_q). \quad (18)$$

В случае $|\alpha_q| \gg \omega_q$ существенны вклады магнов различной частоты.

При разложении в ряд по степеням $\omega_q t \approx |\omega_q/\alpha_q|^2 \ll 1$ до членов второго порядка и выполнении условия $\Gamma^2 \ll D_q^2(T) \equiv \sum_q |\alpha_q|^2 (2n_q + 1)$, получено

$$T(\varepsilon) = 2^{\frac{3}{2}} \pi^{\frac{1}{2}} \frac{\Gamma_l \Gamma_r}{\Gamma D_q^2(T)} \exp \left[\frac{-(\varepsilon - \varepsilon_l)^2}{2D_q^2(T)} \right]. \quad (19)$$

Таким образом, включение электрон-магнонного взаимодействия приводит к существенному уширению резонанса.

При $\alpha_q/\omega_q \ll 1$ имеется резонансный лоренцевский пик при $\varepsilon \approx \varepsilon_l$, ширина которого, однако, превосходит брейт-вигнеровскую $\Gamma/2\tau$. С увеличением η интенсивность крыльев возрастает, а положение резонансного пика смещается в соответствии с ростом магнитополяронного сдвига (рис. 1).

Обменное взаимодействие приводит к рассеянию электронов на спиновых волнах. Электроны главным образом взаимодействуют с магнонами, энергия которых $\hbar\omega_q \approx kT$. Взаимодействие носителя спина в барьере с магномом и приводит к образованию спинполярона. Это приводит к размытию

резонансной линии и возникновению неупругих каналов резонансного туннелирования, сохраняя при этом его интегральную интенсивность. Тогда вместо единичного $4f^7$ -уровня электрон-магнонные состояния образуют энергетическую полосу с центром $\varepsilon_{f\sigma}$. При отсутствии электрон-

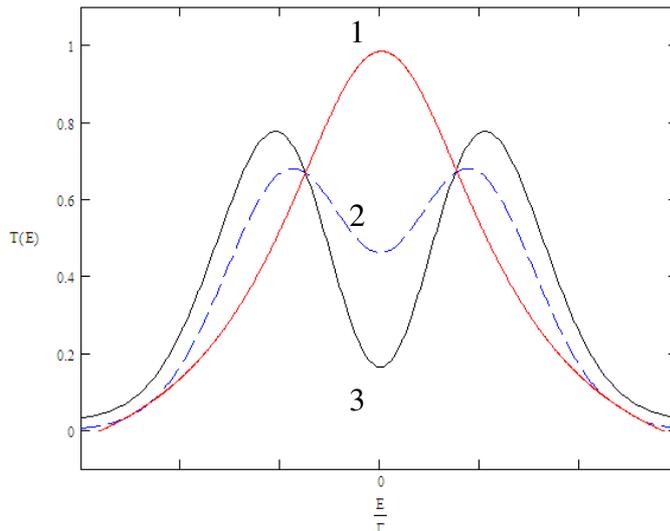


Рис. 1. Туннельная прозрачность гетеробарьера EuS: 1 - $\eta \approx 0$; 2, 3 - $\eta > 0$

магнонного взаимодействия $\eta_q = 0$ упругое резонансное туннелирование определяется формулой Брейта-Вигнера.

Когда $\eta_q \neq 0$ в туннелирование включаются неупругие процессы (электрон-магнонное взаимодействие). Основной вклад в $T(E)$ связан с уменьшением вероятности упругого и параллельным включением неупругого канала резонансного туннелирования. Величина T_{in} зависит от передаваемой энергии магнону $\varepsilon - \varepsilon_l$. При сильном электрон-магнонном взаимодействии T_{in} максимальны, хотя по абсолютной величине разность не превышает D_q .

Рассмотрено влияние электрон-магнонного взаимодействия на элементарный акт резонансного туннелирования через ферромагнитный потенциальный барьер EuS. Реальный эксперимент подразумевает просачивание электронов через барьер EuS, содержащий большое число локализованных состояний. Их энергии распределены в интервале $\Delta = 0,7 \text{ эВ}$. В переносе спина через контакт участвуют только те из них, энергии которых лежат

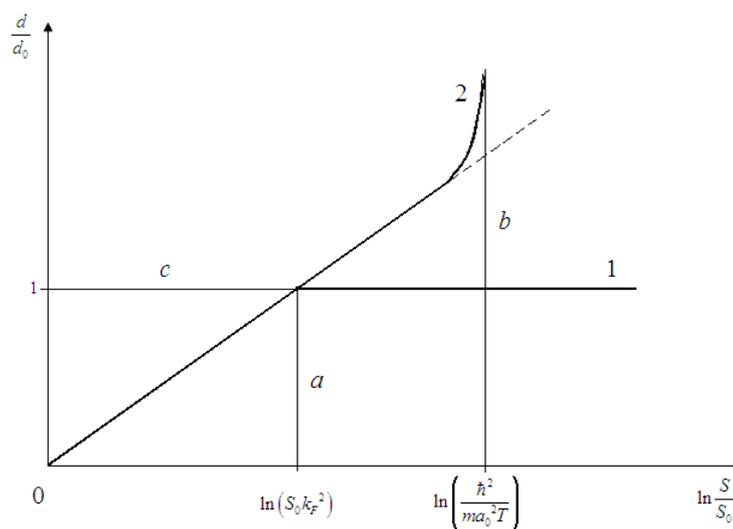


Рис. 2. Области характерных величин площади контакта S и толщины ферромагнитного слоя d . В области a - определяется прямым туннелированием; в области b - резонансным; в области c - велики флуктуации G . Штриховая линия разделяет области b и c при $T \rightarrow 0 \text{ K}$

вблизи уровня Ферми в пределах температурного размытия или энергетического дисбаланса, вызванного приложенным к контакту напряжением U .

В резонансных процессах эффективно участвуют состояния, локализованные вблизи середины барьера ($|x| \leq a_0$) и лежащие (при $T \rightarrow 0K$) в пределах энергетической полосы $\sim \Gamma$ вблизи уровня Ферми. Двумерная концентрация таких состояний $n_0 \sim N(\epsilon_F) a_0 \Gamma$, где $N(\epsilon_F)$ плотность состояний в EuS, определяемая берегами туннельного контакта. Понятие проводимости имеет смысл для контактов площади $S \gg n_0^{-1}$. В противном случае характеристики контакта зависят от конкретной реализации расположения состояний в нём (флуктуации G велики). Принимая во внимание порядковую оценку

ку $\Gamma \sim \left(\frac{\hbar^2}{ma_0^2} \right) e^{-d/a_0}$, получено

условие на параметры S , d , при которых флуктуации G малы

(см. рис. 2.) $\ln \left(\frac{S}{S_0} \right) > \frac{d}{a_0}$,

$$S_0 = \frac{ma_0}{\hbar^2 N(\epsilon_F)}. \quad (20)$$

При обратном неравенстве преобладают процессы прямого туннелирования через барьер. Т.о., для серии контактов с растущей величиной d и фиксированной площадью $S < S_0^2 k_F^2$ должен наблюдаться переход (кроссовер) от зависимости $\ln G(d) \sim -\frac{2d}{a_0}$

при $d < d_0$ к зависимости $\ln G(d) \sim -\frac{d}{a_0}$ (переход через линию 1 на рис. 2).

Одним из важных экспериментально возможных явлений можно считать оценку влияния электрон-магнонного взаимодействия на поведение вольт-амперных характеристик туннельного контакта из EuS в гетероструктуре. Для контакта большой площади ($\sim 10^{-13} \text{ м}^2$) при малых (порядка нескольких mB) смещениях eU нелинейность целиком связана с взаимодействием носителей тока с магнонами внутри барьера. Интересные проявления электрон-магнонного взаимодействия возникают, в случае $S \leq S_0 (S_0 k_F^2)^{\frac{d}{a_0}}$, когда ВАХ контакта отражает определённую реализацию случайного энерге-

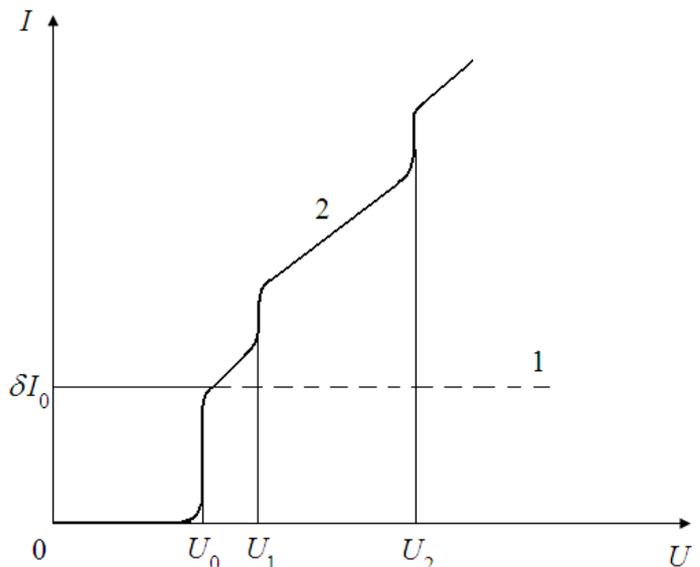


Рис. 3. Зависимость $I(U)$ для одного резонансного центра в EuS: 1- $I(U)$ при $\alpha_q = 0$; 2- $I(U)$ при слабом электрон-магнонном взаимодействии

тического и пространственного распределения резонансных состояний внутри $4f$ -зоны. Рассмотрено влияние одного резонансного уровня на ВАХ при низких ($T \leq \Gamma$) температурах, для которого $\varepsilon_f - \varepsilon_F = \Delta > 0$. В отсутствие взаимодействия с магнонами он приведёт к появлению на ВАХ дополнительной ступени высотой $\delta I_0 \sim e\Gamma/\pi\hbar$ при напряжении на контакте $U = 2\Delta/e$. Ширина этой ступени $\sim \Gamma/e$, а производная dI/dU равна нулю как до, так и после ступени (см. рис. 3).

ОБЩИЕ ВЫВОДЫ

1. Проведены расчёты туннельной прозрачности гетероструктуры на основе EuS, выделено влияние упругого и неупругого взаимодействия на процесс. Туннелирование подвижных носителей спина в поле, созданном f -электронами магнитных ионов Eu^{2+} приводит к открытию неупругих каналов туннелирования, и резонансная кривая имеет двухпиковый профиль.
2. Впервые предложена модель взаимодействия спинполяронов с магнонами в гетероструктурах типа EuS/PbS в барьерных слоях ферромагнитного сульфида европия, которая позволила математически описать процесс туннелирования электрона через ферромагнитный слой.
3. Проведён расчёт резонансной туннельной прозрачности гетероструктуры EuS/PbS. В результате получено, что связывание электрона и магнона в состоянии поляронного типа, приводит к существенному размытию резонансной линии ТП.
4. Впервые предложен расчёт неупругих каналов туннельной прозрачности с учётом магнитополяронного сдвига резонансных уровней для сверхрешёток на основе ферромагнитных полупроводников. Его значение зависит от величины спинполярон-магнонного взаимодействия. Это приводит к существенному уширению резонанса, интенсивность крыльев резонансной кривой возрастает, а положение резонансного пика смещается в соответствии с ростом магнитополяронного сдвига, сохраняя при этом интегральную интенсивность кривой.
5. Оценен вклад неупругих каналов в процесс резонансного туннелирования в гетероструктуре EuS/PbS. Взаимодействие спинов в барьере приводит к тому, что резонансное значение энергии электронного состояния $\varepsilon_{f\sigma}$ испытывает поляронный сдвиг. При этом гибридизация зонных состояний и магнонов эффективно происходит в f -полосе энергий $\Gamma \sim 0,7\text{эВ}$, центр которой совпадает с резонансным значением $\varepsilon_{f\sigma}$. Это приводит к сужению электронной зоны и соответствующему росту эффективной массы носителя. Потеря энергии в процессе прохождения электроном барьера, определяется величиной магнитополяронного сдвига. При этом время туннелирования электрона может увеличиваться до 10^{-8}с .

6. Предложен эксперимент по резонансному туннелированию через EuS-барьер, сделана оценка влияния электрон-магнонного взаимодействия на поведение вольт-амперных характеристик и проводимости туннельного контакта из EuS.

Новые принципы функционирования микроэлектронных устройств обсуждаются в связи с возможностью создания приборов, использующих спинполяризованный транспорт. Проблема осуществления спинового токопереноса в твердотельной электронике является предметом исследований гетероструктур на основе ферромагнитных полупроводников. В сверхрешётке, образованной периодическим повторением тонких слоев материалов PbS и EuS, электроны туннелируют через барьеры ферромагнитного EuS. Вероятность прохождения носителей тока в гетеросистеме, обусловленная спиновым расщеплением зоны проводимости EuS и резонансным вкладом $4f^7$ -состояний магнитных ионов, обнаруживает фильтрующие свойства по отношению к ориентации спина электронов, поступающих из PbS. Такие свойства находят применение в спиновых вентилях, клапанах, транзисторах, а сама рассматриваемая гетероструктура может быть предложена в качестве основы для изготовления этих устройств.

Основное содержание диссертации отражено в следующих работах:

1. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Анализ взаимодействия электронной волны с гетерограницей в сверхрешётке // Вестник ТГПУ им. Л.Н. Толстого. Естественные и физико-математические науки. 2005. Вып. 2. С. 225-229.
2. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Нерезонансное туннелирование в гетероструктурах на основе ферромагнитных полупроводников // Вестник ТГПУ им. Л.Н. Толстого. Естественные и физико-математические науки. 2007. Вып. 4. С. 129-134.
3. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Одноэлектронный прибор на основе реализации процесса туннелирования в гетеросистемах типа EuS/PbS // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы: Труды IX Международной конференции. Ульяновск, 2007. С. 21.
4. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Туннельная прозрачность многобарьерных структур EuS/PbS // Актуальные проблемы физики твёрдого тела: Сб. докладов Междунар. науч. конф. Минск, 2007. Т. 2. С. 141-142.
5. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Резонансное туннелирование в гетероструктурах на основе ферромагнитных полупроводников // Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук: Труды 50-й научной конференции МФТИ. Москва – Долгопрудный, 2007. Ч. 5. С. 141-143.
6. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Особенности туннельных процессов в гетеросистемах на основе ферромагнитных полупроводников // Сборник трудов Харьковской нанотехнологической ассамблеи-2008. Харьков, 2008. С. 124-128.

7. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Транспорт поляризованных по спину электронов в наноразмерных гетеросистемах EuS/PbS // Химия твёрдого тела и современные микро- и нанотехнологии: Материалы VIII Международной конференции. Кисловодск – Ставрополь, 2008. С. 26-28.
8. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Туннельные процессы в гетероструктурах на основе ферромагнитных полупроводников // Известия Тульского государственного университета. Естественные науки. 2008. Вып. 1. С. 136-144.
9. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Туннельные процессы в сверхрешётках EuS-PbS // Физика электронных материалов: Материалы 3-й Международной конференции. Калуга, 2008. Т. 2. С. 240-243.
10. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Анализ туннельных процессов в наноразмерных гетеросистемах на основе ферромагнитных полупроводников // Физика и технология аморфных и наноструктурированных материалов и систем: Сб. трудов I Всероссийской конференции. Рязань, 2008. С. 21-25.
11. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Неупругое резонансное туннелирование с учётом электрон-магнонного взаимодействия в сверхрешётках типа EuS/PbS // Фундаментальные и прикладные проблемы физики полупроводников и источников света: Сб. материалов V Международной науч.-тех. конференции. Саранск, 2009. С. 123-125.
12. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Неупругое туннелирование в сверхрешётках на основе ферромагнитных полупроводников // Новое в магнетизме и магнитных материалах: Сб. трудов XXI Международной конференции. М., 2009. С. 608-610.
13. Нургулеев Д.А. Магнитный полярон в наногетеросистемах на основе ферромагнитных полупроводников // Химия твёрдого тела и современные микро- и нанотехнологии: Материалы IX Международной конференции. Кисловодск – Ставрополь, 2009. С. 27-29.
14. Нургулеев Д.А. Неупругое резонансное туннелирование в гетеросистемах на основе ферромагнитных полупроводников // Актуальные проблемы физики твёрдого тела: сб. докладов Междунар. науч. конф. Минск, 2009. С. 232-234.
15. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Неупругие каналы резонансного туннелирования в гетероструктурах на основе ферромагнитных полупроводников // Известия Тульского государственного университета. Естественные науки. 2009. Вып. 2. С. 193-202.
16. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Спинполяронные состояния в гетероструктурах EuS/PbS // Вестник Адыгейского государственного университета. Естественно-математические и технические науки. 2009. Вып. 2. С. 79-86.
17. Нургулеев Д.А., Головнев Ю.Ф. Неупругие каналы резонансного туннелирования в гетероструктурах EuS/PbS // Вестник Южно-Уральского государственного университета. Математика. Механика. Физика. 2010. № 9, вып. 2. С. 31-38.

Нургулеев Дамир Абдулганович

Туннельные процессы в сверхрешётках на основе
ферромагнитных полупроводников

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук