

0-780648

На правах рукописи

ИВАНОВ НИКОЛАЙ МИХАЙЛОВИЧ

**МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ
СПИНТРОНИКИ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ
В НАНОСТРУКТУРАХ ФЕРРОМАГНЕТИК/СВЕРХПРОВОДНИК**

05.13.18 – Математическое моделирование, численные методы
и комплексы программ,

01.04.02 – Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук



Казань 2009

Работа выполнена в Казанском государственном техническом университете
им. А.Н.Туполева

Научные руководители: доктор физико-математических наук,
профессор Хусаинов Мансур Гарифович

доктор физико-математических наук,
профессор Прошин Юрий Николаевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Елизаров Александр Михайлович

доктор физико-математических наук,
профессор Тимеркаев Борис Ахунович

Ведущая организация: Институт физики металлов
УрО РАН (Екатеринбург)

Защита состоится «29» сентября 2010 г. в 14:00 на заседании
диссертационного совета Д 212.079.01 в Казанском государственном
техническом университете им. А.Н.Туполева по адресу: 420111, г. Казань,
ул. К.Маркса, д. 10. Автореферат размещен на сайте КГТУ им.А.Н. Туполева
www.kai.ru

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Казанского
государственного технического университета им. А.Н.Туполева.

Автореферат разослан «23» декабря 2009 г.

НАУЧНАЯ БИБЛИОТЕКА КГУ



0000623183

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
профессор *П.Г. Данилаев*

П.Г. Данилаев.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Сверхпроводимость и ферромагнетизм суть антагонистические явления и их сосуществование в одном кристалле практически невозможно. Однако в искусственно-слоистых наноструктурах F/S, полученных чередованием слоев ферромагнитного металла (F) и сверхпроводника (S), такое сосуществование достаточно легко реализуется. Благодаря *эффекту близости*, в F слоях наводится сверхпроводимость и, кроме того, соседняя пара магнитных F слоев будет взаимодействовать друг с другом через прослойку S. В таких системах возникают разнообразные физические процессы, которыми можно управлять, помещая F/S структуру во внешнее магнитное поле, или же меняя толщину F и S слоев.

В последнее время ярко выражен интерес к необычным сверхпроводящим корреляциям электронов, отличным от обычного спаривания Бардина-Купер-Шриффера (БКШ) с нулевым суммарным импульсом пар. Одним из таких примеров является спаривание по механизму Ларкина-Овчинникова-Фулде-Феррелла (ЛОФФ) с отличным от нуля трехмерным (3D) импульсом пар \mathbf{k} , которое может реализоваться в гетерогенных наноструктурах F/S. Конкуренция сверхпроводящих и магнитных состояний в слоистых наноструктурах F/S приводит к таким ярко выраженным явлениям, как возвратная сверхпроводимость, 0- и π -фазные сверхпроводимость и магнетизм, осцилляции критической температуры T_c , локальной плотности состояний и тока Джозефсона. Несмотря на качественное описание этих явлений, остается ряд вопросов к *математическим моделям* эффекта близости для наноструктур F/S. Во-первых, большинство прежних теорий для систем F/S справедливы лишь в так называемом "грязном" пределе, при частом рассеянии электронов на примесях, когда состояние ЛОФФ практически не реализуется. Поэтому есть необходимость разработки теории эффекта близости для произвольной концентрации примесей. Состояние ЛОФФ особенно ярко будет проявляться в чистых наноструктурах F/S, теория которых должна основываться на краевой задаче для функции Эйленберга. Во-вторых, прежние теории пренебрегали электронными корреляциями λ_f и параметром порядка Δ_f в самих ферромагнитных слоях F. Их учет, несомненно, приведет к новым решениям и сделает фазовые диаграммы систем F/S еще богаче. В-третьих, прежние теории являются квазиодномерными и не учитывают пространственные изменения парной амплитуды вдоль F/S границ. Как было показано ранее, это приводит к множественным осцилляциям T_c в чистых структурах F/S, которые в реальных 3D системах с сильными ферромагнетиками типа Fe/V, Gd/Nb не наблюдаются.

Специфика состояния ЛОФФ с отличным от нуля когерентным 3D импульсом пар \mathbf{k} такова, что параметр порядка $\Delta(\mathbf{r})$ и парная амплитуда $F(\mathbf{r})$ в слое F являются осциллирующими функциями координат. Тогда как в S слое с БКШ спариванием параметр порядка $\Delta(\mathbf{r})$ и парная амплитуда $F(\mathbf{r})$ являются монотонными знакопостоянными функциями. Возникает резонный вопрос о характере шивки на поверхности раздела F/S столь разных по

пространственной симметрии парных амплитуд. Спонтанное нарушение пространственной симметрии электронных корреляций на F/S границе может породить новые виды сшивки парных амплитуд на границах раздела материалов с различными типами спаривания.

Стимулирует нас также неожиданное отсутствие подавления 3D сверхпроводимости, которое обнаружено недавно в короткопериодной сверхрешетке Gd/La. Критическая температура этой системы оказалась порядка 5 K при охлаждении в нулевом магнитном поле, т.е. такой же, как у массивного образца лантана. При этом толщина слоев d_f ферромагнитного гадолиния была в 2-3 раза больше, чем толщина слоев d_s сверхпроводящего лантана. Это тем более удивительно, если учесть, что обычное условие наблюдения сверхпроводимости в структурах типа Fe/V, Gd/Nb, Fe/Nb и Co/V было обратным, т.е. $d_s \gg d_f$. Таким образом, отсутствие подавления сверхпроводимости в сверхрешетке Gd/La с $d_s < d_f$ требует своего адекватного объяснения.

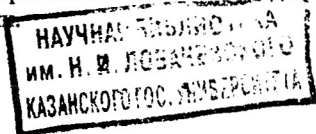
Особый интерес представляет изучение многослойных наноструктур F/S, где могут устанавливаться различные типы взаимного магнитного порядка в F слоях за счет косвенного взаимодействия их через S слои. В первую очередь это связано с уникальными возможностями технического приложения наноструктур F/S в новой бурно прогрессирующей области науки – *сверхпроводящей спинтроники*. Недавно были предложены новые логические элементы записи, хранения и считывания информации (спиновые переключатели и джозефсоновские π -контакты) на основе взаимосвязи сверхпроводящего и магнитного упорядочений в трехслойных F/S/F, S/F/S и четырехслойных S/F/S/F системах.

Таким образом, общетеоретический интерес к проблеме взаимного влияния сверхпроводимости и магнетизма в F/S системах, а также богатый экспериментальный материал и возможные технические применения делают обсуждаемую проблему весьма актуальной.

Объектом исследования являются толстые и тонкие двухслойные контакты (бислои) F/S, а также трехслойные симметричные (F/S/F) и асимметричные (F/S/F') наноструктуры (трислои) при баллистическом и диффузионном режимах движения электронов, а также четырехслойные системы F/S/F/S.

Предметом исследования является трехмерное математическое моделирование эффекта близости, т.е. процессов взаимной подстройки сверхпроводимости и магнетизма, в чистых (баллистических) и грязных (диффузионных) наноструктурах ферромагнетик/сверхпроводник (F/S), численные методы исследования их свойств. Исследуются модели приборов сверхпроводящей спинтроники: криотроны и наноячейки памяти.

Целью работы является построение универсальной математической 3D модели для исследования численными методами конкуренции новых сверхпроводящих и магнитных состояний в любых физических интересных наноструктурах F/S. Разработка новых моделей наноприборов сверхпроводящей спинтроники.



Научная задача работы заключается в разработке новой математической модели эффекта близости в виде 3D краевой задачи и численном исследовании на ее основе сверхпроводящих и магнитных состояний массивных и тонких бислоев F/S, а также симметричных F/S/F и асимметричных F/S/F' наноструктур.

Для достижения цели и решения поставленной задачи необходимо:

1) Развить трехмерную математическую модель эффекта близости для слоистых наноструктур F/S в виде краевой задачи для функции Эйленбергера с учетом электронных корреляций λ_f и обменного поля I в ферромагнетике.

2) Численными методами на основе полученных решений краевой задачи провести анализ зависимостей критической температуры T_c от параметров слоистой системы для бислоев F/S и трислоев F/S/F и F/S/F' с учетом конкуренции БКШ и ЛОФФ типов сверхпроводимости.

3) Исследовать новые варианты сверхпроводящих состояний в массивных и тонких бислоях F/S и трислоях F/S/F, F/S/F'. Объяснить феномен сверхрешетки Gd/La на базе новой 3D модели эффекта близости.

4) На основе развитой теории эффекта близости исследовать новые конкретные модели приборов сверхпроводящей спинтроники, как элементной базы наноэлектроники следующего поколения.

Методы исследований. Для реализации поставленной цели и задач в диссертационной работе использовались аналитические и численные методы математической физики для решения неоднородных краевых задач в применении к системам ферромагнетик/сверхпроводник.

Достоверность полученных результатов. Достоверность и обоснованность полученных нами результатов обеспечивается использованием современных методов квантовой теории поля для температурных функций Грина, микроскопическим выводом интегродифференциальной краевой задачи для наноструктур F/S, использованием компьютерного моделирования, а также качественным и количественным описанием всей совокупности уникальных экспериментальных диаграмм состояний. В предельных частных случаях наши результаты воспроизводят известные результаты, полученные другими авторами в рамках 1D моделей.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Развита универсальная математическая модель эффекта близости, в которой одновременно учтены: наличие межэлектронного взаимодействия в ферромагнитном металле, трехмерные вариации парной амплитуды, произвольная концентрация примесей и прозрачность границы раздела F/S.

2. Аналитически и численно исследованы фазовые диаграммы поверхностных состояний со смешанным БКШ+ЛОФФ типом спаривания. Предсказана *сверхпроводимость, локализованная* на поверхности раздела F/S.

3. Исследованы сверхпроводящие и магнитные состояния симметричных и асимметричных наноструктур F/S/F'. Предсказана *уединенная возвратная сверхпроводимость* ЛОФФ-БКШ-ЛОФФ в трислоях F/S/F'.

4. Предложены модели многовариантного спинового переключателя – криотрона и наноячейки памяти на основе четырехслойной системы F/S/F/S.

Теоретическая значимость работы заключается в разработке и построении существенно универсальной, реалистичной трехмерной математической модели эффекта близости, позволяющей исследовать любые физически интересные наноструктуры F/S.

Практическая ценность диссертационной работы заключается в том, что она служит базой для объяснения уже известных экспериментальных данных, предсказывает новые интересные явления, позволяет создавать конкретные модели приборов сверхпроводящей спинтроники со сверхпроводящим и магнитным каналами записи информации.

Публикации и апробация результатов. Основные положения работы опубликованы в 24 работах, среди которых 6 статей в журналах, рекомендованных ВАК, 5 журнальных статей и 13 тезисов докладов.

С целью **апробации** основные положения работы докладывались и обсуждались на научных семинарах в отделе теоретической и математической физики института физики металлов УрО РАН (г. Екатеринбург) и кафедры ЕНД КГТУ. Кроме того, результаты диссертации доложены на международных и российских научных конференциях: Moscow International Symposium on Magnetism (Москва, МГУ, 2005, 2008), 24th International Conference on Low Temperature Physics (Orlando, Florida, USA, 2005), Международная зимняя школа физиков-теоретиков (Кыштым, 2006), 8th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors (Dresden, Germany, 2006), VI Intern. Conference in School Format on Vortex Matter in Nanostructured Superconductors (Rhodes, Greece, 2009).

Реализация результатов работы. Данные исследования проведены в рамках госбюджетной темы КГТУ им. А.Н. Туполева «Сверхпроводящая спинтроника на основе эффекта близости в наноструктурах ферромагнетик/сверхпроводник», поддержанной Минобрнауки и науки РФ (проект 2.1.1/3199). Результаты работы использованы в научных отчетах по данной теме.

Материалы работы используются в учебном процессе Казанского государственного технического университета при чтении курса лекций по Физическим Основам Получения Информации.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Универсальная трехмерная (3D) математическая модель эффекта близости для чистых и грязных наноструктур F/S в виде дифференциальной краевой задачи для парной амплитуды с граничными условиями, которые соответствуют непрерывной сшивке парных амплитуд и их потоков только одинаковой пространственной симметрии.

2. Численное моделирование эффекта близости для массивных и тонких слоев F/S и трислоев F/S/F и F/S/F' в чистом пределе, получение диаграмм состояний, связывающих критические температуры с обменным полем, величинами электронных корреляций и толщинами слоев.

3. Предсказание *уединенной возвратной сверхпроводимости* с конкуренцией ЛОФФ-БКШ-ЛОФФ в асимметричных трислоях F/S/F' и *сверхпроводимости, локализованной* на поверхности раздела F/S.

4. Принципиальные схемы приборов сверхпроводящей спинтроники на основе четырехслойных наноструктур F/S/F/S: *сверхпроводящие магнитные криотроны и наночейки памяти* со сверхпроводящим и магнитным каналами записи информации, *раздельно управляемыми* импульсом тока.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы, содержащего 107 наименований. Работа изложена на 138 страницах, включая 23 рисунка.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Сведения о личном вкладе автора. Постановка задач принадлежит научным руководителям. Разработка трехмерной (3D) модели эффекта близости для наноструктур F/S, решение краевой задачи и вычисление температуры сверхпроводящего перехода T_c для этих структур, исследование зависимости T_c от толщины ферромагнитного (d_f) и сверхпроводящего (d_s) слоев и других параметров выполнялись автором. Аналитические расчеты выполнены под руководством Хусаинова М.Г. Численное моделирование и компьютерные расчеты выполнены под руководством Прошина Ю.Н. Написание статей проводилось совместно с научными руководителями.

Во **введении** обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цель и задачи исследования, перечислены основные защищаемые положения, характеризуются научная новизна и значимость полученных результатов, а также излагается краткое описание работы.

В **первой** главе диссертации, носящей обзорный характер, кратко рассмотрена проблема возможного сосуществования сверхпроводимости и магнетизма в различных системах. Рассмотрены основные механизмы разрушения сверхпроводимости локализованными магнитными моментами и возможные варианты взаимной подстройки сверхпроводимости и магнетизма. Подробно описаны результаты прежних теорий эффекта близости для грязных слоистых F/S наноструктур.

Во **второй** главе развита трехмерная (3D) математическая модель эффекта близости для слоистых структур ферромагнетик/сверхпроводник (F/S). Для этого использован микроскопический вывод интегральной и дифференциальной краевых задач для функций Горькова и Эйленбергера в структурах F/S. Из физики ферромагнитного сверхпроводящего состояния следует необходимость учета трехмерных пространственных изменений парной амплитуды как в плоскости границы раздела F/S (x - y плоскость), так и перпендикулярно ей (вдоль оси z).

Критическая температура T_c неоднородного сверхпроводника определяется из уравнения самосогласования Горькова для параметра порядка $\Delta(r)$

$$\Delta(\mathbf{r}) = 2\lambda(z)\pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega>0} F(\mathbf{r}, \omega), \quad (1)$$

причем аномальная функция Горькова $F(\mathbf{r}, \omega)$ вблизи T_c удовлетворяет линейной интегральной краевой задаче

$$F(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{\pi N(z)} \int \left[K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \Delta(\mathbf{r}') + \frac{1}{2\tau(z')} K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) F(\mathbf{r}', \omega) \right] d\mathbf{r}', \quad (2)$$

полученной методами диаграммной техники. Здесь $\lambda(z > 0) = \lambda_z$ и $\lambda(z < 0) = \lambda_{\bar{z}}$ - параметры межэлектронного взаимодействия, штрих у знака суммы в (1) означает обрезание на дебаевской частоте ω_D , $\omega = \pi T(2n + 1)$ - мадубаровская частота, T - температура и далее всюду будем полагать $\hbar = k_B = \mu_B = 1$; $N(z)$ - плотность состояний на уровне Ферми, $\tau^{-1}(z)$ - скорость рассеяния на немагнитных примесях, которые скачком меняют свои значения при переходе через плоскую границу раздела $z = 0$. Ядро уравнения (2) определяется как произведение $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = G_{\uparrow}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{\downarrow}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', -\omega)$, где $G_{\uparrow, \downarrow}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ - одночастичные функции Грина нормального металла для электронов со спином \uparrow и \downarrow , усредненных по всем конфигурациям примесей.

Уравнение (2) является трехмерным и вкупе с выражением (1) позволяет учитывать пространственные изменения параметра порядка не только поперек слоев F и S (вдоль оси z), но и в плоскости x - y границы раздела F/S. Поэтому мы рассчитываем получить более широкий, чем прежде класс решений для возможных состояний F/S системы и новые варианты поведения T_c .

В простейшем случае для неоднородной системы F/S ищем решения с одной гармоникой Фурье для $\Delta(\rho, z)$ и $F(\rho, z, \omega)$ (ρ - проекция радиус-вектора на плоскость x - y) в областях F ($-\infty < z < 0$) и S ($0 < z < \infty$) в виде

$$\Delta_f(\rho, z) = \Delta_f(\mathbf{q}_f, z) \exp(i\mathbf{q}_f \rho); \quad \Delta_s(\rho, z) = \Delta_s(\mathbf{q}_s, z) \exp(i\mathbf{q}_s \rho), \quad (3)$$

где 2D компоненты импульса пар \mathbf{q}_f и \mathbf{q}_s описывают возможные осцилляции параметра порядка и функции Горькова в x - y плоскости границы раздела F/S. Здесь и ниже индексы f и s обозначают принадлежность соответствующих параметров и функций слоям F и S, соответственно.

Далее удобно ввести функцию Эйленберга $\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega)$, которая связана с функцией Горькова $F(\mathbf{q}, z, \omega)$ соотношением

$$F(\mathbf{q}, z, \omega) = \oint \frac{d\Omega_{\mathbf{p}}}{4\pi} \Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega), \quad (4)$$

где \mathbf{p} - 2D-проекция импульса Ферми, а интегрирование производится по полному телесному углу сферы Ферми.

Дифференциальная краевая задача для функции Эйленберга $\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega)$ выводится из интегрального уравнения (2) в квазиклассическом пределе. Она включает дифференциальное уравнение

$$\left[2\tilde{\omega}(z) - v_z(z)\xi_z(z) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega) = 2\Delta(\mathbf{q}, z) + \frac{1}{\tau(z)} F(\mathbf{q}, z, \omega) \quad (5)$$

и соответствующие граничные условия на плоской границе F/S

$$\xi_s(z) \frac{\partial \Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=+0} = \frac{\sigma}{2(1-\sigma)} [\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, +0, \omega) - \Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, -0, \omega)], \quad (6)$$

где сохраняются 2D проекции импульсов Ферми $\mathbf{p}_s = \mathbf{p}_f = \mathbf{p}$. Здесь корреляционные длины равны $\xi_{s\phi z} = v_{s\phi z} / 2\tilde{\omega}_{s\phi}$; σ – прозрачность границы.

Полное решение краевой задачи для функции Горькова сильно усложняется вследствие существенной угловой зависимости $\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega)$. При идеальной прозрачности ($\sigma \rightarrow 1$) мы получаем из (6) условие непрерывности для функции Эйленбергера

$$\Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, +0, \omega) = \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, -0, \omega) \quad (7)$$

и условие равенства потоков этой функции

$$\xi_{sz} \frac{\partial \Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=+0} = \xi_{fz} \frac{\partial \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=-0}. \quad (8)$$

В случае $q_s = q_f = 0$ наша 3D краевая задача (5), (6) воспроизводит уравнения, полученные в прежних 1D теориях эффекта близости. В грязном пределе $l_{s\phi} \ll \xi_{s\phi}$, a_f краевая задача (5), (6) для функции Эйленбергера $\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega)$ сводится к соответствующей 3D краевой задаче Узалея для функции Горькова $F(\mathbf{q}, z, \omega)$. Известно, что состояние ЛОФФ разрушается с ростом концентрации немагнитных примесей. Поэтому далее интересно исследовать эффект близости в беспримесных системах F/S, где состояние ЛОФФ может реализоваться в чистом виде и конкурировать с состоянием БКШ. В последующих главах на основе краевой задачи (5)-(8) рассмотрены примеры взаимной подстройки БКШ и ЛОФФ типов спаривания в достаточно чистых F/S наноструктурах с баллистическим характером движения электронов. Затем воспроизведены результаты для примесных наноструктур F/S с диффузионным типом движения электронов и установлены области реализации сверхпроводящего состояния ЛОФФ и его конкуренции с состоянием БКШ.

В третьей главе на основе полученной в главе 2 дифференциальной краевой задачи численными методами исследованы фазовые диаграммы массивных и тонких двухслойных контактов (бислоев) чистых и примесных металлов F и S.

В § 3.2A решена краевая задача (5)-(8) для контакта двух чистых полубесконечных металлов F ($-\infty < z < 0$) и S ($0 < z < \infty$). В отличие от всех предыдущих работ по структурам F/S, где полагалось, что $\lambda_f = 0$, мы впервые допускаем наличие собственной сверхпроводимости у ферромагнетика ($\lambda_f \neq 0$). С другой стороны, из-за наличия обменного поля $I \neq 0$ в F слое возможен не только БКШ, но и ЛОФФ тип спаривания. Поэтому представляет большой интерес вопрос реальной сшивки осциллирующих (ЛОФФ) и знакопостоянных (БКШ) парных амплитуд на F/S границе. Искомые функции Эйленбергера легко находятся даже при произвольной прозрачности σ . Для простоты мы выпишем здесь результат лишь для идеальной прозрачности ($\sigma = 1$) границы F/S:

$$\Phi_f(\mathbf{p}, z, \omega) = \frac{\Delta_{F\infty}}{\omega} - \left\{ \frac{\Delta_{S\infty}}{2\omega} - \frac{\Delta_{f\infty}}{2\tilde{\omega}_f + ik_{\hat{z}} v_{\hat{z}}} \right\} \exp\left(-\frac{z}{\xi_{sz}}\right); \quad 0 < z < \infty, \quad (9)$$

$$\Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega) = \frac{2\Delta_{f\infty} \exp(ik_{\hat{z}} z)}{2\tilde{\omega}_f + k_{\hat{z}}^2 v_{\hat{z}} \xi_{\hat{z}}} + \left\{ \frac{\Delta_{S\infty}}{2\omega} - \frac{\Delta_{f\infty}}{2\tilde{\omega}_f - ik_{\hat{z}} v_{\hat{z}}} \right\} \exp\left(\frac{z}{\xi_{fz}}\right); \quad -\infty < z < 0.$$

Здесь $\Delta_{S\infty}$ и $\Delta_{f\infty}$ – невозмущенные значения параметра порядка в толще слоев S и F (т.е. при $|z| \gg |\xi_{sz}|, |\xi_{fz}|$), $k_{\hat{z}}$ – z -компонента 3D импульса $\mathbf{k}_f = (\mathbf{q}_f, k_{\hat{z}})$ пар ЛОФФ и $v_f = (v_{f\perp}, v_{fz})$ фермиевская скорость. Из (9) следует, что масштаб области, где имеет место эффект близости порядка $|\xi_{sz} + \xi_{fz}|$. Именно в этом слое залегают *поверхностные состояния* со смешанным БКШ+ЛОФФ типом спаривания. Легко видеть, что при $z = 0$ обе функции Эйлера совпадают в соответствии с (7), а именно

$$\Phi_f(\mathbf{p}, +0, \omega) = \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, -0, \omega) = \frac{\Delta_{S\infty}}{2\omega} + \frac{\Delta_{f\infty}}{2\omega + i(2I + \mathbf{k}_f v_f)}. \quad (10)$$

В приграничном F/S слое толщиной $|\xi_{fz} + \xi_{sz}|$, где реализуется периодическая структура поверхностных состояний со смешанным БКШ+ЛОФФ механизмом спаривания, критическую температуру в случае идеальной прозрачности ($\sigma = 1$) можно оценить с помощью формулы (10). Для простоты рассмотрим случай металлов F и S с одинаковой электронной структурой, т.е. с одинаковыми скоростями Ферми $v_s = v_f = v_F$, но с разными $\lambda_f > 0$, $\lambda_s > 0$ и I . Подставляя Φ_s и Φ_f в уравнения самосогласования (1) и производя суммирование по частоте ω , для приведенной критической температуры $t_{f/s} = T_c/T_{cs}$ приграничного слоя $|z| \ll |\xi_{fz} + \xi_{sz}|$ получаем

$$\ln t_{f/s} = \frac{\lambda_f - \lambda_s}{\lambda_s(\lambda_s + \lambda_f)} + \frac{\lambda_f}{\lambda_s + \lambda_f} \left[\Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-1}^1 \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{i(2I + k_f v_F x)}{4\pi T_{cs} t_{f/s}}\right) dx \right], \quad (11)$$

где x – косинус угла между векторами \mathbf{k}_f и \mathbf{v}_F , а T_{cs} – критическая температура изолированного сверхпроводника S, задаваемая межэлектронным взаимодействием λ_s . Оптимальная величина 3D импульса пар ЛОФФ k_f находится из условия максимума T_c . Формула (11) не справедлива при $\lambda_f \leq 0$, так как в этом случае затравочное значение параметра порядка в F области $\Delta_{f\infty} = 0$.

Для сравнения приведем уравнение для критической температуры $t_f = T_c/T_{cf}$ однородного ферромагнитного сверхпроводника

$$\ln t_f = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-1}^1 \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{i(2I + k_f v_F x)}{4\pi T_{cf} t_f}\right) dx, \quad (12)$$

где T_{cf} – критическая температура чистого металла F в отсутствие обменного поля ($I = 0$), определяемая только межэлектронным притяжением $\lambda_f > 0$. Диаграмма состояний $t_f (I/\pi T_{cf})$ с конкуренцией между состояниями БКШ и ЛОФФ приведена на нижней панели рис. 1. На верхней панели изображена зависимость импульса пар ЛОФФ k_f от обменного поля I .

Уравнение (11) описывает конкуренцию между состояниями БКШ и ЛОФФ на границе раздела F/S в зависимости от соотношения параметров λ_s, λ_f при существенно ослабленном по сравнению с (12) парамагнитном эффекте обменного поля I . Фазовые диаграммы $t_{fs}(I/\pi T_{cs})$ при различных λ_s, λ_f приведены на рис. 2. Особенно интересен рис. 2 с $\lambda_f > \lambda_s$, когда сверхпроводимость, подавленная обменным полем $I \sim (1+2)\pi T_{cs}$ в объеме F слоя, восстанавливается с $T_c > T_{cs}$, как локализованная в приграничном слое $|z| < |\xi_{fs} + \xi_{sz}|$, благодаря эффекту близости со сверхпроводником S. Область реализации состояния ЛОФФ с $k_f \neq 0$, которое почти всюду на рис. 2 предпочтительнее состояния БКШ, значительно расширяется (по сравнению с рис. 1) в сторону более сильных обменных полей $I \gg \pi T_{cs}$. Это делает весьма многообещающими перспективы экспериментального исследования взаимной подстройки между сверхпроводящими фазами БКШ и ЛОФФ в достаточно чистых структурах F/S, которые могли бы служить модельными системами для прямого наблюдения неоднородной сверхпроводимости.

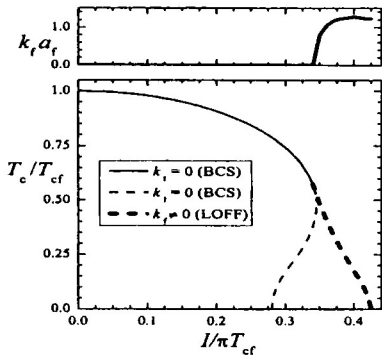


Рис. 1. Конкуренция состояний БКШ и ЛОФФ в однородном ферромагнитном сверхпроводнике F с очень узкой областью $I \sim (0,35 \div 0,42)\pi T_{cf}$ реализации неоднородной сверхпроводимости

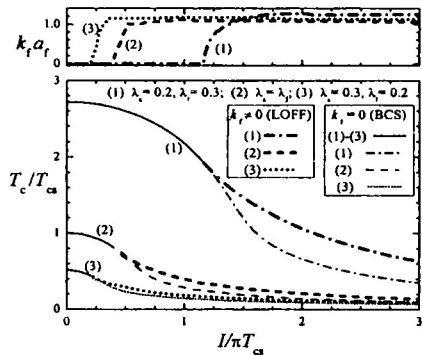


Рис. 2. Конкуренция поверхностных состояний БКШ и ЛОФФ вблизи границы раздела F/S. Область реализации состояния ЛОФФ для кривой (1) с $\lambda_f > \lambda_s$ простирается до $I \approx 50\pi T_{cs}$

В § 3.2Б изучен контакт двух примесных полубесконечных металлов F и S. В слабо примесном случае коэффициент диффузии $D_f(I) \approx -iv_f a_f (1 + iI\tau_f)$ почти мнимый. В этом случае результаты качественно воспроизводят чистый баллистический случай, включая реализацию состояния ЛОФФ. Тогда как в крайне грязном пределе с чисто диффузионным движением электронов коэффициент диффузии $D_f = v_f l_f / 3$ - реальный и все эффекты, связанные с реализацией состояния ЛОФФ полностью отсутствуют.

Затем в § 3.3А рассмотрен наноконтакт двух чистых металлов F ($-d_f < z < 0$) и S ($0 < z < d_s$). Решение краевой задачи (5), (6) будем искать в виде, исключающем потоки через внешние границы F/S контакта, т.е.

$$\Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega) = \frac{\Delta_{f0}}{\tilde{\omega}_f} + A \frac{\cosh[(z-d_f)/\xi_{fz}]}{\cosh(d_f/\xi_{fz})}, \quad 0 < z < d_f, \quad (13)$$

$$\Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega) = \frac{\Delta_{f0}}{\tilde{\omega}_f} + B \frac{\cosh[(z+d_f)/\xi_{fz}]}{\cosh(d_f/\xi_{fz})}, \quad -d_f < z < 0.$$

Взаимное влияние металлов F и S особенно значительно в куперовском пределе, когда их толщины малы $d_{f(s)} \ll \xi_{f(s)}$, a_f , где $\xi_{f(s)} = v_{f(s)}/2\pi T$ – длина когерентности, а $a_f = v_f/2I$ – длина спиновой жесткости. В этом случае параметр порядка и функция Эйленберга $\Phi(\mathbf{p}, \rho, z, \omega)$ практически постоянны вдоль оси z внутри слоев F и S, а пространственные изменения возможны только в плоскости F/S границы.

Подставляя решения (13) в уравнения самосогласования (1) и проводя суммирование по частоте ω , получаем уравнение для приведенной критической температуры $t = T_c/T_{cs}$ контакта F/S, которое в случае металлов F и S с одинаковой электронной структурой ($v_s = v_f = v_F$), где относительные веса слоев не зависят от углов, т.е. $c_{f(s)} = d_{f(s)}/(d_f + d_s)$, имеет вид

$$\ln t = \frac{c_f(\lambda_f - \lambda_s)}{\lambda_s(c_s\lambda_s + c_f\lambda_f)} + \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \text{Re} \oint \frac{d\Omega_p}{4\pi} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{i(2c_f I + \mathbf{q}\mathbf{v}_{F\perp})}{4\pi T_{cs} t}\right). \quad (14)$$

Уравнение (14) позволяет непрерывно управлять эффективным межэлектронным взаимодействием (первое слагаемое) и распаривающим фактором (третье слагаемое) путем изменения толщины F слоя d_f . Оптимальная величина 2D импульса \mathbf{q} пар ЛОФФ находится из условия максимума T_c . Диаграмма состояний $T_c(d_f/d_s)$ с конкуренцией между

состояниями БКШ и 2D ЛОФФ при различных значениях параметров λ_s , λ_f и $(I/\pi T_{cs}) = 10$ приведена на нижней панели рис. 3. На вставке заметен небольшой начальный рост T_c ($> T_{cs}$) для кривой (a) с $\lambda_f > \lambda_s$. На верхней панели изображена соответствующая зависимость 2D импульса $q(d_f/d_s)$ в единицах $1/a_f$. Следует отметить, что из-за ослабления среднего обменного поля $c_f I$ в F/S контакте синусоидальная модуляция функций $\Phi(\mathbf{p}, \rho, \omega)$ и $\Delta(\rho)$ становится длинноволновой с периодом порядка a_f/c_f по сравнению с однородным сверхпроводником F.

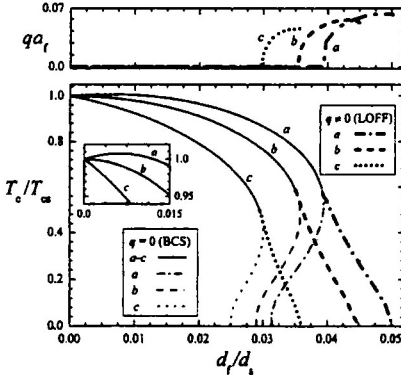


Рис. 3. Фазовые диаграммы $T_c(d_f/d_s)$ и $q(d_f/d_s)$ с конкуренцией между состояниями БКШ и ЛОФФ в тонких бислоях F/S при следующих значениях параметров для кривых: (a) $\lambda_s = 0.2$; $\lambda_f = 0.3$; (b) $\lambda_s = \lambda_f$; (c) $\lambda_s = 0.3$; $\lambda_f = -0.2$.

Далее в § 3.3Б рассмотрен наноконтакт двух примесных (грязных) тонкослойных металлов F и S. Полученные здесь результаты

вычислений температуры сверхпроводящего перехода для случая диффузионного движения электронов качественно эквивалентны результатам § 3.3А для соответствующих чистых наноконтактов, исследованных выше. Исключение составляет крайне грязный предел, где коэффициент диффузии чисто вещественный и состояние ЛЮФФ не реализуется.

В четвертой главе исследованы трехслойные симметричные F/S/F и асимметричные F/S/F' структуры. Все расчеты проведены в куперовском пределе ($\xi_{s,f} \gg d_{s,f}$), как в случае чистых, так и в случае примесных металлов F и S. Вначале в § 4.2А решена краевая задача для тонкого трехслойного контакта F/S/F, где S слой ($0 < z < d_s$) заключен между двумя F слоями занимающими области $-d_f < z < 0$ и $d_s < z < d_s + d_f$ соответственно. Для первых двух слоев F и S справедливы уравнения (1) и (5), соответственно, с граничными условиями (7)-(8) на первой F/S границе. Для третьего слоя F соответствующие уравнения для функции Эйленберга $\Phi_f'(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega)$ эквивалентны (5), а корреляционная длина ξ'_{fz} определяется выражением

$$\xi'_{fz} = \frac{v_{fz}}{2\tilde{\omega}'_f}; \quad 2\tilde{\omega}'_f = 2\omega + i(\pm 2I + \mathbf{q}_f \mathbf{v}_{f\perp}). \quad (15)$$

Здесь верхний (нижний) знак соответствует параллельной (антипараллельной) ориентации намагниченностей соседних F слоев, т.е. $0(\pi)$ -фазному магнитному состоянию трислоя F/S/F. Граничные условия на второй S/F границе $z = d_s$ будут иметь следующий вид

$$\Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, d_s - 0, \omega) = \pm \Phi_f'(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, d_s + 0, \omega);$$

$$\xi_{sz} \frac{\partial \Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=d_s-0} = \pm \xi'_{fz} \frac{\partial \Phi_f'(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=d_s+0}, \quad (16)$$

где верхний знак отвечает обычной 0-фазной сверхпроводимости с совпадающими фазами параметров порядка Δ_f в соседних F слоях. Тогда как нижний знак соответствует нетрадиционной π -фазной сверхпроводимости, при которой знак параметра порядка Δ_f меняется на противоположный при переходе через прослойку S.

В отличие от бислоев F/S в трислоях F/S/F возможны четыре различных состояния ($\varphi\chi$). Эти состояния отличаются фазами φ сверхпроводящего (Δ_f) и χ магнитного (I) параметров порядка в соседних слоях F. В обоих π магнитных состояниях 0π и $\pi\pi$ намагниченности слоев F антипараллельны друг другу и их парамагнитный эффект компенсируется не только в прослойке S, но и внутри слоев F.

Для приведенных критических температур $t^{0\pi} = T_c^{0\pi}/T_{cs}$ и $t^{\pi\pi} = T_c^{\pi\pi}/T_{cs}$ получаем два уравнения

$$\ln t^{0\pi} = \frac{c_f(\lambda_f - \lambda_s)}{\lambda_s(c_s \lambda_s + c_f \lambda_f)}, \quad \lambda_f > 0; \quad \ln t^{\pi\pi} = -\frac{c_f}{c_s \lambda_s}, \quad \lambda_f < 0. \quad (17)$$

Для простоты выписаны результаты для металлов F и S с одинаковой электронной структурой ($\mathbf{v}_s = \mathbf{v}_f = \mathbf{v}_f$) и с $c_f = 2d_f/(2d_f + d_s)$, $c_f + c_s = 1$. Таким

образом, T_c таких 0л и πл состояний трислоев F/S/F зависит только от величины и знака межэлектронного взаимодействия λ_f в слоях F. При $\lambda_f > 0$ получаем $T_c^{0л} > T_c^{πл}$ и наоборот $T_c^{0л} < T_c^{πл}$ при $\lambda_f < 0$; при $\lambda_f = 0$ состояния 0л и πл совпадают друг с другом. Наличие двух сверхпроводящих состояний 0л и πл, отличающихся фазами параметра порядка $\Delta_f' (= \pm \Delta_f)$, есть новое неожиданное для трислоев F/S/F явление, имеющее прикладное значение в сверхпроводящей спинтронике.

Кроме π-магнитных состояний в трислоях F/S/F существуют два других состояния 00 и π0 с параллельными намагниченностями. Их критические температуры t^{00} и $t^{\pi 0}$ в случае металлов F и S с одинаковой электронной структурой $v_s = v_f = v_F$ и $q_f = q_s = q$ таковы

$$\ln t^{00} = \ln t^{0л} + \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \text{Re} \oint \frac{d\Omega_p}{4\pi} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{i(2c_f I + \mathbf{q}\mathbf{v}_{F1})}{4\pi T_{cs} t^{00}}\right), \quad \lambda_f > 0;$$

$$\ln t^{\pi 0} = \ln t^{\pi л} + \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \text{Re} \oint \frac{d\Omega_p}{4\pi} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{i(2c_f I + \mathbf{q}\mathbf{v}_{F1})}{4\pi T_{cs} t^{\pi 0}}\right), \quad \lambda_f < 0.$$
(18)

Состояния 00 и π0 трислоев F/S/F обладают усиленным, по сравнению с бислоями F/S, парамагнитным эффектом обменного поля, так как c_f в (18) больше, чем в (14). Так же, как и бислои F/S, трислои F/S/F в 00 и π0 состояниях допускают конкуренцию между БКШ и 2D ЛОФФ состояниями с увеличением толщины F слоев d_f . Эти 00 и π0 состояния имеют значительно более низкие по сравнению с состояниями 0л и πл критические температуры.

Фазовые диаграммы $T_c(d_f/d_s)$ для всех четырех состояний 00, 0л, πл и π0 трислоев F/S/F приведены на нижней панели рис. 4. Три кривых: 00 (a), 00 (b)

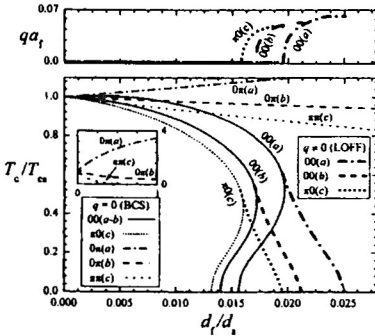


Рис. 4. Диаграммы $T_c(d_f/d_s)$ и $q(d_f/d_s)$ состояний 00, 0л, πл и π0 для тонких трислоев F/S/F. Здесь представлены шесть кривых для трех наборов параметров λ_s и λ_f : (a) $\lambda_s = 0,2$; $\lambda_f = 0,3$; (b) $\lambda_s = 0,3$; $\lambda_f = 0,2$; (c) $\lambda_s = 0,3$; $\lambda_f < 0$. Параметр $(I/\pi T_{cs}) = 10$.

и π0 (c) описывают конкуренцию состояний БКШ и ЛОФФ. Соответствующие зависимости $q(d_f/d_s)$ для этих состояний изображены на верхней панели рис.4. Три другие кривые: 0л (a), 0л (b) и πл (c) отвечают 0- и π- фазным сверхпроводящим состояниям БКШ с $q = 0$ и нулевым средним обменным полем. Медленно спадающие или даже растущие (при $\lambda_f > \lambda_s$) зависимости $T_c(d_f)$ для этих π-магнитных состояний показаны также на вставке. Случай $\lambda_f = \lambda_s$, когда температура перехода $T_c^{0л}$ состояния 0л не зависит от d_f и $T_c^{0л} = T_{cs}$, на рис. 4 не показан. Предсказанные нами π-фазные по сверхпроводимости состояния (кривые) π0 и πл реализуются только при межэлектронном отталкивании в F слоях. Заметим также, что кривая 00 (a)

на рис. 4 для трислоя F/S/F совпадает с рассчитанной при тех же параметрах кривой (а) на рис. 3 для бислоя F/S с точностью до перенормировки $2d_f \rightarrow d_f$.

Далее в § 4.2Б рассмотрены примесные трислои F/S/F. Полученные здесь результаты вычислений температуры сверхпроводящего перехода для случая диффузионного движения электронов в симметричных трислоях F/S/F качественно эквивалентны результатам (17), (18) для соответствующих чистых трислоев, исследованных выше. Исключение составляет крайне грязный предел, где коэффициент диффузии чисто вещественный и состояние ЛОФФ не реализуется.

В § 4.3А рассмотрены асимметричные трислои F/S/F' с отличающимися толщинами слоев d_f и d_f' . Аналогичные решения краевой задачи в этом случае приводят к следующим интересным результатам. Например, в случае металлов F, F' и S с одинаковой электронной структурой ($v_s = v_f = v_{f'}$) и относительными весами слоев $c_{f(s)} = d_{f(s)}/(d_f + d_s + d_f')$, уравнения для критических температур T_c^{0x} и T_c^{xx} имеют вид

$$\ln T_c^{0x} = \frac{(c_f + c_{f'}) (\lambda_f - \lambda_s)}{\lambda_s [c_f \lambda_s + (c_f + c_{f'}) \lambda_f]} + \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \operatorname{Re} \zeta \frac{c_d \Delta_0}{4\pi} \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{i \{ 2I(c_f - c_{f'}) + (c_f + c_{f'}) q_f v_{f1} + c_s q_s v_{s1} \}}{4\pi T_c^{0x}} \right);$$

$$\ln T_c^{xx} = \frac{(c_f - c_{f'}) \lambda_f - (c_f + c_{f'}) \lambda_s}{\lambda_s [c_f \lambda_s + (c_f - c_{f'}) \lambda_f]} + \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \operatorname{Re} \zeta \frac{c_d \Delta_0}{4\pi} \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{i \{ 2I(c_f - c_{f'}) + (c_f + c_{f'}) q_f v_{f1} + c_s q_s v_{s1} \}}{4\pi T_c^{xx}} \right). \quad (19)$$

Набор диаграмм состояний $T_c^{0x}(d_f'/d_s)$ для $\lambda_s = 0.3$ и $\lambda_f = 0.2$, рассчитанных по первой из формул (19), в виде *уединенных пиков с возвратной сверхпроводимостью* и конкуренцией ЛОФФ-БКШ-ЛОФФ при относительно малых толщинах d_f' и при различных значениях d_f/d_s приведен на нижней панели рис. 5. Аналогичный набор более низких пиков $T_c^{xx}(d_f'/d_s)$ с $\lambda_f = -0.2$ получается по второй из формул (19). На рис. 6 представлены два набора диаграмм состояний $T_c^{0x}(d_f'/d_s)$ на фоне соответствующих линий точек максимумов $T_c^{0x}(d_f/d_s)$ для сравнительно больших толщин $d_f' = 0.5d_s$ и $d_f' = 2d_s$ при различных комбинациях параметров λ_s и λ_f . Ясно, что сверхпроводимость в базовых бислоях F/S подавлена мощным обменным полем, но благодаря эффекту близости с наращиваемым слоем F' с противоположным обменным полем, она восстановится в виде уединенного пика. Высота и ширина пиков существенно зависят от соотношения параметров

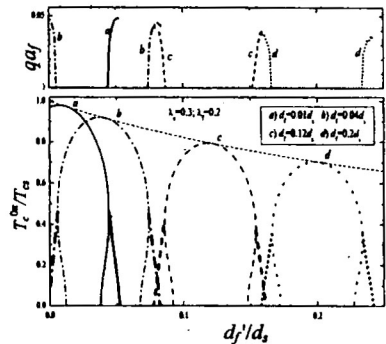


Рис. 5. Фазовые диаграммы $T_c^{0x}(d_f')$ и $q(d_f')$ для 0л состояний трислоев F/S/F' при малых фиксированных толщинах F слоя d_f . Тонкие линии соответствуют линиям перехода в состояние БКШ с $q = 0$, а толстые - в состоянии ЛОФФ с $q \neq 0$. В области конкуренции этих состояний на крыльях пиков состояние ЛОФФ имеет более высокие T_c , нежели состояние БКШ.

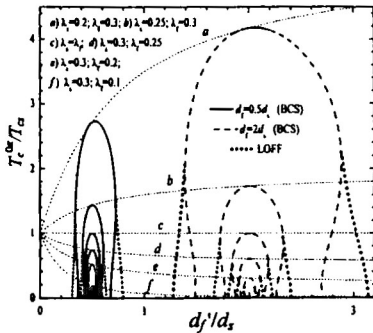


Рис. 6. Фазовые диаграммы $T_c^0(d_f)$ для $0x$ состояний трислоев $F/S/F'$ при больших фиксированных толщинах F слоя d_f и для различных наборов значений межэлектронных взаимодействий λ_x и λ_y . Тонкими штриховыми линиями обозначены линии точек максимумов $T_c^0(d_f)$ для симметричного трислоя $F/S/F'$, соответствующие этим наборам λ_x и λ_y .

начальное состояние после выключения магнитного поля. Таким образом, формально, наша система становится $MI/F/S/F'/S'$. Изменяя вначале внешнее магнитное поле H , направленное вдоль поля пиннинга, которое задает направление намагниченности во внешнем левом слое F (назовем это направление – направлением "вверх"), можно вызвать переходы системы между основным антиферромагнитным сверхпроводящим (AFMS) состоянием, смешанным FM состоянием с несвязанной сверхпроводимостью и ферромагнитным нормальным (FMN) состоянием. Наложением внешнего магнитного поля противоположной ориентации можно вызвать три других перехода между основным AFMS состоянием, смешанным AFM состоянием, AFMN состоянием, и, наконец, FMN состоянием. Зафиксируем ориентацию намагниченности внешнего слоя F , например, вверх (\uparrow). При $H = 0$ система находится в AFMS состоянии. Если приложить слабое внешнее магнитное поле H , большее, чем коэрцитивное ($H_{\text{coer}} < H < H_c$) в направлении намагниченности M слоя F и поля пиннинга ($H \uparrow \uparrow H_p$), то направление намагниченности M' в F' слое изменится на противоположное. Система перейдет в состояние с ферромагнитной ориентацией намагниченностей. Так, можно сказать, что в результате перехода $\uparrow S \downarrow S \xrightarrow{H_{\text{coer}}} \uparrow N \uparrow S$, разобранного выше, информация, записанная на сверхпроводящих свойствах слоя S' , сохранилась. Информация, записанная на взаимной ориентации намагниченностей слоев F и F' и сверхпроводящем токе внутреннего слоя S , изменилась. Если теперь подействовать на систему полем, большим критического поля для внешнего слоя S' ($H > H_c'$), то сверхпроводимость в

межэлектронного взаимодействия λ_x и λ_y . Кроме того, в трислоях $F/S/F'$, как и в симметричных $F/S/F$, имеются два других состояния 00 и $\pi 0$ с гораздо более низкими T_c , определяемыми формулами типа (17).

В пятой главе рассмотрены спинтронные устройства, совмещающие преимущества сверхпроводящего и магнитного каналов записи информации в одном образце. Рассмотрим принципиальную схему "управляющего устройства" - криотрона, основанного на четырехслойной системе $F/S/F'/S'$. Добавим к левому внешнему слою один дополнительный слой магнитного диэлектрика (MI), с целью – зафиксировать направление намагниченности M во внешнем F слое. Одним из возможных следствий этого является возврат нашей системы в

этом слое также исчезает и вся система переходит в FMN состояние. Другими словами, при этом переходе *изменяется* информация, записанная на *проводящих свойствах* слоя S' . Таким образом, мы имеем следующую цепочку чередующихся переходов: $\uparrow S \downarrow S \xrightarrow{H_{\text{сов}}} \uparrow N \uparrow S \xrightarrow{H'_c} \uparrow N \uparrow N$. Наложением внешнего магнитного поля противоположной ориентации ($H \downarrow \uparrow H_p$) можно вызвать три других перехода в системе.

Если H чуть больше H_c , но меньше H'_c , то система претерпевает переход из основного AFMS состояния в смешанное AFM состояние: $\uparrow S \downarrow S \xrightarrow{H_c} \uparrow N \downarrow S$. В этом случае меняется только информация, записанная с использованием проводящих свойств S -слоя, в то время как информация, записанная на взаимной ориентации намагниченностей слоев F и F' и сверхпроводящем токе слоя S' , остается неизменной.

Следующие переходы в этой серии наблюдаются при дальнейшем увеличении магнитного поля (от $H'_c < H < H_p$ до $H > H_p$) в том же направлении "вниз": $\uparrow N \downarrow S \xrightarrow{H'_c} \uparrow N \downarrow N \xrightarrow{H_p} \downarrow N \downarrow N$. Таким образом, система $F/S/F'/S'$ имеет *шесть* логически различных состояний: $\uparrow S \downarrow S$, $\uparrow N \uparrow S$, $\uparrow N \uparrow N$, $\uparrow N \downarrow S$, $\uparrow N \downarrow N$, $\downarrow N \downarrow N$.

На рис. 7 приведен вариант физической реализации модели ячейки памяти на четырехслойной наноструктуре $F/S/F'/S'$. В отсутствие магнитного поля (тока в обмотке 1) система находится в основном AFMS состоянии $\uparrow S \downarrow S'$. Для *записи информации* и переориентации намагниченностей в ферромагнитных слоях по обмотке 1 пропускается ток соответствующего направления и величины. Для *считывания информации* через обмотку 2 пропускают импульс тока, который создаёт магнитное поле в направлении, переводящим систему в исходное состояние. Если была записана информация, то опрашивающий импульс, создаёт в ней переменный поток магнитной индукции, наводящей в обмотке считывания 3 импульс тока. В обратном случае, перемагничивания не происходит и в обмотке считывания 3 сигнал не появляется. При выключении магнитного поля восстанавливаются AFM ориентация намагниченностей и сверхпроводящие свойства системы $\uparrow S \downarrow S'$. Так работает *магнитный канал* записи информации. *Сверхпроводящий канал* записи информации работает так же, как описано выше. Для записи информации запускают сверхпроводящий ток по кольцам S и S' . Пропустив через

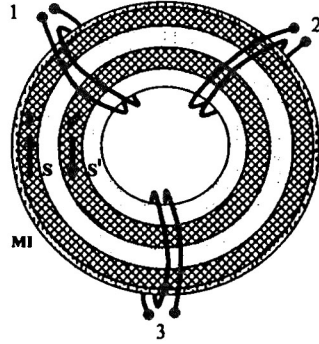


Рис. 7. Схематичное изображение ячейки памяти с двумя каналами записи информации, управляемыми раздельно. 1 – обмотка записи, 2 – обмотка опроса, 3 – обмотка считывания. MI – слой магнитного диэлектрика. Стрелками определено направление намагниченности F слоев.

обмотку 1 импульс тока, создающий поле $H > H_c$, переводят кольца S и S' в нормальное резистивное состояние (N и N') и переписывают «сверхпроводящую» информацию. По нашим оценкам время переключения между логически отличными состояниями наноструктур F/S/F и F/S/F/S составляет от 10^{-10} до 10^{-11} с.

Предложенные нами быстродействующие двухканальные приборы сверхпроводящей спинтроники на основе эффекта близости в наноструктурах F/S несомненно имеют целый ряд преимуществ перед прежними одноканальными аналогами и существенно повышают вертикальную плотность записи информации.

В заключении формулируются выводы, и приводится перечень основных результатов, полученных в диссертационной работе.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Развита трехмерная математическая модель эффекта близости в наноструктурах ферромагнетик/сверхпроводник (F/S). Полученная 3D краевая задача для функции Эйленберга пригодна для описания гетерогенных систем F/S, где сверхпроводимость определяется конкуренцией спаривания БКШ с нулевым суммарным импульсом в S слоях со спариванием по механизму Ларкина-Овчинникова-Фулде-Феррелла (ЛОФФ) с отличным от нуля 3D импульсом пар \mathbf{k} в F слоях. Показано, что *непрерывная шивка* на границе раздела F/S имеет место только для *парных амплитуд одинаковой пространственной симметрии*.

2. Методами численного анализа изучена взаимная подстройка сверхпроводящих состояний ЛОФФ и БКШ в массивных бислоях F/S и исследованы фазовые диаграммы поверхностных состояний со смешанным БКШ+ЛОФФ типом спаривания. Предсказана *сверхпроводимость, локализованная* на поверхности раздела F/S. В чистых (баллистических) контактах F/S сверхпроводимость реализуется преимущественно по механизму ЛОФФ, тогда как в грязных (диффузионных) бислоях имеет место только механизм БКШ.

3. Путем численного моделирования построены диаграммы состояний $T_c(d_f)$ и $T_c(d_s)$ в куперовском пределе для тонких наноструктур F/S в режимах баллистического и диффузионного движения электронов. Показано, что в пределе крайне грязных контактов F/S состояние БКШ доминирует над состоянием ЛОФФ, тогда как в случае достаточно чистых бислоев F/S имеет место конкуренция состояний ЛОФФ и БКШ, зависящая от соотношения толщин слоев d_f , d_s и параметров λ_f , λ_s , I .

4. В рамках математической модели эффекта близости для симметричных (F/S/F) и асимметричных (F/S/F') трислоев выведены и численно исследованы зависимости критической температуры от обменного поля I , электронных корреляций λ_s , λ_f и толщин слоев d_s , d_f , d_f' для баллистического и диффузионного типов движения электронов. Показано, что сверхпроводящие состояния чистых тонких трислоев F/S/F' определяются величиной

электронных корреляций в слоях F и F', а также конкуренцией между однородным спариванием БКШ и неоднородным спариванием ЛОФФ.

5. На основе численного и компьютерного моделирования предсказана *уединенная возвратная сверхпроводимость* ЛОФФ-БКШ-ЛОФФ в трислоях F/S/F'. Непрерывное управление переходом в состояние с возвратной сверхпроводимостью достигается путем изменения толщины слоя F'. Это существенно облегчает возможность экспериментальной реализации этого явления.

6. Предложен метод зондирующей сверхпроводящей спектроскопии на основе эффекта близости для определения симметрии параметра порядка, величины и знака электронных корреляций, обменного поля в различных наноматериалах F.

7. Предложены конкретные модели двухканальных приборов сверхпроводящей спинтроники (криотроны и наночастицы памяти). Получены математические и физические критерии по значениям параметров F/S/F и F/S/F/S систем для создания наноструктур с заранее заданными сверхпроводящими и магнитными свойствами.

Основные результаты диссертационной работы отражены в следующих публикациях:

В статьях:

(издания, рекомендуемые ВАК для публикации материалов кандидатских диссертаций):

1. Иванов, Н.М. Трехмерная модель эффекта близости в наноструктурах ферромагнитный металл / сверхпроводник / ферромагнитный металл / Л.А. Терентьева, Н.М. Иванов, Д.С. Саттаров, М.Г. Хусаинов // Вестник Казанского государственного технического университета. / Казань, 2006. – №1(41). – С. 49 – 53.
2. Иванов, Н.М. Неоднородная π -фазная сверхпроводимость в наноструктурах FM/S/FM / Н.М. Иванов, Л.А. Терентьева, Д.С. Саттаров, М.Г. Хусаинов // Вестник Казанского Государственного Технического Университета / Казань, 2007. – №1(45) – С. 51 – 54.
3. Иванов, Н.М. Двухканальная запись информации на основе эффекта близости в слоистых наноструктурах ферромагнетик-сверхпроводник / Н.М. Иванов, Л.А. Терентьева, Е.Л. Парфенова, М.Г. Хусаинов, Р.Г. Лучкин, Ю.Н. Прошин // Нанотехника. – 2007. – № 3(11). – С. 46 – 59.
4. Иванов, Н.М. Спонтанное нарушение симметрии и краевая задача для эффекта близости в наноструктурах ферромагнетик/сверхпроводник / М. Г. Хусаинов, М.М. Хусаинов, Н.М. Иванов, Ю.Н. Прошин // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 89. – Вып. 12. – С. 730 – 735.
5. Иванов, Н.М. Сверхпроводящее зондирование электронных корреляций и обменного поля на основе эффекта близости в наноструктурах F/S / М.Г. Хусаинов, М.М. Хусаинов, Н.М. Иванов, Ю.Н. Прошин // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 90. – Вып. 2. – С. 134 – 139.
6. Иванов, Н.М. Уединенная возвратная сверхпроводимость в асимметричных трислоях ферромагнетик/сверхпроводник/ ферромагнетик / М.Г. Хусаинов,

М.М. Хусаинов, Н.М. Иванов, Ю.Н. Прошин // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 90. – Вып. 5. – С. 402 – 407.

(другие издания):

7. Ivanov, N.M. 3D model of proximity effect and inhomogeneous π -phase superconductivity in ferromagnet / superconductor / ferromagnet nanostructure / L.A. Terentieva, N.M. Ivanov, D.S. Sattarov, Yu.N. Proshin, M.G. Khusainov // Proceedings of Moscow International Symposium on magnetism / Moscow, 2005. – P. 95 – 99.
8. Иванов, Н.М. Двухканальная запись информации на основе слоистых структур ферромагнетик-сверхпроводник / Л.А. Терентьева, Н.М. Иванов, Д.С. Саттаров, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов // Электронное приборостроение / Казань: ЗАО Новое знание, 2005. – Выпуск 4(45). – С. 65 – 74.
9. Иванов, Н.М. Сверхпроводящие и магнитные состояния в наноструктурах ферромагнетик/сверхпроводник / Н.М. Иванов, Л.А. Терентьева, Д.С. Саттаров, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов // Электронное приборостроение / Казань: ЗАО Новое знание, 2005. – Выпуск 4(45). – С. 47 – 55.
10. Ivanov, N.M. F/S/F trilayer: 3D model of proximity effect / L.A. Terentieva, N.M. Ivanov, D.S. Sattarov, Yu.N. Proshin, M.G. Khusainov // AIP Conference Proceedings. – Orlando, Florida, USA – 2006. – Vol. 850. – P. 905 – 906.
11. Ivanov, N.M. The FM/S/FM trilayer inhomogeneous π -phase superconductivity / N.M. Ivanov, L.A. Terentieva, D.S. Sattarov, Yu.N. Proshin, M.G. Khusainov // AIP Conference Proceedings. – Orlando, Florida, USA – 2006. – Vol. 850. – P. 907 – 908.

В тезисах:

12. Иванов, Н.М. Конкуренция между ферромагнетизмом и сверхпроводимостью в трехслойной наноструктуре FM/S/FM / Л.А. Терентьева, Н.М. Иванов, Д.С. Саттаров, М.Г. Хусаинов // Сборник тезисов докладов III Российской научно-технической конференции «Физические свойства металлов и сплавов» / Екатеринбург, 2005. – С. 72 – 74.
13. Ivanov, N.M. 3D model of proximity effect in ferromagnet/superconductor/ferromagnet nanostructure / L.A. Terentieva, N.M. Ivanov, D.S. Sattarov, Yu.N. Proshin, M.G. Khusainov // Books of Abstract of Moscow International Symposium on magnetism / Moscow, 2005. – P. 66 – 67.
14. Ivanov, N.M. Inhomogeneous π phase superconductivity in ferromagnet / superconductor/ferromagnet trilayers / N.M. Ivanov, L.A. Terentieva, D.S. Sattarov, Yu.N. Proshin, M.G. Khusainov // Books of Abstract of Moscow International Symposium on magnetism / Moscow, 2005. – P. 67 – 68.
15. Иванов, Н.М. Новые π -фазные сверхпроводящие состояния в наноструктурах FM/S/FM / Н.М. Иванов, Л.А. Терентьева, Д.С. Саттаров, М.Г. Хусаинов // Сборник тезисов докладов III Российской научно-

- технической конференции «Физические свойства металлов и сплавов» / Екатеринбург, 2005. – С. 40 – 41.
16. Иванов, Н.М. Трехмерная модель эффекта близости в FM/S/FM-структурах / Л.А. Терентьева, Н.М. Иванов, Д.С. Саттаров, М.Г. Хусайнов // Программа и тезисы докладов международной молодежной научной конференции, посвященной 1000-летию города Казани / Казань, 2005. – Т 4. – С. 143 – 144.
 17. Иванов, Н.М. Неоднородная π -фазная сверхпроводимость в FM/S/FM трислоях / Н.М. Иванов, Л.А. Терентьева, Д.С. Саттаров, М.Г. Хусайнов // Программа и тезисы докладов международной молодежной научной конференции, посвященной 1000-летию города Казани / Казань, 2005. – Т 4. – С. 135 – 136.
 18. Ivanov, N.M. F/S/F trilayer: 3D model of proximity effect / L.A. Terentieva, N.M. Ivanov, D.S. Sattarov, Yu.N. Proshin, M.G. Khusainov // Official Conference Book 24th International Conference on Low Temperature Physics / Orlando, Florida, USA, 2005. – P. 17 – 18.
 19. Ivanov, N.M. The FM/S/FM trilayer inhomogeneous π -phase superconductivity / N.M. Ivanov, L.A. Terentieva, D.S. Sattarov, Yu.N. Proshin, M.G. Khusainov // Official Conference Book 24th International Conference on Low Temperature Physics / Orlando, Florida, USA, 2005. – P. 18.
 20. Иванов, Н.М. Существование ферромагнетизма и сверхпроводимости в треслойной наноструктуре FM/S/FM / Л.А. Терентьева, Н.М. Иванов, Д.С. Саттаров, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусайнов // Программа и тезисы докладов XXXI Международной зимней школы физиков-теоретиков. – Екатеринбург, 2006г. – С. 99.
 21. Иванов, Н.М. π -фазная сверхпроводимость в наноструктурах FM/S/FM / Н.М. Иванов, Л.А. Терентьева, Д.С. Саттаров, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусайнов // Программа и тезисы докладов XXXI Международной зимней школы физиков-теоретиков / Екатеринбург, 2006. – С. 19.
 22. Ivanov, N.M. π -phase superconductivity in thin FM/S/FM and S/FM/S nanostructures / N.M. Ivanov, L.A. Terentieva, D.S. Sattarov, Yu.N. Proshin, M.G. Khusainov // Abstract Booklet of 8th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors. – Dresden, 2006. – P. 279.
 23. Ivanov, N.M. 3D model of proximity effect for thick S/FM/S and FM/S/FM three-layered nanostructures / L.A. Terentieva, N.M. Ivanov, D.S. Sattarov, Yu.N. Proshin, M.G. Khusainov // Abstract Booklet of 8th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors. – Dresden, 2006. – P. 279.
 24. Ivanov, N.M. Proximity effect as a probe of electronic correlations and exchange field in dirty ferromagnet/superconductor nanostructures / N.M. Ivanov, L.A. Terentieva, E.L. Parfenova, Yu.N. Proshin, M.G. Khusainov // Books of Abstract of Moscow International Symposium on magnetism / Moscow, 2008. – P. 412.

Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Печ.л. 1,25. Усл.печ.л. 1,16. Уч.-изд.л. 1,06.
Тираж 100. Заказ М261.

Типография Издательства Казанского государственного
технического университета
420111, Казань, К. Маркса, 10

10-