

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное образовательное  
учреждение высшего образования

КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

КАФЕДРА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Направление: 03.04.02 – Физика

Профиль : Теоретическая и математическая физика

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СПИНОВОМ  
ВЕНТИЛЕ ФЕРРОМАГНЕТИК/НОРМАЛЬНЫЙ  
МЕТАЛЛ/ФЕРРОМАГНЕТИК/СВЕРХПРОВОДНИК

Магистрант 2 курса

группы 06-719

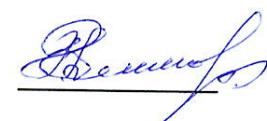
”20” июня 2019г.

 (Чулочникова А.С.)

Научный руководитель

к. ф.-м. н., доцент

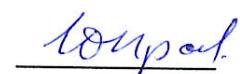
”20” июня 2019г.

 (Деминов Р.Г.)

Заведующий кафедрой теоретической физики

д. ф.-м. н., профессор

”20” июня 2019г.

 (Прошин Ю.Н.)

Казань – 2019

## Оглавление

<b>Введение.....</b>	<b>3</b>
<b>Глава 1. Конкуренция магнетизма и сверхпроводимости в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник.....</b>	<b>6</b>
1.1 Гетероструктуры ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик.....	6
1.2 Гетероструктуры ферромагнетик/ферромагнетик/сверхпроводник.....	10
<b>Глава 2. Эффект близости в гетероструктурах ферромагнетик/нормальный металл/ферромагнетик/сверхпроводник...16</b>	
2.1 Уравнения Узаделя для рассматриваемой системы F2/N/F1/S.....	16
2.2 Прямой (стандартный) режим переключения спинового вентиля.....	20
2.3 Триплетный режим спинового клапана.....	25
2.4 Инверсный режим спинового вентиля.....	30
<b>Заключение.....</b>	<b>35</b>
<b>Список литературы.....</b>	<b>37</b>

## Введение

Сверхпроводимость является одним из наиболее часто изучаемых явлений. В последние годы проявляется огромный интерес к сверхпроводящим слоистым структурам, благодаря их возможности применения в наноэлектронике и спинtronике [1-6]. В частности, в последнем случае приходится иметь дело с искусственно изготовленными слоистыми структурами ферромагнетик-сверхпроводник (F/S) [5]. Во многих применениях данных структур нужна и необходима высокая прозрачность  $T$  границы контакта F/S. Именно по этой причине большинство работ в последнее время были посвящены изучению прозрачности границ контактов слоистых структур нормального металла-сверхпроводника (N/S) и F/S гибридов [7-13].

Эффект близости - это механизм, который отвечает за существование сверхпроводящего состояния в этих системах [14-17]. Существенным является диффузионное проникновение пар Купера из сверхпроводящего слоя в слой нормального (немагнитного) металла. Характерный размер области, в которой существует эффекта близости, определяется по порядку величины длиной когерентности. Исследование S/N структур было начато достаточно давно, более полувека назад [15, 16], однако технология, позволяющая получать и изучать экспериментальные образцы мезоскопических размеров и наноразмеров, была отработана значительно позднее. Все это потребовало теоретических исследований, особенно с учетом произвольной прозрачности границ.

Что касается F/S структур, интересно заметить сам факт [18] сосуществования сверхпроводящего и ферромагнитного порядков в наноструктурах с чередующимися слоями сверхпроводника и ферромагнетика. В слое ферромагнитного металла время жизни пары Купера (и соответствующая длина когерентности) существенно меньше, чем в слое нормального металла. Это объясняется тем, что пары Купера в случае

синглетной сверхпроводимости состоят из электронов с противоположно направленными спинами. При попадании такой пары в слой ферромагнитного металла, существующее в нем обменное взаимодействие будет пытаться ориентировать спины электронов в одном направлении. В слое ферромагнитного металла, который связан эффектом близости со сверхпроводником, на затухание сверхпроводящих корреляций накладываются их пространственные осцилляции. В силу этого появляются эффекты, свойственные только для F/S структур. Это, в том числе, немонотонное поведение температуры перехода в сверхпроводящее состояние ( $T_c$ ) в зависимости от толщины ( $d_F$ ) ферромагнитного слоя в F/S системе [19], осцилляции  $T_c$  [20] и других параметров [21, 22]. Еще интереснее физика F/S бислоев, когда намагниченность ферромагнитного слоя испытывает пространственные изменения. В таких бислоях может возникнуть триплетные сверхпроводящие корреляции [23, 24]. Пространственную неоднородность можно создать искусственно путем использования нескольких ферромагнитных слоев с однородными, но скрещенными намагниченностями. В этом случае, как было показано в работе [25], также будут генерироваться триплетные сверхпроводящие корреляции. Простейшей структурой такого типа является трехслойная FSF структура. Метод, который позволял бы вычислять  $T_c$  с учетом триплетных корреляций в такой структуре, был разработан в работе Фоминова, Голубова и Куприянова [26].

В настоящей работе теоретически исследовано проявление эффекта близости в гетероструктурах F2/N/F1/S. Взаимное влияние двух конкурирующих (антагонистических) состояний - сверхпроводимости (S) и ферромагнетизма (F) - на границе раздела является предметом интенсивных научных исследований долгое время. Повышенный интерес связан с тем, что F2/N/F1/S (N - слой нормального металла, служащий для "развязывания" намагниченностей ферромагнитных слоев F1 и F2) являются основным

структурным элементом сверхпроводящего триплетного спинового клапана - одним из наиболее практически значимых устройств сверхпроводящей спинtronики.

В связи с этим *целью данной работы* являлось исследование проявления эффектов близости в мезоскопических гетероструктурах F/N/F/S.

На пути реализации этой цели *решались следующие задачи*:

1. Получение уравнений Узаделя для гетероструктуры F/N/F/S.
2. Численное решение уравнений (на основе фундаментального метода - метода функций Грина).
3. Представление результатов численного решения в виде графиков зависимости критической температуры  $T_c$  от толщин слоев, параметров прозрачности границ между слоями и величин обменной энергии.

**Во введении** обоснована актуальность исследования, сформулирована цель работы и перечислены решаемые задачи.

**В первой главе**, носящей характер критического обзора, рассматривалась конкуренция магнетизма и сверхпроводимости в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник.

**Во второй главе** исследовалась общая модель сверхпроводящего спинового вентиля F2NF1S.

**Основные результаты и выводы** сформулированы в конце диссертации.

## Глава 1. Конкуренция магнетизма и сверхпроводимости в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник

### 1.1 Гетероструктуры ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик

В сверхпроводящих спиновых вентилях с последовательностью слоев F/S/F (рис.1) можно управлять температурой перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  структуры путем изменения взаимной ориентации намагнченостей ( $\mathbf{M}_1$ ,  $\mathbf{M}_2$ ) ферромагнитных слоев F1 и F2. Модельные вычисления показали, что температура перехода  $T_c^{\text{AP}}$  при антипараллельной ( $\mathbf{M}_1 \uparrow\downarrow \mathbf{M}_2$ ) ориентации намагнченостей слоев F1 и F2 должна быть больше температуры перехода  $T_c^{\text{P}}$  для противоположного случая ( $\mathbf{M}_1 \uparrow\uparrow \mathbf{M}_2$ ) (см., например, работы [26, 31]). Следовательно, при фиксировании температуры  $T$  внутри области изменения  $T_c$ , имеется возможность для включения и выключения сверхпроводимости путем обращения направления намагнченостей F1 и F2 [32, 33]. Основная физическая причина сдвига  $\Delta T_c$  между  $T_c^{\text{P}}$  и  $T_c^{\text{AP}}$  заключается в частичной компенсации разрушающего куперовскую пару ферромагнитного обменного поля [34], если намагнченности слоев F1 и F2 направлены антипараллельно.

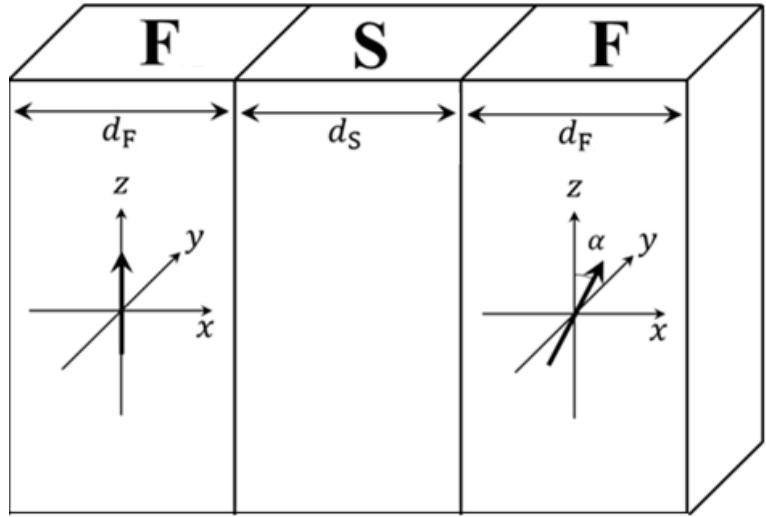


Рис.1. Трехслойная F/S/F система. Толщина S слоя -  $d_S$ , толщины F слоев -  $d_F$ .

К настоящему времени известны сверхпроводящие спиновые вентили F/S/F различной конструкции [35-37]. В работе [35] определен максимальный сдвиг  $\Delta T_c$  для трехслойной гетероструктуры никель/ниобий/никель. Для этой системы температура перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c \approx 0.4\text{K}$ , а ширина резистивного перехода  $\Delta T_c$  равна примерно  $0.3\text{K}$ . В работах [35-37] для больших  $T_c$  ( $>1\text{K}$ ) найдено, что величина  $\Delta T_c$  лежит в пределах  $2 - 20\text{mK}$ , но это противоречит теоретическим расчетам. При оптимальном наборе микроскопических параметров теоретические оценки предсказывают в сверхпроводящем спиновом клапане сдвиг  $\Delta T_c$  порядка нескольких кельвин. Это утверждение можно понять, если принять во внимание тот факт, что для наблюдения эффекта спинового вентиля необходимо одновременное выполнение двух противоположных условий. С одной стороны, S - слой должен быть достаточно тонким для обеспечения генерации в трехслойной структуре эффективной обменной энергии, которая меньше для антипараллельной ( $\mathbf{M}_1 \uparrow \downarrow \mathbf{M}_2$ ) ориентации [34]. С другой стороны, толщина сверхпроводящего слоя должна быть больше критической, для того чтобы вся структура находилась в сверхпроводящем состоянии с разумно большой  $T_c$ . Очень важно отметить, что качество границы контакта F/S также является очень важным фактором. Разрушающее куперовскую

пару парамагнитное рассеяние на магнитных примесях F/S границы контакта может быть очень вредным эффектом для сверхпроводящего спинового вентиля [32, 33]. В работе [37] предложили использовать спиновый вентиль S/F1/N/F2 - типа с высоко прозрачным слоем нормального металла N, развязывающим два ферромагнитных слоя, для того чтобы сделать ограничение на толщину S-слоя. Имеется, минимум, два достоинства такой конфигурации спинового вентиля. Первое преимущество, N - слой может быть достаточно тонким, для того чтобы обеспечить сильное ослабление поля, действующего на сверхпроводящую пленку в случае антипараллельной ( $\mathbf{M}_1 \uparrow\downarrow \mathbf{M}_2$ ) ориентации, сохраняя в то же время сильную обменную энергию для ( $\mathbf{M}_1 \uparrow\uparrow \mathbf{M}_2$ ) конфигурации. Второе достоинство, в том что, в такой конфигурации структуры есть только одна SF граница. В работе [36] для такого типа спинового вентиля получен сдвиг  $T_c : \Delta T_c \approx 200\text{mK}$ .

Важно, что F1/N/F2 управляющий элемент S/F1/N/F2 спинового вентиля, исследуемого в [36], представляет собой Fe/V сверхрешетку с антиферромагнитным межслоевым обменным взаимодействием. Вследствие антиферромагнитной ориентации между двумя последующими слоями Fe, было трудно изменить относительное направление намагнченностей. Действительно, оно изменялось только постепенно от антипараллельного к параллельному. Это вращение сопровождалось наблюдаемым аномальным сдвигом  $T_c : \Delta T_c \approx 200\text{mK}$ . Более того, для спиновых вентиляй F1/S/F2 структуры со сравнимой относительной толщиной S-слоя сдвиг, измеренный в [36], был много меньше чем в структуре, в которой оба ферромагнитных слоя находились с одной стороны сверхпроводника [38]. Авторы работы [10], не нашли разумного объяснения наблюдаемого эффекта и отнесли его на счёт сильной зависимости плотности сверхпроводящих пар в тонком V - слое от относительной ориентации векторов намагнченностей ферромагнитных слоев F1 и F2.

С точки зрения авторов работы [39] эффект, обнаруженный в [36], можно рассматривать как первое подтверждение существования дальнодействующего эффекта близости, т.е. эффекта генерации спин-триплетной сверхпроводимости [40, 41-43] в структурах с неоднородной намагниченностью. Если векторы намагниченности всех F - слоёв в F/N/F или S/F/N/F структурах коллинеарные, тогда в таких структурах можно обнаружить только синглетную компоненту и триплетную компоненту с проекцией  $S_z = 0$  суммарного спина куперовской пары (см. [15,16]). Эти сверхпроводящие корреляции являются короткодействующими, т.е. в диффузионном случае они проникают в F - слой на короткое расстояние порядка  $\xi_F^1 = \sqrt{D_F / H_F}$  (здесь  $D_F$  - коэффициент электронной диффузии в F - слое,  $H_F$  - обменная энергия). Однако, в случае неоднородной намагниченности, т.е. в присутствии магнитных доменных стенок или в многослойной F/S структуре со скрещенными направлениями намагниченностей F - слоев, может генерироваться дальнодействующая триплетная компонента (ДТК) с проекцией суммарного спина куперовской пары  $S_z = \pm 1$ . Так как эта триплетная компонента является чётной функцией импульса, она должна быть нечётной функцией частоты, и поэтому называется нечётной триплетной компонентой. Она проникает в F - область на расстояние  $\xi_F = \sqrt{D_F / 2\pi T_c}$ , которое на множитель  $\sqrt{H_F / 2\pi T_c}$  больше чем  $\xi_F^1$ .

В работе [39] была вычислена критическая температура F/N/F/S структуры для произвольных величин угла  $\alpha$  между направлениями намагниченностей ферромагнитных слоев.

## 1.2 Гетероструктуры ферромагнетик/ферромагнетик/сверхпроводник

Эффект триплетной сверхпроводимости в системах F2/F1/S проявляется в немонотонном изменении величины  $T_c$  при плавном изменении угла  $\alpha$  между намагнченностями ферромагнитных слоев  $\mathbf{M}_{F1}$  и  $\mathbf{M}_{F2}$  от параллельной ориентации Р ( $\alpha = 0$ ) к антипараллельной АР ( $\alpha = 180$ ). При этом наблюдается минимум  $T_c$  при неколлинеарной ориентации намагнченностей ферромагнитных слоев F1 и F2. Такое поведение  $T_c$  является характерным проявлением дальнодействующей триплетной компоненты (ДТК) сверхпроводящих корреляций в системах F2/F1/S. Важно отметить, что  $T_c$  системы определяется из критической температуры синглетной компоненты сверхпроводящего конденсата и что триплетные сверхпроводящие корреляции генерируются из синглетных (превращение вследствие воздействия обменного поля), уменьшая амплитуду синглетной компоненты в слое сверхпроводника, истощая, таким образом, сверхпроводящий конденсат. Этот эффект значителен, поскольку величины синглетной компоненты, индуцированной эффектом близости, и дальнодействующей триплетной компоненты могут оказаться одного порядка вблизи интерфейса F2/F1 (если толщина прилегающего слоя ферромагнетика меньше длины когерентности в нем).

F2/N/F1 гетероструктура с произвольными толщинами слоев является общепринятым спиновым вентилем [36], который играет роль управляющего элемента в F2/N/F1/S многослойных структурах. Роль слоя нормального металла в таких структурах сводится к магнитному расцеплению двух ферромагнитных слоев, позволяя их векторам намагнченностей вращаться независимо. Если толщина слоя нормального металла меньше длины когерентности, то этот слой оказывает очень малое влияние на сверхпроводимость в структуре. Поэтому можно исследовать упрощенную F2/F1/S трехслойную структуру [39].

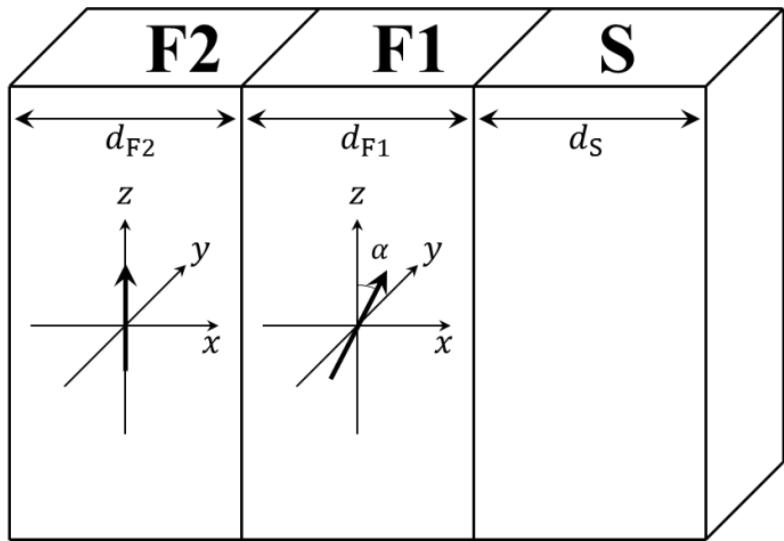


Рис.2. Трехслойная F2/F1/S система. Толщина S слоя -  $d_S$ , толщины F слоев -  $d_{F1}$  и  $d_{F2}$ .

Итак, рассматривается плоская трехслойная система F2/F1/S (см. рис. 2). Начало системы координат находится на F1/S границе. Ось  $x$  направлена перпендикулярно F1/S границе, а ось  $y$  лежит в плоскости F1/S границы. Вектор намагниченности ферромагнитного слоя F2 зафиксирован вдоль оси  $z$ , а вектор намагниченности слоя F1 может вращаться в плоскости  $yz$ . Угол  $\alpha$  отсчитывается от оси  $z$ .

Предполагается, для простоты, что условие грязного предела полностью выполнено для всех слоёв, и что толщина правого F1 - слоя,  $d_{F1}$ , мала в масштабе  $\zeta_F^1$ :

$$d_{F1} \ll \zeta_F^1. \quad (1.1)$$

Далее предполагается, что ферромагнитные слои являются монодоменными ферромагнетиками с различными, вообще говоря, величинами обменного интеграла и эффективная константа электрон-фононного взаимодействия в обоих ферромагнитных слоях равна нулю. Также предполагается, что границы не являются магнитоактивными и могут быть описаны спин-независимыми параметрами подавления  $\gamma$  и  $\gamma_B$ :

$$\gamma_{BF1S} = R_{BF1S} A_B / \rho_{F1} \xi_{F1}, \quad (1.2)$$

$$\gamma_{F1S} = \rho_S \xi_S / \rho_{F1} \xi_{F1}, \quad (1.3)$$

где  $R_{BF1S}$ ,  $R_{BF2F1}$  и  $A_B$  - сопротивления и площадь F1/S, F2/F1 границ контактов;  $\rho_{S(F1,F2)}$  - удельное сопротивление S(F1,F2) слоя, а длины когерентности связаны с постоянными диффузии  $D_{S(F1,F2)}$  соотношениями

$\xi_{S(F1,F2)} = \sqrt{D_{S(F1,F2)} / 2\pi T_c}$ . Такой подход справедлив для относительно «мягких» ферромагнитных материалов - случай, который представляет наибольший интерес, т.е. когда энергия обменного поля меньше, чем 0.1 eV и спин - зависимыми поправками к удельному сопротивлению и прозрачности границы контакта можно пренебречь.

При сделанных выше предположениях аномальные функции Грина в F2 и F1 ферромагнетиках, а также в слое сверхпроводника, могут рассматриваться как матрицы  $(\hat{f})$ ,  $(\hat{p})$  и  $(\hat{s})$ . Они удовлетворяют следующим линеаризованным уравнениям Узаделя [44,45]:

$$\xi_{F2}^2 \frac{d^2}{dx^2} \hat{f} - \Omega \hat{f} + \frac{i}{2} h_{F1} (\hat{f} \hat{H}_1^* + \hat{H}_1 \hat{f}) = 0, \quad (1.4)$$

$$\xi_{F1}^2 \frac{d^2}{dx^2} \hat{p} - \Omega \hat{p} + \frac{i}{2} h_{F2} (\hat{p} \hat{H}_2^* + \hat{H}_2 \hat{p}) = 0, \quad (1.5)$$

$$\xi_S^2 \frac{d^2}{dx^2} \hat{s} - \Omega \hat{s} + \Delta \hat{\sigma}_3 = 0, \quad (1.6)$$

где  $\Delta$  - сверхпроводящий параметр порядка, нормированный на  $\pi T_c$ ,  $\Omega = \omega / \pi T_c$ ,  $\omega$ -мацубаровские частоты,  $h_{F1,F2} = H_{F1,F2} / \pi T_c$ ,  $\hat{H}_2 = \hat{\sigma}_2 \sin \alpha + \hat{\sigma}_3 \cos \alpha$ ,  $\hat{H}_1 = \hat{\sigma}_3$ , где  $\hat{\sigma}_i$  - матрицы Паули:

$$\hat{\sigma}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

$$\hat{\sigma}_1 \hat{\sigma}_2 = i \hat{\sigma}_3, \quad \hat{\sigma}_3 \hat{\sigma}_1 = i \hat{\sigma}_2, \quad \hat{\sigma}_2 \hat{\sigma}_3 = i \hat{\sigma}_1, \quad \hat{\sigma}_i \hat{\sigma}_j = -\hat{\sigma}_j \hat{\sigma}_i.$$

Система уравнений (1.4)-(1.6) должна быть дополнена граничными условиями. На свободных границах структуры  $(x = -(d_{F1} + d_{F2}), x = d_s)$ , они имеют вид:

$$\frac{d\hat{f}}{dx} = 0, \quad \frac{d\hat{s}}{dx} = 0. \quad (1.7)$$

Граничные условия на F2/F1 границе  $(x = -d_{F1})$  имеют следующий вид [44, 40]:

$$\gamma_{F2F1}\xi_{F2}\frac{d}{dx}\hat{f} = \xi_{F1}\frac{d}{dx}\hat{p}, \quad \hat{f} + \gamma_{BF2F1}\xi_{F2}\frac{d}{dx}\hat{f} = \hat{p}. \quad (1.8)$$

Наконец, граничные условия на F1/S границе имеют вид

$$\gamma_{F1S}\xi_{F1}\frac{d}{dx}\hat{p} = \xi_S\frac{d}{dx}\hat{s}, \quad \hat{p} + \gamma_{BF1S}\xi_{F1}\frac{d}{dx}\hat{p} = \hat{s}. \quad (1.9)$$

Далее делается преобразование от матричных уравнений к обыкновенным дифференциальным уравнениям. Решение ищется в виде:

$$\begin{aligned} \hat{f}(x) &= f_0\hat{\sigma}_0 + f_1\hat{\sigma}_1 + f_2\hat{\sigma}_2 + f_3\hat{\sigma}_3, \\ \hat{p}(x) &= p_0\hat{\sigma}_0 + p_1\hat{\sigma}_1 + p_2\hat{\sigma}_2 + p_3\hat{\sigma}_3, \\ \hat{s}(x) &= s_0\hat{\sigma}_0 + s_1\hat{\sigma}_1 + s_2\hat{\sigma}_2 + s_3\hat{\sigma}_3, \end{aligned}$$

где  $\hat{\sigma}_0$  - единичная матрица. Находим явный вид выражений  $(\hat{f}\hat{H}_1^* + \hat{H}_1\hat{f})$  и  $(\hat{p}\hat{H}_2^* + \hat{H}_2\hat{p})$  через матрицы Паули. Так как,  $f_2\hat{\sigma}_2, p_2\hat{\sigma}_2$  и  $s_2\hat{\sigma}_2$  компоненты не связаны с другими, то они равны нулю. Таким образом, в каждом слое есть только три скалярные компоненты:

$$\begin{aligned} \hat{f}(x) &= f_0\hat{\sigma}_0 + f_1\hat{\sigma}_1 + f_3\hat{\sigma}_3, \\ \hat{p}(x) &= p_0\hat{\sigma}_0 + p_1\hat{\sigma}_1 + p_3\hat{\sigma}_3, \\ \hat{s}(x) &= s_0\hat{\sigma}_0 + s_1\hat{\sigma}_1 + s_3\hat{\sigma}_3, \end{aligned}$$

В итоге получается следующая система уравнений:

$$\xi_{F2}^2 \frac{d^2}{dx^2} f_0 - \Omega f_0 + i h_{F2} f_3 = 0, \quad -(d_{F1} + d_{F2}) \leq x \leq (-d_{F1}) \quad (1.10)$$

$$\xi_{F2}^2 \frac{d^2}{dx^2} f_1 - \Omega f_1 = 0, \quad (1.11)$$

$$\xi_{F2}^2 \frac{d^2}{dx^2} f_3 - \Omega f_3 + i h_{F2} f_0 = 0, \quad (1.12)$$

$$\xi_{F1}^2 \frac{d^2}{dx^2} p_0 - \Omega p_0 + i h_{F1} p_3 \cos \alpha = 0, \quad -d_{F1} \leq x \leq 0 \quad (1.13)$$

$$\xi_{F1}^2 \frac{d^2}{dx^2} p_1 - \Omega p_1 - p_3 h_{F1} \sin \alpha = 0, \quad (1.14)$$

$$\xi_{F1}^2 \frac{d^2}{dx^2} p_3 - \Omega p_3 + h_{F1} (i \cos \alpha p_0 + p_1 \sin \alpha) = 0, \quad (1.15)$$

$$\xi_s^2 \frac{d^2}{dx^2} s_0 - \Omega s_0 = 0, \quad 0 \leq x \leq d_s \quad (1.16)$$

$$\xi_s^2 \frac{d^2}{dx^2} f_s - \Omega f_s = 0, \quad (1.17)$$

$$\xi_s^2 \frac{d^2}{dx^2} s_3 - \Omega s_3 + \Delta = 0, \quad (1.18)$$

Если  $\Delta$  действительно, тогда  $s_3, f_3, p_3$ , а также  $s_1, f_1, p_1$ , являются действительными, в то время как  $s_0, f_0, p_0$  чисто мнимыми функциями. И поэтому, удобно ввести новые функции  $s_0 = is$ ,  $f_0 = if$ ,  $p_0 = ip$ . Далее, решая уравнения для каждого слоя, слева направо, можно установить зависимость компонент матрицы аномальной функции Грина одного слоя от компонент другого слоя. И в итоге проблема вычисления критической температуры  $T_c$  сводится к эффективной системе уравнений на синглетную компоненту  $s_3$  в S – слое [39].

Эффективная система уравнений включает в себя уравнение самосогласования:

$$\Delta \ln \frac{T_s}{T_c} = 2\pi \sum_{\omega > 0} \left( \frac{\Delta}{\omega} - s_3 \right) \quad (1.19)$$

и уравнение Узаделя

$$\frac{D}{2} \frac{d^2 s_3}{dx^2} - \omega s_3 + \Delta = 0 \quad (1.20)$$

с граничными условиями:

$$\frac{ds_3}{dx} = 0 \Big|_{x=d_s}, \quad -\xi_s \frac{ds_3}{dx} = Ws_3 \Big|_{x=0}. \quad (1.21)$$

Решая граничную задачу для F2/F1/S структуры можно определить явный вид выражения для  $W$  [39].

Численное решение системы уравнений (1.19) -(1.21) выполнялось в [39] на основе метода фундаментального решения [34].

**Глава 2. Эффект близости в гетероструктурах**  
**ферромагнетик/нормальный металл/ферромагнетик/сверхпроводник**

**2.1 Уравнения Узаделя для рассматриваемой системы F2/N/F1/S**

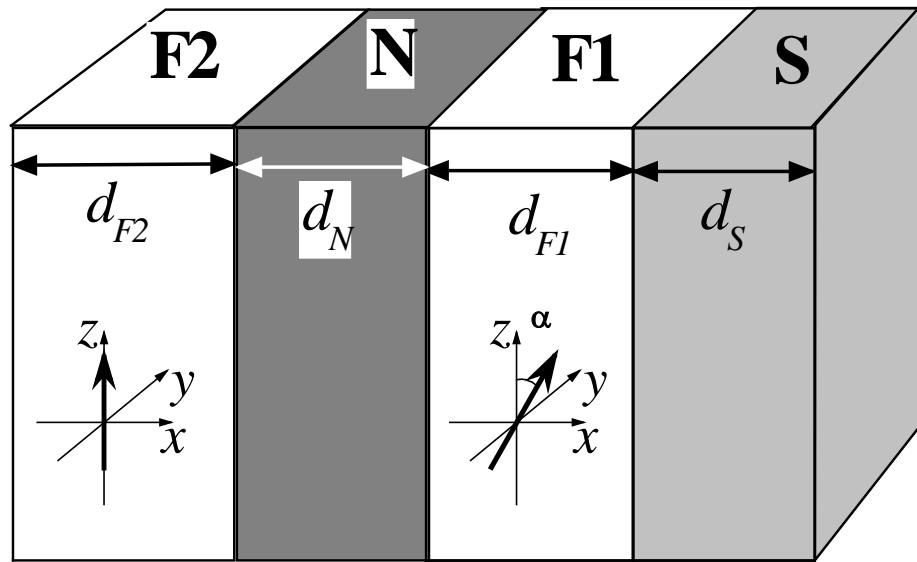


Рис.3 Гетероструктура F2/N/F1/S . Толщина S слоя -  $d_S$ . Толщина N слоя -  $d_N$ ,

толщины F слоев -  $d_{F1}$  и  $d_{F2}$ .

Рассмотрим эффект близости в сверхпроводящем триплетном спиновом клапане F2NF1S.

Для реализации поставленной задачи определим критическую температуру  $T_c$  гетероструктуры F2/N/F1/S как функцию угла  $\alpha$  между намагниченностями двух ферромагнитных F слоев (рис.3). Предполагается (как в предыдущем разделе 1.2), что F- металлы являются однодоменными ферромагнетиками, а границы не являются магнитно-активными и могут быть описаны независящими от спина параметрами прозрачности  $\gamma$  и  $\gamma_B$ .

Параметры прозрачности определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
 \gamma_{BF1S} &= R_{BF1S} A_B / \rho_{F1} \xi_{F1}, & \gamma_{F1S} &= \rho_S \xi_S / \rho_{F1} \xi_{F1}, \\
 \gamma_{BNF1} &= R_{BNF1} A_B / \rho_N \xi_N, & \gamma_{NF1} &= \rho_N \xi_N / \rho_{F1} \xi_{F1}, \\
 \gamma_{BF2N} &= R_{BF2N} A_B / \rho_{F2} \xi_{F2}, & \gamma_{F2N} &= \rho_{F2} \xi_{F2} / \rho_N \xi_N,
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

где  $R_{\text{BF1S}}$ ,  $R_{\text{BNF1}}$ ,  $R_{\text{BF2N}}$  и  $A_{\text{B}}$  есть сопротивления и площадь соответствующих границ;  $\rho_{S(F1,N,F2)}$  - удельное сопротивление слоя  $S(F1,N,F2)$ ; длины когерентности связаны с коэффициентами диффузии  $D_{S(F1,N,F2)}$  соотношениями  $\xi_{S(F1,N,F2)} = \sqrt{D_{S(F1,N,F2)} / 2\pi T_{cs}}$  ( $T_{cs}$  – температура перехода в сверхпроводящее состояние в уединенном  $S$  слое). Дальнейшего упрощения уравнений можно достичь в случае грязных сверхпроводников, содержащих немагнитные примеси высокой концентрации. Тогда можно получить следующие линеаризованные уравнения Узаделя [39, 44]:

$$\xi_{F2}^2 \frac{d^2 f_0}{dx^2} - \Omega f_0 + i h_{F2} f_3 = 0, \quad (2.2)$$

$$\xi_{F2}^2 \frac{d^2 f_1}{dx^2} - \Omega f_1 = 0, \quad (2.3)$$

$$\xi_{F2}^2 \frac{d^2 f_3}{dx^2} - \Omega f_3 + i h_{F2} f_0 = 0, \quad (2.4)$$

$$\xi_N^2 \frac{d^2 n_0}{dx^2} - \Omega n_0 = 0, \quad (2.5)$$

$$\xi_N^2 \frac{d^2 n_1}{dx^2} - \Omega n_1 = 0, \quad (2.6)$$

$$\xi_N^2 \frac{d^2 n_3}{dx^2} - \Omega n_3 = 0, \quad (2.7)$$

$$\xi_{F1}^2 \frac{d^2 p_0}{dx^2} - \Omega p_0 + i h_{F1} p_3 \cos \alpha = 0, \quad (2.8)$$

$$\xi_{F1}^2 \frac{d^2 p_1}{dx^2} - \Omega p_1 - h_{F1} p_3 \sin \alpha = 0, \quad (2.9)$$

$$\xi_{F1}^2 \frac{d^2 p_3}{dx^2} - \Omega p_3 + h_{F1} (i p_0 \cos \alpha + p_1 \sin \alpha) = 0, \quad (2.10)$$

$$\xi_S^2 \frac{d^2 s_0}{dx^2} - \Omega s_0 = 0, \quad (2.11)$$

$$\xi_S^2 \frac{d^2 s_1}{dx^2} - \Omega s_1 = 0, \quad (2.12)$$

$$\xi_S^2 \frac{d^2 s_3}{dx^2} - \Omega s_3 + \Delta = 0. \quad (2.13)$$

Система уравнений (2.2) -(2.13) должна быть дополнена граничными условиями. На свободных границах структуры ( $x = - (d_{F2} + d_N + d_{F1})$ ;  $x = d_S$ ) они имеют вид:

$$\frac{df_i}{dx} = 0, \quad \frac{ds_i}{dx} = 0. \quad (2.14)$$

На внутренних границах они принимают вид [8, 45]:

$$\gamma_{F2N} \xi_{F2} \frac{df_i}{dx} = \xi_N \frac{dn_i}{dx}, \quad f_i + \gamma_{BF2N} \xi_{F2} \frac{df_i}{dx} = n_i, \quad x = -(d_N + d_{F1}) \quad (2.15)$$

$$\gamma_{NF1} \xi_N \frac{dn_i}{dx} = \xi_{F1} \frac{dp_i}{dx}, \quad n_i + \gamma_{BNF1} \xi_N \frac{dn_i}{dx} = p_i, \quad x = -d_{F1} \quad (2.16)$$

$$\gamma_{F1S} \xi_{F1} \frac{dp_i}{dx} = \xi_S \frac{ds_i}{dx}, \quad p_i + \gamma_{BF1S} \xi_{F1} \frac{dp_i}{dx} = s_i. \quad x = 0. \quad (2.17)$$

Функции конденсата: индексы  $i = 0, 1, 3$  определяют собой триплетные функции конденсата с проекциями спинов 0 и  $\pm 1$  и синглетную функцию конденсата ( $f$  – в левом слое F2,  $n$  – в N слое;  $p$  – в правом слое F1, и  $s$  – в слое S), соответственно.  $\Omega = \Omega / \pi T_{cS}$ ,  $h_{F1,F2} = H_{F1,F2} / \pi T_{cS}$  и  $\Delta = \Delta_S / \pi T_{cS}$  – частоты Мацубары, энергия обменного поля и параметр порядка сверхпроводника, нормированные на  $\pi T_{cS}$ .

Решая уравнения (2.2) -(2.12) с граничными условиями (2.14) -(2.17) можно свести задачу вычисления  $T_c$  (как и в разделе 1.2) к эффективной системе уравнений для синглетной компоненты  $s_3$  в S слое. Эта система включает уравнения самосогласования и Узаделя с эффективными граничными условиями. В итоге получаем «канонический вид» задачи, которая была решена в [34]:

$$\Delta \ln \frac{T_{cS}}{T_c} = 2 \frac{T_c}{T_{cS}} \sum_{\Omega > 0} \left( \frac{\Delta}{\Omega} - s_3 \right), \quad (2.18)$$

$$\xi_S^2 \frac{d^2 s_3}{dx^2} - \Omega s_3 + \Delta = 0, \quad (2.19)$$

$$\xi_S \frac{d}{dx} s_3(0) = W(\Omega) s_3(0), \quad \frac{d}{dx} s_3(d_S) = 0. \quad (2.20)$$

Явное выражение для  $W$  представлено в работе [39]. Ввиду его громоздкости оно здесь не приводится. Результаты численных расчетов  $T_c$  как функции взаимной ориентации намагниченностей при различных прозрачностях границ раздела, энергии обменного поля и толщин слоев гетероструктуры F2/N/F1/S приведены в следующих параграфах.

## 2.2 Прямой (стандартный) режим переключения спинового вентиля

Прямой (стандартный) режим – это режим, при котором температура перехода в сверхпроводящее состояние при параллельной ориентации ниже, чем при антипараллельной ориентации, и зависимость температуры перехода от угла между намагнченностями ферромагнитных слоев является монотонной.

На рисунках 4-7 представлены различные варианты прямого режима переключения спинового вентиля ( $T_c (\alpha = 180^\circ) > T_c (\alpha = 0)$  (величины обменных полей в обоих F слоях полагались одинаковыми).

### **2.3 Триплетный режим спинового клапана**

Триплетный режим характеризуется тем, что температура перехода в сверхпроводящее состояние при скрещенных намагниченностях ферромагнитных слоев ниже, чем при параллельной и антипараллельной ориентациях намагниченностей ферромагнитных слоев.

На рисунках 8-11 представлены различные варианты триплетного режима переключения спинового вентиля ( $T_c$  ( $\alpha = 180^\circ$ )  $>$   $T_c$  ( $\alpha = 0$ ) (величины обменных полей в обоих F слоях полагались одинаковыми).

## 2.4 Инверсный режим спинового вентиля

Инверсный режим характеризуется тем, что  $T_c^P > T_c^{AP}$ . Что, вообще говоря, удивительно, ведь при параллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев они воздействуют совместно на сверхпроводящий слой, то есть должны сильнее подавлять сверхпроводимость, а получается наоборот, что обусловлено другим соотношением толщин слоев и изменением интерференции на границах.

На рисунках 12-15 представлены различные варианты инверсного режима переключения спинового вентиля ( $T_c (\alpha = 180^\circ) > T_c (\alpha = 0)$  (величины обменных полей в обоих F слоях полагались одинаковыми).

## **Заключение**

Результаты:

1. Проведено численное решение уравнений Узаделя, описывающих изменение синглетной и триплетных корреляций в грязном пределе в каждом слое, с учетом граничных условий и условия самосогласованности. Для численного решения использован метод фундаментального решения (метод функций Грина).
2. Результаты расчетов представлены в виде графиков зависимости критической температуры  $T_c$  от угла между намагниченностями ферромагнитных слоев (F1 и F2) при различных значениях параметров спинового вентиля F2NF1S.

Выводы:

3. На основании проведенных исследований сделан вывод о том, что вариацией параметров спинового вентиля можно реализовать различные режимы работы спинового клапана.
4. Увеличение толщины слоя нормального металла приводит, как правило, к «сглаживанию» эффектов спинового клапана.

## **Список публикаций**

1. Чуличникова, А. С. Эффект близости в сверхпроводящем спиновом вентиле F2/N/F1/S / А. С. Чуличникова // Научно-образовательная конференция студентов КФУ 2018 г., Казань. - Сборник тезисов. – 2018. – Т. 1. - С. 136
  2. Proximity Effect in Superconducting Triplet Spin-Valve F2NF1S Structure / R. G. Deminov, L. R. Tagirov, R. R. Gaifullin, A. S. Chulochnikova, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov // 6-th International Conference on Superconductivity and Magnetism (ICSM-2018), 29 April-4 May 2018, Antalya, Turkey. - Book of Abstracts. - 2018. - P. 120.
  3. Эффект близости в сверхпроводящем триплетном спиновом клапане F2NF1S / Р. Г. Деминов, Л. Р. Тагиров, Р. Р. Гайфуллин, А. С. Чуличникова, М. Ю. Куприянов, А. А. Голубов // XXIII Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах», Москва, 30 июня – 5 июля 2018. - Сборник трудов. – 2018. - С. 500.
  4. Proximity Effect in Superconducting Triplet Spin-Valve F2NF1S Structures / R. R. Gaifullin, R. G. Deminov, A. S. Chulochnikova, L. R. Tagirov, , M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov // Advances in Condensed Matter Physics. – 2019.
- Направлено в печать.

## Список литературы

1. Прищепа, С. Л. Анизотропные размерные эффекты в многослойных тонкопленочных структурах на основе сверхпроводников / С. Л. Прищепа // Докл. БГУИР. – 2004. – Т. 7, № 3. – С. 118-128.
2. Островский, П. М. Плотность квазилокализованных состояний в мезоскопических NS-системах / П. М. Островский, М. А. Скворцов, М. В. Фейгельман // ЖЭТФ. – 2003. – Т. 123, № 2. – С. 399-428.
3. Jin, B. I. Artificial metallic superlattices / B. I. Jin, J. B. Ketterson // Adv. in Phys. 1989. – Vol. 38, № 3. – P. 189-366.
4. Golubov, A. A. The current-phase relation in Josephson junctions / A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev // Rev. Mod. Phys. – 2004. – Vol. 76, № 2. – P. 411-469.
5. Buzdin, A. I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A. I. Buzdin // Rev. Mod. Phys. – 2005. – Vol. 77, № 3. – P. 935-976.
6. Usadel, K. Generalized Diffusion Equation for Superconducting Alloys [Text] / K. Usadel // Phys. Rev. Lett. – 1970. – Vol. 25, № 8. – P. 507-509.
7. Properties of superconductor/ferromagnet structures with spin-dependent scattering / M. Fauré, A. I. Buzdin, A. A. Golubov et al. // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 73, № 6. – P. 064505-1-064505-12.
8. Superconducting proximity effect and interface transparency in Nb/PdNi bilayers / C. Cirillo, S. L. Prishepa, M. Salvato et al. // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 72, № 14. – P. 144511-1-144511-7.
9. Fominov, Ya. V. Nonmonotonic critical temperature in superconductor-ferromagnet bilayers / Ya. V. Fominov, N. M. Chtchelkatchev, A. A. Golubov // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66, № 1. – P. 014507-1-014507-13.
10. Tagirov, L. R. Quasiclassical boundary conditions for a contact of two metals / L. R. Tagirov, N. Garcia // Superlattices and Microstructures. – 2007. – Vol. 41 № 2-3. – P. 152-162.

11. Ciuahu, C. Influence of the boundary resistivity on the proximity effect / C. Ciuahu, A. Lodder // Phys. Rev. B. – 2001. – Vol. 64, № 22. – P. 224526-1-224526-4.
12. Interface transparency and proximity effect in Nb/Cu triple layers realized by sputtering and molecular beam epitaxy / A. Tesauro, A. Aurigemma, C. Cirillo et al. // Supercond. Sci. Technol. – 2005. – Vol. 18, № 1. – P. 152-157.
13. Interface transparency of Nb/Pd layered systems / C. Cirillo, S. L. Prischepa, M. Salvato et al. // Eur.Phys. J. B. – 2004. – Vol. 38, № 1. – P. 59-64.
14. Meissner, H. Superconductivity of Contacts with Interposed Barriers / H. Meissner // Phys. Rev. – 1960. – Vol. 117, № 3. – P. 672-680.
15. Cooper, L. N. Superconductivity in the Neighborhood of Metallic Contacts / L. N. Cooper // Phys. Rev. Lett. – 1961. – Vol. 6, № 12. – P. 689-690.
16. de Gennes, P.G. Boundary Effects in Superconductors / P. G. de Gennes // Rev. Mod. Phys. – 1964. – Vol. 36, № 1. – P. 225-237.
17. Fominov, Y. V. Superconductive properties of thin dirty superconductor–normal-metal bilayers / Y. V. Fominov, M. V. Feigel'man // Phys. Rev. B. – 2001. – Vol. 63, № 9. – P. 094518-1-094518-15.
18. Hauser, J. J. Proximity Effects between Superconducting and Magnetic Films / J. J. Hauser, H. C. Theuerer, N. R. Werthamer // Phys. Rev. – 1966. – Vol. 142, № 1. – P. 118-126.
19. Oscillatory Superconducting Transition Temperature in Nb/Gd Multilayers / J. S. Jiang, D. Davidović, D. H. Reich et al. // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 74, № 2. – P. 314-317.
20. Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a  $\pi$  Junction / V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al. // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 86, № 11. – P. 2417-2430.
21. Inhomogeneous Superconductivity Induced in a Ferromagnet by Proximity Effect / T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur et al. // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 86, № 2. – P. 304-307.

22. Tagirov, L. R. Low-Field Superconducting Spin Switch Based on a Superconductor /Ferromagnet Multilayer / L. R. Tagirov // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83, № 10. – P. 2058-2061.
23. Bergeret, F. S. Long-Range Proximity Effects in Superconductor-Ferromagnet Structures / F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 86, № 18. - P. 4096-4099.
24. Kadigrobov, A. Quantum spin fluctuations as a source of long-range proximity effects in diffusive ferromagnet-superconductor structures / A. Kadigrobov, R. I. Shekhter, M. Jonson // Europhys. Lett. – 2001. – Vol. 54, № 3. - P. 394-400.
25. Volkov, A. F. Odd Triplet Superconductivity in Superconductor-Ferromagnet Multilayered Structures / A. F. Volkov, F. S. Bergeret, K. B. Efetov // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90, № 11. – P. 117006-1-117006-4.
26. Fominov, Ya. V. Triplet proximity effect in FSF trilayers [Text] / Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov // Pis'ma v ZhETF. – 2003. – Vol. 77, № 9. – P. 609-614.
27. Hauser, J. J. Proximity Effects between Superconducting and Magnetic Films / J. J. Hauser, H. C. Theuerer, N. R. Werthamer // Phys. Rev. – 1966. – Vol. 142, № 1. – P. 118-126.
28. Oscillatory Superconducting Transition Temperature in Nb/Gd Multilayers / J. Jiang, D. Davidović, D. H. Reich et al. // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 74, № 2. – P. 314-317.
29. Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a  $\pi$  Junction / V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al. // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 86, № 11. – P. 2417-2430.
30. Inhomogeneous Superconductivity Induced in a Ferromagnet by Proximity Effect / T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur et al. // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 86, № 2. – P. 304-307.
31. Buzdin, A. I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A. I. Buzdin // Rev. Mod. Phys. – 2005. – Vol. 77, № 3. – P. 935-976.

32. Tagirov, L. R. Low-Field Superconducting Spin Switch Based on a Superconductor /Ferromagnet Multilayer / L. R. Tagirov // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83, № 10. – P. 2058-2061.
33. Buzdin, A. I. Spin-orientation-dependent superconductivity in F/S/F structures / A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, N. V. Ryzhanova // Europhys. Lett. – 1999. – Vol. 48, № 6. – P. 686-691.
34. Fominov, Ya. V. Nonmonotonic critical temperature in superconductor-ferromagnet bilayers / Ya. V. Fominov, N. M. Chtchelkatchev, A. A. Golubov // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66, № 1. – P. 014507-1-014507-13.
35. Spin-polarized current versus stray field in a perpendicularly magnetized superconducting spin switch / A. Singh, C. Sürgers, R. Hoffmann et al. // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 91, № 15. – P. 152504-1-152504-3.
36. Superconducting spin valves based on epitaxial Fe/V superlattices / G. Nowak, H. Zabel, K. Westerholt et al. // Phys. Rev. B. – 2008 – Vol. 78, № 13. – P. 134520-1- 134520-12.
37. Sangjun Oh, A superconductive magnetoresistive memory element using controlled exchange interaction / Sangjun Oh, D. Youm, M. R. Beasley // Appl. Phys. Lett. – 1997 – Vol. 71, № 16. – P. 2376-1- 2376-3.
38. Superconducting triplet spin valve / Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya et al. // Pis'ma v ZhETF. – 2010 – Vol. 91, № 6. – P. 329 - 333.
39. Critical temperature of superconducting spin-valve with FNF control unit / R. R. Gaifullin, R. G. Deminov, L. R. Tagirov, , M. Yu. Kupriyanov, Ya. V. Fominov, A. A. Golubov // Annalen der Physik. – 2019. Prepared for submission.
40. Bergeret, F. S. Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures / F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // Rev. Mod. Phys. – 2005 – Vol. 77, № 4. – P. 1321 - 1373.
41. Bergeret, F. S. Long-Range Proximity Effects in Superconductor-Ferromagnet Structures / F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 86, № 18. - P. 4096-4099.

42. Kadigrobov, A. Quantum spin fluctuations as a source of long-range proximity effects in diffusive ferromagnet-superconductor structures / A. Kadigrobov, R. I. Shekhter, M. Jonson // Europhys. Lett. – 2001. – Vol. 54, № 3. - P. 394-400.
43. Volkov, A. F. Odd Triplet Superconductivity in Superconductor-Ferromagnet Multilayered Structures / A. F. Volkov, F. S. Bergeret, K. B. Efetov // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90, № 11. – P. 117006-1-117006-4.
44. Usadel, K. Generalized Diffusion Equation for Superconducting Alloys / K. Usadel // Phys. Rev. Lett. – 1970. – Vol. 25, № 8. – P. 507-509.
45. Kupriyanov, M. Yu. Influence of boundary transparency on the critical current of “dirty” SS’S structures / M. Yu. Kupriyanov, V. F. Lukichev // Sov. Phys. JETP. – 1988. – Vol. 67, № 6. – P. 1163-1168.