

**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

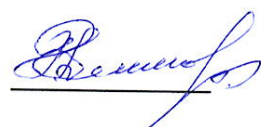
”20” июля 2019г.

 (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

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

Введение

Сверхпроводимость является одним из наиболее часто изучаемых явлений. В последние годы проявляется огромный интерес к сверхпроводящим слоистым структурам, благодаря их возможности применения в нанoeлектронике и спинтронике [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 спинтроники.

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 Узделя 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 намагниченностей (\mathbf{M}_1 , \mathbf{M}_2) ферромагнитных слоев F1 и F2. Модельные вычисления показали, что температура перехода T_c^{AP} при антипараллельной ($\mathbf{M}_1 \uparrow \downarrow \mathbf{M}_2$) ориентации намагниченностей слоев F1 и F2 должна быть больше температуры перехода T_c^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 намагниченностей F1 и F2 [32, 33]. Основная физическая причина сдвига ΔT_c между T_c^P и T_c^{AP} заключается в частичной компенсации разрушающего куперовскую пару ферромагнитного обменного поля [34], если намагниченности слоев F1 и F2 направлены антипараллельно.

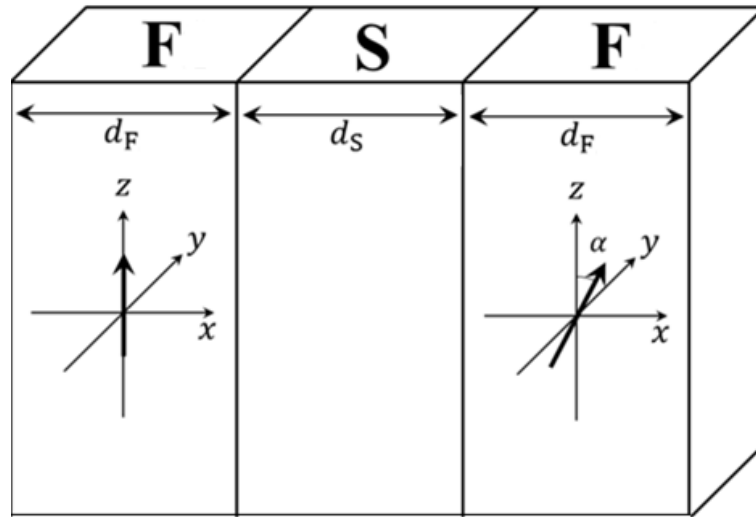


Рис.1. Трехслойная F/S/F система. Толщина S слоя - d_S , толщину F слоев - d_F .

К настоящему времени известны сверхпроводящие спиновые вентили F/S/F различной конструкции [35-37]. В работе [35] определен максимальный сдвиг ΔT_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 ΔT_c равна примерно 0.3K . В работах [35-37] для больших T_c ($> 1\text{K}$) найдено, что величина ΔT_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 ΔT_c порядка нескольких кельвин. Это утверждение можно понять, если принять во внимание тот факт, что для наблюдения эффекта спинового вентили 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 намагниченностей. 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 вентилях 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 намагниченностей ферромагнитных слоев F1 и F2.

С точки зрения авторов работы [39] эффект, обнаруженный в [36], можно рассматривать как первое подтверждение существования дальнodelствующего 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 дальнodelствующая 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 ξ_F^1 .

В работе [39] была вычислена критическая температура F/N/F/S структуры для произвольных величин угла α 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 α между намагниченностями ферромагнитных слоев \mathbf{M}_{F1} и \mathbf{M}_{F2} от параллельной ориентации P ($\alpha = 0$) к антипараллельной AP ($\alpha = 180$). При этом наблюдается минимум T_c при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев F1 и F2. Такое поведение T_c является характерным проявлением дальнедействующей 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 дальнедействующей 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 сводиться к магнитному расцеплению двух ферромагнитных слоев, позволяя их векторам намагниченностей 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].

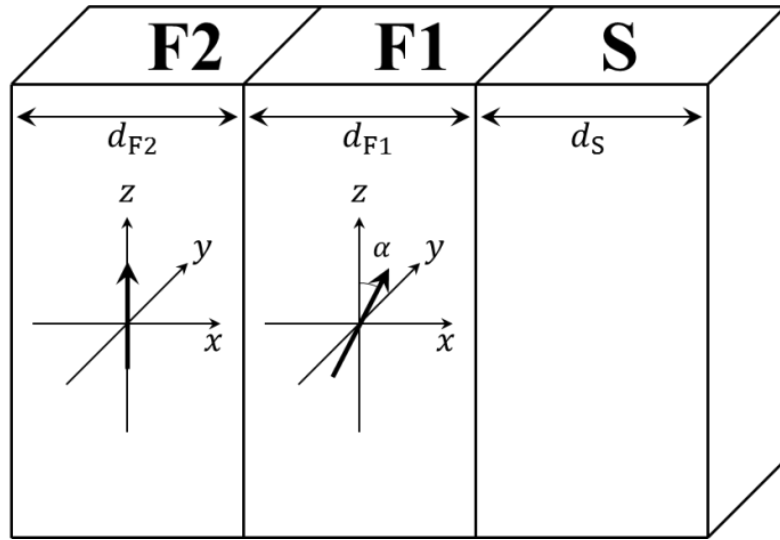


Рис.2. Трехслойная F2/F1/S система. Толщина S слоя - d_S . толщину F слоев - d_{F1} и d_{F2} .

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 α 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 ξ_F^1 :

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

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 γ и γ_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 Δ - сверхпроводящий параметр порядка, нормированный на πT_c , $\Omega = \omega / \pi T_c$, ω -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:

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

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

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

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

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

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

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

$$\xi_s^2 \frac{d^2}{dx^2} f_s - \Omega s_1 = 0, \quad (1.17)$$

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

Если Δ 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:

$$\left. \frac{ds_3}{dx} \right|_{x=d_s} = 0, \quad -\xi_s \left. \frac{ds_3}{dx} \right|_{x=0} = W s_3 \Big|_{x=0}. \quad (1.21)$$

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 Узделя для рассматриваемой системы F2/N/F1/S

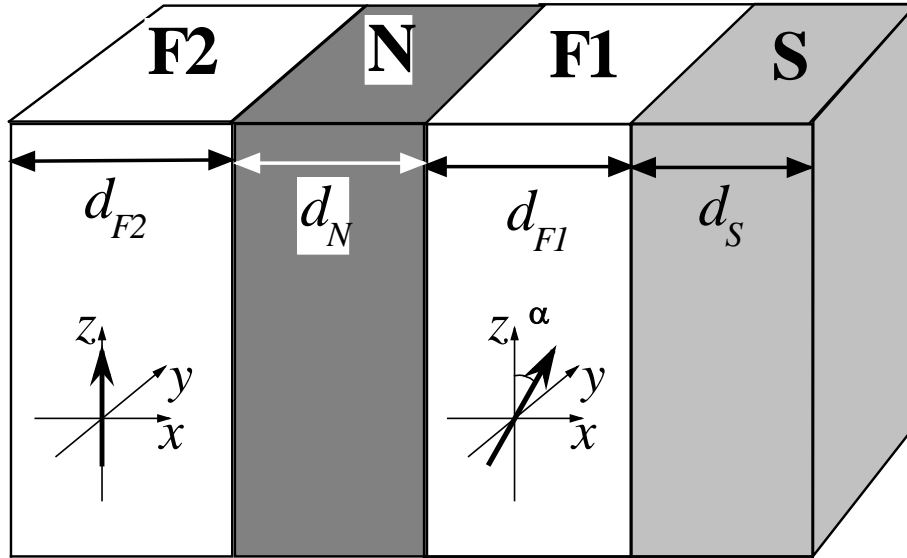


Рис.3 Гетероструктура F2/N/F1/S . Толщина S слоя - d_S . Толщина N слоя - d_N ,
толщины F слоев - d_{F1} и d_{F2} .

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 α 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 независимыми от спина параметрами прозрачности γ и γ_B .

Параметры прозрачности определяются следующими выражениями:

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

где R_{BF1S} , R_{BNF1} , R_{BF2N} и A_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 ± 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 πT_{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 Узалея 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 намагниченностями 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 Триpletный режим спинового клапана

Триpletный 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 tripletного режима переключения спиновое вентилля ($T_c (\alpha = 180^\circ) > T_c (\alpha = 0)$ (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 Узалея, 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 спинного вентиля F2NF1S.

Выводы:

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

Список публикаций

1. Чулочникова, А. С. Эффект близости в сверхпроводящем спиновом вентиле F2/N/F1/S / А. С. Чулочникова // 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. Чулочникова, 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. Prischepa, 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. Ciuhu, C. Influence of the boundary resistivity on the proximity effect / C. Ciuhu, 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 π 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 π 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. Chitchev, 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.