

# Параметрический спин-вентильный эффект в структурах сверхпроводник/ферромагнетик

В.Н. Кушнир

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, г. Минск, 220013, Беларусь

E-mail: vnkushnir@gmail.com

М.Ю. Куприянов

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, г. Москва, 119992, Россия

Институт физики Казанского федерального университета, г. Казань, 420008, Россия

Статья поступила в редакцию 1 мая 2016 г., опубликована онлайн 29 августа 2016 г.

В формализме уравнений диффузионного предела микроскопической теории сверхпроводимости (уравнений Узаделя) дана трактовка результатов экспериментов по исследованию спин-вентильного эффекта в эпитаксиальных структурах Nb/Но; установлена причина квазиметаллического поведения их критических зависимостей. Исследовано влияние процесса генерации триплетной составляющей сверхпроводящего конденсата на критическую температуру.

У формалізмі рівнянь дифузійної межі мікроскопічної теорії надпровідності (рівнянь Узаделя) дано трактування результатів експериментів по дослідженню спин-вентильного ефекту в епітаксіальних структурах Nb/Но; встановлено причину квазіметалевої поведінки їх критичних залежностей. Досліджено вплив процесу генерації триплетної складової надпровідного конденсату на критичну температуру.

PACS: 74.45.+c Эффект близости; Андреевское отражение; SN и SNS контакты;  
74.78.Fk Многослойные структуры, сверхрешетки, гетероструктуры.

Ключевые слова: энергия обменного взаимодействия; функции состояния сверхпроводящего конденсата.

## 1. Введение

Особые свойства структур сверхпроводник(S)/ферромагнетик (F), сверхпроводящих в силу эффекта близости, обусловлены полем обменного взаимодействия, определяющим осциллирующий характер затухания параметра порядка в F-слое [1–3]. Вследствие этого сверхпроводящий конденсат может находиться в 0- и  $\pi$ -состояниях в S/F/S и имеет спектр состояний (см. [4,5]) в многослойных структурах, что отражается осциллирующим характером критических зависимостей [1–3]. Названные свойства определили перспективность применения S/F структур в сверхпроводниковой наноэлектронике [6]. Совокупность эффектов, наблюдающихся при изменении магнитного состояния S/F структур, является основой для их приложений в сверхпроводниковой спинтронике [3].

Элементарным спинтронным устройством является спиновый вентиль (SV) на основе трехслойной структуры F1/S/F2, в котором реализуется управление сверхпро-

водящим состоянием посредством переворотов («P–AP» SV [7,8]), либо вращением (триплетный SV [9]) магнитного момента одного из F-слоев. Возникающий при этом эффект,  $\Delta T_c$ , может быть заметным при толщинах S-слоя,  $d_S$ , близких к критической,  $d_{S,cr}$ , и достигать значения  $T_c$  для узкой области толщин F-слоя,  $d_F$  [7–12]. ( $\Delta T_c$  — разность между критическими температурами  $T_{CAP}$  и  $T_{CP}$  состояний с антипараллельными и параллельными магнитными моментами, соответственно, либо во втором случае между максимальной и минимальной критическими температурами  $T_c$ ;  $d_{S,cr}$  — толщина исчезновения сверхпроводимости [13–15].) Столь жестким условиям вполне соответствуют экспериментальные результаты:  $\Delta T_c = 30$  мК  $\ll T_c$  для структур со слабыми ферромагнетиками [16], и от  $-50$  мК до 40 мК — для структур с сильными ферромагнетиками (см. обзоры [3,16]). Выраженный SV эффект возможен в структурах с высоким качеством S–F интерфейсов [16–19], принадлежащих полностью определенным по материальным параметрам системам [20]; при этом для структур с

сильными ферромагнетиками предсказуемый результат сопряжен с расчетами вне рамок диффузионного приближения [21–23]. Принципиально проще SV эффект реализуется на многослойных структурах, в частности S/F1/N/F2 (N — нормальный металл), что определяет их преимущество в приложениях [11,24–27] (см. также ссылки в [27]). С другой стороны, высокая чувствительность величины  $\Delta T_c$  к возмущениям при  $d_S \sim d_{S,cr}$  позволяет рассматривать элементарный SV как «инструмент» при решении фундаментальных задач. Именно с этой позиции в настоящей работе анализируются следующие результаты недавнего эксперимента на эпитаксиальной структуре Nb( $d_0$ )/Nb/Ho( $d_F$ ) [28]:

1) «квази-S/N» поведение зависимостей  $T_{cP}(d_F)$ ,  $T_{cAP}(d_F)$ ;

2) сильный P-AP эффект,  $\Delta T_c = 400$  мК. Несмотря на то, что данное значение  $\Delta T_c$  на порядок превосходит наибольшее из ранее полученных для структур F1/S/F2, более существенным представляется первый результат, поскольку непосредственно указывает на процессы на S-F контакте.

## 2. Материальные параметры и критические характеристики системы Nb/Ho

Фиттирование зависимостей  $T_c(d_F)$ , измеренных на структуре Nb( $d_0$ )/Nb/Ho( $d_F$ ) с магнитными моментами F-слоев, коллинеарными заданному планарному направлению, выполненное в [28] в приближении  $d_S \ll \xi_S$  на основе формализма уравнений Узаделя [29], привело к очень малому значению эффективного параметра обменной энергии,  $E_{ex} \sim 10$  К, и к длинам когерентности  $\xi_S \approx 32$  нм,  $\xi_F \approx 30$  нм ( $\xi_{S(F)} = \sqrt{D_{S(F)}/2\pi T_S}$ ,  $D_S, D_F$  — коэффициенты диффузии,  $T_S$  — критическая температура массивного сверхпроводника). Полученное значение  $\xi_F$  соответствует как раз длине спада экспериментальной зависимости  $T_c(d_F)$  и характерно для S/N структур (для системы Nb/Cu длина когерентности в нормальном металле  $\xi_N \sim 35$  нм [30,31]), а необычное для ниобия значение  $\xi_S$  возникает в процедуре фиттирования как фактор подавления критической температуры при  $E_{ex} \rightarrow 0$  (обычные для ниобия значения  $\xi_S \sim 6-7$  нм [5,20,30,31]).

Результаты измерений магнитных свойств структуры, приведенные в [28], не подтверждают результатов фиттирования: планарные намагниченность насыщения,  $M_s$ , и остаточная,  $M_r$ , составили 2500 и 2100 Гс. Значение  $M_s$  примерно на 20–30% меньше максимального  $M_{s,m} \sim 3100-3400$  Гс, которое достигается, если магнитный момент направлен вдоль легкой оси намагничивания [32]. Поскольку величине  $M_{s,m}$  соответствует обменная энергия  $\sim 10^4$  К [33], сложно говорить в данном случае о каком-то механизме, приводящем к почти полному устраниванию действия обменного поля.

Выполним оценки величины  $E_{ex}$  и остальных материальных параметров рассматриваемой системы Nb/Ho на основе имеющихся измерений [28,34]. В формализме уравнений Узаделя S/F система характеризуется, помимо параметров  $E_{ex}$ ,  $\xi_S$ ,  $\xi_F$  и  $T_S$ , отношением нормальных низкотемпературных удельных сопротивлений S- и F-слоев,  $p = \rho_S/\rho_F$  (либо  $\gamma = p\xi_S/\xi_F$  [35]), и коэффициентом квантово-механической прозрачности S-F интерфейса  $T$  (или параметром  $\gamma_b$  [35]). Величина  $\xi_S$  может быть определена из измерений перпендикулярного критического поля для серии структур F/S( $d_S$ )/F — в данном случае она неизвестна. Эффективный параметр  $T_S$  наиболее надежно определять по асимптотическому поведению характеристики  $T_c(d_S)$ . Данная характеристика измерена для серии структур Nb( $d_S$ )/Ho(12 нм) [34], приготовленной примерно при тех же условиях, что и серия Nb( $d_0$ )/Nb/Ho( $d_F$ ) [28]. Параметр  $p$  можно оценить по приведенным в работах [28,34] удельным сопротивлениям пленки Nb толщиной 30 нм,  $\rho_S = 3,6$  мОм·см, и пленки Ho толщиной 100 нм,  $\rho_F = 95$  мОм·см. Поскольку в экспериментах используются пленки ниобия толщиной 15–30 нм, измеренное значение можно принять в качестве нижней границы величины  $\rho_S$ . Напротив, для гольмия удельное сопротивление получено в асимптотической области, хотя в эксперименте по измерению характеристики  $T_c(d_S)$  используется пленка Ho толщиной 12 нм. Это означает (с учетом данных в [33]), что допустимые значения параметра  $p$  могут принадлежать достаточно большой окрестности точки  $p \sim 0,05$ . Для коэффициента прозрачности мы располагаем верхней границей,  $T \lesssim 0,5$ , найденной по скоростям Ферми  $v_{F,Nb} = 0,27 \cdot 10^6$  м/с [36],  $v_{F,Ho} = 1,6 \cdot 10^6$  м/с [28]. Для надежной оценки параметров  $E_{ex}$ ,  $\xi_F$ ,  $T$  необходимо проводить одновременное фиттирование характеристик  $T_c(d_S), T_c(d_F)$  [20]. Однако в данном случае это невозможно, так как серии двухслойных и трехслойных структур отличаются, по крайней мере, по обменной энергии. Действительно, для двухслойных структур можно полагать, что значение  $E_{ex}$  близко к максимальному, поскольку измеренные значения  $M_s \approx M_r \approx 3000$  Гс близки к  $M_{s,m}$  [28].

Таким образом, все параметры системы оказываются в той или иной степени неопределенными. Однако чтобы установить причину квази-S/N поведения характеристики  $T_c(d_F)$ , достаточно проанализировать характеристику  $T_c(d_S)$ , поскольку в данном случае она дает более определенную информацию о параметрах. Действительно, проводя фиттирование на основе точного решения уравнений Узаделя [4,5], имеем следующее:

1) Для любого  $E_{ex} \gtrsim 50$  К в пространстве параметров  $\xi_S$ ,  $\xi_F$ ,  $p$ ,  $T$  существует множество, для каждой точки которого теоретическая кривая воспроизводит экспериментальную зависимость с одной и той же погрешностью. При этом, вплоть до значений обменной

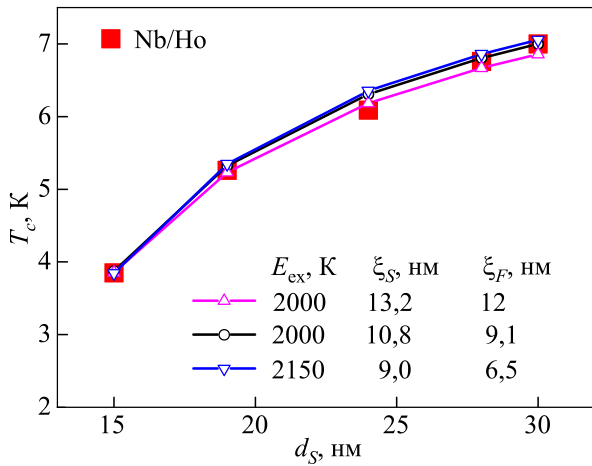


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Экспериментальные (символы) [34], и рассчитанные (линии с открытыми символами) критические температуры структуры Nb( $d_S$ )/Ho(12нм).

энергии  $E_{ex} \sim (3-4) \cdot 10^3$  К существует область значений параметров, для которых выполняются условия диффузионного предела.

2) Множество допустимых значений параметров системы ограничено условием  $\xi_S, \xi_F < 20$  нм.

Примеры кривых  $T_c(d_S)$ , рассчитанных при различных значениях параметров, приведены на рис. 1.

Существование множества наборов подгоночных параметров свидетельствует о выполнении критерия параметрического вырождения характеристики  $T_c(d_S)$ : толщины слоев структуры больше соответствующих длин когерентности [20,30,31]. Это подтверждается и тем, что зависимости, рассчитанные в одномодовом приближении, так же успешно воспроизводят экспериментальную характеристику.

### 3. Квази-S/N поведение критических характеристик системы Nb/Ho

Обратим теперь внимание на то, что характеристика  $T_c(d_F)$  измерена для очень широкого диапазона толщин (серия включала образцы с толщинами  $d_0 = 10$  нм,  $d_S = 20$  нм и толщиной  $d_F$ , равной 10, 40 нм и 70 нм [28]). В этом случае длина свободного пробега  $\ell_F$  и низкотемпературное удельное сопротивление,  $\rho_F \sim 1/\ell_F$ , могут изменяться от образца к образцу (соответственно изменяются  $\xi_F, \gamma_b \sim \ell_F^{1/2}$ ) [37], что может существенно влиять на критическую температуру [38]. Насколько сильно изменяются материальные параметры, можно судить на основании имеющихся данных измерений на пленках Nb и Pd<sub>81</sub>Ni<sub>19</sub> [39]. При увеличении толщины  $d$  от 10 нм до 70 нм их удельные сопротивления  $\rho(d)$  уменьшаются примерно в 3,3 и в 2,5 раза соответственно, и, в целом, очень хорошо аппроксимируются формулой [37]

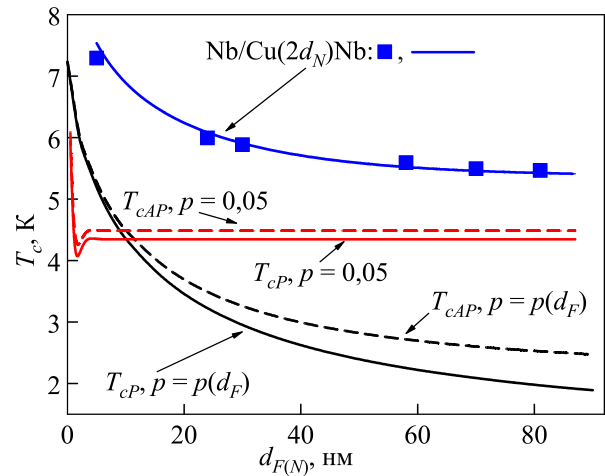


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Критические температуры структуры F( $d_0, F$ )/S/F( $d_F$ ), рассчитанные при параллельных и антипараллельных магнитных моментах F-слоев с учетом и без учета дрейфа параметров (линии). Измеренные (символы) и рассчитанные критические температуры структуры Nb/Cu/Nb [30].

$$\rho(d) = \rho_a \left[ 1 + \frac{3\ell_a}{2d} \left( E_3 \left( \frac{d}{\ell_a} \right) - E_5 \left( \frac{d}{\ell_a} \right) - \frac{1}{4} \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где  $E_n(x)$  — интегральная показательная функция [40],  $\rho_a, \ell_a$  — асимптотические значения функций  $\rho(d), \ell(d)$ . (Значение параметра  $\ell_a$  для названных металлов оказывается нефизичным; поэтому формулу (1) следует здесь расценивать как эмпирическую.)

Учитывая приведенные соображения, рассчитаем зависимости  $T_{cP}(d_F), T_{cAP}(d_F)$  при  $d_S = 30$  нм (что близко к критическому значению) с одним из наборов параметров, полученных при фиттировании характеристики  $T_c(d_S)$ :  $E_{ex} = 2000$  К,  $p = 0,05, T = 0,5, T_S = 9,2$  К,  $\xi_S = 10,8$  нм,  $\xi_F = 9,1$  нм. Принимаем  $p(d_F) = \rho_S/\rho_F(d_F)$  со значениями (12 нм) = 0,05,  $p_a = 0,09$ , тогда  $\ell_a = 21$  нм. Результат расчета представлен на рис. 2. На этом же рисунке показаны зависимости  $T_{cP}(d_F), T_{cAP}(d_F)$ , рассчитанные при тех же параметрах, но при фиксированном  $p$ , а также участок зависимости критической температуры от толщины N-слоя,  $d_N$ , S/N структуры Nb/Cu/Nb [30].

На рис. 2 видим, что зависимости  $T_{cP}(d_F)$  и  $T_{cAP}(d_F)$ , рассчитанные для системы Nb/Ho без учета дрейфа удельного сопротивления F-слоя, типичны для S/F структуры с сильным ферромагнетиком. Как только мы учитываем дрейф, их форма меняется и становится подобной характеристике системы Nb/Cu. Видим также, что величина спин-вентильного эффекта растет при увеличении толщины F-слоя.

#### 4. Функции состояния сверхпроводящего конденсата в структуре F0/S/F.

Матричное решение одномерных линейризованных уравнений Узалея записывается в терминах вектор-функции состояния  $\Phi(z) = \Phi_+(z) \oplus \Phi_-(z)$ , где вектор-столбцы  $\Phi_+(z)$  и  $\Phi_-(z)$  образованы, соответственно, частотно-четными  $\Phi_{\omega,+}(z)$ , и частотно-нечетными  $\Phi_{\omega,-}(z)$  составляющими аномальных функций Грина [4,5] ( $\omega$  — мацубаровские частоты, ось  $OZ$  направлена ортогонально слоям, координатная плоскость  $XOY$  совмещена с плоскостью симметрии  $S$ -слоя). Вектор-функция  $\Phi_+(z)$  описывает синглетную составляющую конденсата ( $s_0$ ), вектор-функция  $\Phi_-(z)$  — триплетную ( $s_{10}$ ), соответствующую проекции спина 0. Расчеты показывают, что для исследуемой системы характеристики  $T_c(d_S)$ ,  $T_c(d_F)$ , полученные в результате точного решения уравнений, воспроизводятся и в одномодовом приближении при слабом смещении подгоночных параметров. В одномодовом приближении система характеризуется двухкомпонентной вектор-функцией состояния  $\Phi(z) = \Phi_+(z) \oplus \Phi_-(z)$ .

Рассчитаем  $\Phi(z)$  при  $d_0 = 10$  нм и  $d_S = 20$  нм для нескольких значений  $d_F$  в диапазоне (10–70 нм), двигаясь вдоль кривых  $T_{cP}(d_F)$ ,  $T_{cAP}(d_F)$  (в данном случае параметры системы выбирались из условия совпадения теоретических точек с четырьмя из шести экспериментальных точек). При этом, вначале выделим «чистый эффект» дрейфа параметра  $p$ , полагая, что длина  $\xi_F$  от толщины не зависит. Результат представлен на рис. 3 (показана часть области  $F$ -слоя, поскольку, как видно на рис. 3, функция состояния исчезает для всех  $d_F$  на расстоянии менее 10 нм от интерфейса). Учет дрейфа всех параметров, зависящих от длины свободного пробега, принципиально не меняет картины. Это видно на рис. 4, где приведены графики  $s_{10}$ -компонент функции состояния (рис. 4(б), (в)) и часть  $s_0$ -компоненты в малой окрестности S–F интерфейса (рис. 4(а)), рассчитанные с учетом дрейфа параметров  $p$ ,  $\xi_F$  (функции  $\Phi_+(z)$  для  $P$  и  $AP$  магнитных состояний, как и в предыдущем примере, почти идентичны, поэтому приведен только один график).

#### 5. Обсуждение результатов

Как следует из вышесказанного, квази-S/N поведение характеристик  $T_c(d_F)$  системы Nb/Но обязано, во-первых, дрейфу параметров системы при увеличении толщины  $F$ -слоя, во-вторых, большой обменной энергии, в-третьих, высокому удельному сопротивлению гольмия и невысокой прозрачности S–F интерфейса.

В силу большой обменной энергии сверхпроводящий конденсат проникает в  $F$ -слой на малую глубину, которая определяется характерной длиной  $\zeta_F = \xi_F \sqrt{2\pi T_S / E_{ex}}$ , так что с увеличением толщины  $F$ -слоя быстро достигается асимптотическое поведение параметра порядка

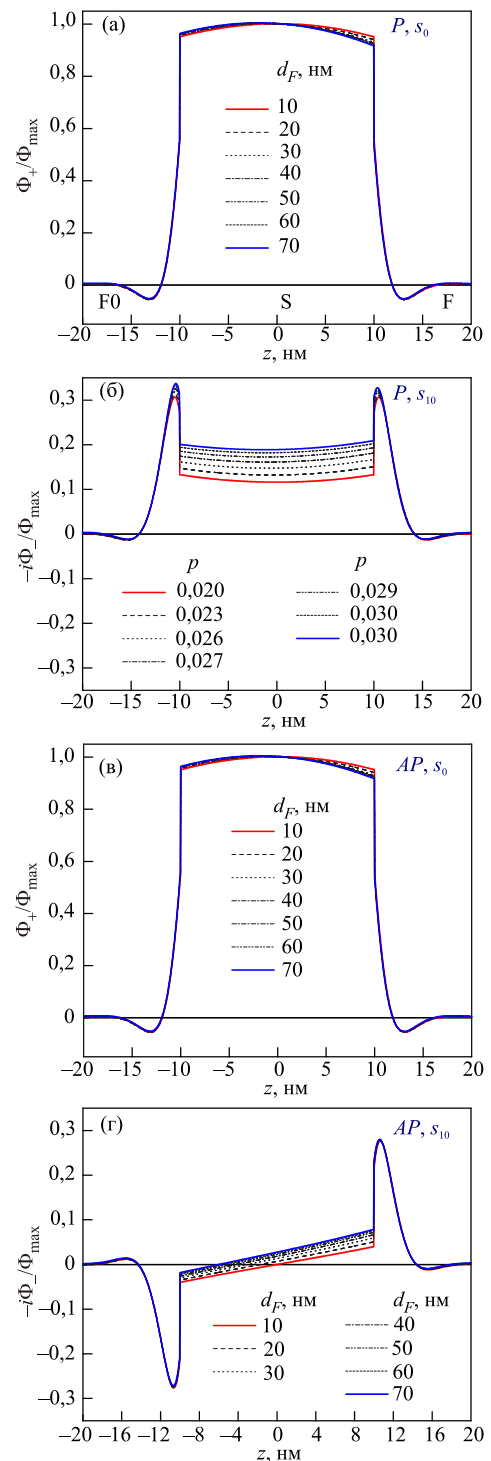


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Синглетная ( $s_0$ ) и триплетная ( $s_{10}$ ) компоненты функции состояния конденсата в структуре F0/S/F, находящейся в  $P$  и  $AP$  магнитных состояниях, построенные с учетом дрейфа параметра  $p$ .

(рис. 3). Соответственно, каждое значение  $T_c$ , измеренное при  $d_F \gg \zeta_F$ , по сути, является асимптотическим, испытывающим, однако, дрейф, обусловленный увеличением интенсивности процессов диффузии электронных пар сквозь S–F интерфейс из-за уменьшения удельного сопротивления  $\rho_F$  (рис. 2). Большие

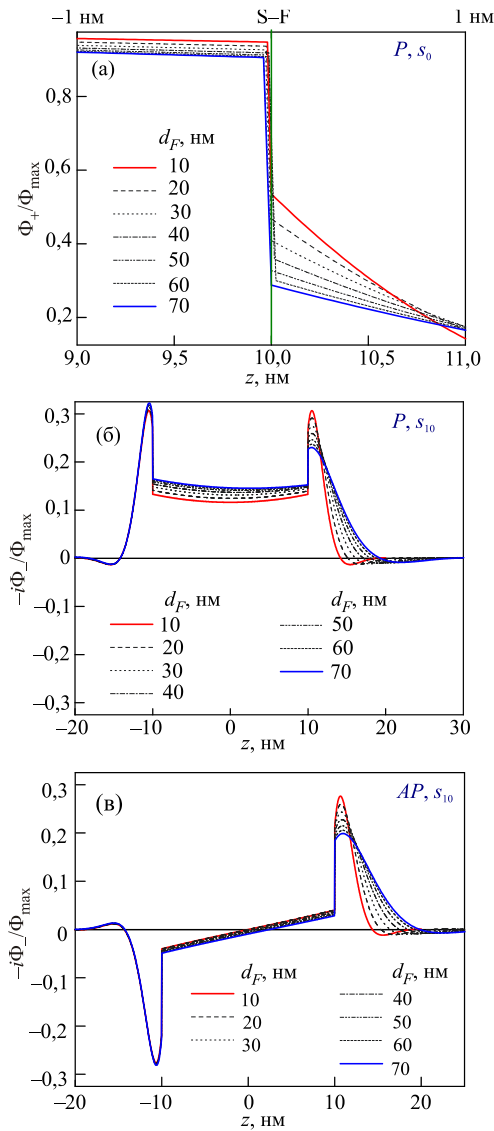


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Синглетная ( $s_0$ ) и триплетная ( $s_{10}$ ) компоненты функции состояния конденсата в структуре F0/S/F, находящейся в  $P$  и  $AP$  магнитных состояниях, построенные с учетом дрейфа параметров  $p$ ,  $\xi_F$ .

значения  $\rho_F(d_F)$  (во всей области изменения) и малая прозрачность S–F интерфейса означают слабое подавление сверхпроводимости в  $S$ -слое (рис. 3(а), 4(а)) и, соответственно, высокие критические температуры структуры, что обеспечивает наблюдаемость эффекта.

Таким образом, экспериментально [28], фактически, проведено непосредственное измерение зависимости критической температуры и величины SV эффекта от параметра, определяющего интенсивность диффузии сквозь S–F интерфейс. Для того чтобы получить более полную информацию об этом процессе, рассмотрим «эволюцию» функции состояния при изменении  $d_F$  (то есть,  $\rho_F$ ). Рисунки 3(а), (б) и 4(а), (б) отражают факт прямой зависимости критической температуры структуры F0/S/F с толстым  $S$ -слоем и почти полубесконечными  $F$ -слоями, находящейся в  $P$  состоянии, от соот-

ношения между  $s_{10}$ - и  $s_0$ -составляющими сверхпроводящего конденсата и могут иллюстрировать результат процессов генерации триплетных пар и разрушения синглетных пар при увеличении интенсивности диффузии. Далее, на рис. 3(а), (в) и рис. 4(а) видим, что синглетная составляющая почти нечувствительна к переворотам магнитных моментов  $F$  слоев. Триплетная же компонента, напротив, резко изменяет конфигурацию. Во-первых, при переходе  $P \rightarrow AP$  она приобретает нуль в  $S$ -слое (общее свойство, справедливое для любого количества бислоев); в частности, для симметричной F/S/F структуры функция  $\Phi_-(z)$  из симметричной преобразуется в антисимметричную (это легко доказывается в рамках матричного метода [4]). Во-вторых, доля триплетной компоненты в  $S$ -слое для  $AP$  состояния меньше, чем для  $P$ -состояния. В-третьих, как видно на рис. 3(в) и 4(г), триплетная компонента в  $AP$ -состоянии оказывается гораздо устойчивей к возмущениям на S–F интерфейсе. Этим объясняется постепенное расхождение характеристик  $T_{cP}(d_F)$  и  $T_{cAP}(d_F)$  с увеличением  $d_F$  (или  $p$ ).

## 6. Заключение

Проведенный на основе точного решения уравнений Узаледа анализ экспериментальных результатов исследования спин-вентильного эффекта на эпитаксиальных структурах Nb/No позволяет утверждать следующее. Наблюдаемый «квази-S/N» характер зависимостей критической температуры от толщины ферромагнитного слоя, а также величина эффекта обусловлены дрейфом параметров структуры при изменении толщины ферромагнитного слоя. На основе расчетов функций состояния исследовано влияние процесса генерации триплетной составляющей сверхпроводящего конденсата на критическую температуру. Для детального количественного анализа влияния процессов на S–F-границе эксперименты, выполненные на структурах системы Nb/No, необходимо дополнить сопутствующими измерениями.

Авторы благодарят проф. Прищепу С.Л. за полезные обсуждения, а гранты НШ-8168.2016.2 и РФФИ 15-52-10045 КО\_a — за частичную поддержку проведенных исследований. Работа также частично поддержана Программой повышения конкурентоспособности Казанского федерального университета среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

1. A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
2. A.I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
3. K.B. Efetov, I.A. Garifullin, A.F. Volkov, and K. Westerholt, in: *Magnetic Heterostructures, ser. Springer Tracts in Modern Physics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2007), Vol. 227, p. 251.

4. V.N. Kushnir and M.Yu. Kupriyanov, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 597 (2011) [*JETP Lett.* **93**, 539 (2011)].
5. V.N. Kushnir, S.L. Prischepa, C. Cirillo, A. Vecchione, C. Attanasio, M.Yu. Kupriyanov, and J. Aarts, *Phys. Rev. B* **84**, 214512 (2011).
6. A.K. Feofanov, V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, V. Lisenfeld, V. Poletto, V.V. Ryazanov, A.N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A.B. Zorin, P.N. Dmitriev, V.P. Koshelets, and A.V. Ustinov, *Nature Phys.* **6**, 593 (2010).
7. L.R. Tagirov, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2058 (1999).
8. A.I. Buzdin, A.V. Vedyayev, and N.V. Ryzhanova, *Europhys. Lett.* **48**, 686 (1999).
9. Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, and M.Yu. Kupriyanov, *Pis'ma v Zh. Eksp. Teoret. Fiz.* **77**, 609 (2003) [*JETP Lett.* **77**, 510 (2003)].
10. I. Baladié and A. Buzdin, *Phys. Rev. B* **67**, 014523 (2003).
11. T. Löfwander, T. Champel, and M. Eschrig, *Phys. Rev. B* **75**, 014512 (2007).
12. M. Fauré, A.I. Buzdin, and D. Guskova, *Physica C* **454**, 61 (2007).
13. M.G. Khusainov and Yu.N. Proshin, *Phys. Rev. B* **56**, R14283 (1998).
14. L.R. Tagirov, *Physica C* **307**, 145 (1998).
15. V. Zdravkov, A. Sidorenko, G. Obermeier, S. Gsell, M. Schreck, C. Müller, S. Horn, R. Tidecks, and L.R. Tagirov, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 057004 (2006).
16. J. Aarts, C. Attanasio, C. Bell, C. Cirillo, M. Flokstra, and J.M. v. d. Knaap, in: *Nanoscience and Engineering in Superconductivity*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2010), p. 323.
17. V.I. Zdravkov, J. Kehrlé, G. Obermeier, S. Gsell, M. Schreck, C. Müller, H.-A. Krug von Nidda, J. Lindner, J. Moosburger-Will, E. Nold, R. Morari, V.V. Ryazanov, A.S. Sidorenko, S. Horn, R. Tidecks, and L.R. Tagirov, *Phys. Rev. B* **82**, 054517 (2010).
18. Yu. Khaydukov, R. Morari, O. Soltwedel, T. Keller, G. Christiani, G. Logvenov, M. Kupriyanov, A. Sidorenko, and B. Keimer, *J. Appl. Phys.* **118**, 213905 (2015).
19. A. Vecchione, R. Fittipaldi, C. Cirillo, M. Hesselberth, J. Aarts, S.L. Prischepa, V.N. Kushnir, M.Yu. Kupriyanov, and C. Attanasio, *Surface Science* **605**, 1791 (2011).
20. D. Mancusi, E.A. Ilyina, V.N. Kushnir, S.L. Prischepa, C. Cirillo, and C. Attanasio, *J. Appl. Phys.* **110**, 113904 (2011).
21. M. Božović and Z. Radović, *Europhys. Lett.* **70**, 513 (2005).
22. S.V. Mironov and A. Buzdin, *Phys. Rev. B* **89**, 144505 (2014).
23. J. Zhu, I.N. Krivorotov, K. Halterman, and O.T. Valls, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 207002 (2010).
24. S. Oh, D. Youm, and M.R. Beasley, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2376 (1997).
25. Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, T.Yu. Karminskaya, M.Yu. Kupriyanov, R.G. Deminov, and L.R. Tagirov, *Pis'ma v Zh. Eksp. Teoret. Fiz.* **91**, 329 (2010) [*JETP Lett.* **91**, 308 (2010)].
26. Yu.N. Proshin, A. Zimin, N.G. Fazleev, and M.G. Khusainov, *Phys. Rev. B* **73**, 184514 (2006).
27. P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, A.A. Kamashev, A.A. Validov, Ya.V. Fominov, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, and I.A. Garifullin, *Phys. Rev. B* **93**, 100502(R) (2016).
28. J.Y. Gu, G.B. Halász, J.W. A. Robinson, and M.G. Blamire, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 267001 (2015).
29. K.D. Usadel, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 507 (1970).
30. V.N. Kushnir, E.A. Ilyina, S.L. Prischepa, C. Cirillo, and C. Attanasio, *Superlatt. Microstruct.* **43**, 86 (2008).
31. V.N. Kushnir, S.L. Prischepa, C. Cirillo, and C. Attanasio, *J. Appl. Phys.* **106**, 113917 (2009).
32. J. Jensen and A.R. Mackintosh, *Rare Earth Magnetism. Structures and Excitations*, Clarendon press, Oxford (1991).
33. I. Sosnin, H. Cho, V.T. Petrashov, and A.F. Volkov, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 157002 (2006).
34. J.Y. Gu, J.W.A. Robinson, M. Bianchetti, N.A. Stelmashenko, D. Astill, F.M. Grosche, J.L. MacManus-Driscoll, and M.G. Blamire, *APL Mater.* **2**, 046103 (2014).
35. M.Yu. Kupriyanov and V.F. Lukichev, *Zh. Eksp. Teor. Phys.* **94**, 139 (1988) [*Sov. Phys. JETP* **67**, 1163 (1988)].
36. A. Tesauero, A. Aurigemma, C. Cirillo, S.L. Prischepa, M. Salvato, and C. Attanasio, *Supercond. Sci. Technol.* **18**, 1 (2005).
37. D. Movshovitz and N. Wiser, *Phys. Rev. B* **41**, 10503 (1990).
38. G. Brammertz, A.A. Golubov, P. Verhoeve, R. den Hartog, T. Peacock, and H. Rogalla, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 2955 (2002).
39. В.Н. Кушнир, С.Л. Прищепа, *Доклады НАН Беларуси* **56**, 60 (2012).
40. *Справочник по специальным функциям*, М. Абрамовиц, И. Стиган (ред.), Наука, Москва (1979).

### Parametric spin-valve effect in the superconductor/ferromagnet structures

V.N. Kushnir and M.Yu. Kupriyanov

In the formalism of the equations of the diffusive limit of the microscopical theory of the superconductivity (Usadel equations formalism), we explain the experimental results on the spin-valve effect investigations in Nb/Ho epitaxial structures. The theory of the quasi-normal metal effect on the superconductor/strong ferromagnet critical characteristics has given. The effect of the generation of the superconducting condensate short-range triplet component on the critical temperature has explained by the condensate state functions calculations.

PACS: **74.45.+c** Proximity effects; Andreev reflection; SN and SNS junctions;  
**74.78.Fk** Multilayers, superlattices, heterostructures.

Keywords: exchange energy; superconducting condensate state function.