

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ СОЗДАНИЯ СПИНОВОГО КЛАПАНА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОМАГНЕТИК

*И. А. Гарифуллин\**, *Н. Н. Гарифьянов*, *Р. И. Салихов*

*Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского  
420029, Казань, Россия*

*К. Вестерхолт\*\**, *Д. Шпрунгманн\*\**, *Х. Цабель\*\**

*Институт экспериментальной физики Рурского университета  
D-44780, Бозум, Германия*

*Р. Брукас\*\*\**, *Б. Хьерварссон\*\*\**

*Физический факультет университета Уппсала  
75121, Уппсала, Швеция*

Обсуждаются возможные пути реализации спинового клапана для сверхпроводящего тока, основанно на эффекте близости сверхпроводник/ферромагнетик. Представлены экспериментальные результаты, полученные авторами к настоящему времени при проведении исследований в этом направлении.

PACS: 74.45.+c, 74.78.Fk, 74.62.-c

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие сверхпроводимости и ферромагнетизма в тонкопленочных слоистых гетероструктурах сверхпроводник/ферромагнетик (С/Ф) (эффект близости С/Ф) интенсивно исследовалось в последнее десятилетие. К настоящему времени многие особенности самого эффекта близости С/Ф понята (см., например, обзоры [1–6]), а возрастание интереса к нему в последнее время связано с его возможным использованием в спинтронике [7–12]. В тонкопленочных многослойных системах при определенной комбинации Ф- и С-слоев температура  $T_c$  сверхпроводящего перехода может контролироваться взаимной ориентацией намагниченностей Ф-слоев. Впервые Санжиун О и др. [7] теоретически предложили конструкцию спинового клапана для сверхпроводящего тока, основанную на эффекте близости С/Ф. Это схема С/Ф1/Н/Ф2 (рис. 1а), в которой намагниченности двух ферромагнитных слоев Ф1 и Ф2 «развязаны» немагнит-

ным металлическим слоем Н, достаточно тонким, чтобы сверхпроводящая парная волновая функция могла проникать из С-слоя в слой Ф2. Тагировым [8] была теоретически предложена другая конструкция спинового клапана Ф1/С/Ф2 (рис. 1б), в которой С-слой находится в контакте с Ф-слоями с обеих сторон. Согласно расчетам, обе эти структуры имеют более низкую температуру  $T_c$  для параллельной ориентации намагниченностей Ф-слоев по сравнению со значением  $T_c$  для их антипараллельной ориентации. Для того чтобы иметь возможность изменять взаимную ориентацию намагниченностей ферромагнитных слоев, на слой Ф2 обычно наносят пленку антиферромагнетика (рис. 1), который за счет полей анизотропии закрепляет намагниченность слоя Ф2. Таким образом обеспечивается возможность с помощью небольшого внешнего магнитного поля вращать направление намагниченности слоя Ф1. Существуют два недавних сообщения в литературе о реализации сверхпроводящего спинового клапана конструкции Тагилова на основе трехслойной системы CuNi/Nb/CuNi [9, 10], а также одно сообщение о наблюдении этого эффекта в системе Ni/Nb/Ni [12]. Разность температур  $T_c$  для парал-

\*E-mail: ilgiz\_garifullin@yahoo.com

\*\*K. Westerholt, D. Sprungmann, H. Zabel

\*\*\*R. Brucas, B. Hjörvarsson

лельных и антипараллельных направлений намагниченностей  $\Phi$ -слоев  $\text{CuNi}$   $\Delta T_c$  оказалась порядка 6 мК. Для системы  $\text{Ni/Nb/Ni}$  она составила 41 мК. Желательными предпосылками для наблюдения более заметного эффекта сверхпроводящего спинового клапана для конструкции  $\Phi 1/\text{C}/\Phi 2$  (рис. 1б) является наличие так называемой «возвратной» сверхпроводимости [8]. Нами было впервые обнаружено это явление для пленок  $\text{Fe/V/Fe}$  [13], когда с увеличением толщины слоев  $\text{Fe}$  вначале наблюдалось полное исчезновение сверхпроводимости в интервале толщин железа  $d_{\text{Fe}}$  от 0.5 нм до 1 нм с последующим ее восстановлением при толщинах железа, больших 1 нм. Помимо этого явления для эффективной работы спинового клапана, предложенного Тагировым, необходимо, чтобы толщина  $\text{C}$ -слоя  $d_S$  была порядка или меньше сверхпроводящей длины когерентности  $\xi_S$ . Это условие естественным образом возникает из следующего. Для того чтобы куперовские пары «чувствовали» взаимное направление намагниченностей  $\Phi$ -слоев, необходимо, чтобы  $\Phi$ -слои находились друг от друга на расстоянии, не слишком превышающем размеры куперовских пар, т. е.  $\xi_S$ . Наши же исследования показывают, что в стандартной трехслойной системе  $\Phi/\text{C}/\Phi$  эффект разрушения куперовских пар даже очень тонкой ферромагнитной пленкой столь силен, что минимальная толщина  $\text{C}$ -слоя, при которой сверхпроводимость еще сохраняется, оказывается порядка  $3\xi_S$  [13, 14]. Таким образом, необходимо было найти способ сохранить сверхпроводимость в конструкции  $\Phi/\text{C}/\Phi$  при  $d_S \sim \xi_S$ . Одним из способов достижения данной цели может явиться введение экранирующего слоя между  $\Phi$ - и  $\text{C}$ -слоями.

В данной работе приводятся результаты наших исследований сверхпроводящего эффекта близости в тонкопленочной слоистой системе  $\text{Fe/Cr/V/Cr/Fe}$ , в которой хром играет роль экранирующих слоев между  $\text{C}$ -слоем и сильно разрушающими куперовские пары  $\Phi$ -слоями  $\text{Fe}$  [15, 16]. Вдобавок к новым результатам, касающимся магнитного фазового перехода в слое  $\text{Cr}$ , происходящего при изменении его толщины  $d_{\text{Cr}}$ , был найден верхний предел  $d_{\text{Cr}}$  для использования в спиновом клапане. Далее представлены результаты изучения эффекта близости, из которых следует, что сохранить сверхпроводимость до толщин порядка  $\xi_S$  можно также при использовании пары материалов  $\text{C}/\Phi$  с интерфейсом, имеющим малый коэффициент прохождения для куперовских пар. В качестве объекта исследования была взята система  $\text{Fe/In/Fe}$  ввиду отсутствия химического сродства между  $\text{In}$  и  $\text{Fe}$ . И, наконец, описывается попытка

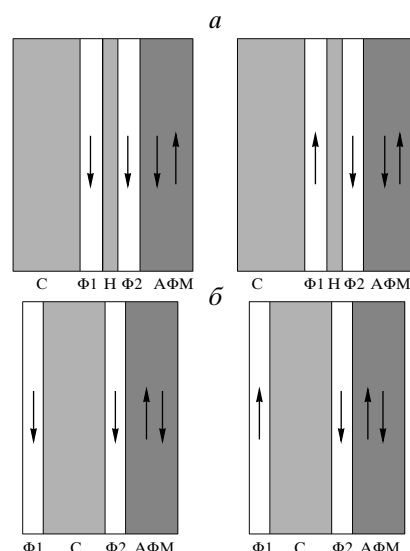


Рис. 1. Различные конструкции спинового клапана: а — конструкция Санжиун О и др. [7], б — конструкция Тагирова [8]

ка реализовать спиновый клапан для сверхпроводящего тока, предложенный Санжиун О и др. [7]. Наша идея реализации этого устройства [11] заключалась в замене виртуального слоя  $\text{N}$  между слоями  $\Phi 1$  и  $\Phi 2$  на реальный немагнитный промежуточный слой, обеспечивающий антиферромагнитную обменную связь между намагниченностями ферромагнитных слоев [17]. В этом случае можно вращать относительное направление намагниченностей слоев  $\Phi 1$  и  $\Phi 2$  из антипараллельной ориентации в параллельную с помощью внешнего магнитного поля и наблюдать сдвиг  $\Delta T_c$ . Образцы представляли собой сверхрешетку  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}$ , на которую напылялся  $\text{C}$ -слой ванадия. Таким образом, использованные нами ферромагнитные слои представляли собой 2 монослоя  $\text{Fe}$  ( $\text{Fe}_2$ ). Немагнитный слой, обеспечивающий антиферромагнитную обменную связь между слоями  $\text{Fe}_2$ , состоял из 11 монослоев ванадия ( $\text{V}_{11}$ ). Чередование слоев  $\text{Fe}$  и  $\text{V}$  повторялось 20 раз. Эпитаксиальная сверхрешетка  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}$ , в которой между  $\Phi$ -слоями  $\text{Fe}$  имеется сильная антиферромагнитная связь через слои  $\text{V}$  [18], была взята нами вместо трехслойной системы  $\text{Fe/V/Fe}$  из практических соображений. Для сверхпроводящего эффекта близости между ними нет никакой разницы, поскольку оценки показывают, что парная волновая функция не может пройти дальше, чем второй ближайший к толстому слою сверхпроводящего  $\text{V}$  слой  $\text{Fe}_2$ .

## 2. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И ИХ АТТЕСТАЦИЯ

### 2.1. Fe/Cr/V/Cr/Fe

Образцы Fe/Cr/V/Cr/Fe были выращены на монокристаллических подложках из MgO (001) в сверхвысоковакуумной системе с базовым давлением  $5 \cdot 10^{-11}$  мбар с помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Железо и хром испарялись из ячеек Кнудсена со скоростью 0.1 нм/с. Слои V испарялись электронно-лучевой пушкой со скоростью 0.14 нм/с. Температура подложки в процессе роста, равная 300 °С, была выбрана в качестве хорошего компромисса между качественной структурой и малой взаимной диффузией на интерфейсе.

Всего было приготовлено четыре серии образцов Fe/Cr/V/Cr/Fe. В серии (1) изменялась величина  $d_{Cr}$  при неизменном значении  $d_{Fe} = 5$  нм. В остальных трех сериях (серии (2), (3) и (4)) толщина  $d_{Cr}$  была зафиксирована и менялась величина  $d_{Fe}$ . Толщина слоя V во всех образцах была равна 30 нм.

Компьютерная подгонка рентгеновских спектров малоуглового отражения дала возможность оценить толщины каждого из составляющих слоев и величину шероховатости интерфейсов, которая оказалась не более 0.3 нм. Брэгговские спектры свидетельствовали о том, что плоскость пленок совпадает с кристаллографической плоскостью (001) текстур всех слоев, составляющих исследованные образцы.

На всех образцах были проведены магнитные измерения при помощи СКВИД-магнитометра при  $T = 20$  К. Предполагая, что намагниченность насыщения не зависит от  $d_{Fe}$ , как это следует из результатов наших исследований системы V/Fe [13], мы уточнили толщину Ф-слоев железа в образцах.

Отношение электросопротивления при комнатной температуре,  $R(300 \text{ К})$ , к остаточному электросопротивлению  $R_0$  вблизи температуры сверхпроводящего перехода  $RRR = R(300 \text{ К})/R_0$  для всех исследованных образцов оказалось порядка четырех. Зная величину фононного вклада в удельное электросопротивление для ванадия  $\rho_{phon}(300 \text{ К}) = 18.2$  мкОм·см, мы нашли остаточное удельное электросопротивление  $\rho_0 \approx 6$  мкОм·см. Следуя работе Лазар и др. [14], комбинируя соотношения Пиппарда [19]

$$\sigma = \frac{e^2}{12\pi^3\hbar} S\langle l \rangle, \quad \gamma = \frac{k_B^2}{12\pi\hbar} S\langle v_F \rangle, \quad (1)$$

получаем

$$\langle v_F \rangle \langle l \rangle = (\pi k_B / e)^2 (\sigma / \gamma). \quad (2)$$

Здесь  $\sigma$  — электропроводность,  $\gamma$  — коэффициент удельной электронной теплоемкости,  $v_F$  — фермиевская скорость электронов проводимости,  $l$  — длина свободного пробега электронов проводимости,  $S$  — площадь поверхности Ферми, а угловые скобки означают усреднение по поверхности Ферми.

Используя справочные значения  $\gamma$  и  $v_F$  для ванадия, получаем  $\rho_0 l = 2.5 \cdot 10^{-6}$  мкОм·см<sup>2</sup>, что для наших образцов дает  $l = 4$  нм. Используя длину когерентности Бардина–Купера–Шриффера для ванадия  $\xi_0 = 44$  нм и оцененную нами длину свободного пробега  $l$ , мы вычислили в «грязном» пределе сверхпроводящую длину когерентности  $\xi_S = \sqrt{\xi_0 l / 3.4} = 7.5$  нм для слоев ванадия в наших образцах.

### 2.2. Fe/In/Fe

Выращивание образцов Fe/In/Fe проводилось в высоковакуумной системе с давлением  $2 \cdot 10^{-6}$  мбар путем термического испарения на монокристаллические подложки MgO (001) с шероховатостью поверхности, не превышающей 0.2 нм. Испарение индия осуществлялось из алундового тигля с косвенным подогревом. Для предотвращения островкового роста пленок In проводилось принудительное охлаждение подложек. Испарение железа проводилось с помощью электронной пушки. Скорость роста индия, равная 6 нм/с, была выбрана как оптимальная для всех образцов. Железо выращивалось со скоростью 0.1 нм/с.

На полученных образцах были проведены измерения намагниченности с помощью СКВИД-магнитометра при  $T = 20$  К. Предполагая, что удельная намагниченность насыщения не зависит от  $d_{Fe}$ , мы уточнили толщину ферромагнитных слоев железа в образцах.

Отношение электросопротивлений  $RRR$  для всех исследованных нами образцов оказалось порядка 25. Зная величину фононного вклада в удельное электросопротивление для индия  $\rho_{phon}(300 \text{ К}) = 8.2$  мкОм·см, мы нашли остаточное удельное электросопротивление вблизи температуры сверхпроводящего перехода  $\rho_0 = 0.3$  мкОм·см. Точно так же, как и в предыдущем разделе, из соотношения (2), используя справочные значения  $\gamma = 1.1 \cdot 10^3$  эрг/см<sup>3</sup>·град и  $v_F = 1.1 \cdot 10^8$  см/с для индия, получаем  $\rho_0 l = 6.2 \cdot 10^{-6}$  мкОм·см<sup>2</sup>, что для наших образцов дает  $l \approx 200$  нм. Используя сверхпроводящую длину когерентности Бардина–Купера–Шриффера для индия  $\xi_0 = 330$  нм и оцененную нами длину свободного пробега  $l$ , мы

вычислили в «грязном» пределе сверхпроводящую длину когерентности  $\xi_S \approx 140$  нм для слоев In в наших образцах.

### 2.3. $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}/\text{V}$

Всего для исследований было приготовлено шесть образцов  $\text{MgO}(100)/[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}/\text{V}(d_V)$ . Толщина  $d_V$  одиночного С-слоя V менялась от 16 нм до 30 нм. Сверхрешетки  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}$  выращивались эпитаксиально на подложках из монокристаллического  $\text{MgO}(100)$ , как это описано в деталях Изберггом и др. [20]. Свойства этих сверхрешеток были подробно изучены в последние несколько лет [18, 20–22]. Слои Fe оказались ферромагнитными вплоть до двух монослоев, при этом имелась очень узкая область толщин V, обеспечивающих нужную нам антиферромагнитную связь между слоями  $\text{Fe}_2$  [18].

Отношение электросопротивлений  $RRR$  для всех исследованных нами образцов оказалось в пределах 3–8, что дало нам возможность оценить сверхпроводящую длину когерентности в наших образцах  $\xi_S \approx 6$ –11 нм.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### 3.1. Fe/Cr/V/Cr/Fe

Температура  $T_c$  измерялась по изменению электросопротивления на постоянном токе по стандартной четырехконтактной методике.

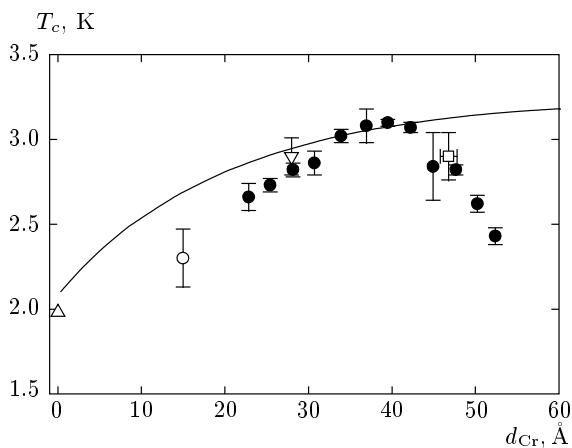


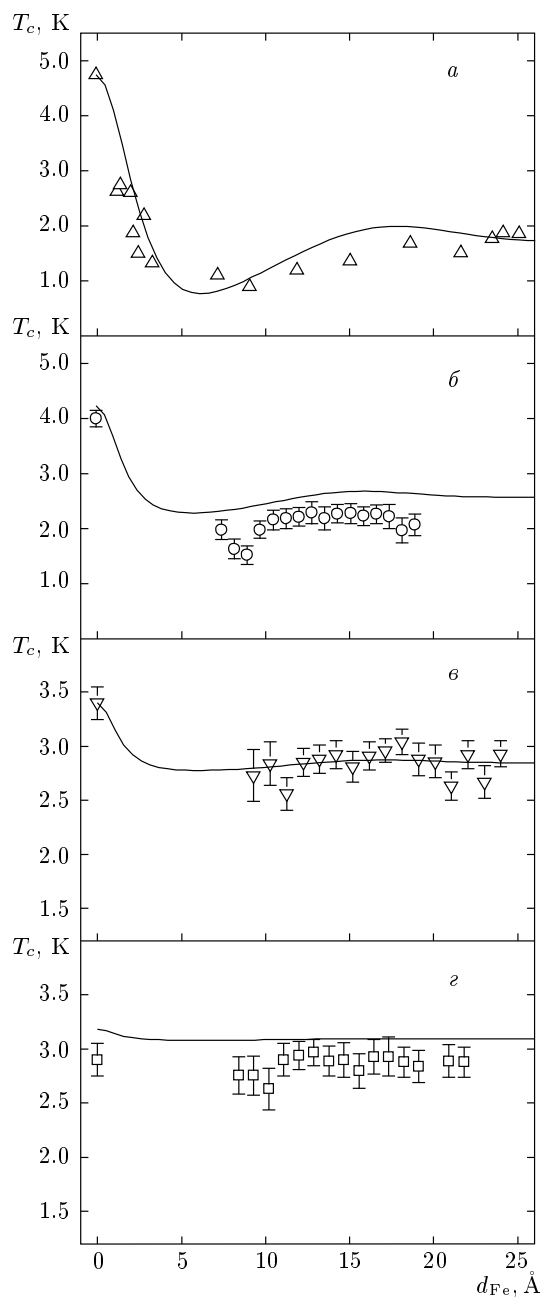
Рис. 2. Зависимость  $T_c$  от толщины слоев хрома в серии (1) образцов Fe/Cr/V/Cr/Fe с фиксированным значением толщин слоев железа  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм. Сплошная линия — теоретическая кривая (см. текст)

Зависимость  $T_c(d_{\text{Cr}})$  для серии (1) показана на рис. 2. Как видно из рис. 2, в области значений  $d_{\text{Cr}} < 4$  нм  $T_c$  растет с увеличением толщины слоев хрома. С дальнейшим увеличением  $d_{\text{Cr}}$  температура сверхпроводящего перехода проходит через максимум, а затем уменьшается со значительно большей скоростью, чем увеличивалась до достижения максимума.

Зависимости  $T_c(d_{\text{Fe}})$  в образцах трех серий с различными фиксированными значениями толщин слоев хрома  $d_{\text{Cr}} = 1.5, 2.8, 4.7$  нм представлены на рис. 3б–г. Как видно из рис. 3, они оказались в целом похожими на ту, которая наблюдалась нами ранее [13] для трехслойных образцов Fe/V/Fe при соответствующих толщинах ванадия (рис. 3а). В трехслойных образцах величина  $T_c$  с увеличением  $d_{\text{Fe}}$  вначале резко уменьшается, проходит через минимум и достигает значения насыщения. В образцах Fe/Cr/V/Cr/Fe амплитуда начального спада  $T_c$  уменьшается с увеличением толщины слоев Cr, разделяющих слои Fe и V. Начиная со значения  $d_{\text{Fe}} = 4.7$  нм, температура  $T_c$  практически не зависит от  $d_{\text{Fe}}$ . Очевидно, что это связано с экранирующей ролью слоев Cr. С увеличением  $d_{\text{Cr}}$  число куперовских пар, достигающих слоев Fe, уменьшается, поэтому влияние обменного поля Fe на сверхпроводимость слоя V ослабевает. Эти результаты позволили оценить значение глубины проникновения куперовских пар в слой Cr, приблизительно равное 4 нм.

Обсудим теперь модельные расчеты, результаты которых представлены сплошными линиями на рис. 2, 3. Теория эффекта близости для слоистых тонкопленочных систем С/П/Ф была разработана Водопьяновым и др. [23]. Первоначально она была предназначена для описания эффекта близости в системе С/Ф с парамагнитным (П) промежуточным слоем, образованным вследствие взаимной диффузии слоев сверхпроводника и ферромагнетика. Применим эту теорию для исследуемой системы V/Cr/Fe, считая, что слой хрома выполняет роль П-слоя, как это обычно принято при анализе эффекта близости в системе сверхпроводник/хром [24].

Прежде, чем начать анализ, зафиксируем параметры теории [25], полученные нами ранее [13] при описании зависимости  $T_c(d_{\text{Fe}})$  для трехслойной системы Fe/V/Fe (рис. 3а). В системе С/П/Ф добавляются новые параметры, обусловленные наличием П-слоя. Вместо параметра  $T_m$ , характеризующего прозрачность интерфейса С/Ф [13], появляются три параметра:  $T_{\text{Cr/Fe}}$  и  $T_{\text{V/Cr}}$ , характеризующие прозрачность интерфейсов соответственно Cr/Fe и V/Cr, а также время спинового рассеяния



**Рис. 3.** Зависимость  $T_c$  от толщины слоев железа в образцах Fe/Cr/V/Cr/Fe серий (2)–(4). Соответствующая зависимость для трехслойной системы Fe/V/Fe взята из работы [13] и показана на рис. а для сравнения. Сплошные линии — результаты расчета (см. текст);  $d_{Cr} = 0$  (а), 1.5 (б), 2.8 (в), 4.7 (г) нм

электронов на локализованных магнитных моментах в П-слое  $\tau_s$  [26]. Из имеющихся у нас экспериментальных данных достаточно сложно оценить одновременно значения этих трех параметров. Мы можем зафиксировать значения  $T_{Cr/Fe}$  и  $T_{V/Cr}$ , основываясь на том, что нами ранее было показано [13], что прозрачность интерфейса С/Ф в системе V/Fe ограничивается, в основном, вследствие различия значений фермиевских моментов находящихся в контакте металлов. На границе раздела с ферромагнетиком фермиевские моменты в лучшем случае могут оказаться равными моментам для одного направления спина. Исходя из этого, мы можем положить параметр  $T_{Cr/Fe}$  равным или близким полученной нами величине  $T_m = 1.6$  для интерфейса С/Ф в системе V/Fe [13], а  $T_{V/Cr}$  взять очень большим вследствие близости электронных структур V и Cr.

Основываясь на этих предположениях и используя все параметры, известные из наших предыдущих исследований системы Fe/V/Fe [13], мы получаем зависимости, показанные на рис. 2, 3 сплошными линиями. Единственным подгоночным параметром является время спинового рассеяния электронов  $\tau_s$ . Мы использовали  $\tau_s = 5 \cdot 10^{-13}$  с для одновременного описания всех зависимостей. Общая форма всех кривых достаточно хорошо воспроизводится, включая значение глубины проникновения куперовских пар в слой Cr, которое оказалось порядка 40 Å.

Имеется, однако, одна деталь, которую теория не описывает даже качественно. Это резкое убывание зависимости  $T_c(d_{Cr})$  при  $d_{Cr} > 40$  Å (рис. 2). Мы полагаем, что это убывание в зависимости  $T_c(d_{Cr})$  при  $d_{Cr} > 4$  нм обусловлено переходом слоев Cr из немагнитного в несоизмеренное состояние волн спиновой плотности (ВСП) при  $d_{Cr} \sim 4$  нм. Заключение о том, что слои хрома при толщине, меньшей 4 нм, немагнитны, согласуется с результатами мессбауэровских экспериментов [27]. Предположение о возникновении сильного подавления сверхпроводимости с переходом слоев Cr из немагнитного состояния в состояние волн спиновой плотности кажется нам разумным по следующей причине. Состояние ВСП в хrome образуется зонными электронами, которые могут формировать в слое хрома и индуцированное эффектом близости сверхпроводящее состояние. При теоретическом исследовании проблемы сосуществования ВСП и сверхпроводимости (см., например, [28]) было показано, что в той части поверхности Ферми, где нестинг благоприятствует образованию состояния ВСП, возможность формирования сверхпроводящей щели ограничена и  $T_c$  оказывается пониженной, если температура перехода в состояние

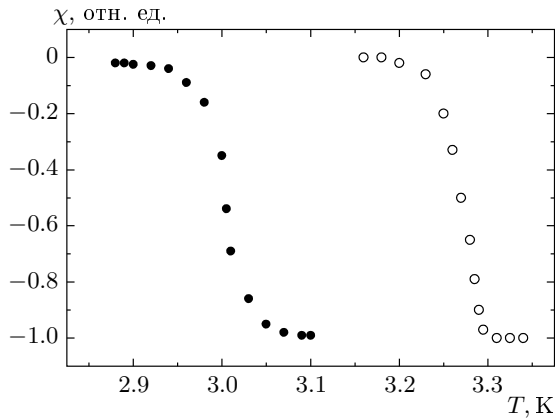


Рис. 4. Кривые сверхпроводящих переходов, измеренные по изменению магнитной восприимчивости на переменном токе для образцов Fe/In/Fe с  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм:  $d_{\text{In}} = 266$  (●), 300 (○) нм

ВСП больше изначального значения  $T_c$ . Таким образом, возникновение антиферромагнитного порядка в Ст и проникновение куперовских пар из слоя V в слой Ст могут рассматриваться как конкуренция двух антагонистических типов коллективных явлений электронного упорядочения.

### 3.2. Fe/In/Fe

Температура  $T_c > 1.4$  К измерялась по изменению электросопротивления на постоянном токе по стандартной четырехконтактной методике, а также изменению магнитной восприимчивости на переменном токе в криостате с откачкой  $^4\text{He}$ . Измерения более низких температур  $T_c < 1.4$  К проводились по изменению магнитной восприимчивости на переменном токе в криостате с откачкой  $^3\text{He}$ .

Типичные кривые переходов в сверхпроводящее состояние, измеренные по изменению магнитной восприимчивости на переменном токе, показаны на рис. 4. Ширина переходов не превышает 0.05 К, что свидетельствует об однородности толщины слоев индия и о хорошем качестве исследованных образцов. Зависимость  $T_c(d_{\text{In}})$  для серии образцов с фиксированными значениями толщин слоев железа показана на рис. 5. Толщина слоев железа была выбрана  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм, что намного превышает глубину проникновения куперовских пар в слой железа (около 0.7 нм [14]). Как видно из рис. 5, с уменьшением толщины слоев индия  $d_{\text{In}}$  при неизменной толщине слоев железа  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм в области значений  $d_{\text{In}} > 250$  нм температура  $T_c$  мед-

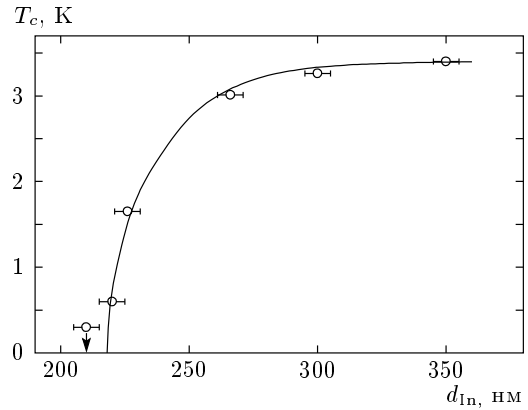


Рис. 5. Зависимость  $T_c$  от толщины слоя индия для образцов с  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм. Сплошная линия — теоретическая кривая

ленно убывает с уменьшением толщины индия, а затем с приближением к критической толщине In  $d_{\text{In}}^{\text{crit}} = 220$  нм наблюдается все более резкое уменьшение  $T_c$  вплоть до полного исчезновения сверхпроводимости при  $d_{\text{In}} = d_{\text{In}}^{\text{crit}}$ . Таким образом, сверхпроводимость в наших образцах пропадает при толщине слоя индия  $d_{\text{In}}^{\text{crit}} \approx 1.6\xi_S$ .

Для измерений зависимости  $T_c(d_{\text{Fe}})$  при постоянной толщине сверхпроводника были выбраны три различных фиксированных значения толщины индия. Анализ полученных зависимостей  $T_c(d_{\text{Fe}})$  показывает, что амплитуда начального резкого уменьшения  $T_c$  при малых значениях  $d_{\text{Fe}}$  увеличивается с уменьшением  $d_{\text{In}}$ . Полученные результаты мы проанализировали в рамках современных теоретических представлений об эффекте близости С/Ф [25] аналогично тому, как это делалось нами ранее [14]. На первый взгляд, благодаря большому количеству параметров теория описание экспериментальных данных кажется достаточно произвольным. Вместе с тем, комбинируя все известные нам данные, можно достаточно жестко зафиксировать области возможных значений целого ряда параметров. Так, длина когерентности  $\xi_S$  была оценена нами выше из измерения электросопротивления и оказалась порядка 140 нм. Из наших предыдущих исследований [14] известно, что длина когерентности  $\xi_I$  и длина свободного пробега электронов в слое железа равны соответственно 0.8 нм и 1.5 нм. Фактически, самым важным параметром подгонки теории к эксперименту явился квантовомеханический коэффициент прохождения интерфейса куперовскими парами  $T$ , который оказался равным 0.2. Полученный коэффициент представляется аномально малым, поскольку

ку он означает, что только 20% куперовских пар, падающих на интерфейс, в состоянии пересечь его. Одним из механизмов ограничения прозрачности интерфейса С/Ф для куперовских пар является обменное расщепление зоны проводимости ферромагнетика. Электроны отражаются интерфейсом вследствие несовпадения фермиевских моментов электронов проводимости С- и Ф-слоев на интерфейсе. Очевидно, что равные по абсолютной величине и противоположные по направлению фермиевские моменты двух электронов с противоположными спинами, образующих куперовскую пару, никогда не совпадут с фермиевскими моментами электронов обменно расщепленной зоны проводимости ферромагнетика. Этот механизм, по-видимому, является основным для интерфейса V/Fe, где квантовомеханический коэффициент прохождения интерфейса куперовскими парами оказывается равным 0.6 [13]. Мы полагаем, что основной физической причиной дополнительного ограничения прозрачности интерфейса In/Fe, помимо механизма, связанного с обменным расщеплением зоны проводимости ферромагнетика, является отсутствие химического сродства и, как следствие, отсутствие гибридизации зон проводимости этих двух металлов. В связи с этим на интерфейсе возникает потенциальный барьер, отражающий электроны проводимости. Высота этого барьера должна быть выше для контакта In и Fe, которые неразстворимы друг в друге даже в жидкой фазе, чем для контакта V и Fe, которые образуют твердые растворы при любой концентрации компонентов. На рис. 5 показана теоретическая кривая, полученная при использовании приведенных выше параметров. Из рис. 5 видно, что согласие теории и эксперимента является удовлетворительным. Описание экспериментальных зависимостей  $T_c(d_{Fe})$  при фиксированных значениях  $d_{In}$  также оказывается удовлетворительным.

### 3.3. $[Fe_2V_{11}]_{20}/V$

Выбор образца  $[Fe_2V_{11}]_{20}/V$  обусловлен несколькими причинами. Во-первых, это высочайшее качество интерфейса Fe/V в сверхрешетке [20, 21], которое гарантирует высокую прозрачность интерфейса для куперовских пар и слабость диффузного рассеяния на интерфейсе, приводящего к разрушению пар. Во-вторых, слои  $Fe_2$  имеют толщину порядка 0.3 нм, а длина затухания плотности куперовских пар в Ф-слое  $\xi_F \approx 0.7$  нм (см., например, [13, 14]). Таким образом, парная волновая функция в слое  $Fe_2$  будет только слабо затухать и условие  $d_F/\xi_F < 0.2$ , опти-

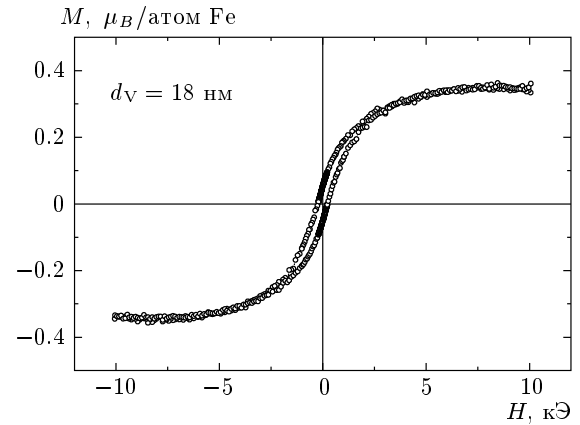


Рис. 6. Кривая намагничивания сверхрешетки  $[Fe_2V_{11}]_{20}/V$  (18 нм), измеренная при 10 К

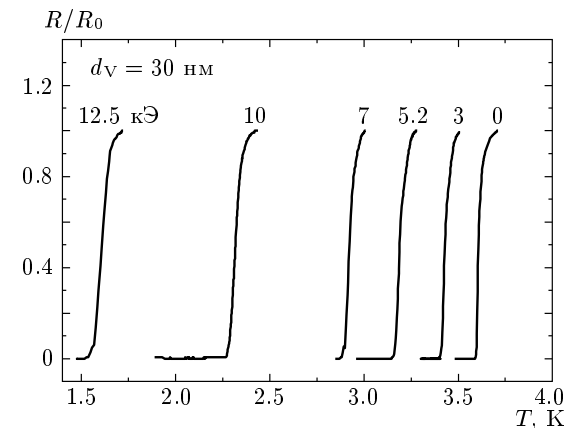
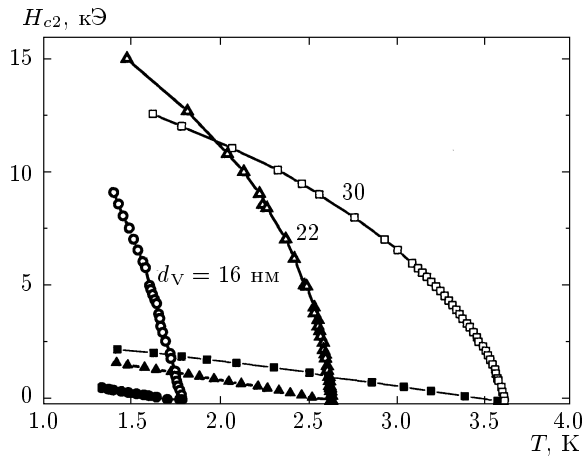


Рис. 7. Кривые сверхпроводящих переходов, измеренные по изменению электросопротивления в образце  $[Fe_2V_{11}]_{20}/V$  (16 нм), при различных значениях внешнего магнитного поля, приложенного параллельно плоскости образца  $[Fe_2V_{11}]_{20}/V$  (30 нм). Значения магнитных полей указаны на рис.

мальное для наблюдения эффекта спинового клапана [7], будет выполнено.

На рис. 6 представлена кривая намагничивания сверхрешетки  $[Fe_2V_{11}]_{20}$ , измеренная при 10 К. Форма кривой намагничивания показывает, что межслойная обменная связь антиферромагнитна, и параллельная ориентация намагниченностей различных слоев  $Fe_2$  сверхрешетки  $[Fe_2V_{11}]_{20}$  появляется в магнитном поле порядка 6 кЭ. Петли магнитного гистерезиса для всех образцов были аналогичными.

Сверхпроводящие переходы, измеренные по изменению электросопротивления (рис. 7), имели ширину порядка 0.1 К. Заметного увеличения шири-



**Рис. 8.** Температурные зависимости верхнего критического поля в полях, приложенных параллельно и перпендикулярно поверхности пленки для трех образцов  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}/\text{V}(d_V)$ . Светлые символы — магнитное поле, параллельное поверхности пленки, черные — перпендикулярная ориентация магнитного поля

ны переходов в больших магнитных полях не наблюдалось, как это и ожидалось для тонких пленок в безвихревом состоянии. Верхнее критическое поле  $H_{c2}$  определялось по середине перехода. Температурные зависимости верхнего критического поля  $H_{c2}$  для магнитного поля, параллельного и перпендикулярного плоскости пленки, показаны на рис. 8 для нескольких образцов.

Для двумерной тонкой пленки в перпендикулярной и параллельной ориентациях магнитного поля относительно плоскости пленки классический результат для верхнего критического поля выглядит следующим образом [29]:

$$H_{c2}^{per} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2(0)} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right), \quad (3a)$$

$$H_{c2}^{par} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi(0)} \frac{\sqrt{12}}{d_S} \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}. \quad (36)$$

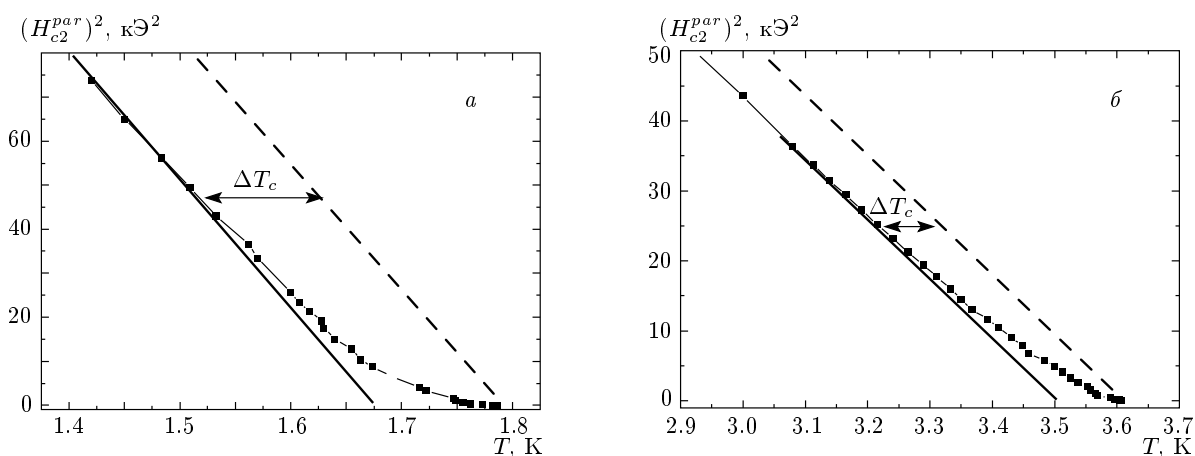
Здесь  $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$  Гс·см<sup>2</sup> — квант магнитного потока,  $\xi(0)$  — сверхпроводящая длина когерентности Гинзбурга–Ландау при  $T = 0$ ,  $d_S$  — толщина сверхпроводящего слоя. Хорошо известно (см., например, [30]), что для обычной трехслойной системы Fe/V/Fe, в которой эффекта спинового клапана не ожидается вследствие большой толщины слоя V, верхнее критическое поле для магнитного поля, перпендикулярного и параллельного плоскости пленки, прекрасно следует классическому теоретическому предсказанию для двумерной тонкой пленки [29].

На рис. 9 приведены температурные зависимости квадрата параллельного верхнего критического поля  $H_{c2}^{par}(T)$  для образцов  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{11}]_{20}/\text{V}(d_V)$ . Как видно из рис. 9, при полях, больших 6 кЭ, прямая линия идеально описывает температурную зависимость. При полях, меньших 6 кЭ, наблюдается увеличивающееся отклонение от прямой линии. Экстраполяция прямой линии дает температуру сверхпроводящего перехода, которая оказывается более, чем на 0.1 К, ниже температуры перехода, измеренной в нулевом магнитном поле. Сравнение с кривой намагничивания сверхрешеток  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{11}]_{20}$  показывает, что поле 6 кЭ, при котором намагниченности Ф-слоев оказываются параллельными, коррелирует с началом линейной зависимости  $(H_{c2}^{par}(T))^2$ . Из этого факта было сделано заключение о том, что отклонение верхнего критического поля от двумерного поведения вызвано постепенным изменением взаимного направления намагниченностей подрешеток сверхрешетки  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{11}]_{20}$  от параллельной ориентации при полях, больших 6 кЭ, к антипараллельной в нулевом поле. Для образца с  $d_V = 16$  нм температура сверхпроводящего перехода  $T_c = 1.78$  К, в то время как экстраполяция из области ферромагнитного насыщения дает значение  $T_c = 1.67$  К. Анализ показывает, что различие температур  $T_c$ , равное 0.11 К, обусловлено сверхпроводящим эффектом спинового клапана. Это заключение подтверждается рис. 10, где построено отклонение  $\Delta T_c$  в зависимости от намагниченности сверхрешетки  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{11}]_{20}$ . Разность  $\Delta T_c$  оказывается максимальной в случае параллельной ориентации намагниченностей подрешеток и постепенно уменьшается при приближении к антиферромагнитному состоянию в соответствии с теоретическими предсказаниями [31].

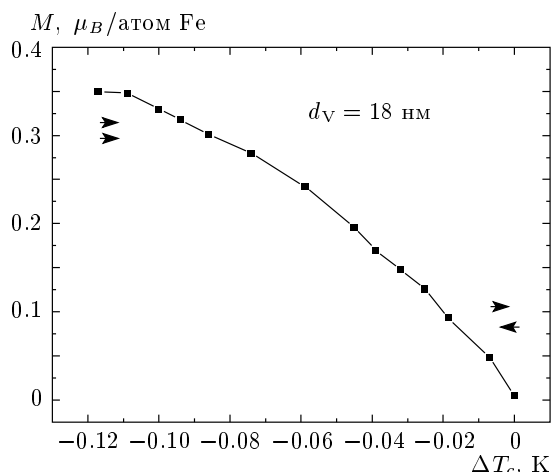
#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, изучение эффекта близости в тонкопленочной слоистой системе Fe/Cr/V/Cr/Fe ясно продемонстрировало сильное экранирующее действие слоев Cr, введенных между сверхпроводящим слоем V и разрушающими куперовские пары слоями Fe. При толщине слоев хрома  $d_{Cr} > 4$  нм слои железа уже практически не оказывают влияния на  $T_c$  для ванадия. Это позволяет оценить верхний предел глубины проникновения куперовских пар в слои Cr как 4 нм. Если бы слои хрома вели себя как нормальный несверхпроводящий металл, такой например, как Cu, глубина проникновения при низких температурах достигала бы микронного масштаба. В слоях хрома малая глубина





**Рис. 9.** Квадрат параллельного верхнего критического поля в зависимости от температуры для образцов  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}/\text{V}$ ,  $d_V = 16$  (а), 30 (б) нм. Сплошная линия — линейная экстраполяция температурной зависимости из области высоких полей, штриховая линия — ожидаемая зависимость при неизменной намагниченности сверхрешеток.  $\Delta T_c$  — сдвиг температуры сверхпроводящего перехода между антиферромагнитным и ферромагнитно насыщенным состояниями сверхрешетки



**Рис. 10.** Сдвиг  $T_c$  в зависимости от намагниченности сверхрешетки  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}$  для образца  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}/\text{V}$  (18 нм)

проникновения сверхпроводящей парной волновой функции обуславливается эффективным спиновым рассеянием электронов на дефектах с локальным нескомпенсированным магнитным моментом. Этот эффект сильного экранирования слоями хрома обменного поля, создаваемого  $\Phi$ -слоем, будет использоваться в дальнейших попытках создания спинового клапана конструкции Тагирова.

Главным результатом изучения эффекта близости в трехслойной системе  $\text{Fe}/\text{In}/\text{Fe}$  является установление факта перспективности этой системы в ка-

честве рабочего элемента спинового клапана для сверхпроводящего тока. Сохранение сверхпроводимости до рекордно малых толщин сверхпроводящего слоя  $d_{\text{In}}^{\text{crit}} \approx 1.6\xi_S$  в отличие от исследованных ранее систем, где  $d_S^{\text{crit}}$  было порядка  $3\xi_S$ , обусловлено аномально малым коэффициентом прохождения куперовских пар из  $\text{C}$ -слоя в  $\Phi$ -слой.

Мы также исследовали эффект сверхпроводящего спинового клапана на слое  $\text{V}$ , нанесенном на антиферромагнитно связанную сверхрешетку  $[\text{Fe}_2\text{V}_{20}]$ . Наши эксперименты показали, что величина  $T_c$  ванадиевой пленки чувствительно реагирует на взаимную ориентацию намагниченностей слоев  $\text{Fe}_2$  антиферромагнитно связанной сверхрешетки  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}$ . Конечно,  $\Phi$ -слои в нашей системе не могут быть легко переключены из антипараллельного в параллельное состояние, поскольку этот переход происходит постепенно с изменением внешнего магнитного поля от 0 до 6 кЭ. Однако мы надеемся, что можно сконструировать переключающее устройство, заменив антиферромагнитно связанную сверхрешетку  $[\text{Fe}_2\text{V}_{11}]_{20}$  обычной трехслойной конструкцией.

Итак, в работе предложены три различных пути преодоления трудностей при создании спинового клапана для сверхпроводящего тока.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-17198), Немецкого исследовательского общества DFG (грант SFB 491), Шведского исследовательского Совета (VR) и STINT.

## ЛИТЕРАТУРА

1. C. L. Chien and D. Reich, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 83 (1999).
2. I. A. Garifullin, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 574 (2002).
3. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов, *УФН* **172**, 113 (2002).
4. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Pl'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
5. A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
6. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
7. Sangjun Oh, D. Youm, and M. R. Beasley, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2376 (1997).
8. L. R. Tagirov, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2058 (1999).
9. Y. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 267001 (2002).
10. A. Potenca and C. H. Marrows, *Phys. Rev. B* **71**, 180503 (2005).
11. K. Westerholt, D. Sprungmann, H. Zabel, R. Brucas, B. Hjörvarsson, D. A. Tikhonov, and I. A. Garifullin, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 097003 (2005).
12. I. C. Moraru, W. P. Pratt, Jr., and N. O. Birge, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 037004 (2006).
13. I. A. Garifullin, D. A. Tikhonov, N. N. Garifyanov, L. Lazar, Yu. V. Goryunov, S. Ya. Khlebnikov, L. R. Tagirov, K. Westerholt, and H. Zabel, *Phys. Rev. B* **66**, 020505(R) (2002).
14. L. Lazar, K. Westerholt, H. Zabel, L. R. Tagirov, Yu. V. Goryunov, N. N. Garifyanov, and I. A. Garifullin, *Phys. Rev. B* **61**, 3711 (2000).
15. I. A. Garifullin, D. A. Tikhonov, N. N. Garifyanov, M. Z. Fattakhov, L. R. Tagirov, K. Theis-Bröhl, K. Westerholt, H. Zabel, *Phys. Rev. B* **70**, 054505 (2004).
16. И. А. Гарифуллин, Д. А. Тихонов, Н. Н. Гарифьянов, М. З. Фаттахов, Л. Р. Тагиров, К. Тейз-Брель, К. Вестерхольт, Х. Цабель, *Письма в ЖЭТФ* **80**, 50 (2004).
17. P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev. B* **46**, 261 (1992).
18. B. Hjörvarsson, J. A. Dura, P. Isberg, T. U. Watanabe, T. J. Udovic, G. Andersson, and C. F. Majkrzak, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 901 (1997).
19. A. B. Pippard, *Rep. Progr. Phys.* **23**, 176 (1960).
20. P. Isberg, B. Hjörvarsson, R. Wräppling, E. B. Svedberg, and L. Hultman, *Vacuum* **48**, 483 (1997).
21. G. Andersson, B. Hjörvarsson, and H. Zabel, *Phys. Rev. B* **55**, 15905 (1997).
22. V. Uzdin, K. Westerholt, H. Zabel, and B. Hjörvarsson, *Phys. Rev. B* **68**, 214407 (2003).
23. B. P. Vodopyanov, L. R. Tagirov, H. Z. Durusoy, and A. V. Berezhnov, *Physica C* **366**, 31 (2001).
24. J. J. Hauser, H. C. Theueret, and N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **142**, 118 (1966).
25. L. R. Tagirov, *Physica C* **307**, 145 (1998).
26. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **39**, 1781 (1960).
27. E. Almokhtar, K. Mibu, A. Nakanishi, T. Kobayashi, and T. Shinjo, *J. Phys.: Condens. Matter* **12**, 9247 (2000).
28. K. Machida, *J. Phys. Soc. Jpn.* **50**, 2195 (1981).
29. P. G. de Gennes and M. Tinkham, *Physics* **1**, 107 (1964).
30. H. J. Wong, B. Y. Jin, H. Q. Yang, J. B. Ketterson, and J. E. Hillard, *J. Low Temp. Phys.* **63**, 307 (1986).
31. I. Baladie, A. Buzdin, N. Ryzhanova, and A. Vedyayev, *Phys. Rev. B* **63**, 054518 (2001).