

Эффект близости в системе Fe–Cr–V–Cr–Fe

И. А. Гарифуллин¹⁾, Д. А. Тихонов, Н. Н. Гарифьянов, М. З. Фаттахов, Л. Р. Тагиров*, К. Тейз-Брёлль⁺,
К. Вестерхольт⁺⁺, Х. Цабель⁺

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

* Казанский государственный университет, 420008 Казань, Россия

⁺ Institut für Experimentalphysik/Festkörperphysik, Ruhr-Universität Bochum, D-44780 Bochum, Germany

Поступила в редакцию 26 мая 2004 г.

Исследован эффект близости в тонкопленочной слоистой системе Fe–Cr–V–Cr–Fe. С увеличением толщины слоев хрома d_{Cr} при неизменной толщине слоев железа d_{Fe} в зависимости температуры сверхпроводящего перехода T_c от d_{Cr} наблюдается максимум при $d_{Cr} \simeq 40 \text{ \AA}$, а затем резкое уменьшение T_c . При исследовании зависимости T_c от d_{Fe} при фиксированном значении d_{Cr} установлено, что глубина проникновения куперовских пар в слой Cr не превышает 40 \AA . В результате анализа полученных экспериментальных данных сделан вывод о том, что при $d_{Cr} \simeq 40 \text{ \AA}$ происходит переход слоев Cr из немагнитного состояния в несоразмерное состояние волн спиновой плотности.

PACS: 74.45.+c, 74.78.Fk, 75.50.Ee

Хорошо известно, что основным магнитным состоянием металлического хрома при температурах ниже температуры Нееля $T_N = 311 \text{ K}$ является антиферромагнитное несоразмерное состояние волн спиновой плотности (ВСП) [1]. При этом величины антиферромагнитно упорядоченных магнитных моментов оказываются синусоидально модулированными с периодом около 60 \AA в кристаллографическом направлении [001]. Несоразмерное состояние ВСП в металлическом Cr возникает вследствие делокализованного характера электронов, являющихся носителями магнетизма.

В тонких пленках Cr несоразмерное состояние ВСП оказывается зависящим от магнитных и электронных свойств границ [2–4]. Так, например, слои Fe, примыкающие к двум поверхностям слоев Cr, индуцируют несоразмерное состояние ВСП в направлении, перпендикулярном к ферромагнитным слоям, с пучностями на границе раздела Fe–Cr(001) [3, 5]. В отличие от этого, на границе раздела V–Cr амплитуда ВСП оказывается сильно подавленной [5, 6]. Результаты мессбауэровской спектроскопии показывают [7, 8], что магнитный момент хрома исчезает на границе раздела V–Cr и восстанавливается до значения, сравнимого с моментом в массивных образцах на расстоянии порядка 40 \AA от интерфейса V–Cr.

Влияние ферромагнетизма на сверхпроводимость в тонкопленочных гетероструктурах сверхпроводник–ферромагнетик (С–Ф) к настоя-

щему времени хорошо понято на примере систем Pb–Fe [9], Nb–Cu_{0.43}Ni_{0.57} [10], Nb–Ni [11] и V–Fe [12, 13]. Что же касается влияния хрома на сверхпроводимость мультислойных пленочных систем, то, несмотря на целый ряд проведенных исследований, в частности, систем Pb–Cr [14], Nb–Cr [15] и V–Cr [16–22], природа влияния Cr на сверхпроводимость остается неясной. Более того, для системы V–Cr сами данные по зависимости температуры сверхпроводящего перехода T_c от толщины слоя хрома d_{Cr} оказываются противоречивыми. Так в работах [20, 21] было ясно продемонстрировано наличие аномалии в зависимости $T_c(d_{Cr})$ при $d_{Cr} \sim 40 \div 60 \text{ \AA}$ для образцов V–Cr(001), выращенных на монокристаллических подложках из окиси магния MgO(001), и ее отсутствие для образцов V–Cr(110), выращенных на монокристаллических сапфировых подложках Al₂O₃(11 $\bar{2}$ 0). В то же время в работах [16, 22] наблюдались слабовыраженные аномалии в зависимости $T_c(d_{Cr})$ и для слоистых пленок V–Cr(110). При изучении эффекта близости в системах сверхпроводник–хром обычно предполагается [14], что ситуация аналогична эффекту близости в системе сверхпроводник–нормальный металл, поскольку на масштабах, сравнимых с длиной когерентности сверхпроводника ξ_s (или размером куперовской пары), обменное поле антиферромагнетика усредняется практически до нуля. Чтобы объяснить малую по сравнению с нормальным металлом глубину проникновения куперовских пар в слой Cr,

¹⁾e-mail: ilgiz_garifullin@yahoo.com

вводится разрушающий пары механизм рассеяния Абрикосова–Горькова [23] на магнитных дефектах.

Предположение о том, что антиферромагнетизм сам по себе не влияет на эффект близости, было бы верным, если бы антиферромагнитное состояние формировалось локализованными магнитными моментами. Что же касается систем сверхпроводник–хром, то такое предположение, на наш взгляд, является неверным, поскольку состояние ВСП в хrome образуется зонными электронами, которые могут формировать и индуцированное эффектом близости сверхпроводящее состояние. При теоретическом исследовании проблемы сосуществования ВСП и сверхпроводимости (см., например, [24]) было показано, что в той части поверхности Ферми, где нестинг благоприятствует образованию состояния ВСП, возможность формирования сверхпроводящей щели ограничена, и температура сверхпроводящего перехода оказывается пониженной, если температура перехода в состояние ВСП больше изначального значения T_c . Таким образом, возникновение антиферромагнитного порядка в Cr и проникновение куперовских пар из слоя V в слой Cr могут рассматриваться как конкуренция двух антагонистических типов коллективных явлений электронного упорядочения.

В данной работе мы подходим к изучению эффекта близости в системе V–Cr с различных позиций. В гетероструктурах V–Fe мы вводим тонкие слои хрома между слоями ванадия и железа с целью экранирования воздействия сильного обменного поля слоя Fe на куперовские пары. В то же время, мы ожидаем, что возможные изменения магнитного состояния слоев хрома с изменением d_{Cr} будут оказывать влияние на сверхпроводимость. Оба эффекта: экранирование и магнитное упорядочение, конкурирующее со сверхпроводимостью, могут быть разделены путем систематического изучения зависимостей $T_c(d_{Cr})$ и $T_c(d_{Fe})$ для системы 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 5×10^{-11} мбар с помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Во время приготовления серий с фиксированной толщиной того или иного слоя держатель подложек вращался вокруг центра для обеспечения однородной толщины этого слоя. Для получения серии образцов с различными толщинами слоев железа или хрома использовалось “косое” напыление клина на подложки длиной 34 мм и шириной 5 мм. При этом держатель подложек не вращался, а подложка располагалась таким образом по отношению к тиглю, чтобы обеспечить максимальный естественный гра-

диент толщины слоя вдоль длинной стороны подложки. Для улучшения структуры пленок приготовление образцов начиналось с выращивания начального слоя Cr толщиной 40 Å; на конечной стадии образцы покрывались защитным слоем Cr толщиной 50 Å. После извлечения образцов из камеры они разрезались поперек длинной стороны подложки с тем, чтобы получить набор образцов с различной толщиной железа d_{Fe} (или хрома d_{Cr}). Всего было приготовлено 4 серии образцов. Толщины слоев, характеризующие образцы, представлены в таблице. В серии 1 изменялась величина d_{Cr} при неизменном значении $d_{Fe} = 50$ Å. В остальных трех сериях (серии 2, 3 и 4) толщина d_{Cr} была зафиксирована и менялась толщина d_{Fe} . Толщина слоя V во всех образцах была 300 Å, поскольку анализ имеющихся к настоящему времени результатов изучения эффекта близости в системах V–Fe [13] и V–Cr [16–22] показывает, что наибольшая чувствительность T_c мультислоев к толщине слоев Fe и Cr может быть достигнута именно при этой толщине слоя V.

Толщины всех слоев исследованных тонких пленок

Серия	1	2	3	4
Начальный слой				
d_{Cr} (Å)	40	40	40	40
d_{Fe} (Å)	50	8–20	9–24	8–22
d_{Cr} (Å)	23–52	15	28	47
d_V (Å)	300	300	300	300
d_{Cr} (Å)	23–53	15	28	47
d_{Fe} (Å)	50	8–20	9–24	8–22
Защитный слой				
d_{Cr} (Å)	50	50	50	50

Компьютерная подгонка рентгеновских спектров малоуглового рассеяния дала возможность оценить толщины каждого из составляющих слоев и величину шероховатости интерфейсов, которая оказалась не более 3–4 Å. 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-магнетометра 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 ферромагнитных слоев железа в образцах.

Температура сверхпроводящего перехода T_c измерялась по изменению электросопротивления на постоянном токе по стандартной четырехконтактной методике. Отношение электросопротивления

при комнатной температуре к остаточному электросопротивлению R_o вблизи температуры сверхпроводящего перехода $RRR = R(300\text{ K})/R_o$ для всех исследованных нами образцов оказалось порядка 4. Зная величину фононного вклада в удельное электросопротивление для ванадия $\rho_{\text{phon}}(300\text{ K}) = 18.2\text{ мкОм}\cdot\text{см}$, мы нашли остаточное удельное электросопротивление $\rho_o \simeq 6\text{ мкОм}\cdot\text{см}$. Следуя работе Лазар и др. [9], из соотношений Пиппарда [25] мы установили связь между длиной свободного пробега электронов проводимости l и остаточным электросопротивлением ванадия $\rho_o l = 2.5 \cdot 10^{-6}\text{ мкОм}\cdot\text{см}^2$, что для наших образцов дает $l = 40\text{ \AA}$. Используя длину когерентности БКШ для ванадия $\xi_o = 440\text{ \AA}$ и оцененную нами длину свободного пробега l , мы вычислили сверхпроводящую длину когерентности $\xi_s = \sqrt{\xi_o l / 3.4} = 75\text{ \AA}$ для слоев V в наших образцах.

Зависимость $T_c(d_{\text{Cr}})$ для серии 1 с фиксированными значениями толщин слоев железа $d_{\text{Fe}} \simeq 50\text{ \AA}$ показана на рис.1. На этом же рисунке показаны экспериментальные точки для серий 2–4 при максимальных

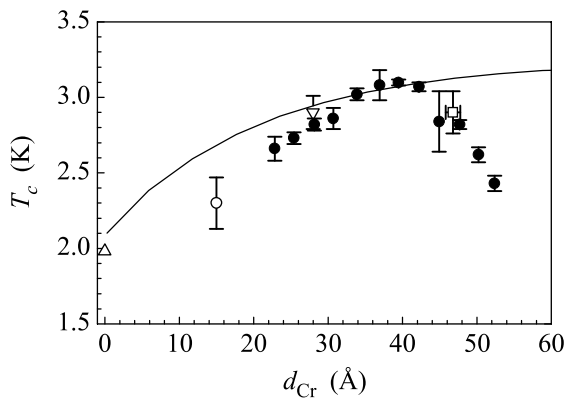


Рис.1. Зависимость T_c от толщины слоев хрома в образцах серии 1 с фиксированными значениями толщин железа $d_{\text{Fe}} \simeq 50\text{ \AA}$. Здесь же показаны значения T_c серий 2–4 при максимальных в серии толщинах d_{Fe} (светлые точки соответствуют использованным на рис.2). Экспериментальная точка для $d_{\text{Cr}}=0$ взята из работы [13]. Сплошная линия — теоретическая кривая (см. текст)

значениях толщин слоев Fe порядка 20 \AA (см. таблицу) и экспериментальная точка для $d_{\text{Cr}} = 0$, взятая из работы [13]. Поскольку глубина проникновения куперовских пар в слой железа $\xi_I \sim 10\text{ \AA}$ [9], слой Fe с толщиной порядка 20 \AA для серий 2–4 может считаться “толстым” и эквивалентным толщине $d_{\text{Fe}} = 50\text{ \AA}$ в серии 1. Дополнительные точки достаточно хорошо укладываются на зависимость $T_c(d_{\text{Cr}})$, полученную для серии 1. Как видно из рисунка, в области значений $d_{\text{Cr}} \leq 40\text{ \AA}$ температура сверхпроводящего пе-

рехода T_c растет с увеличением d_{Cr} . С дальнейшим увеличением толщины слоев хрома T_c проходит через максимум, а затем уменьшается со значительно большей скоростью, чем увеличивалась до достижения максимума.

Другая особенность результатов данных исследований представлена на рис.2b–d. Здесь показаны зависимости $T_c(d_{\text{Fe}})$ в образцах трех серий с различными фиксированными значениями толщин слоев хрома $d_{\text{Cr}} = 15, 18$ и 47 \AA . На рис.2a для сравнения показана подобная зависимость для системы Fe–V–Fe (то есть при $d_{\text{Cr}} = 0\text{ \AA}$), полученная нами ранее [13]. Значения T_c для $d_{\text{Fe}} = 0$ взяты из результатов наших предыдущих исследований трехслойной системы Cr–V–Cr [22].

Анализируя данные, представленные на рис.2, можно заметить следующие систематические закономерности. Форма зависимостей $T_c(d_{\text{Fe}})$ в целом похожа на ту, которая наблюдалась нами ранее для трехслойных образцов Fe–V–Fe (рис.2a). При этом амплитуда начального спада T_c уменьшается с увеличением толщины слоев Cr, разделяющих слои Fe и V. Очевидно, что это связано с экранирующей ролью слоев Cr. С увеличением d_{Cr} число куперовских пар, достигающих слоев Fe, уменьшается, поэтому влияние обменного поля Fe на сверхпроводимость слоя V ослабевает. При $d_{\text{Cr}} = 47\text{ \AA}$ (рис.2d) слои Fe уже практически не оказывают влияния на сверхпроводимость, указывая на то, что амплитуда парной волновой функции в слое Fe исчезающе мала.

Обсудим теперь модельные расчеты, результаты которых представлены сплошными линиями на рис.1 и 2. Теория эффекта близости для слоистых тонкопленочных систем сверхпроводник–парамагнетик–ферромагнетик (С–П–Ф) была разработана в работе [26]. 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 [14].

Прежде чем начать анализ, зафиксируем параметры теории [27], полученные нами ранее [13] при описании зависимости $T_c(d_{\text{Fe}})$ для трехслойной системы Fe–V–Fe (рис.2a). 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

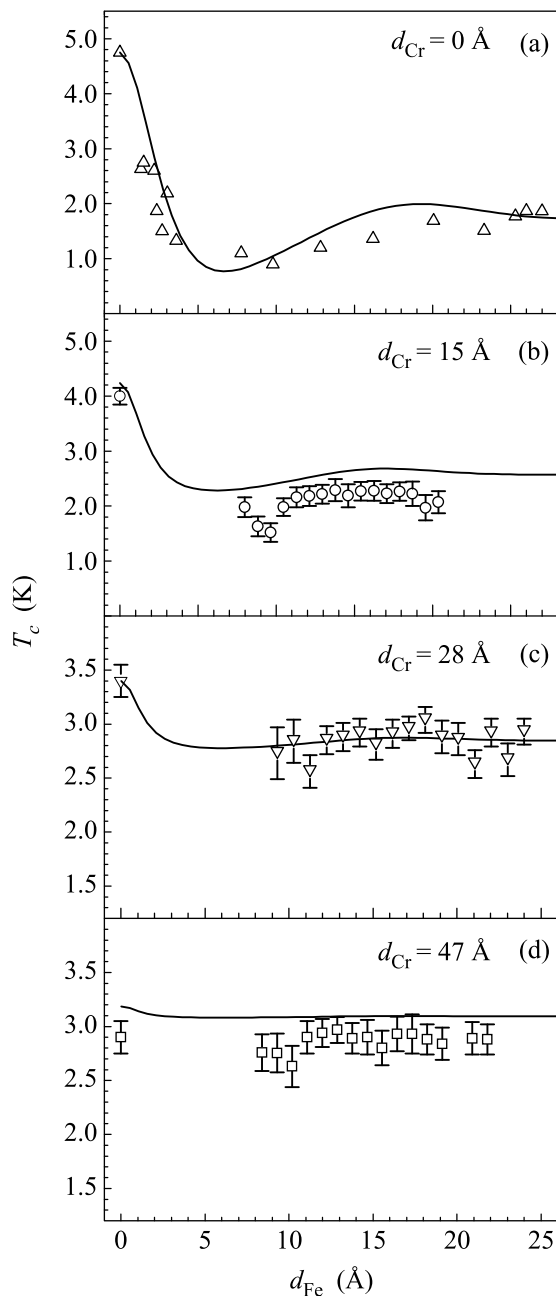


Рис.2. Зависимость T_c от толщины слоев железа в образцах серий 2–4. (b): серия 2 с $d_{Cr} = 15 \text{ \AA}$; (c): серия 3 с $d_{Cr} = 28 \text{ \AA}$; (d): серия 4 с $d_{Cr} = 47 \text{ \AA}$. Соответствующая зависимость для трехслойной системы Fe-V-Fe взята из работы [13] и показана на (a) для сравнения. Экспериментальные точки для $d_{Fe}=0$ в (b)–(d) взяты из работы [22]. Сплошные линии – результаты расчета (см. текст)

интерфейсов Cr-Fe и V-Cr, соответственно, а также время спинового рассеяния электронов на локализованных магнитных моментах в П-слое τ_s [23]. Из имеющихся у нас экспериментальных данных доста-

точно 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 для одного направления спина. Исходя из этого, мы можем положить T_{Cr-Fe} , равным или близким к 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.1 и 2 сплошными линиями. Единственным подгоночным параметром является время спинового рассеяния электронов τ_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 \AA .

Имеется, однако, одна деталь, которую теория не описывает даже качественно. Это резкий спад в зависимости $T_c(d_{Fe})$ при $d_{Cr} > 40 \text{ \AA}$ (рис.1). Можно предположить, что он обусловлен переходом слоев Cr из немагнитного в несоизмерное состояние ВСП при $d_{Cr} \simeq 40 \text{ \AA}$. Действительно, мессбауэровские эксперименты [7, 8], упомянутые выше, показывают, что на границе с V состояние Cr немагнитно. Конечно, в нашей системе слой Cr находится в контакте с V с одной стороны и Fe – с другой. В этом смысле ситуация не совсем идентична исследованной методом Мессбауэра, и мы, вообще говоря, не можем полностью исключить возможность реализации соразмерного состояния ВСП при $d_{Cr} < 40 \text{ \AA}$. Вместе с тем, в этом случае мы бы ожидали сильную конкуренцию соразмерного состояния ВСП и сверхпроводящего состояния в слое Cr, что должно приводить к сильному подавлению T_c ванадия из-за эффекта близости, чего не наблюдается в эксперименте. Наоборот, слой хрома в этой области толщин экранирует разрушающее куперовские пары воздействие обменного поля слоев железа на сверхпроводимость слоя ванадия. Таким образом, совокупность наших экспериментальных данных согласуется с переходом слоя Cr из немагнитного в несоизмерное состояние ВСП при $d_{Cr} \simeq 40 \text{ \AA}$.

Подытоживая статью, мы можем заключить, что изучение эффекта близости в тонкопленочной слоистой системе Fe–Cr–V–Cr–Fe ясно продемонстрировало экранирующее действие слоев Cr, введенных между сверхпроводящим слоем V и разрушающими куперовские пары слоями Fe. Глубина проникновения куперовских пар в слои Cr оказалась порядка 40 \AA . Кроме того, мы обнаружили аномальное подавление T_c для толщин хрома, превышающих 40 \AA , то есть толщин, превышающих глубину проникновения куперовских пар в слои Cr. Мы полагаем, что это может быть объяснено только переходом слоя Cr из немагнитного в несоразмерное антиферромагнитное состояние ВСП, имеющим место по всей толщине слоя хрома. Заметим, что особенность в зависимости $T_c(d_{Cr})$ при $d_{Cr} \simeq 40 \text{ \AA}$ в нашей системе Fe–Cr–V–Cr–Fe выражена гораздо более ярко, чем в данных по $T_c(d_{Cr})$ для слоистых пленок V–Cr [16–22], где аномалии при $d_{Cr} \sim 40 \div 60 \text{ \AA}$, скорее всего, также обусловлены вышеупомянутым магнитным переходом.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 02-02-16688 (эксперимент) и # 03-02-17656 (теория), а также Немецкого исследовательского общества DFG, грант SFB 491.

1. E. Fawcett, Rev. Mod. Phys. **60**, 209 (1988).
2. H. Zabel, J. Phys.: Condens. Matter **11**, 9303 (1999).
3. D. T. Pierce, J. Unguris, R. Celotta, and M. Stiles, J. Mag. Mag. Mat. **200**, 290 (1999).
4. R. S. Fishman, J. Phys.: Condens. Matter. **13**, R235 (2001).
5. E. E. Fullerton, S. D. Bader, and J. L. Robertson, Phys. Rev. Lett. **77**, 1382 (1996).
6. H. C. Herper, P. Weinberger, L. Szunyogh, and P. Entel, Phys. Rev. **B68**, 134421 (2003).

7. E. Almokhtar, K. Mibu, A. Nakanishi et al., J. Phys.: Condens. Matter **12**, 9247 (2000).
8. K. Mibu, M. Almokhtar, A. Nakanishi et al., J. Mag. Mag. Mat. **226–230**, 1785 (2001).
9. L. Lazar, K. Westerholt, H. Zabel et al., Phys. Rev. **B61**, 3711 (2000).
10. Ya. V. Fominov, N. M. Chitchev, and A. A. Golubov, Phys. Rev. **B66**, 014507 (2002).
11. A. S. Sidorenko, V. I. Zdravkov, A. A. Prepelitsa et al., Ann. Phys. (Leipzig) **12**, 37 (2003).
12. P. Koorevaar, Y. Suzuki, and R. Coehoorn, J. Aarts Phys. Rev. **B49**, 441 (1994).
13. I. A. Garifullin, D. A. Tikhonov, N. N. Garif'yanov et al., Phys. Rev. **B66**, 020505(R) (2002).
14. J. J. Hauser, H. C. Theueret, and N. R. Werthamer, Phys. Rev. **142**, 118 (1966).
15. Y. Cheng and M. B. Stearns, J. Appl. Phys. **67**, 5038 (1990).
16. B. M. Davis, J. Q. Zheng, P. R. Auvil et al., Superlattices and Microstructures **4**, 465 (1988).
17. B. Y. Jin and J. B. Ketterson, Adv. Phys. **38**, 189 (1989).
18. Y. Kuwasawa, Y. Kamata, T. Watanabe et al., Physica **V190**, 333 (1992).
19. Y. Kuwasawa, M. Fukuhara, and T. Nojima, Physica **C235–240**, 2559 (1994).
20. Y. Kuwasawa, E. Touma, T. Nojima, and S. Nakano, Physica **B194–196**, 2423 (1994).
21. T. Nojima, E. Touma, M. Fukuhara, and Y. Kuwasawa, Physica **C226**, 293 (1994).
22. M. Hübener, D. Tikhonov, I. A. Garifullin et al., J. Phys.: Condens. Matter **14**, 8687 (2002).
23. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **39**, 1781 (1960).
24. K. Machida, J. Phys. Soc. Jpn. **50**, 2195 (1981).
25. A. B. Pippard, Rep. Prog. Phys. **23**, 176 (1960).
26. B. P. Vodopyanov, L. R. Tagirov, H. Z. Durusoy, and A. V. Berezhnov, Physica **C366**, 31 (2001).
27. L. R. Tagirov, Physica **C307**, 145 (1998).