Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 2, с. 106 – 110

Уединенная сверхпроводимость в гетероструктуре ферромагнетик–сверхпроводник

М. В. Авдеев[1]*, Ю. Н. Прошин*

Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 9 июня 2015 г.

В рамках уравнений Узаделя исследуется тонкопленочная трехслойная гетероструктура ферромагнетик (F)–сверхпроводник (S) (F_1F_2S) с учетом парного электрон-электронного взаимодействия в ферромагнитных слоях. Для антипараллельной конфигурации намагниченностей в F-слоях предсказывается появление на фазовой диаграмме областей с уединенной сверхпроводимостью. Обсуждаются условия для возможного экспериментального наблюдения в трехслойках FFS уединенной сверхпроводимости, а также детектирования электрон-электронного взаимодействия в ферромагнетиках.

DOI: 10.7868/S0370274X15140064

Хорошо известно, что в искусственно созданных слоистых гетероструктурах, состоящих из ферромагнитных (F) и сверхпроводящих (S) слоев, становятся возможным сосуществование и взаимодействие двух параметров порядка (ПП): сверхпроводящего и ферромагнитного. За счет эффекта близости [1] сверхпроводящие корреляции могут проникать в F-слой на небольшую глубину $\xi_I = \sqrt{D/2I}$ (где I – обменное поле и D – коэффициент диффузии в ферромагнетике). С другой стороны, магнитный ПП в F-слое оказывает сильное влияние на сверхпроводимость вблизи FS-границы, на характерном масштабе $\xi_s = \sqrt{D/2\pi T_{cs}} \gg \xi_I$ (здесь T_{cs} – критическая температура S-металла). Важной особенностью такого эффекта близости является то, что волновая функция сверхпроводящего конденсата в F-слое знакопеременна с периодом порядка глубины проникновения ξ_I. Эта особенность дает ключ к пониманию таких интересных явлений, как немонотонная зависимость критической температуры T_c и джозефсоновского тока от толщины F-слоев d_f [2–4]. Так, в работах [5–7] теоретически была предсказана возвратная и периодически возвратная сверхпроводимость. Позже возвратная сверхпроводимость экспериментально наблюдалась на бислоях V/Fe [8] и $Nb/Cu_{1-x}Ni_x$ [9].

Другим интересным типом зависимости критической температуры от толщины F-слоя является так называемая уединенная сверхпроводимость, предсказанная теоретически для чистых FS-систем в работах [10, 11]. В недавней работе [12] было предсказано появление уединенной сверхпроводимости, индуцированной внешним магнитным полем, для трехслойной системы F_1F_2S в грязном пределе. Уединенная сверхпроводимость представляет собой локализованную область $[d_f^*, d_f^{**}]$ на фазовой диаграмме $T_c(d_f)$, где существует сверхпроводимость, которая впервые возникает при увеличении толщины ферромагнитного слоя d_f. При этом важным условием существования уединенной сверхпроводимости в трехслойных FSF- и FFS-системах является антипараллельная (AP) взаимная ориентация намагниченностей F-слоев. Именно для AP-состояния при некоторых соотношениях между толщинами F-слоев происходит наиболее сильная частичная компенсация обменных полей, что делает возможным возникновение уединенной сверхпроводимости. Отметим, что при параллельной (P) взаимной ориентации намагниченностей уединенной сверхпроводимости не возникает ($T_c^{\mathrm{P}} = 0$). Это обстоятельство делает актуальным исследование состояний с уединенной сверхпроводимостью, поскольку они могут оказаться наиболее перспективными для практической реализации сверхпроводящего спинового клапана [13–15].

Важно отметить, что состояния с уединенной сверхпроводимостью сильно зависят от парного межэлектронного взаимодействия в ферромагнитных металлах, влиянием которого в стандартных подходах (см., например, [2–4] и ссылки в них) обычно пренебрегают, полагая $\lambda_f = 0$, где λ_f – константа межэлектронного взаимодействия в F-слое. Действительно, это взаимодействие в ферромагнитном металле оказывается подавленным сильным обменным полем I. Однако оно может проявить себя в случае, когда эффективная намагниченность в FS-системе частично или полностью скомпенсирована. Это, например, оказывается возможным в трехслойных тонкопле-

[1]e-mail: avdeev.maxim.kfu@gmail.com

ночных FSF-системах, находящихся в AP-состоянии. Впервые на это было указано в работах [16–18], где учет парного электрон-электронного взаимодействия в F-слоях позволил объяснить неожиданно высокую критическую температуру ($T_c \approx T_{cs}(\mathrm{La}) \approx 5\,\mathrm{K}$) в короткопериодических сверхрешетках Gd/La [19, 20]. Отметим, что гадолиний является сильным ферромагнетиком с температурой Кюри $T_\mathrm{C} \simeq 290\,\mathrm{K}$.

В отличие от наших предыдущих работ [16–18] мы рассматриваем трехслойную $\mathrm{F_1F_2S}$-систему в грязном пределе. Это позволяет использовать подход, основанный на уравнениях Узаделя, где также учитывается межэлектронное взаимодействие в обоих F-слоях. На основе полученной краевой задачи и системы самосогласованных уравнений на ПП в S- и F-слоях мы численно рассчитаем фазовые диаграммы состояний $\mathrm{F_1F_2S}$-системы. Ниже мы покажем, что в такой системе возможны состояния с хорошо выраженной уединенной сверхпроводимостью, а также рассмотрим влияние на них электрон-электронного взаимодействия. Основываясь на анализе фазовых диаграмм, мы обсудим возможное экспериментальное детектирование "скрытого" межэлектронного взаимодействия в F-слоях. В заключение мы рассмотрим и обсудим модель спинового клапана на основе состояний с уединенной сверхпроводимостью.

Критическая температура сверхпроводящего перехода T_c с учетом электрон-электронного взаимодействия в ферромагнитных слоях определяется из системы самосогласованных уравнений [21] на сверхпроводящие параметры порядка $\Delta_{s,f}(\mathbf{r})$ (где индексы "s", "f" обозначают S и F слои соответственно):

$$\begin{gathered}\Delta_s \ln t = 2\pi T_c \,\mathrm{Re}\sum_{\omega>0}^{\infty}\left[F_s(\omega) - \frac{\Delta_s}{\omega}\right],\\ \Delta_i\left(\ln t + \ln\frac{T_{cs}}{T_{ci}}\right) = 2\pi T_c \,\mathrm{Re}\sum_{\omega>0}^{\infty}\left[F_i(\omega) - \frac{\Delta_i}{\omega}\right],\\ i = (f1, f2).\end{gathered} \tag{1}$$

Здесь $t = T_c/T_{cs}$ – приведенная критическая температура, T_{cs} – критическая температура массивного S-образца, T_{ci} – "виртуальная" критическая температура F_i-слоев при нулевом обменном поле $I_i = 0$. Суммирование в (1) производится по мацубаровским частотам ω.

В грязном пределе парная амплитуда $F_{s,(i)}$ удовлетворяет уравнениям Узаделя [22–24]:
для S-слоя

$$\left[|\omega| - \frac{D_s}{2}\frac{d^2}{dx^2}\right] F_s(x,\omega) = \Delta_s(x), \tag{2}$$

для F-слоев

$$\begin{gathered}\left[|\omega| - iI_{fi} - \frac{D_{fi}(I)}{2}\frac{d^2}{dx^2}\right] F_{fi}(x,\omega) = \Delta_{fi}(x),\\ D_{fi}(I) = \frac{D_{fi}}{1 - i2\cdot I\tau_f},\end{gathered} \tag{3}$$

где $D_{s,fi}$ – коэффициент диффузии в соответствующих слоях, τ_f – время рассеивания на немагнитных примесях в F-слоях. Отметим, что в присутствии обменного поля коэффициент диффузии $D_{fi}(I)$ в (3) является комплексным [2].

Для парной амплитуды мы используем модифицированные граничные условия Куприянова–Лукичева [25], полученные микроскопически в работе [7]. Они имеют вид

$$\begin{gathered}\frac{4D_{f1}(I)}{\sigma_f v_\mathrm{F}^{f1}}\frac{d}{dx}F_{f1} = \frac{4D_{f2}(I)}{\sigma_f v_\mathrm{F}^{f2}}\frac{d}{dx}F_{f2} = F_{f2} - F_{f1},\\ \frac{4D_s}{\sigma_s v_\mathrm{F}^{s}}\frac{d}{dx}F_s = \frac{4D_{f2}(I)}{\sigma_f v_\mathrm{F}^{f2}}\frac{d}{dx}F_{f2} = F_s - F_{f2}\end{gathered} \tag{4}$$

для $\mathrm{F_1F_2}$- и $\mathrm{F_2S}$-интерфейсов и

$$\frac{d}{dx}F_{f1,s} = 0 \tag{5}$$

на внешних границах соответственно. Параметры σ_s и σ_f определяют прозрачность границы со стороны S- и F-слоев [2].

Отметим, что граничные условия (4) учитывают условия детального баланса

$$\sigma_s v_\mathrm{F}^s N_s = \sigma_f v_\mathrm{F}^f N_f,\ \ \sigma_f v_\mathrm{F}^{f1} N_{f1} = \sigma_f v_\mathrm{F}^{f2} N_{f2},$$

где $N_{s,f}$ – плотность состояний на поверхности Ферми в S- и F-слоях.

При решении уравнений (2), (3) мы используем приближение $\Delta_{s,f}(x) \approx \langle\Delta_{s,f}(x)\rangle = \Delta_{s,f}$ [26], которое для тонкопленочных структур ближе к точным схемам расчета [24, 27–29], чем популярное одномодовое приближение [2, 3].

Таким образом, решения уравнений (2), (3) для $\mathrm{F_1F_2S}$-системы имеют вид

$$\begin{gathered}F_1 = \frac{\Delta_1}{\omega - iI_1} + C_1(\omega)\cosh k_{I1}(x + d_{f1} + d_{f2})\\ (-d_{f1} - d_{f2} < x < -d_{f2});\end{gathered}$$

$$\begin{gathered}F_2 = \frac{\Delta_2}{\omega - iI_2} + A(\omega)\cosh k_{I2}x + B(\omega)\sinh k_{I2}x\\ (-d_{f2} < x < 0);\end{gathered}$$

$$F_s = \frac{\Delta_s}{\omega} + C_s(\omega)\cosh k_s(x - d_s) \qquad (0 < x < d_s), \tag{6}$$

где $k_s^2 = 2\omega/D_s$, $k_I^2 = 2(\omega - iI)/D_f(I)$. Коэффициенты C_1, A, B и C_s, входящие в решения (6), фиксируются граничными условиями (4), (5) и выражаются через линейные комбинации параметров порядка Δ_s, Δ_1, Δ_2.

Далее, подставляя (6) в (1) и решая итоговое секулярное уравнение, мы находим критическую температуру T_c для F_1F_2S-системы.

На рис. 1a показаны полученные в результате таких расчетов зависимости приведенной критической

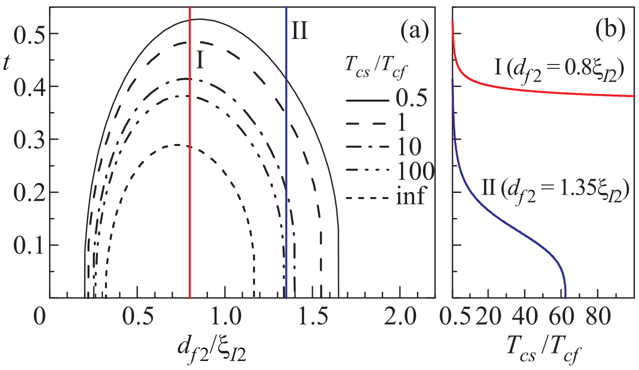

Рис. 1. Фазовые диаграммы F_1F_2S-системы при AP-состоянии. (a) – Зависимости приведенной критической температуры t от приведенной толщины d_{f2}/ξ_I слоя при различных значениях параметра T_{cs}/T_{cf}. Толщина внешнего слоя F_1 фиксирована: $d_{f2} = 2\xi_I$. (b) – Приведенная критическая температура t как функция отношения T_{cs}/T_{cf} при двух различных толщинах F_2-слоя (срезы I и II на рис. 1a). Значение остальных параметров системы следующие: $d_s/\xi_s = 1.1$, $l_s/\xi_s = 0.7$, $\sigma_s = 100$, $\sigma_f = 100$, $l_{f1}/\xi_{I1} = l_{f2}/\xi_{I2} = 0.3$, $I_1/\pi T_{cs} = I_2/\pi T_{cs} = 6$

температуры t от толщины промежуточного F_2-слоя d_{f2} при различных значениях отношения T_{cs}/T_{cf}. При этом толщина внешнего F_1-слоя фиксирована: $d_{f1} = 2\xi_{I1}$ (здесь и далее все длины, относящиеся к S- и F-слоям, нормированы на ξ_s и ξ_I соответственно). Как отмечалось выше, такая необычная немонотонная зависимость $T_c(d_{f2})$ называется уединенной сверхпроводимостью. Впервые возникновение уединенной сверхпроводимости, индуцированной внешним магнитным полем, в грязной трехслойной F_1F_2S-системе было предсказано в работе [12]. Позднее в работе [30] было показано, что уединенная сверхпроводимость в аналогичной FFS-системе может возникать и в отсутствие внешнего магнитного поля. Также в [30] была получена угловая зависимость $T_c(\phi)$ (где ϕ – угол между направлениями намагниченностей F-слоев) в режиме уединенной сверхпроводимости и объяснены ее интересные особенности: T_c имеет максимум при $\phi = \pi$ (AP-состояние) и быстро падает до нуля с отклонением ϕ от этого значения. Физическая причина данного явления проста: при антипараллельной ориентации намагниченностей в соседних тонкопленочных F-слоях происходит частичная компенсация эффективного обменного поля, являющегося мощным распаривающим фактором в образовании сверхпроводящего конденсата. Отклонение же магнитного порядка от AP-состояния ведет к быстрой потере этой компенсации и, как следствие, к понижению критической температуры. По этой причине в настоящей работе мы рассматриваем случай AP магнитного состояния системы.

С другой стороны, в отличие от работ [12, 30] мы учитываем влияние спаривательного межэлектронного взаимодействия в F-слоях, мерой которого является отношение $T_{cs}/T_{cf} = (\omega_D^s/\omega_D^f)\exp(1/\lambda_f - 1/\lambda_s)$ (здесь $\omega_D^{s,f}$ и $\lambda_{s,f}$ – частота Дебая и безразмерная константа спаривательного взаимодействия для S- и F-слоев). Таким образом, в отсутствие межэлектронного взаимодействия в F-слоях, когда $\lambda_f \to 0$, отношение $T_{cs}/T_{cf} \to \infty$, что соответствует стандартному приближению, широко используемому в литературе [2–4]. Отметим, что в режиме уединенной сверхпроводимости критическая температура T_c существенно зависит от величины T_{cs}/T_{cf} (см. рис. 1a). Так, при значении $T_{cs}/T_{cf} = 0.5$ критическая температура $t \approx 0.5$ при $d_{f2} = 0.8\xi_I$ (вертикальная линия I на рис. 1a), что почти в два раза выше величины t в отсутствие межэлектронного взаимодействия ($t \approx 0.25$, пересечение пунктирной линии и вертикальной линии I на рис. 1a). Также с увеличением T_{cs}/T_{cf} наблюдается сужение области уединенной сверхпроводимости. При этом, однако, положение максимума $t(d_{f2} \approx 0.8\xi_I)$ практически не зависит от параметра T_{cs}/T_{cf}.

На рис. 1b приведена зависимость t от величины отношения T_{cs}/T_{cf} при двух фиксированных значениях толщины F_2-слоя. Наиболее сильное изменение критической температуры наблюдается в области $T_{cs} \sim T_{cf}$.

Для большей наглядности на рис. 2 изображена фазовая диаграмма $t(d_{f1}, d_{f2})$ (рис. 2b) с профилями нескольких срезов, отвечающими различным зависимостям критической температуры. Во-первых, стоит отметить явную асимметричность фазовой диаграммы. Это связано с тем фактом, что слои F_1 и F_2 находятся в различных условиях по отношению к S-слою. Во-вторых, хорошо видно, что области с

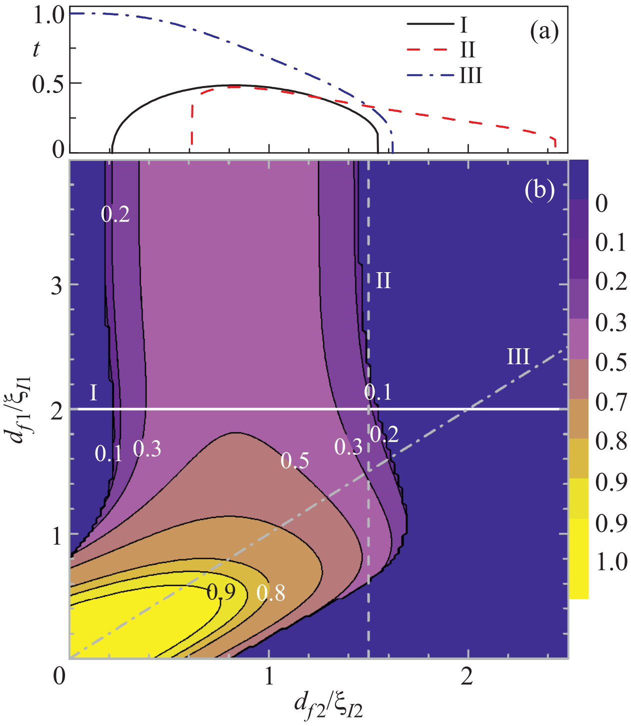

Рис. 2. Расширенная фазовая диаграмма F_1F_2S-системы при $T_{cs}/T_{cf} = 1$. (a) – Различные типы зависимости приведенной критической температуры t от толщин F-слоев (см. срезы на рис. 2b): симметричный случай (I), уединенная сверхпроводимость $t(d_{f1})$ (II), уединенная сверхпроводимость $t(d_{f2})$ (III). (b) – Приведенная критическая температура t как функция обеих толщин F_1- и F_2-слоев. Профили срезов I–III изображены на панели a. Значения остальных параметров те же, что и на рис. 1

уединенной сверхпроводимостью наиболее отчетливо проявляются при изменении толщины промежуточного F_2-слоя даже при больших толщинах F_1-слоя. Это можно объяснить исходя из следующих соображений. Для простоты рассмотрим случай, когда толщина внешнего F_1-слоя много больше длины когерентности: $d_{f1} \gg \xi_I$, вследствие чего внешняя граница F_1-слоя не влияет на парную амплитуду. Промежуточный F_2-слой, напротив, является своеобразным "каналом" для подстройки парной амплитуды между F_1F_2- и F_2S-границами. Толщина промежуточного слоя существенно влияет на когерентность между данными двумя границами и, соответственно, на саму парную амплитуду в промежуточном F_2-слое. При этом максимум в критической температуре наблюдается при толщинах $d_{f2} \approx \xi_I$, т.е. на том масштабе, на котором происходит изменение парной амплитуды.

На наш взгляд, состояния с уединенной сверхпроводимостью, которые можно легко контролировать, меняя взаимную ориентацию намагниченностей, интересны и перспективны для возможной реализации спинового клапана [13–15]. Намагниченность внешнего слоя F_1 пинингуется дополнительным слоем из антиферромагнитного диэлектрика, в то время как ориентация намагниченности промежуточного слоя F_2 может изменяться за счет внешнего магнитного поля. Таким образом, при изменении магнитного порядка в системе происходит переключение спинового клапана из сверхпроводящего в резистивное состояние и обратно. В связи с этим подчеркнем, что одной из важных характеристик спинового клапана является разность $\Delta T_c = T_c^{\mathrm{AP}} - T_c^{\mathrm{P}}$ между критическими температурами в AP- и P-состояниях. Чем выше величина ΔT_c, тем устойчивее будет его работа. Отметим еще раз, что разность ΔT_c в режиме уединенной сверхпроводимости совпадает с критической температурой, $\Delta T_c = T_c^{\mathrm{AP}}$, поскольку в данном случае $T_c^{\mathrm{P}} = 0$. Экспериментальное же обнаружение состояний с уединенной сверхпроводимостью в F_1F_2S-системах выглядит вполне реалистичным и реализуемым.

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров. Ю.П. также благодарен за частичную поддержку РФФИ (грант # 13-02-01202).

1. P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964).
2. Yu. A. Izyumov, Yu. N. Proshin, and M. G. Khusainov, Physics-Uspekhi **45**, 109 (2002).
3. A. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
4. K. B. Efetov, I. A. Garifullin, A. F. Volkov, and K. Westerholt, Magnetic Heterostructures *Proximity Effects in Ferromagnet/Superconductor Heterostructures*, Springer Berlin/Heidelberg, Springer Tracts Mod. Phys., (2008), v. 227, p. 251.
5. M. Khusainov and Yu. N. Proshin, Phys. Rev. B **56**, R14283 (1997).
6. Yu. N. Proshin and M. G. Khusainov, J. Exp. Theor. Phys. Lett. **66**, 562 (1997).
7. Yu. N. Proshin and M. G. Khusainov, ZhETF **113**, 1708 (1998).
8. I. A. Garifullin, D. A. Tikhonov, N. N. Garif'yanov, L. Lazar, Yu. V. Goryunov, S. Ya. Khlebnikov, L. R. Tagirov, K. Westerholt, and H. Zabel, Phys. Rev. B **66**, 020505 (2002).
9. 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).

10. M. G. Khusainov, M. M. Khusainov, N. M. Ivanov, and Yu. N. Proshin, JETP Lett. **90**, 359 (2009).
11. Yu. Proshin, M. Khusainov, and M. Khusainov, Physica C: Superconductivity **470**, 874 (2010).
12. M. V. Avdeev and Yu. N. Proshin, Supercond. Sci. Tech. **27**, 035006 (2014).
13. S. Oh, D. Youm, and M. Beasley, Appl. Phys. Lett **71**, 2376 (1997).
14. L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
15. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, Europhys. Lett. **48**, 686 (1999).
16. M. G. Khusainov, M. M. Khusainov, N. M. Ivanov, and Yu. N. Proshin, JETP Lett. **89**, 626 (2009).
17. M. G. Khusainov, M. M. Khusainov, N. M. Ivanov, and Yu. N. Proshin, JETP Lett. **90**, 124 (2009).
18. Yu. N. Proshin, M. M. Khusainov, and A. Minnullin, Phys. Stat. Sol. C **11**, 1080 (2014).
19. J. P. Goff, P. P. Deen, R. C. C. Ward, M. R. Wells, S. Langridge, R. Dalgleish, S. Foster, and S. Gordeev, J. Mag. Mag. Mat. **240**, 592 (2002).
20. P. P. Deen, J. P. Goff, R. C. C. Ward, M. R. Wells, S. Langridge, R. Dalgliesh, S. Foster, and G. J. McIntyre, J. Phys.: Cond. Mat. **17**, 3305 (2005).
21. A. A. Abrikosov and L. P. Gorkov, Sov. Phys. JETP **12**, 1243 (1961).
22. K. D. Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).
23. Z. Radović, L. Dobrosavljević-Grujić, A. I. Buzdin, and J. R. Clem, Phys. Rev. B **38**, 2388 (1988).
24. B. Krunavakarn and S. Yoksan, Physica C: Supercond. Applications **440**, 25 (2006).
25. М. Куприянов, В. Лукичев, ЖЭТФ **94**, 139 (1988).
26. M. V. Avdeev and Yu. N. Proshin, JETP **117**, 1101 (2013).
27. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, JETP Lett. **77**, 510 (2003).
28. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, R. G. Deminov, and L. R. Tagirov, JETP Lett. **91**, 329 (2010).
29. B. Krunavakarn and S. Yoksan, Physica C: Supercond. **440**, 25 (2006).
30. Yu. N. Proshin and M. V. Avdeev, J. Low Temp. Phys. **179**, 113 (2015).