Письма в ЖЭТФ, том 73, вып. 8, с. 470 – 474 © 2001 г. 25 апреля

Уголковые $S-N-D$ контакты в магнитном поле

Ю. С. Бараш, А. М. Бобков[1)]

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 марта 2001 г.
После переработки 14 марта 2001 г.

Найдена зависимость критического тока уголковых $S-N-D$ контактов с высокой прозрачностью от приложенного магнитного поля для различных ориентаций сверхпроводника с d-спариванием по отношению к плоскости раздела. Показано, что при низких температурах такая зависимость имеет в определенной области магнитных полей характерные участки с плато, отсутствующие в уголковых $S-N-S$ контактах и свидетельствующие о наличии сверхпроводника со знакопеременным параметром порядка.

PACS: 74.50.+r, 74.80.Fp

Экспериментальное изучение уголковых туннельных $S-I-D$ (изотропный сверхпроводник – изоляционная прослойка – сверхпроводник с d-спариванием) контактов в магнитном поле привело к одному из наиболее убедительных свидетельств о знакопеременном параметре порядка в высокотемпературных сверхпроводниках, по крайней мере приближенно отвечающем d-спариванию [1 – 4]. Этот метод оказывается менее чувствителен к эффектам захвата магнитного потока и асимметрии образца, чем эксперименты, использующие уголковые SQID [1, 5]. В отсутствие магнитного поля критический джозефсоновский ток I_c в уголковом туннельном $S-I-D$ контакте имеет минимум (в идеальном случае обращается в нуль), в то время как в $S-I-S$ туннельном контакте величина I_c в нулевом поле имеет максимум. Данное обстоятельство использовалось как ключевое для идентификации сверхпроводников с d-спариванием на основе указанного метода [1 – 4]. Оно связано с компенсацией двух вкладов в джозефсоновский ток, вносимых в отсутствие поля каждой стороной угла в туннельном $S-I-D$ контакте отдельно и имеющих противоположные знаки. Для уголкового $S-I-S$ контакта эти токи в отсутствие поля синфазны, и при их сложении полный ток через симметричный контакт удваивается. Упомянутая компенсация имеет место, однако, лишь в туннельном пределе, а для контактов с достаточно большой прозрачностью отсутствует. Дело в том, что зависимость джозефсоновского тока от разности фаз φ в контактах с высокой прозрачностью существенно несинусоидальна (содержит высшие гармоники) и в результате $j_s(\varphi+\pi) \neq -j_s(\varphi)$. В этой связи представляет интерес изучение уголковых контактов с высокой прозрачностью и выяснение их характерного поведения при наличии сверхпроводника с d-спариванием.

В предлагаемой работе рассмотрены полностью прозрачные уголковые $S-N-D$ (изотропный сверхпроводник – прослойка нормального металла – сверхпроводник с d-спариванием) контакты с шириной слоя чистого нормального металла $d \gg \xi_0$ (см. рис.1). Найден критический ток для таких систем при наличии внешнего магнитного поля. Показано, что в уголковых контактах с высокой прозрачностью характерной особенностью интерференционных зави-

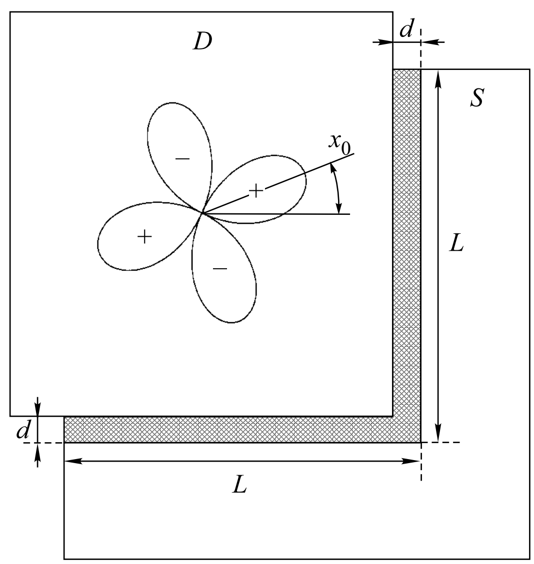

Рис.1. Схема рассматриваемого уголкового контакта. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка, α – угол между кристаллической осью x_0 сверхпроводника с $d_{x^2-y^2}$ спариванием (D) и нормалью к границе раздела

[1)]e-mail: bobkov@lpi.ru

симостей критического тока от поля при достаточно низких температурах является наличие плато в определенном интервале значений магнитного поля. Плато наиболее выражено в характеристиках уголковых $S-N-D$ контактов с ориентациями (100) и (010) границы в сверхпроводнике с d-спариванием. С ростом температуры область с плато искажается и исчезает. Для ориентации (110) границы плато отсутствует вовсе, в частности, при $T=0$. При этом минимумы (в идеальном случае нули) у интерференционной зависимости критического тока от поля появляются, как и должно быть, с вдвое меньшим периодом, по сравнению со случаем $S-N-S$ контакта.

Пусть два чистых сверхпроводника с синглетными параметрами порядка $\Delta^l(\mathbf{p}_{f,l})$, $\Delta^r(\mathbf{p}_{f,r})$ занимают области $x<-d/2$ и $x>d/2$, соответственно, а в области $-d/2<x<d/2$ находится нормальный металл. Для решения уравнений Эйленбергера для запаздывающих квазиклассических гриновских функций

$$\begin{gathered}(2\omega+iv_{f,x}\partial_x)f(\mathbf{p}_f,x,\omega)+\\+2\Delta(\mathbf{p}_f,x)g(\mathbf{p}_f,x,\omega)=0,\\ (2\omega-iv_{f,x}\partial_x)f^+(\mathbf{p}_f,x,\omega)-\\-2\Delta^*(\mathbf{p}_f,x)g(\mathbf{p}_f,x,\omega)=0,\\ iv_{f,x}\partial_x g(\mathbf{p}_f,x,\omega)-\Delta(\hat{\mathbf{p}},x)f^+(\mathbf{p}_f,x,\omega)-\\-\Delta^*(\mathbf{p}_f,x)f(\mathbf{p}_f,x,\omega)=0\end{gathered}\tag{1}$$

с учетом условия нормировки

$$g^2+ff^+=-\pi^2\tag{2}$$

используем следующий анзац, автоматически удовлетворяющий нормировочному условию (2):

$$\begin{gathered}f(\mathbf{p}_f,x,\omega)=\big(-i\pi\mathrm{sgn}\,(xv_{f,x})-\\-g(\mathbf{p}_f,x,\omega)\big)e^{i\eta(\mathbf{p}_f,x,\omega)},\\ f^+(\mathbf{p}_f,x,\omega)=\big(-i\pi\mathrm{sgn}\,(xv_{f,x})+\\+g(\mathbf{p}_f,x,\omega)\big)e^{-i\eta(\mathbf{p}_f,x,\omega)}.\end{gathered}\tag{3}$$

Подстановка соотношений (3) в (1) приводит к уравнению для величины $\eta(\mathbf{p}_f,x,\omega)$:

$$\begin{gathered}-\frac{v_{f,x}}{2}\partial_x\eta(\mathbf{p}_f,x,\omega)+\omega-\\-|\Delta(\mathbf{p}_f,x)|\cos\left(\eta(\mathbf{p}_f,x,\omega)-\phi(\mathbf{p}_f,x)\right)=0\end{gathered}\tag{4}$$

и асимптотическим условиям

$$v_{f,x}\sin\left(\eta_\infty(\mathbf{p}_f,\omega)-\phi_\infty(\mathbf{p}_f)\right)\mathrm{sgn}x>0,\tag{5}$$

обеспечивающим ограниченность гриновской функции $g(\mathbf{p}_f,x,\omega)$ при $x\to\pm\infty$. Мы не приводим здесь явное, но громоздкое выражение для гриновской функции $g(\mathbf{p}_f,x,\omega)$ через $\eta(\mathbf{p}_f,x',\omega)$, которое легко получается при использовании указанной подстановки. В (4) и ниже введены модуль и фаза параметра порядка $\Delta(\mathbf{p}_f,x)=|\Delta(\mathbf{p}_f,x)|e^{i\phi(\mathbf{p}_f,x)}$.

Предполагая для простоты поверхности Ферми сверхпроводников и разделяющего их металла одинаковыми, имеем обычные граничные условия для гриновских функций на полностью прозрачных границах $g_l(-d/2,\mathbf{p}_f)=g_N(\mathbf{p}_f)=g_r(d/2,\mathbf{p}_f)$, $f_l(-d/2,\mathbf{p}_f)=f_N(-d/2,\mathbf{p}_f)$, $f_N(d/2,\mathbf{p}_f)==f_r(d/2,\mathbf{p}_f)$. С учетом этих соотношений нетрудно получить из (3)–(5) следующее выражение для температурной гриновской функции $g_N^M(\mathbf{p}_f,\omega_n)$ в области, занятой нормальным металлом:

$$\begin{gathered}g_N^M(\mathbf{p}_f,\omega_n)=-i\pi\mathrm{sgn}(v_{f,x})\times\\ \times\,\mathrm{cth}\left[i\frac{\eta(\mathbf{p}_f,d/2,\omega_n)-\eta(\mathbf{p}_f,-d/2,\omega_n)}{2}+\frac{\omega_n d}{v_{f,x}}\right].\end{gathered}\tag{6}$$

Эта формула верна при всех температурах и для зависящего от координат самосогласованного профиля параметра порядка $\Delta(\mathbf{p}_f,x)$. Пренебрегая подавлением параметра порядка, в области низких температур $T\ll\Delta_{max}$ получаем из (4), (5) $\eta(\mathbf{p}_f,d/2,\omega_n)-\eta(\mathbf{p}_f,-d/2,\omega_n)=\phi(\mathbf{p}_f)+\pi\mathrm{sgn}(v_{f,x})$, где $\phi(\mathbf{p}_f)==\phi_r(\mathbf{p}_f)-\phi_l(\mathbf{p}_f)$ есть разность фаз параметров порядка для заданного направления импульса. В этом приближении вычисление джозефсоновского тока j_x с использованием полученной гриновской функции приводит при условии $T\ll v_f/d\ll\Delta_{max}$ к следующему выражению[6, 7]:

$$j_x=\frac{e}{d}\int\frac{d^2S}{(2\pi)^3v_f}v_{f,x}^2\,\mathrm{saw}(\phi(\mathbf{p}_f)).\tag{7}$$

Здесь введена имеющая “пилообразный” график функция $\mathrm{saw}(\phi)$: $\mathrm{saw}(\phi)=\phi$ на отрезке $\phi\in[-\pi,\pi]$ и $\mathrm{saw}(\phi+2\pi)=\mathrm{saw}(\phi)$. Условие $v_f/d\ll\Delta_{max}$ удобно представить в виде $\xi_0\ll d$, где $\xi_0=v_f/\Delta_{max}$.

Выделяя постоянные, не зависящие от направления импульса, фазы $\varphi_{l,r}$, описываем сверхпроводники вещественными знакопеременными параметрами порядка. Это возможно, в частности, для сверхпроводников с d-спариванием. Пусть S_f^+ (S_f^-) есть та часть поверхности Ферми S_f, на которой параметры порядка $\Delta_{l,r}(\mathbf{p}_f,0)$ имеют одинаковые (противоположные) знаки. Тогда, обозначая постоянную разность фаз через $\varphi=\varphi_r-\varphi_l$, имеем $\phi(\mathbf{p}_f)=\varphi$ для

$\mathbf{p}_f \in S_f^+$ и $\phi(\mathbf{p}_f) = \varphi + \pi$ для $\mathbf{p}_f \in S_f^-$. Далее определим величины $a^\pm$ соотношениями

$$a^\pm = \frac{A\{S_f^\pm\}}{A\{S_f\}}, \text{ где } A\{S_f^+\} = \int\limits_{S_f^+} \frac{d^2S_f\ v_{f,x}^2}{(2\pi)^3 v_f}, \qquad (8)$$

и аналогично определены $A\{S_f^-\}$, $A\{S_f\}$. Очевидно, $S_f^+ + S_f^- = S_f$, откуда следует $a^+ + a^- = 1$. Величины $a^\pm$ существенно зависят от типа спаривания и взаимной ориентации сверхпроводящих кристаллов, а также и от формы поверхности Ферми. В то же время они нечувствительны к конкретному виду базисных функций соответствующего представления точечной группы сверхпроводящего кристалла. Для сверхпроводников со знакопостоянными параметрами порядка на всей поверхности Ферми (анизотропное s-спаривание) $a^\pm$ принимают значения $a^+ = 1$, $a^- = 0$ (либо $a^- = 1$, $a^+ = 0$, если постоянные знаки двух параметров порядка противоположны).

Задача о токе через уголковый контакт, вообще говоря, имеет двумерный характер. Будем считать, что характерная протяженность контакта L удовлетворяет соотношениям $\lambda_{l,r} \ll L \ll \lambda_j$, где $\lambda_{l,r}$ и λ_j есть глубины проникновения магнитного поля в массивные сверхпроводники и в джозефсоновский контакт, соответственно. Тогда при условии $H \ll H_{c1} \sim \Phi_0/\lambda_{l,r}^2$ поток магнитного поля через содержащую угол область с характерной площадью порядка $\lambda_{l,r}^2$ много меньше кванта потока, и задача приближенно сводится к одномерной. При этом собственным магнитным полем в контакте можно пренебречь.

В данных условиях рассматриваем плоский контакт в магнитном поле, направленном параллельно границе раздела вдоль оси z. В направлении y контакт предполагается состоящим из двух частей, соответствующих в данной одномерной задаче двум сторонам угла. По сравнению с областью $0 < y < L$, в области $-L < y < 0$ для каждого из направлений импульсов к разности фаз в контакте добавляется π. Этим учитывается изменение знака параметра порядка в сверхпроводнике с d-спариванием при повороте импульса квазичастицы на $\pi/2$ вокруг оси z, совпадающей с тетрагональной осью кристалла. Ниже под уголковым контактом понимаем данную одномерную модель.

Учет влияния магнитного поля H на джозефсоновский ток сводится к подстановке в (7) $\phi(\mathbf{p}_f) \to \phi(\mathbf{p}_f) + (2eHy/c)(d + \lambda_l + \lambda_r)$, где d – толщина прослойки нормального металла и $\lambda_{l,r}$ – глубины проникновения магнитного поля в левый и правый сверхпроводники, соответственно. Поток магнитного поля $\Phi = 2HL(d + \lambda_l + \lambda_r)$ через слой нормального металла и приповерхностные слои сверхпроводников ($2L$ – протяженность границ рассматриваемого контакта вдоль оси y) удобно измерять в единицах кванта потока $n = \Phi/\Phi_0 \equiv |e|\Phi/\pi c$. Распределение тока в направлении поля (вдоль оси z) и само магнитное поле в контакте малых размеров считаем однородными. Тогда для джозефсоновского критического тока в обычном плоском $S{-}N{-}D$ контакте приходим к результату работы [8]. Вычисляя полный ток через уголковый $S{-}N{-}D$ контакт и находя его максимальные значения в зависимости от величины внешнего магнитного поля, приходим к следующим соотношениям:

$$\frac{j_{c0}(H)}{j_{c0}(0)} = \frac{2}{n}\begin{cases} \left\{\frac{n}{2}\right\}\max\left[\left(1 - 4\left\{\frac{n}{2}\right\}\right), |a^+ - a^-|\right], & \left\{\frac{n}{2}\right\} \le \frac{1}{4}; \\ \max\left[\left\{\frac{n}{2}\right\}|a^+ - a^-|, \left(4\left\{\frac{n}{2}\right\} - 1\right)\left|a^\pm - \left\{\frac{n}{2}\right\}\right|\right], & \frac{1}{4} \le \left\{\frac{n}{2}\right\} \le \frac{1}{2}; \\ \max\left[\left(1 - \left\{\frac{n}{2}\right\}\right)|a^+ - a^-|, \left(3 - 4\left\{\frac{n}{2}\right\}\right)\left|a^\pm - \left\{\frac{n}{2}\right\}\right|\right], & \frac{1}{2} \le \left\{\frac{n}{2}\right\} \le \frac{3}{4}; \\ \left(1 - \left\{\frac{n}{2}\right\}\right)\max\left[|a^+ - a^-|, \left(4\left\{\frac{n}{2}\right\} - 3\right)\right], & \frac{3}{4} \le \left\{\frac{n}{2}\right\} \le 1. \end{cases} \qquad (9)$$

Здесь $\{n/2\}$ есть дробная часть магнитного потока, пронизывающего уголковый контакт с одной из сторон угла.

Как видно из (9) и рис.2, в области полей $(1 - |a^+ - a^-|)/2 < n < \max(a^+, a^-)$ на кривой $j_{c0}(H)$ имеется плато: критический ток есть $j_{c0}(0)|a^+ - a^-|$

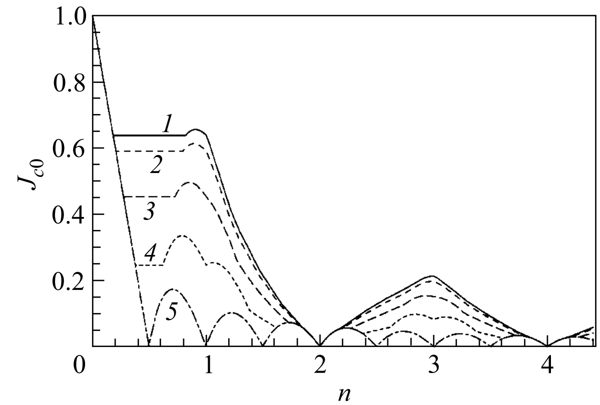

Рис.2. Зависимость $J_{c0} = j_{c0}(H)/j_{c0}(0)$ от $n = \Phi/\Phi_0$ при нулевой температуре, вытекающая из (9) для различных ориентаций сверхпроводника с $d_{x^2-y^2}$ спариванием, тетрагональная ось которого параллельна магнитному полю. Кривым *1-5* отвечают, соответственно, следующие значения угла α между кристаллической осью x_0 и нормалью к поверхности: $0, \pi/16, \pi/8, 3\pi/16, \pi/4$. Плато имеет максимальную ширину для ориентации (100)

и не зависит от магнитного поля. Поскольку такие участки у зависимости критического тока от магнитного поля в $S-N-S$ контактах не возникают вовсе [9, 6], их наличие при низких температурах свидетельствует о присутствии в контакте сверхпроводника со знакопеременным параметром порядка.

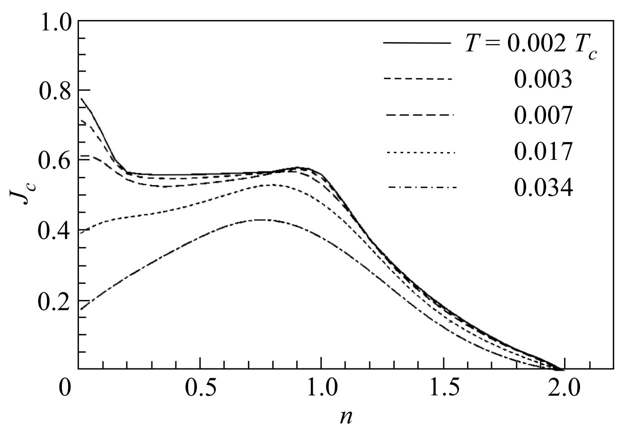

Рис.3. Зависимость $J_c = j_c(H)/j_{c0}(0)$ в уголковом $S-N-D$ контакте для ориентации $\alpha = 0^\circ$ при различных температурах и $\xi_0/d = 0.1$

Если в одном из сверхпроводников реализуется $d_{x^2-y^2}$-спаривание и его кристаллическая ось z_0 параллельна плоскости контакта, а во втором – изотропное s-спаривание, то $a^{\pm} = 1/2 \pm \cos 2\alpha/\pi$, где α есть угол между осью x_0 кристалла и нормалью к границе раздела. В данном случае плато находится в интервале полей $(\pi - 2|\cos 2\alpha|)/2\pi < n < (\pi + 2|\cos 2\alpha|)/2\pi$ на уровне $2|\cos 2\alpha|/\pi$ от критического тока в нулевом поле. Для ориентации $\alpha = 0$ область с плато имеет наибольшую протяженность, а для $\alpha = 45^\circ$ плато отсутствует. В последнем случае $a^+ = a^- = 1/2$. При этом, как и в обычном плоском $S-N-D$ контакте [8], критический ток в уголковом контакте обращается в нуль через полкванта потока ($n = 0.5,\ 1,\ 1.5,\ \ldots$), то есть с вдвое меньшим периодом, чем обычно. Такое поведение обусловлено специфической симметрией задачи при $\alpha = 45^\circ$ и должно проявляться не только для металлических, но и для изоляционных прослоек [10].

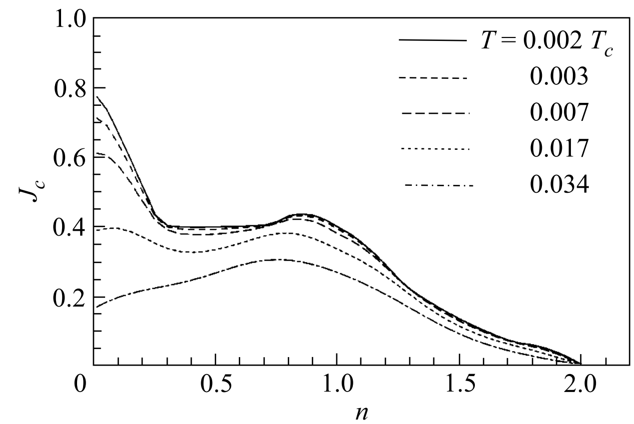

Рис.4. Зависимость $j_c(H)/j_{c0}(0)$ для ориентации $\alpha = 22.5^\circ$ при различных температурах и $\xi_0/d = 0.1$

Найденное характерное поведение критического тока для уголковых $S-N-D$ контактов в магнитном поле, и прежде всего наличие плато и линейных зависимостей от поля, тесно связано с исходной пилообразной зависимостью джозефсоновского тока от разности фаз в рассматриваемых системах [11, 6, 7]. По сравнению с $S-N-S$ контактом, для $S-N-D$ контакта пилообразная зависимость джозефсоновского тока от разности фаз усложняется, и для нее уже $j_x(\varphi) \neq j_x(-\varphi)$ и есть разрыв при $\varphi = 0$. Вследствие этого в основном состоянии сверхпроводящего кольца, содержащего $S-N-D$ контакт, имеется спонтанный ток [7]. Далее, спонтанный ток возникает и вдоль поверхности $S-N-D$ контакта, будучи локализован, в основном, в прослойке [12, 13]. Он экранируется мейснеровскими токами в сверхпроводниках. При наличии спонтанного тока, вообще говоря, возможно появление небольшой асимметрии критического тока по отношению к изменению знака приложенного поля. Существенного изменения основных результатов данной работы о зависимости критического тока от внешнего магнитного поля при этом не возникает.

Полученное поведение критического тока искажается с ростом температуры в меру искажения упомянутой пилообразной зависимости. На рис.3, 4 и 5 показаны зависимости критического тока $S-N-D$ контакта от магнитного поля при разных температурах и ориентациях сверхпроводника с d-спариванием. Ширина прослойки нормального металла принята равной $10\xi_0$. Подавлением параметра порядка вблизи прозрачной границы раздела пренебрежено. Из приведенных графиков видно, что в случае высокотемпературных сверхпроводников с $T_c \sim 100$ К наличие плато в уголковых $S-N-D$ контактах можно ожидать при температурах порядка $(0.1 \div 0.5)$ К.

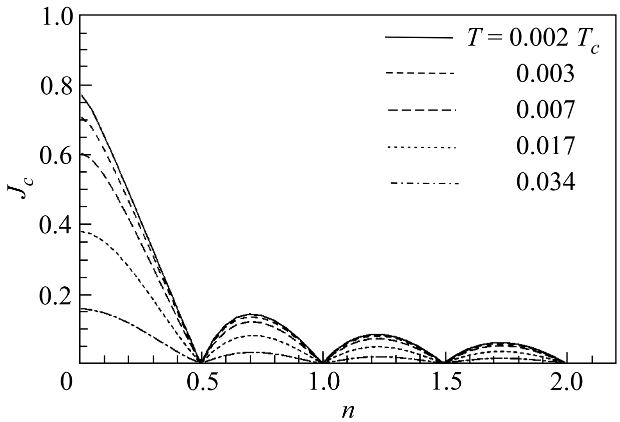

Рис.5. Зависимость $j_c(H)/j_{c0}(0)$ для ориентации $\alpha = 45^\circ$ при различных температурах и $\xi_0/d = 0.1$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 99-02-17906.

1. D. A. Wollman, D. J. van Harlingen, W. C. Lee et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2134 (1993).
2. D. A. Wollman, D. J. van Harlingen, J. Giapintzakis, and D. M. Ginzberg, Phys. Rev. Lett. **74**, 797 (1995).
3. D. J. van Harlingen, Rev. Mod. Phys. **67**, 515 (1995).
4. J. H. Jr. Miller, Q. Y. Ying, Z. G. Zou et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2347 (1995).
5. B. M. Hinaus, M. S. Rzchowski, N. Heinig et al., Phys. Rev. **B54**, 6770 (1996).
6. А. В. Свидзинский, *Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости*, М.: Наука, 1982.
7. Yu. S. Barash, A. V. Galaktionov, and A. D. Zaikin, Phys. Rev. **B52**, 665 (1995).
8. A. M. Zagoskin, J. Phys.: Condensed Matter **9**, L419 (1997).
9. Т. Н. Анцыгина, Е. Н. Братусь, А. В. Свидзинский, ФНТ **1**, 49 (1975).
10. E. Il'ichev, V. Zakosarenko, R. P. J. IJsselsteijn et al.,Phys. Rev. **B60**, 3096 (1997).
11. C. Ishii, Progr. Theor. Phys. **44**, 1525 (1970).
12. A. Huck, Anne van Otterlo, and M. Sigrist, Phys. Rev. **B56**, 14163 (1997).
13. A. M. Zagoskin and M. Oshikawa, J. Phys.: Condensed Matter **10**, L105 (1998).