

## Свойства джозефсоновских контактов в неоднородном магнитном поле системы ферромагнитных частиц

С. Н. Вдовичев<sup>1)</sup>, Б. А. Грибков, С. А. Гусев, Е. Ильичев\* А. Ю. Климов, Ю. Н. Ноздрин, Г. Л. Пахомов,  
В. В. Рогов, Р. Штольц\*, А. А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

\* Institute for Physical High Technology, 07702 Jena, Germany

Поступила в редакцию 21 сентября 2004 г.

После переработки 21 октября 2004 г.

Приведены результаты экспериментального исследования влияния системы ферромагнитных частиц на полевую зависимость критического тока джозефсоновских контактов различной геометрии. Для торцевых контактов впервые наблюдался эффект соизмеримости между периодическим магнитным полем частиц и решеткой джозефсоновских вихрей, проявляющийся в наличии дополнительных максимумов на зависимости критического тока от внешнего магнитного поля. Для слоистых контактов наблюдались гигантские (более чем в шесть раз) изменения максимального критического тока в зависимости от магнитного состояния частиц. Изменения “фраунгоферовой” картины слоистых джозефсоновских контактов мы связываем с образованием абрикосовских вихрей под действием однородно намагниченных частиц. Обнаруженные эффекты могут быть использованы как для анализа неоднородного магнитного поля системы субмикронных частиц, так и для управления транспортными свойствами джозефсоновских контактов.

PACS: 68.37.Rt, 74.50.+g, 75.75.+a

Решетка ферромагнитных наночастиц является уникальным источником неоднородного магнитного поля с амплитудой порядка магнитного момента насыщения ферромагнетика и масштабом изменения, определяемым ее периодом. Для типичных переходных металлов (Fe, Ni, Co) магнитный момент  $M_s \sim 1000$  Гс. Период решетки частиц  $d$ , при современном развитии методов литографии, изменяется в широком интервале от 10 до 1000 нм. Кроме того, магнитное поле частиц можно перестраивать путем перемагничивания (или размагничивания) всей решетки или отдельных ее частей. Это свойство решеток ферромагнитных наночастиц открывает новые возможности для управления свойствами сверхпроводников. При исследовании гибридных систем ферромагнитные наночастицы/сверхпроводник наблюдался ряд интересных эффектов, заключающихся в осцилляторной зависимости сопротивления (или критического тока) сверхпроводника от внешнего магнитного поля [1]. Особенности характеристик сверхпроводника существуют при выполнении условия соизмеримости решетки абрикосовских вихрей, период которой  $d_a$  определяется внешним магнитным полем ( $d_a \sim (\Phi_0/H)^{0.5}$ ;  $\Phi_0$  – квант магнитного потока,  $H$  – напряженность поля), и решетки частиц  $d$ . На-

блюдение эффектов соизмеримости в этих системах усложняется из-за дефектности реальных сверхпроводящих пленок, которая приводит к искажению решетки абрикосовских вихрей. Для уменьшения влияния этих искажений эксперименты проводятся при температуре  $T$ , очень близкой к температуре сверхпроводящего перехода  $T_c$ ,  $\tau = (T_c - T)/T_c \sim 0.01$ , что существенно затрудняет практическое использование решетки ферромагнитных частиц для управления пиннингом абрикосовских вихрей.

В этой связи мы предлагаем исследовать влияние неоднородного магнитного поля системы ферромагнитных наночастиц на “слабые” сверхпроводники – джозефсоновские контакты. Можно ожидать, что в этой системе будут также наблюдаться эффекты соизмеримости между периодическим магнитным полем частиц и решеткой джозефсоновских вихрей, проявляющиеся в дополнительных максимумах на зависимости критического тока контакта от напряженности внешнего поля [2, 3]. В силу малого пиннинга джозефсоновских вихрей эта система является более предпочтительной по сравнению с “сильными” сверхпроводниками. В данной работе приведены результаты первого наблюдения эффекта соизмеримости в джозефсоновских контактах с ферромагнитными частицами. На рис.1 приведены два типа джозефсоновских контактов с ферромагнит-

<sup>1)</sup>e-mail: vdovichev@ipm.sci-nnov.ru

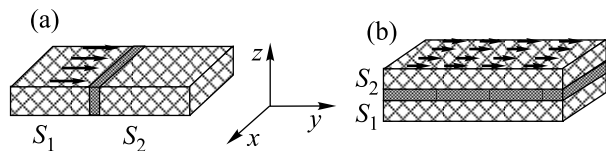


Рис.1. Схематическое изображение джозефсоновских контактов с ферромагнитными частицами: (а) торцевой контакт; (б) слоистый контакт

ными частицами, один из которых будем называть торцевым (рис.1а), а другой – слоистым (рис.1б). Будем далее предполагать простейшую гармоническую зависимость сверхпроводящего тока через переход от разности фаз волновых функций сверхпроводящих берегов  $j = j_c \sin(\varphi)$ . Возникновение разности фаз в джозефсоновских контактах возможно благодаря проникновению полей рассеяния от частиц непосредственно в область перехода. Оценки показывают, что среднее по площади перехода магнитное поле, индуцированное однородно намагниченными частицами, пропорционально толщине частиц и обратно пропорционально размеру перехода в соответствующем направлении. В случае торцевого контакта (рис.1а)  $z$ -компонента магнитного поля от частиц обратно пропорциональна размеру перехода в направлении оси  $Z$ . Этот размер мал (в нашем случае  $\sim 100$  нм), и среднее магнитное поле в переходе порядка среднего магнитного момента решетки частиц. Расчет разности фаз, индуцируемой частицами в торцевом контакте, подтверждает эти рассуждения [3]. В случае слоистого контакта (рис.1б)  $y$ -компонента магнитного поля обратно пропорциональна размеру перехода вдоль оси  $Y$  ( $\sim 10$  мкм). Таким образом, среднее поле, индуцируемое частицами, примерно в 100 раз меньше, чем в предыдущем случае. Если пренебречь этим краевым эффектом, единственной возможностью создания разности фаз в слоистом контакте под действием ферромагнитных частиц является образование абрикосовских вихрей в сверхпроводнике. Влияние абрикосовских вихрей на полевую зависимость критического тока джозефсоновских контактов обсуждалось в работах [4, 5]. Далее приведены результаты экспериментального исследования влияния системы ферромагнитных частиц на зависимость критического тока  $I_c$  от внешнего магнитного поля торцевых и слоистых джозефсоновских контактов.

**1. Торцевые контакты.** Для экспериментального исследования влияния частиц на критический ток джозефсоновского контакта были изготовлены торцевые контакты  $\text{Nb}/\text{SiN}_x/\text{Nb}$  с цепочкой ферромагнитных частиц  $\text{Co}$ , расположенной в непосред-

ственной близости от области перехода. На рис.2а представлено электронномикроскопическое изображение исследуемой системы во вторичных электро-

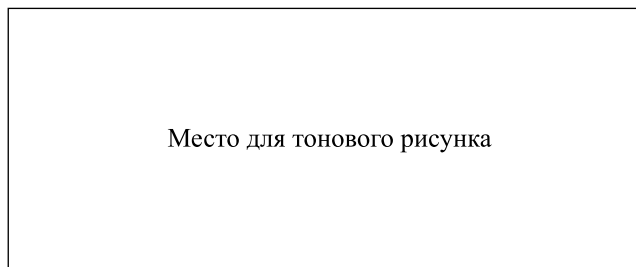


Рис.2. Электронномикроскопическое изображение исследуемой системы во вторичных электронах (SEM): (а) торцевой контакт с ферромагнитными частицами; (б) слоистый контакт с ферромагнитными частицами (пунктиром выделена область перехода)

нах (SEM). Метод изготовления и свойства торцевых контактов на основе пленок  $\text{Nb}$  изложены в работе [6]. Ферромагнитные частицы получены методом электронной литографии [7] и имеют латеральные размеры  $300 \times 600$  нм, толщина частиц 25 нм. Магнитное состояние частиц контролировалось с помощью зондового микроскопа “Solver”. Известно [8], что основным состоянием таких крупных частиц является вихревое состояние. Проведенные исследования показали, что однородно намагниченное (вдоль длинной оси) состояние является метастабильным в нулевом внешнем поле, если толщина частицы не превышает некоторую критическую, которая в нашем случае равна 27 нм. Таким образом, частицы указанных размеров могут быть как в вихревом, так и в однородно намагниченном состоянии. В первом случае магнитное поле от частицы отсутствует или очень мало, тогда как поле, создаваемое однородно намагниченной частицей, в области перехода составляет по нашим оценкам  $\sim 100$  Э. Такая ситуация является оптимальной для наших целей, так как управлять магнитным полем в переходе мы можем путем предварительного намагничивания или размагничивания системы частицы, прикладывая внешнее поле в направлении легкого (вдоль длинной оси частицы) или трудного (вдоль короткой оси частицы) намагничивания.

Измерения зависимости  $I_c(H)$  проводились стандартным 4-х зондовым методом при температуре  $T = 4.2$  К (критическая температура сверхпроводящего перехода в ниобиевых берегах  $\sim 9$  К) во внешнем магнитном поле, перпендикулярном поверхности берегов. На рис.3 представлены результаты измерений  $I_c(H)$  в двух различных случаях: (а) однородно намагниченная цепочка, (б) частицы находятся

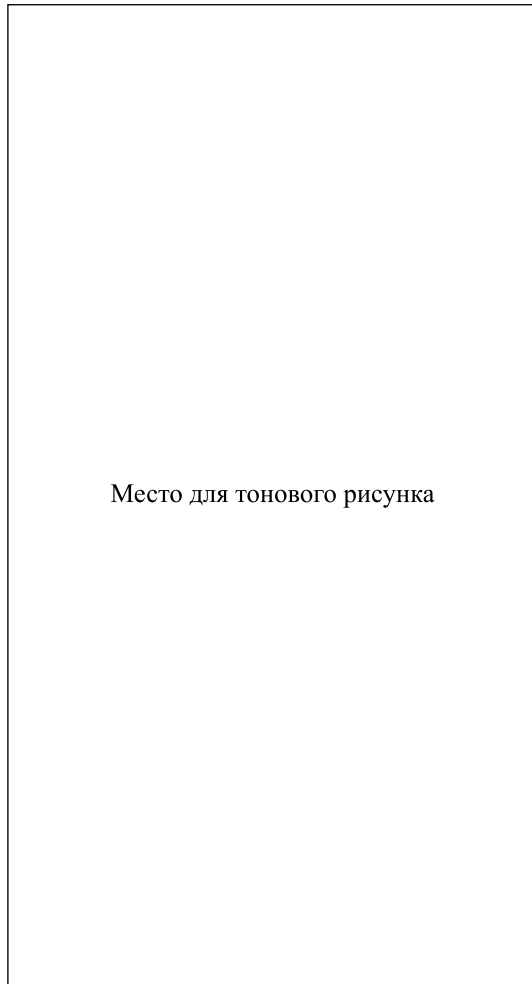


Рис.3. Зависимость  $I_c(H)$  торцевого контакта в двух различных случаях: (а) однородно намагниченная цепочка; (б) частицы находятся в вихревом состоянии

в вихревом состоянии. Магнитное состояние приготавливалось путем намагничивания системы в различных направлениях при комнатной температуре и контролировалось с помощью зондового микроскопа (магнитосиловые изображения показаны на вставках). В случае однородно намагниченной цепочки наблюдаются дополнительные максимумы. Их положение определяется периодом цепочки частиц и удовлетворяет соотношению

$$H_n = n \Delta H \cdot (W/d), \quad (1)$$

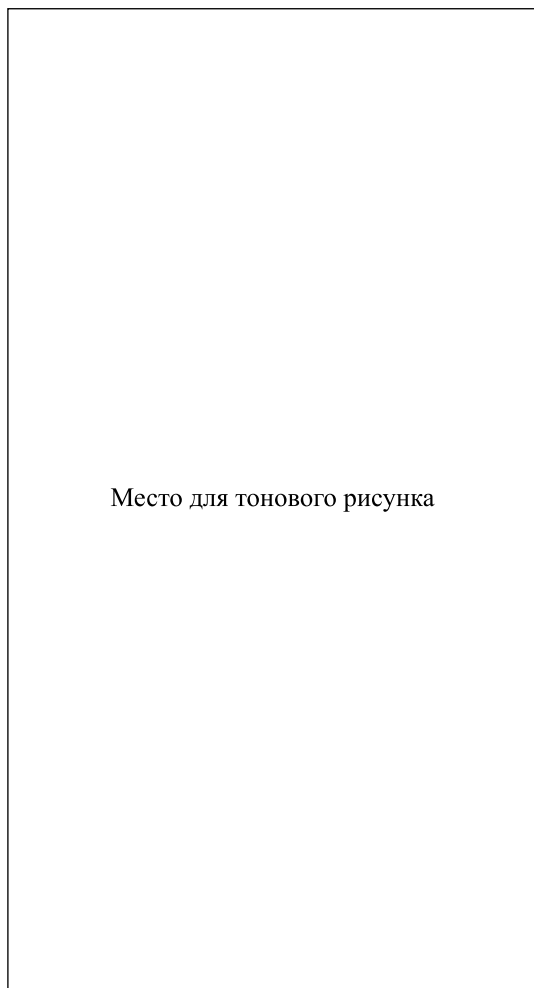
где  $n$  – номер максимума,  $\Delta H$  – период осцилляций критического тока джозефсоновского контакта без частиц,  $W$  – ширина перехода,  $d$  – расстояние между частицами. Этот результат подтверждает теоретические предсказания, сделанные в работах [2, 3], и может быть пояснен следующим образом. Для корот-

кого джозефсоновского контакта критический сверхпроводящий ток определяется выражением

$$I_c = j_c l \left| \int_0^W \exp\left(\frac{2\pi i H l x}{\Phi_0}\right) \exp(i\varphi_p(x)) dx \right|, \quad (2)$$

где  $l$  – эффективная толщина перехода,  $\varphi_p(x)$  – разность фаз, индуцированная частицами,  $\varphi_p(x+d) = \varphi_p(x)$ . Из (2) следует, что положение максимумов критического тока определяется условием соизмеримости пространственной волны джозефсоновского тока  $\Phi_0/lH$  и периодического распределения разности фаз, индуцированной частицами  $d$ . Можно сказать, что короткий джозефсоновский переход является фурье-анализатором неоднородного магнитного поля, создаваемого частицами. В нашем эксперименте джозефсоновская глубина проникновения  $\lambda_J \sim 3$  мкм,  $W \sim 8$  мкм и условие малости контакта, строго говоря, не выполнено. Однако эффекты соизмеримости, следствием которых является появление дополнительных максимумов, имеют место и в этом случае. Если частицы размагничены (находятся в вихревом состоянии), дополнительные максимумы отсутствуют (рис.3б) и зависимость  $I_c(H)$  близка к той, которая наблюдается для перехода без частиц. Это свидетельствует об отсутствии нарушений контакта при изготовлении гибридной системы.

**2. Слоистые контакты.** Для исследований была изготовлена серия слоистых (“overlap”) переходов Nb\Al\AlO<sub>x</sub>\Nb по технологии, описанной в [9]. Переходы характеризуются следующими параметрами: толщина нижнего электрода и подводящих проводов около 100 нм; толщина верхнего электрода порядка 30 нм; толщина прослойки между электродами джозефсоновского перехода Al\AlO<sub>x</sub> около 12 нм, латеральные размеры перехода 20 × 15 мкм. На верхнем электроде контакта изготовлена решетка частиц Co с характерными размерами 300 × 600 нм и толщиной 27 нм. Размер ячейки частиц составлял 1 × 1.5 мкм. На рис.2б приведено электронномикроскопическое изображение исследуемой системы во вторичных электронах. Часть решетки частиц попала на подводящий провод, что несущественно для наших измерений. Измерения критического тока проводились при температуре 4.2 К, магнитное поле прикладывалось в плоскости контакта, вдоль сверхпроводящего тока в электродах. На рис.4 приведены результаты измерения зависимости критического тока от внешнего магнитного поля для различных состояний намагниченности решетки частиц. В случае, когда частицы находятся в вихревом состоянии, зависимость  $I_c(H)$  имеет тот же вид, что и для перехода без частиц (рис.4а). Качественно иная ситуа-



Место для тонового рисунка

Рис.4. Зависимость  $I_c(H)$  слоистого контакта в различных случаях: (а) частицы в вихревом состоянии (зависимости  $I_c(H)$  перехода без частиц и перехода с частицами в вихревом состоянии совпадают); (б) контакт с намагниченными частицами

ция наблюдается в случае, когда большинство частиц решетки однородно намагничены (рис.4б). Во-первых, центральный пик фраунгоферовой картины раздвоился, смещен относительно нулевого магнитного поля, а его амплитуда уменьшилась более чем в шесть раз по сравнению с предыдущим случаем. Во-вторых, наблюдается существенно немонотонное поведение критического тока при больших значениях поля. Однако положение максимумов не соответствует условиям соизмеримости (1). Отметим, что после размагничивания частиц в вихревое состояние критический ток и вся фраунгоферова картина восстанавливаются. Таким образом, мы наблюдали сильную зависимость  $I_c(H)$  слоистого джозефсоновского перехода от магнитного состояния частиц.

Как обсуждалось выше, существенное влияние частиц на слоистый контакт может быть связано с проникновением в верхний электрод абрикосовских вихрей, индуцированных частицами. Эксперименты по влиянию отдельных абрикосовских вихрей проводились и ранее (см., например, [5]). Однако в нашем случае под действием магнитных частиц могут возникать абрикосовские вихри разных знаков, влияние которых на свойства джозефсоновских переходов еще не изучалось. Механизм образования пар вихрь – антивихрь под действием частицы, намагниченной параллельно поверхности сверхпроводника, исследовался в работе [10]. Для образования абрикосовских вихрей необходимо, чтобы магнитное поле частицы превышало верхнее критическое поле  $H_{c2}$ , так как замораживание образца происходит в поле частицы:  $H > H_{c2} \sim \Phi_0 \tau / \xi_0^2$ , где  $\xi_0$  – длина когерентности при нулевой температуре. При этом масштаб изменения волновой функции  $\xi = \xi_0 / \sqrt{\tau}$  должен быть меньше расстояния между положительным и отрицательным магнитными полюсами, которое по порядку величины равно размеру частицы  $a$ ,  $\xi > a$ . Одновременное выполнение этих условий приводит к соотношению  $H > \Phi_0 / a^2$ . Последнее условие выполняется для наших частиц, что позволяет связать наблюдавшиеся изменения “фраунгоферовой” картины слоистых джозефсоновских контактов с образованием абрикосовских вихрей в верхнем электроде под действием однородно намагниченных частиц.

Итак, нами исследовано влияние решетки ферромагнитных частиц на полевую зависимость критического тока джозефсоновских контактов различной конструкции. В отличие от работ [11], в которых изучалось влияние модуляции плотности критического тока  $j_c$ , мы исследовали влияние “фазовой” модуляции джозефсоновского тока по действием неоднородного магнитного поля системы ферромагнитных частиц. Для торцевых контактов приведены результаты первого наблюдения эффектов соизмеримости, проявляющиеся в наличии дополнительных максимумов на зависимости  $I_c(H)$ , что позволяет, в принципе, использовать джозефсоновский переход как фурье-анализатор неоднородного магнитного поля системы субмикронных частиц. Нами установлено существенное влияние магнитного состояния частиц на зависимость  $I_c(H)$  слоистых контактов, проявляющееся в подавлении критического тока в нулевом магнитном поле и существенном изменении вида “фраунгоферовой” картины. Оценки показывают, что наблюдавшиеся изменения могут быть связаны с образованием абрикосовских вихрей в верхнем электроде под действием однородно намагниченных частиц.

Этот факт может быть использован для эффективного управления транспортными свойствами таких контактов.

Авторы признательны А. С. Мельникову и А. В. Самохвалову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты # 03-02-16774, # 02-02-16764, программы РАН “Квантовая макрофизика”.

1. Y. Otani, B. Pannetier, J. P. Nozieres, and D. Givord, *J. Magn. Mag. Mater.* **126**, 622 (1993); O. Geoffroy, D. Givord, Y. Otany et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 223 (1993); J. I. Martin, M. Velez, J. Nogues, and I. K. Shuller. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1929 (1997); A. V. Silhanek, L. Van Look, S. Raedts et al., *Phys. Rev.* **B68**, 214504 (2003).
2. A. Y. Aladyshkin, A. A. Fraerman, S. A. Gusev et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **258–259**, 406 (2003).
3. А. В. Самохвалов, Письма в ЖЭТФ **78**, 822 (2003).
4. А. А. Голубов, М. Ю. Куприянов, *ЖЭТФ* **92**, 1512 (1987).
5. O. V. Hyun, J. R. Clem, and D. K. Finnemore, *Phys. Rev.* **B40**, 175 (1988).
6. С. Н. Вдовичев, А. Ю. Климов, Ю. Н. Ноздрин, В. В. Рогов, Письма ЖТФ **30**, В.9, 52 (2004).
7. A. A. Fraerman, S. A. Gusev, L. A. Mazo et al., *Phys. Rev.* **B65**, 64424 (2002).
8. R. P. Cowburn and M. E. Welland, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2041 (1998).
9. R. Stolz, L. Fritzsche, and H.-G. Meyer, *Supercond. Sci Technol.* **12**, 806 (1999).
10. M. J. Van Bael, J. Bekaert, K. Temst et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 155 (2001).
11. И. Л. Серпученко, А. В. Устинов, Письма в ЖЭТФ **46**, 435 (1987); В. А. Маломед and А. В. Устинов, *Phys. Rev.* **B41**, 254 (1990); М. А. Itzler and M. Tinkham, *Phys. Rev.* **B51**, 435 (1995).