Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 2, с. 113 – 123 © 2012 г. 25 января

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 09-02-12292

Свойства джозефсоновских переходов в неоднородном поле ферромагнитных частиц

А. В. Самохвалов[1], *С. Н. Вдовичев, Б. А. Грибков, С. А. Гусев, А. Ю. Климов, Ю. Н. Ноздрин, В. В. Рогов, А. А. Фраерман, С. В. Егоров**, *В. В. Больгинов**, *А. Б. Шкарин**, *В. С. Столяров**

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

**Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

Поступила в редакцию 20 декабря 2011 г.

В настоящем обзоре представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований гибридных структур ферромагнетик–сверхпроводник, состоящих из джозефсоновского перехода, помещенного в неоднородное поле субмикронных ферромагнитных частиц.

1. Введение. Проблема управления состоянием и критическим током джозефсоновских переходов имеет первостепенное значение для создания на их основе устройств сверхпроводящей электроники. Свойства джозефсоновских контактов, как известно, заметно меняются, если в области перехода присутствуют структурные неоднородности [1, 2]. Неоднородное распределение критической плотности джозефсоновского тока j_c, обусловленное дефектами барьера, приводит к существенному изменению как фраунгоферовой картины (зависимости критического тока контакта I_c от внешнего магнитного поля H), так и вольт-амперной характеристики (ВАХ) контакта. Для типичной экспериментальной реализации периодическое изменение толщины туннельного барьера длинного джозефсоновского перехода сопровождается появлением дополнительных пиков на зависимости $I_c(H)$ и дополнительных "ступенек" на ВАХ [3–5]. Указанные особенности наблюдаются при кратных значениях внешнего поля H, когда возникает соизмеримость пространственных периодов цепочки вихрей Джозефсона и решетки искусственных неоднородностей.

В последнее время активно ведутся исследования джозефсоновских переходов, в которых из-за различных особенностей туннелирования через барьер возникает неоднородное распределение джозефсоновской разности фаз. Так, вследствие d-симметрии сверхпроводящего параметра порядка и микроструктуры перехода джозефсоновский контакт на стыке пленок YBCO/Nb представляет собой последовательность чередующихся 0- и π-микроконтактов, имеющих в основном состоянии фазовый сдвиг между электродами 0 и π соответственно (см. [6, 7] и обзор [8]). Аналогичная периодическая структура, состоящая из коротких 0 и π джозефсоновских контактов, может быть реализована в переходе сверхпроводник–ферромагнетик–сверхпроводник (SFS) [9–11] при соответствующем изменении толщины ферромагнитного барьера [12]. В случае периодической фазовой модуляции зависимость $I_c(H)$ отличается от традиционного "фраунгоферова" вида заметным подавлением центрального дифракционного пика при $H = 0$ и появлением доминирующих боковых максимумов I_c, положение которых определяется пространственным периодом изменения разности фаз [13]. Особый интерес к джозефсоновским контактам с подобной мелкомасштабной $0-\pi$ фазовой модуляцией объясняется возможностью спонтанного формирования в них вихревых структур с магнитным потоком, равным доле кванта магнитного потока, $\Phi_0 = \pi\hbar c/|e|$, на границах между 0- и π-участками перехода [14–17], и модификацией соотношения между током через переход I и джозефсоновской разностью фаз [18, 19]. Такие переходы с измененным соотношением ток–фаза имеют хорошие перспективы в плане использования их в сверхпроводниковой электронике [20–24].

Другой очевидный способ создания фазовой неоднородности основан на фундаментальном соотношении Джозефсона между калибровочно-инвариантной

[1]e-mail: samokh@ipm.sci-nnov.ru

разностью фаз ϕ на переходе и захваченным магнитным потоком [25]:

$$\nabla\phi = \frac{2\pi\Lambda}{\Phi_0}\left[\mathbf{B}\times\mathbf{z}_0\right], \qquad (1)$$

где Λ – магнитная толщина перехода [26], а $\mathbf{z}_0$ – единичный вектор перпендикулярный плоскости перехода. Если внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$ проникает однородно внутрь перехода ($\mathbf{B}=\mathbf{H}$), то разность фаз ϕ изменяется линейно, а плотность джозефсоновского тока распределена по гармоническому закону. Этому случаю, как хорошо известно, соответствует типичная фраунгоферова зависимость критического тока от магнитного поля ($I_c(H)$). Любая неоднородность магнитного поля $\mathbf{B}_{in}(\mathbf{r})$ вызывает дополнительную пространственную модуляцию разности фаз $\tilde{\phi}(\mathbf{r})$ в области перехода и может качественно изменить вид зависимости $I_c(H)$. В качестве естественных источников сильно неоднородного магнитного поля часто рассматриваются одиночные или случайно расположенные вихри Абрикосова, захваченные в электродах контакта. Индуцируемые вихрями Абрикосова фазовые дефекты вызывают сильное подавление критического тока I_c и заметное искажение вида кривой $I_c(H)$ и ВАХ контакта [27–30]. Отметим также сравнительно недавно реализованный способ формирования произвольной фазовой неоднородности при помощи инжекции тока в переход на масштабе, меньшем характерной джозефсоновской длины λ_J [31, 32].

В последнее время был предложен и успешно реализован способ формирования в джозефсоновском переходе контролируемой системы фазовых неоднородностей, основанный на взаимодействии контакта с неоднородным магнитным полем субмикронных ферромагнитных частиц. В экспериментах с торцевыми контактами на основе пленок Nb наблюдалась существенная зависимость критического тока контакта I_c от магнитного состояния частиц Co, расположенных вблизи барьера в виде равномерной цепочки [33, 34]. Обнаруженные в этих экспериментах особенности дифракционной картины в виде регулярных пиков на зависимости $I_c(H)$ доказывают существование эффектов соизмеримости между периодическим распределением разности фаз, создаваемым проникающим в переход полем рассеяния магнитных частиц, и пространственной волной джозефсоновского тока, которая формируется в соответствии с условием (1) внешним однородным полем $\mathbf{H}$ [35]. Подобные эффекты соизмеримости неоднократно наблюдались в гибридных системах ферромагнетик–сверхпроводник (FS), состоящих из массива магнитных частиц или слоя ферромагнетика с доменами на сверхпроводящей пленке, когда взаимодействие между ферромагнитной и сверхпроводящей подсистемами осуществляется только через медленно спадающие поля рассеяния (см., например, обзоры, посвященные гибридным FS-системам без эффекта близости [36, 37]). Используемые в таких экспериментах однодоменные ферромагнитные частицы являются уникальными источниками неоднородного магнитного поля с амплитудой порядка магнитного момента насыщения ферромагнетика M_s и масштабом изменения, определяемым характерными размерами частиц и расстоянием между ними. Для типичных переходных металлов (Fe, Ni, Co) магнитный момент $M_s \sim 10^3$ Гс. Современные методы электронной литографии позволяют формировать магнитные структуры (решетки частиц) с характерным периодом от 10 до 10^3 нм. Методы магнитно-силовой микроскопии (МСМ) обеспечивают как эффективную диагностику магнитного состояния частиц, так и возможность прецизионного управления полем микромагнитов путем перемагничивания (или размагничивания) как отдельных частиц, так и всей решетки в целом [38].

Свое дальнейшее развитие идея модификации транспортных свойств джозефсоновского перехода путем формирования в контакте фазовой неоднородности магнитным полем ферромагнитных частиц получила в работах [39–41]. В них были экспериментально и теоретически изучены транспортные свойства короткого джозефсоновского перехода с поперечной (*overlap*) геометрией, на верхнем сверхпроводящем электроде которого располагались субмикронные ферромагнитные частицы (см. рис. 1). Обнаруженная в такой гибридной FS-системе сильная зависимость вида кривой $I_c(H)$ от намагниченности частиц однозначно свидетельствует о формировании в переходе неоднородного и нелинейного распределения джозефсоновской разности фаз. Сильная зависимость тока через контакт от магнитно-

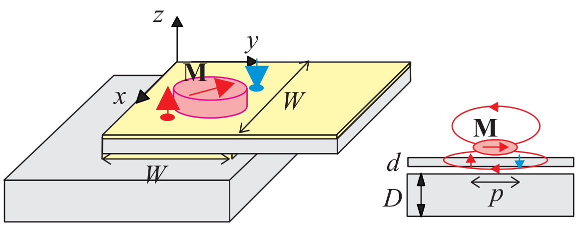

Рис. 1. Схематическое изображение джозефсоновского контакта с ферромагнитной частицей. Пара вихрь–антивихрь показана вертикальными стрелками у противоположных полюсов однородно намагниченной частицы

го состояния частицы означает возможность эффективного управления транспортными свойствами джозефсоновского контакта полем ферромагнитных частиц. Отметим, что чрезвычайно высокая чувствительность джозефсоновского тока к магнитным полям, лежащая в основе наиболее важных применений эффекта Джозефсона, позволяет также использовать подобную гибридную систему для изучения пиннинга одиночных вихрей Абрикосова [42] и для определения локальных характеристик намагниченности ферромагнитных частиц [33].

В данной работе приведен обзор основных результатов исследований гибридных FS-структур данного типа по модификации свойств джозефсоновского перехода полем ферромагнитных частиц.

2. Модель джозефсоновского перехода в поле магнитных частиц [40, 41, 43]. Прежде всего рассмотрим механизм формирования неоднородного распределения разности фаз в гибридной FS-системе, состоящей из джозефсоновского перехода, на верхнем электроде которого расположены одна или несколько ферромагнитных частиц, однородно намагниченных в плоскости контакта, как показано на рис. 1. Электроды контакта представляют собой пленки сверхпроводника второго рода с толщиной $D \gg \lambda$ (нижний), $d < \lambda$ (верхний). Они отделены от магнитных частиц тонким изолирующим слоем. Поперечные размеры контакта W малы по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения $\lambda_\mathrm{J} = \sqrt{c\Phi_0/8\pi^2\,\Lambda j_c}$, где j_c – плотность критического тока перехода, λ – лондоновская глубина проникновения магнитного поля.

Эффект близости между сверхпроводником и ферромагнетиком отсутствует. Поэтому взаимодействие между джозефсоновским контактом и магнитными частицами возможно только через медленно спадающие поля рассеяния частиц. При этом неоднородное магнитное поле частиц частично проникает в сверхпроводник, возбуждая в нем экранирующие мейснеровские токи, а при определенных условиях создавая в электродах вихри Абрикосова [36, 44]. Если пренебречь слабым воздействием полей магнитных частиц, проникающих в барьер извне, через его края, то для возникновения нетривиальной разности фаз в контакте необходимо образование в сверхпроводящих электродах вихрей Абрикосова [27]. Полагая, что расстояние между вихрями существенно превышает длину когерентности ξ, мы будем учитывать только электродинамический механизм подавления критического тока вихрями Абрикосова из-за возникающей координатной зависимости калибровочно-инвариантной разности фаз $\phi(\mathbf{r})$. В соответствии с представлениями [45] каждая однородно намагниченная в плоскости перехода частица может создать в верхнем электроде пару вихрей противоположного направления, так что вихрь располагается у отрицательного, а антивихрь – у положительного полюсов микромагнита (см. рис. 1). При отсутствии вихрей в нижнем электроде контакта разность фаз $\phi(\mathbf{r})$ зависит только от распределения фазы сверхпроводящего параметра порядка $\theta(\mathbf{r})$ в верхнем электроде. Из-за захваченных вихрей Абрикосова этот сверхпроводящий электрод становится многосвязанной областью, а топологические особенности распределения $\phi(\mathbf{r}) = -\theta(\mathbf{r})$ определяются только положением и полярностью вихрей. Принимая во внимание малость размеров джозефсоновского контакта ($W \ll \lambda_\mathrm{J}$), распределение калибровочно-инвариантной разности фаз $\phi(\mathbf{r})$ в переходе можно описать уравнениями [27, 46]

$$\triangle\phi = 0, \tag{2}$$

$$\mathrm{rot}_z(\nabla\phi) = 2\pi\sum_k \left[\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_a^k) - \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_v^k)\right], \tag{3}$$

где $\triangle = \partial_x^2 + \partial_y^2$ – двумерный оператор Лапласа, а $\mathbf{r}_{v,a}^k = \left(x_{v,a}^k, y_{v,a}^k\right)$ – координаты вихрей (v) и антивихрей (a), создаваемых k-й магнитной частицей.

Для постоянной величины j_c и простейшей синусоидальной зависимости плотности сверхтока через контакт, $j = j_c \sin\varphi$, основное состояние джозефсоновского перехода с магнитной частицей соответствует минимуму энергии

$$E_\mathrm{J}(\varphi) = \frac{\hbar I_c}{2e} - \frac{\hbar j_c}{2e}\int\limits_{S_\mathrm{J}} d\mathbf{r}\,\cos\left[\varphi + \phi(\mathbf{r})\right], \tag{4}$$

где S_J – площадь перехода, $I_c = j_c\, S_\mathrm{J}$. Равновесное распределение калибровочно-инвариантной разности фаз $\phi_e(\mathbf{r}) = \phi(\mathbf{r}) + \varphi_0$ определяется аддитивной константой

$$\varphi_0 = -\arctan\left(S_\phi/C_\phi\right), \tag{5}$$

которая зависит от неоднородного распределения разности фаз $\phi(\mathbf{r})$ в переходе, т.е. от расположения вихрей Абрикосова, создаваемых магнитной частицей:

$$C_\phi = \int\limits_{S_\mathrm{J}} d\mathbf{r}\,\cos\phi(\mathbf{r}), \quad S_\phi = \int\limits_{S_\mathrm{J}} d\mathbf{r}\,\sin\phi(\mathbf{r}). \tag{6}$$

Таким образом, меняя магнитное состояние частицы и тем самым изменяя распределение $\phi(\mathbf{r})$, можно модифицировать зависимость ток–фаза джозефсоновского контакта в такой гибридной FS-структуре:

$$I_s(\varphi) = j_c\int\limits_{S_\mathrm{J}} d\mathbf{r}\,\sin\left[\varphi + \phi(\mathbf{r})\right] = I_c\sin(\varphi - \varphi_0). \tag{7}$$

Чтобы проиллюстрировать возможность модификации зависимости ток–фаза, найдем распределение разности фаз $\phi(\mathbf{r})$, которая возникает из-за присутствия в электроде единственной пары вихрь–антивихрь, которые расположены в точках $\mathbf{r}_{v,a} = (x_{v,a}, y_{v,a})$. Если для простоты пренебречь влиянием краев перехода, то решение уравнения Лапласа (2), обеспечивающее требуемую циркуляцию фазы (3), можно представить в виде суперпозиции двух точечных вихрей с противоположной завихренностью:

$$\phi(\mathbf{r}) = \phi_p(\mathbf{r}), \quad \phi_p(\mathbf{r}) = \theta_a(\mathbf{r}) - \theta_v(\mathbf{r}). \tag{8}$$

Распределение фазы параметра порядка $\theta_{v,a}(\mathbf{r})$ в точечном вихре (антивихре) определяется полярным углом, указывающим направление от оси вихря $\mathbf{r}_{v,a}$ к выбранной точке $\mathbf{r}$:

$$\theta_{v,a}(\mathbf{r}) = \arctan\frac{y - y_{v,a}}{x - x_{v,a}}. \tag{9}$$

Рисунок 2a качественно показывает распределение разности фаз $\phi_p(\mathbf{r})$, создаваемое парой противоположных вихрей, захваченных в электроде контакта. Темным цветом показана область в центре перехода, где $\pi/2 < \phi_p < 3\pi/2$ и $\cos\phi_p < 0$. Этот участок дает дополнительный положительный вклад в джозефсоновскую энергию (4), вызванный присутствием пары вихрь–антивихрь в переходе. Этот вклад растет с увеличением межвихревого расстояния $p = |\mathbf{r}_v - \mathbf{r}_a|$. Калибровочно-инвариантная разность фаз в переходе определена с точностью до аддитивной константы φ_0 (см. (5), (6)), которая устанавливает разность фаз

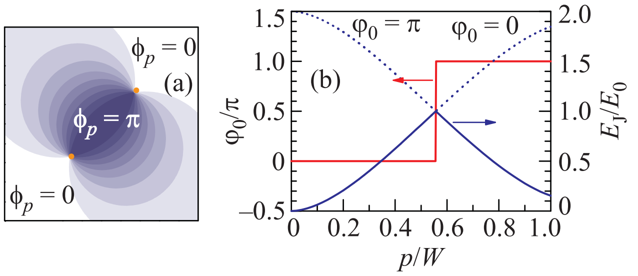

Рис. 2. (a) – Распределение $\cos[\phi_p(\mathbf{r})]$ (см. (8), (9)), создаваемое парой вихрь–антивихрь в переходе. Темным цветом показана область в центре перехода, где $\pi/2 < \phi_p < 3\pi/2$ и $\cos\phi_p < 0$. Положение вихря (антивихря) показано яркими точками. (b) – Зависимость усредненной разности фаз φ_0 (см. (5), (6)) и энергии Джозефсона E_J (см. (4)) основного состояния от размера пары вихрь–антивихрь p. Точками показаны зависимости $E_J^0(p)$ и $E_J^\pi(p)$ для $\varphi_0 = 0, \pi$: $E_J = \min\{E_J^0, E_J^\pi\}$ ($E_0 = \hbar I_c/2e$)

между электродами контакта далеко от области фазовой неоднородности. Для малых расстояний между вихрями область, где $\cos\phi_p < 0$, занимает лишь малую часть перехода и присутствие вихрей незначительно увеличивает энергию (4). В результате устанавливается обычное ($\varphi_0 \simeq 0$) основное состояние контакта, энергия E_J^0 которого растет с увеличением расстояния p. Введем сопряженное распределение разности фаз ϕ_p^*, отличающееся от исходного только сдвигом на π: $\phi_p^*(\mathbf{r}) = \phi_p(\mathbf{r}) + \pi$. При отсутствии в переходе вихрей такое π-состояние соответствует максимуму энергии Джозефсона E_J^π (4) и поэтому не реализуется. Однако появление в переходе пары вихрь–антивихрь сопровождается уменьшением энергии E_J^π сопряженного состояния ϕ_p^*. Рисунок 2b иллюстрирует зависимость энергии перехода $E_J^{0,\pi}$ и средней разности фаз φ_0 от расстояния p между вихрями. Пересечение термов $E_J^0(p)$ и $E_J^\pi(p)$ при $p = p^* \simeq 0.56\,W$ соответствует переходу джозефсоновского контакта из обычного ($\varphi_0 = 0$; $p < p^*$) в π-состояние ($\varphi_0 = \pi$; $p > p^*$).

Данное простое качественное рассмотрение демонстрирует возможность установления π-состояния джозефсоновского контакта в изучаемой гибридной FS-структуре. Конечно, условия реализации подобного состояния существенно зависят от конкретного устройства FS-гибрида: формы и дизайна перехода и электродов, размера и положения магнитной частицы на электроде контакта и т.д. Более детальный анализ зависимости ток–фаза перехода с магнитной частицей и условий установления основного состояния с произвольной отличной от нуля разностью фаз φ_0 был выполнен в работе [43] на примере короткого джозефсоновского перехода, верхним электродом для которого служила тонкая ($d \ll \lambda$) и узкая ($W \ll \lambda^2/d$) полоска сверхпроводника.

3. Модификация полевой зависимости критического тока полем одиночной магнитной частицы. Образование вихрей Абрикосова в электродах, как известно, оказывает существенное влияние на критический ток джозефсоновского контакта [27, 29]. Если параллельно плоскости перехода дополнительно к полю магнитной частицы приложено внешнее однородное магнитное поле $\mathbf{H} = H_x\,\mathbf{x}_0 + H_y\,\mathbf{y}_0$, то распределение калибровочно-инвариантной разности фаз $\phi(\mathbf{r}, \mathbf{H})$ в контакте можно записать в виде

$$\phi(\mathbf{r}, \mathbf{H}) = \phi(\mathbf{r}) - \frac{2\pi\Lambda}{\Phi_0}[\,\mathbf{H}\times\mathbf{r}\,]_z + \varphi_0, \tag{10}$$

где $\phi(\mathbf{r})$ – создаваемая вихрями джозефсоновская разность фаз (см. (2), (3)), а φ_0 – константа интегрирования, зависящая от величины протекающего через контакт тока [1]. Зависимость критического тока через переход от внешнего магнитного поля определяется хорошо известным выражением [25]:

$$I_c(\mathbf{H}) = j_c \left| \int\limits_{S_J} d\mathbf{r}\, \exp\left[\imath\phi(\mathbf{r},\mathbf{H})\right] \right|. \tag{11}$$

Для экспериментального исследования влияния одиночной магнитной частицы на критический ток джозефсоновского контакта были изготовлены гибридные FS-структуры на основе SNS-переходов Nb/CuAl/Nb с характерными латеральными размерами 2–4 мкм и толщиной верхнего Nb-электрода $d \simeq 45$ нм. Из-за малой толщины верхнего электрода стандартная технология изготовления контактов [47] была модифицирована таким образом, чтобы слой изолятора на нижнем электроде создавался только при помощи анодирования ниобия. Это обеспечивало плавный переход между изолятором и нижним электродом и позволяло исключить возможность разрыва бислоя CuAl(185 нм)/Nb(45 нм) на краях контакта (см. рис. 3). Типичное значение

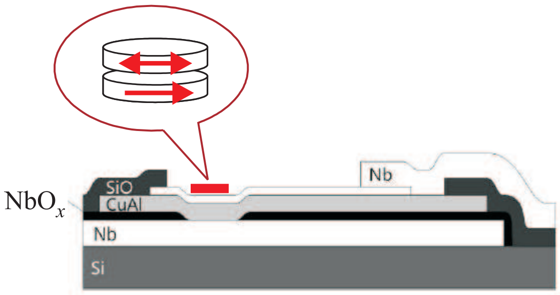

Рис. 3. Схематическое изображение поперечного сечения джозефсоновского контакта с двойной ферромагнитной частицей

плотности критического тока при температуре 2.1 K составляло $j_c \simeq 2$ кА/см^2, что соответствует джозефсоновской глубине проникновения $\lambda_J \sim 7$ мкм. На верхнем электроде перехода методами магнетронного напыления и электронно-лучевой литографии [48] формировалась двухслойная магнитная частица Co(15 нм)/Si(5 нм)/Co(15 нм) эллиптической формы с латеральными размерами 0.8×0.4 мкм^2 или 1.5×0.7 мкм^2 (см. рис. 3), в которой ферромагнитные слои взаимодействуют только магнитостатически. Методика изготовления многослойной магнитной частицы подробно описана в [49]. Для контроля магнитного состояния частицы использовались магнитно-силовые измерения, выполненные с помощью вакуумного сканирующего зондового микроскопа при комнатной температуре и давлении 10^{-5} Торр. Сдвиг фазы колебаний покрытого кобальтом кантилевера, вызванный градиентом магнитного поля частицы регистрировался в виде контраста МСМ-изображения. Проведенные исследования показали, что в нулевом внешнем поле частицы демонстрируют дипольный МСМ-отклик, характерный для однородного распределения намагниченности, направленной вдоль длинной оси эллиптической частицы. Наблюдаемое существенное различие в контрасте МСМ-изображений соответствует двум возможностям взаимной ориентации намагниченности в соседних слоях Co ферромагнитной (рис.4a, c) и антиферромагнитной (рис.4b). При одних и тех же геометрических размерах частицы меньшее по амплитуде МСМ-сигнала изображение обладает меньшими латеральными размерами и соответствует антиферромагнитному упорядочению слоев (рис. 4b), что было подтверждено результатами микромагнитного моделирования. Необходимо заметить, что ферромагнитные и антиферромагнитные конфигурации стабильны в нулевом магнитном поле, а переходы между ними происходят, как правило, скачкообразно. На рис. 4d приведен качественный вид кривой намагничивания двухслойной магнитной частицы. По оценкам магнитный поток, создаваемый такой частицей при ферромагнитном упорядочении слоев Co, составляет несколько квантов потоков Φ_0. Этого достаточно для формирования вихрей Абрикосова у полюсов такого микромагнита [45]. При антиферромагнитном упорядочении слоев магнитный поток оказывается заметно меньше кванта потока Φ_0 и вихрей в электроде при охлаждении ниже T_c не возникает. Такая ситуация представляется оптимальной для наших целей, поскольку позволяет контролируемым образом изменять конфигурацию вихрей, "замороженных" в верхнем электроде контакта, путем предварительного намагничивания частицы.

Измерения транспортных характеристик джозефсоновских структур проводились при температуре от 1.3 до 4.2 K в гелиевом криостате с откачкой паров. Для измерения зависимости критического тока от температуры и внешнего магнитного поля использовались пиковольтметры на основе СКВИДа с чувствительностью до 10^{-14} В. Магнитное состояние частицы создавалось путем ее предварительного намагничивания/размагничивания внешним магнитным полем при температуре выше критической (T_c) и контролировалось с помощью магнитно-силового микроскопа. Затем образец охлаждался в нулевом внешнем магнитном поле H и проводилось

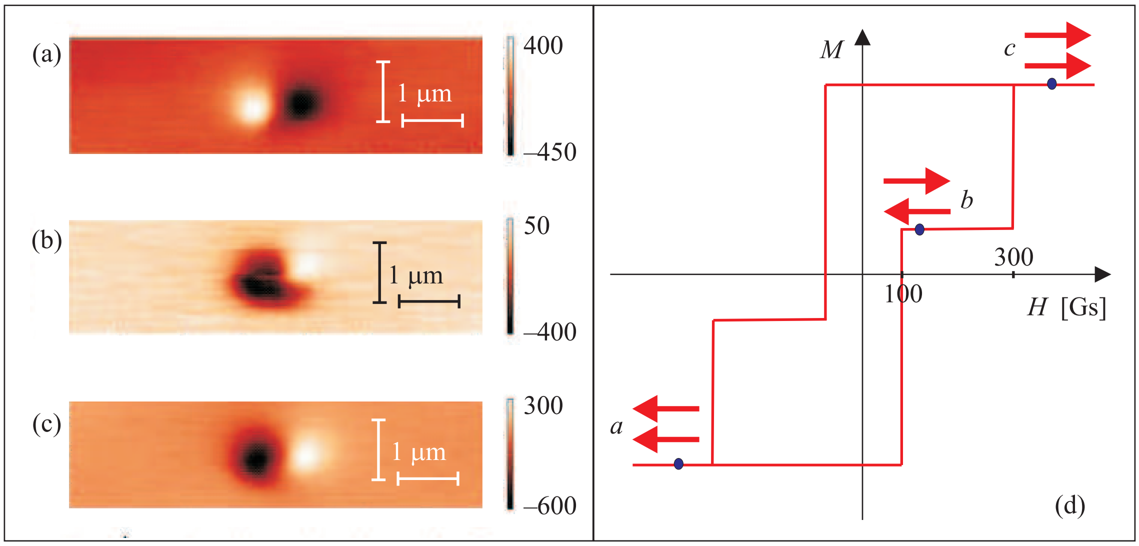

Рис. 4. Магнитно-силовые изображения эллиптической двухслойной магнитной частицы Co/Si/Co с латеральными размерами 0.8×0.4 мкм^2 после приложения вдоль длинной оси частицы внешнего магнитного поля [Гс]: -1000 (a); $+125$ (b); $+350$ (c). По вертикали отложена амплитуда МСМ-сигнала в условных единицах. (d) – Качественный вид кривой намагничивания двухслойной магнитной частицы. Схематично показано направление намагниченности в соседних слоях Co, соответствующее МСМ-изображениям (a)–(c)

измерение вольт-амперных характеристик и зависимости критического тока I_c от амплитуды внешнего магнитного поля H, параллельного плоскости перехода ($|H| \leq 150$ Гс). На рис. 5 приведены результаты измерений $I_c(H)$ после предварительного намагничивания частицы в поле 600 Гс при температуре $T = 150$ К. Качественный вид зависимости $I_c(H)$ соответствует образованию пары вихрей Абрикосова противоположного направления, расположенных у соответствующих полюсов магнитной частицы (см. кривую *2* на рис. 5). Последующее циклическое свипирование магнитного поля в диапазоне ± 70 Гс не изменяло вида полевой зависимости $I_c(H)$. Это говорит о формировании устойчивой конфигурации вихрей Абрикосова и фазовой неоднородности, образовавшихся при охлаждении перехода ниже T_c в поле однородно намагниченной частицы. Качественное согласие результатов расчетов полевой зависимости критического тока $I_c(H)$ с результатами измерений свидетельствует об адекватности предложенной модели, объясняющей влияние магнитной частицы на контакт формированием в электроде пары вихрь–антивихрь.

4. Эффекты соизмеримости в джозефсоновском переходе в поле массива магнитных частиц. Как уже отмечалось выше, зависимость критического тока I_c перехода от внешнего поля H особенно сильно отличается от обычного вида дифракции Фраунгофера, если создать в контакте периодическую модуляцию джозефсоновской разности фаз. В этом случае на кривой $I_c(H)$ возникают дополни-

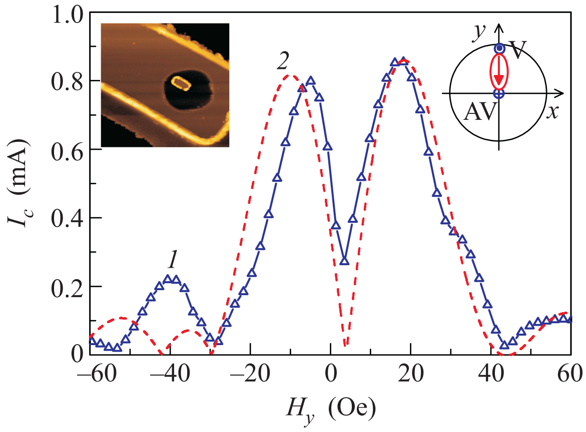

Рис. 5. Зависимость критического тока контакта от внешнего магнитного поля, измеренная при $T = 2.1$ К после предварительного намагничивания частицы полем 600 Э (*1*). На вставке слева приведено атомно-силовое изображение исследуемой гибридной структуры (верхний электрод контакта с магнитной частицей). Пунктиром (*2*) показана зависимость $I_c(H)$, вычисленная по формуле (11) для перехода круглой формы с диаметром $D = 3.8$ мкм. Положения вихря (V), $x_v = 0$, $y_v = 1.5$ мкм, и антивихря (AV), $x_v = 0$, $y_v = 0$ определялись размером (1.5×0.7 мкм^2) и расположением магнитной частицы (вставка справа). Подгонка производилась по положению и амплитуде одного из главных максимумов

тельные резонансные пики, положение и высота которых определяются периодом фазовой модуляции [13]. Указанные особенности на зависимости $I_c(H)$ наблюдаются при соизмеримости между периодом модуляции джозефсоновской разности фаз и характерным масштабом изменения разности фаз внешним магнитным полем H.

Для наблюдения подобных эффектов соизмеримости были изготовлены гибридные SF-структуры на основе $Nb/Al{-}AlO_x/Nb$ "overlap" переходов [50] с площадью $W^2 \sim 20\times20$ мкм^2, толщиной верхнего Nb-электрода около 30 нм и типичным значением критической плотности тока $j_c \simeq 100$ А/см^2. На верхнем электроде перехода, покрытом слоем SiO в 50 нм, методами магнетронного напыления и электронно-лучевой литографии [48] формировалась квадратная решетка $(a \times a)$ субмикронных частиц Co эллиптической формы с латеральными размерами $0.65 \times \times 0.28$ мкм^2 и толщиной 27 нм. Период решетки частиц составлял $a = 1.4$ мкм. На рис. 6 приведено изображение джозефсоновского перехода с массивом магнитных частиц на верхнем электроде, полученное методом атомно-силовой микроскопии. Магнитное состояние частиц контролировалось, как и прежде, методами магнитно-силовой микроскопии. Проведенные исследования показали, что частицы Co с указанными выше размерами могут находиться в нулевом внешнем магнитном поле в двух метастабильных состояниях: в вихревом или в однородно намагниченном вдоль длинной (легкой) оси [38]. В первом случае создаваемое частицей магнитное поле практически отсутствует, тогда как однородно намагниченная частица создает заметные поля рассеяния. Магнитостатические расчеты показали, что для типичных значений намагниченности насыщения кобальта $M_s \sim 1000$ Гс и параметров частиц, используемых в эксперименте, поля рассеяния от каждого из полюсов однородно намагниченной частицы создают магнитный поток $\Phi_s > \Phi_0$ через поверхность верхнего электрода. На вставке к рис. 7b показано МСМ-изображение фрагмента массива магнитных частиц, предварительно намагниченных вдоль своей длинной (легкой) оси. Видно, что все частицы находятся в од-

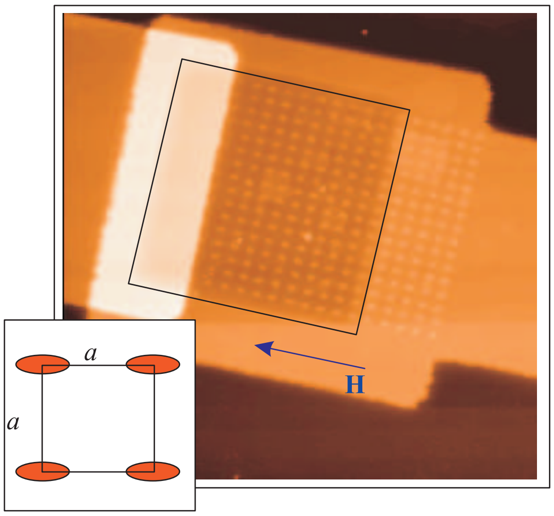

Рис. 6. Атомно-силовое изображение джозефсоновского контакта с массивом магнитных частиц на верхнем электроде. Область перехода показана пунктирной линией. Светлая область на рисунке соответствует толстой сверхпроводящей шине, которая подключается к верхнему электроду и накрывает часть перехода. На вставке показана элементарная квадратная ячейка $(a \times a)$ массива эллиптических частиц

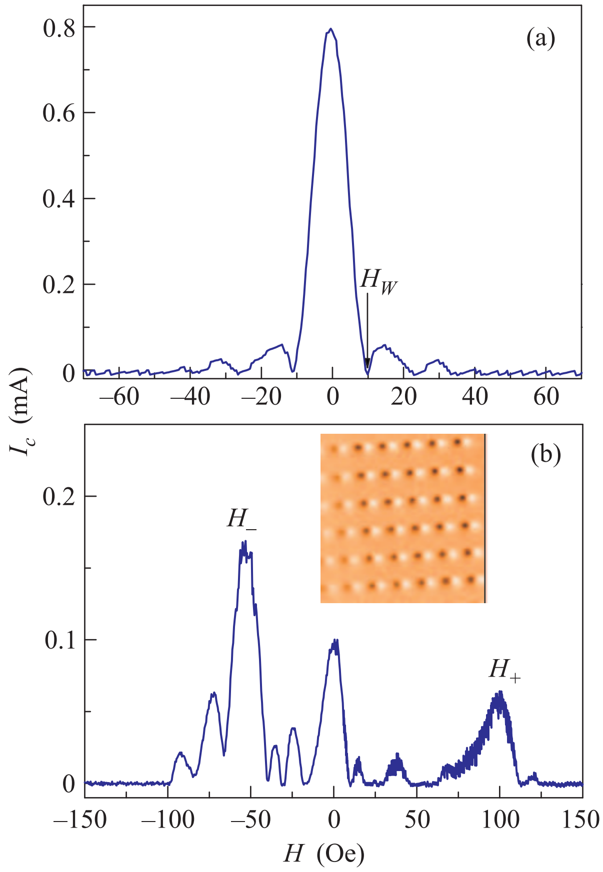

Рис. 7. (a) – Зависимость критического тока контакта от приложенного магнитного поля при отсутствии в электродах вихрей Абрикосова. (b) – Зависимость $I_c(H)$ для контакта, взаимодействующего с квадратной решеткой однородно намагниченных частиц. На вставке показан фрагмент $(10 \times 10$ мкм$^2)$ МСМ-изображения квадратной решетки магнитных частиц в однородно намагниченном (дипольном) состоянии

нородно намагниченном состоянии, для которого характерна дипольная структура полей рассеяния. Незначительное отличие в контрасте изображения отдельных частиц объясняется небольшим углом наклона плоскости сканирования к поверхности электрода. Перемагничивание частиц в направлении короткой оси преимущественно переводит их в вихревое состояние, что легко обнаружить по изменению вида МСМ-сигнала.

Измерения зависимости критического тока I_c от внешнего магнитного поля H, приложенного в плоскости перехода (рис. 6), были выполнены при температуре $T = 4.2\,\text{K}$ стандартным четырехзондовым методом. На рис. 7а показана типичная фраунгоферова зависимость $I_c(H)$ для исходного перехода без магнитных частиц. Критический ток максимален в нулевом внешнем поле. Осцилляции I_c быстро затухают с увеличением поля H. Характерный период осцилляций дифракционной картины, $H_W = \Phi_0/W\Lambda \simeq \simeq 11\,\text{Гс}$, позволяет получить для магнитной толщины перехода $\Lambda \simeq 0.1\,\text{мкм}$. Зависимость критического тока от внешнего магнитного поля $I_c(H)$ не изменяется и после изготовления магнитных частиц, если они находятся в размагниченном (вихревом) состоянии. Последнее объясняется тем, что слабых полей рассеяния частиц в этом случае недостаточно для формирования решетки вихрей Абрикосова в электроде контакта в процессе его охлаждения ниже T_c.

Качественно иная картина дифракции $I_c(H)$ наблюдается, если перед охлаждением исследуемой гибридной структуры частицы были предварительно намагничены и находились в дипольном состоянии. На рис. 7b приведен пример полевой зависимости критического тока $I_c(H)$ для перехода, взаимодействующего с упорядоченной квадратной решеткой магнитных диполей. Нетрудно заметить качественные изменения наблюдаемой дифракционной картины: заметное уменьшение максимального значения сверхтока через контакт; нарушение симметрии дифракционной картины относительно инверсии магнитного поля ($I_c(-H) \neq I_c(H)$); появление максимумов критического тока I_c в области больших значений внешнего магнитного поля ($|H| > H_W$). На зависимости $I_c(H)$ явно видны два доминирующих (главных) боковых максимума при значениях внешнего магнитного поля $H_+ = 100\,\text{Гс}$ и $H_- = -60\,\text{Гс}$. Легко убедиться, что положение главных максимумов соответствует изменению магнитного потока внешнего поля $\Phi_a(H) = HS_a$ через элементарное сечение $S_a = \Lambda a$ приблизительно на квант магнитного потока:

$$\Phi_a(H_+) - \Phi_a(H_-) \approx \Phi_0 \,. \tag{12}$$

Таким образом, относительное расположение двух соседних главных максимумов на кривой $I_c(H)$ соответствует изменению внешнего поля H, при котором магнитный поток Φ_a увеличивается или уменьшается на квант потока Φ_0, так что оказываются выполненными условия соизмеримости между периодом модуляции джозефсоновского тока полем магнитных частиц и характерным масштабом изменения разности фаз внешним магнитным полем. Подобные эффекты соизмеримости хорошо известны для джозефсоновских контактов с периодической решеткой искусственных неоднородностей барьера [3–5] или с периодической $0-\pi$-фазовой модуляцией [7, 51].

Для объяснения полученных экспериментальных результатов воспользуемся моделью джозефсоновского перехода в поле магнитных частиц, описанной в п. 2 данного обзора. В соответствии с этими представлениями каждая однородно намагниченная частица формирует в верхнем электроде контакта пару противоположных вихрей Абрикосова, расположенных вблизи полюсов микромагнита. Таким образом, искомое распределение калибровочно-инвариантной разности фаз $\phi(\mathbf{r})$ описывается уравнениями (2), (3), в которых координаты $\mathbf{r}^{\mathbf{k}}_{v,a}$ вихрей и антивихрей определяются положением элементарной ячейки $\mathbf{k} = = a(n\mathbf{x}_0 + m\mathbf{y}_0)$ в квадратной решетке однородно намагниченных частиц, $\mathbf{M} = M\mathbf{x}_0$, и смещением вихрей $\mp(p/2)\,\mathbf{x}_0$ относительно центра каждой ячейки:

$$\mathbf{r}^{\mathbf{k}}_{v,a} = \mathbf{k} \mp (p/2)\,\mathbf{x}_0 \,, \tag{13}$$

где p – расстояние между вихрем и антивихрем в ячейке, приблизительно равное размеру частицы вдоль легкой оси.

Опуская детали расчета разности фаз $\phi(\mathbf{r})$, которые подробно изложены в [41], приведем результат, полученный для простоты в предположении, что как переход, так и массив частиц не ограничены в плоскости $(x,\,y)$:

$$\phi(\mathbf{r}) = -q_a\sigma\, y + \tilde{\phi}(\mathbf{r}), \tag{14}$$

где $\sigma = p/a$. Слагаемое $\tilde{\phi}$ быстро осциллирует с периодом решетки a и может быть записано в виде рядов Фурье по пространственным гармоникам $q_a = 2\pi/a$ с нулевым средним значением, $\langle\tilde{\phi}\rangle = 0$:

$$\tilde{\phi}(\mathbf{r}) = -\frac{2p}{a}\sum_{l=1}^{\infty}\frac{\sin(l\,q_a y)}{l} - \\ - \frac{4}{\pi}\sum_{j,\,l=1}^{\infty}\frac{l\sin(j\,q_a p/2)}{j\,(j^2+l^2)}\cos(j\,q_a x)\sin(l\,q_a y). \tag{15}$$

Легко убедиться в том, что не зависящие от координаты x слагаемые в выражениях (14), (15) могут быть представлены в виде

$$q_a\sigma\, y + 2\sigma \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin(l\, q_a y)}{l} = (n - 1/2)\,\sigma\,,$$
$$a\,(n-1) < y < a\,n, \quad n = 0, \pm 1, \dots\,,$$

т.е. они имеют вид лестницы с высотой ступеньки σ. Эти слагаемые описывают отличный от нуля средний градиент разности фаз в направлении, перпендикулярном плоскости пары:

$$\langle \partial_y \phi \rangle = a^{-2} \int\limits_{-a/2}^{a/2} d\mathbf{r}\, \partial_y \phi = -q_a \sigma.$$

В соответствии с соотношением Джозефсона (1) подобный градиент означает существование отличного от нуля среднего по ячейке магнитного поля

$$\mathbf{B}_{in} = B_{in}\,\mathbf{x}_0 = -B_a \sigma\,\mathbf{x}_0, \tag{16}$$

которое локализовано в области перехода и направлено вдоль намагниченности $\mathbf{M}$. Здесь $B_a = \Phi_0/S_a$ – характерное поле, обеспечивающее один квант магнитного потока Φ_0 через сечение S_a. Присутствие в переходе встроенного магнитного поля $\mathbf{B}_{in}$, очевидно, приведет к сдвигу всей дифракционной картины как целого вдоль оси H и в общем случае к асимметрии зависимости критического тока $I_c(H)$ относительно инверсии внешнего магнитного поля, которая и наблюдалась в эксперименте.

Таким образом, выражения (14), (15) описывают распределение джозефсоновской разности фаз $\phi(\mathbf{r})$, которая создается бесконечной квадратной решеткой пар вихрей Абрикосова противоположного знака, захваченных в верхнем электроде контакта. Кроме ожидаемой модуляции с периодом a, распределение $\phi(\mathbf{r})$ имеет отличный от нуля средний градиент фазы в направлении, перпендикулярном плоскости пары (т.е. перпендикулярном намагниченности частицы $\mathbf{M}$), даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Это объясняется наличием встроенного магнитного поля $\mathbf{B}_{in}$, создаваемого парой вихрь–антивихрь в области перехода и ориентированного вдоль направления намагниченности $\mathbf{M}$.

Если параллельно плоскости перехода дополнительно приложено внешнее однородное магнитное поле $\mathbf{H}$, то в соответствии с (10) распределение разности фаз $\phi(\mathbf{r}, \mathbf{H})$ в контакте определяется соотношением

$$\phi(\mathbf{r}, \mathbf{H}) = \tilde{\phi}(\mathbf{r}) - \frac{2\pi\Lambda}{\Phi_0}[\,\mathbf{B} \times \mathbf{r}\,]_z + \varphi_0, \tag{17}$$

где в качестве эффективного магнитного поля следует взять $\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{B}_{in}$.

Из вида распределения $\phi(\mathbf{r}, \mathbf{H})$ (17) можно качественно понять основные особенности экспериментальной зависимости $I_c(H)$, показанной на рис. 7b. Мелкомасштабные осцилляции разности фаз $\tilde{\phi}(\mathbf{r})$ вызывают соответствующие знакопеременные колебания джозефсоновского тока $j_c \sin\tilde{\phi}$. Максимальный вклад от осциллирующего слагаемого $\tilde{\phi}$ (15) в полный ток соответствует таким значениям магнитного потока, создаваемого внешним полем через сечение S_a, при которых пространственная волна джозефсоновского тока,

$$j \sim \sin(\mathbf{qr}), \quad \mathbf{q} = (q_x,\, q_y) = 2\pi\Lambda\, \mathbf{B}/\Phi_0\,,$$

содержит те же пространственные гармоники, что и зависимость $\tilde{\phi}(\mathbf{r})$. Если направления внешнего поля и намагниченности совпадают ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$), то очевидные условия пространственного резонанса:

$$q = n q_a, \quad n = 0, \pm 1, \dots\,,$$

определяют те значения внешнего магнитного поля, при которых должны наблюдаться максимумы на кривой $I_c(H)$ (пики соизмеримости):

$$H_n = (n + \sigma)\, B_a, \quad n = 0, \pm 1, \dots\,. \tag{18}$$

Используя наблюдаемые в эксперименте значения полей, соответствующие положению боковых максимумов, $H_0 = H^-$ и $H_1 = H^+$ (см. рис. 7b), легко оценить фактическое расстояние между вихрем и антивихрем, принадлежащими одной элементарной ячейке: $p = a\,\sigma = aH^+/(H^+ - H^-) \simeq 0.9$ мкм. Заметное отличие межвихревого расстояния p от размера частицы вдоль легкой оси (0.65 мкм) объясняется коллективным влиянием остальных магнитных частиц и массива вихрей в электроде контакта.

На рис. 8 приведены примеры расчета дифракционной картины $I_c(\phi_a)$, где $\phi_a = \Phi_a/\Phi_0$, для случая, когда $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$, и двух значений отношения размера пары вихрь–антивихрь p к периоду решетки частиц a. При изменении магнитного потока ϕ_a критический ток контакта I_c осциллирует с периодом $\Delta\phi_a$, определяемым поперечным размером контакта W: $\Delta\phi_a = a/W$. Наряду с этим на дифракционной картине присутствуют доминирующие (главные) дифракционные максимумы (пики) I_{cn} ($n = 0, \pm 1, \dots$), ширина которых приблизительно равна $2\Delta\phi_a$. Положение главных максимумов на зависимости $I_c(\phi_a)$ удовлетворяет условию $\phi_a = n + \sigma$. Оно эквивалентно полученному ранее условию соизмеримости между периодом модуляции джозефсоновского тока полем

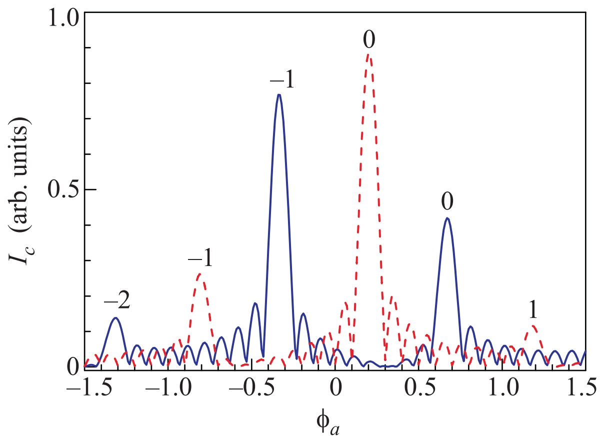

Рис. 8. Зависимости критического тока контакта от потока внешнего магнитного поля H через элементарную ячейку $\phi_a = \Phi_a(H)/\Phi_0$ для случая, когда в верхнем электроде контакта сформирована квадратная решетка $(a \times a)$ пар вихрь–антивихрь, для двух значений размера пары ($W = 10a$): $p = 2a/3$ (сплошная линия); $p = a/5$ (пунктир). Цифрами показан номер n соответствующего пика соизмеримости I_{cn}, удовлетворяющий условию $H = H_n$ (18)

магнитных частиц и характерным масштабом изменения разности фаз внешним магнитным полем (18).

Таким образом, нами были изучены эффекты соизмеримости в джозефсоновском переходе с периодической фазовой модуляцией. Получены простые соотношения, определяющие положение максимумов критического тока I_c (пиков соизмеримости), которые хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

5. Заключение. В работе экспериментально и теоретически изучены стационарные свойства гибридной системы, состоящей из короткого джозефсоновского перехода, помещенного в неоднородное поле субмикронных магнитных частиц. Предложена модель, объясняющая сильное влияние частиц на критический ток контакта образованием в сверхпроводящем электроде пар вихрей Абрикосова противоположного направления, индуцированных магнитным полем частиц. Создаваемый парой вихрь–антивихрь магнитный поток, локализованный в области перехода, вызывает модуляцию разности фаз в переходе на масштабах, существенно меньших джозефсоновской длины, определяемых характерным масштабом магнитной структуры. Выполнены расчеты распределения джозефсоновской разности фаз и зависимости критического тока I_c такой гибридной системы от внешнего магнитного поля H, приложенного в плоскости перехода. Показано, что зависимость $I_c(H)$ сильно отличается от обычной фраунгоферовой и связана с магнитным состоянием частиц. Теоретически изучено влияние создаваемой вихрями мелкомасштабной фазовой неоднородности на зависимость ток–фаза джозефсоновского контакта. Продемонстрирована возможность установления π-состояния в изучаемой гибридной системе.

Авторы признательны А.С. Мельникову и В.В. Рязанову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (# 05-02-19810-МФ-а, 06-02-16448-а, 09-02-12292-офи-м).

1. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона: физика и применение*, М.: Мир, 1984, с. 88.
2. D. W. McLaughlin and A. C. Scott, Phys. Rev. A **18**, 1652 (1978).
3. А. А. Голубов, И. Л. Серпученко, А. В. Устинов, ЖЭТФ **94**, 297 (1988).
4. В. А. Маломед, А. В. Устинов, ФНТ **15**, 1128 (1989).
5. M. A. Itzler and M. Tinkham, Phys. Rev. B **51**, 435 (1995).
6. H. Hilgenkamp, J. Mannhart, and B. Mayer, Phys. Rev. B **53**, 14586 (1996).
7. H. J. H. Smilde, Ariando, D. H. A. Blank, G. J. Gerritsma et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 057004 (2002).
8. H. Hilgenkamp and J. Mannhart, Rev. Mod. Phys. **74**, 485 (2002).
9. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, С. В. Панюков, Письма в ЖЭТФ **35**, 147 (1982).
10. А. И. Буздин, М. Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ **53**, 308 (1991) [JETP Lett. **53**, 321 (1991)].
11. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
12. M. Weides, M. Kemmler, E. Goldobin et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 247001 (2006).
13. R. G. Mints and V. G. Kogan, Phys. Rev. B **55**, R8682 (1997).
14. L. N. Bulaevskii, V. V. Kuzii, and A. A. Sobyanin, Solid State Commun. **25**, 1053 (1978).
15. E. Goldibin, D. Koelle, and R. Kleiner, Phys. Rev. B **66**, 100508(R) (2002).
16. R. G. Mints, I. Papiashvili, J. R. Kirtley et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 067004 (2002).
17. H. Hilgenkamp, Ariando, H. J. H. Smilde, D. H. A. Blank et al., Nature (London) **422**, 50 (2003).
18. A. Buzdin and A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **67**, 220504 (2003).
19. E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, and A. Buzdin, Phys. Rev. B **76**, 224523 (2007).
20. E. Terzioglu and M. R. Beasley, IEEE Trans. Appl. Supercond. **8**, 48 (1998).
21. L. B. Ioffe, V. B. Geshkenbein, M. V. Feigel'man et al., Nature (London) **398**, 679 (1999).

22. T. Yamashita, K. Tanikawa, S. Takahashi, and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **95**, 097001 (2005).
23. A. V. Ustinov and V. K. Kaplunenko, J. Appl. Phys. **94**, 5405 (2003).
24. C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, Physica C **367**, 1 (2002).
25. B. D. Josephson, Adv. Phys. **14**, 419 (1965).
26. К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, М.: Наука, 1985, с. 159.
27. А. А. Голубов, М. Ю. Куприянов, ЖЭТФ **92**, 1512 (1987); A. A. Golubov and M. Yu. Kupriyanov, J. Low Temp. Phys. **70**, 83 (1988).
28. М. В. Фистуль, Письма в ЖЭТФ **49**, 95 (1989); *ibid* **52**, 192 (1990); M. V. Fistul and G. F. Giuliani, Phys. Rev. B **58**, 9348 (1998).
29. S. L. Miller, K. R. Biaga, J. R. Clem, and D. K. Finnemore, Phys. Rev. B **31**, 2684 (1985); O. B. Hyun, J. R. Clem, and D. K. Finnemore, Phys. Rev. B **40**, 175 (1989).
30. T. Golod, A. Rydh, and V. M. Krasnov, Phys. Rev. Lett. **104**, 227003 (2010).
31. A. V. Ustinov, Appl. Phys. Lett. **80**, 3153 (2002).
32. E. Goldibin, A. Sterck, T. Gaber et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 057005 (2004).
33. A. Y. Aladyshkin, A. A. Fraerman, S. A. Gusev et al., J. Magn. Magn. Mater. **258-259**, 406 (2003).
34. С. Н. Вдовичев, Б. А. Грибков, С. А. Гусев и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 758 (2004).
35. А. В. Самохвалов, Письма в ЖЭТФ **78**, 822 (2003).
36. I. F. Lyuksyutov and V. L. Pokrovsky, Adv. Phys. **54**, 67 (2005).
37. A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek, W. Gillijns, and V. V. Moshchalkov, Supercond. Sci. Technol. **22**, 053001 (2009).
38. J. Chang, V. L. Mironov, B. A. Gribkov et al., J. Appl. Phys. **100**, 104304 (2006).
39. S. N. Vdovichev, B. A. Gribkov, S. A. Gusev et al., J. Magn. Magn. Mater. **300**, 202 (2006).
40. A. A. Fraerman, S. A. Gusev, Yu. N. Nozdrin et al., Phys. Rev. B **73**, 100503(R) (2006).
41. А. В. Самохвалов, ЖЭТФ **131**, 500 (2007).
42. M. Breitwisch and D. K. Finnemore, Phys. Rev. B **62**, 671 (2000).
43. A. V. Samokhvalov, Phys. Rev. B **80**, 134513 (2009).
44. I. F. Lyuksyutov and V. Pokrovsky, Phys. Rev. Lett. **81**, 2344 (1998).
45. M. J. Van Bael, J. Bekaert, K. Van Look et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 155 (2001).
46. L. N. Bulaevskii, M. Ledvij, and V. G. Kogan, Phys. Rev. B **46**, 366 (1992).
47. M. I. Khabipov, D. V. Balashov, F. Maibaum et al., Supercond. Sci. Technol. **23**, 045032 (2010).
48. A. A. Fraerman, S. A. Gusev, L. A. Mazo et al., Phys. Rev. B **65**, 64424 (2002).
49. A. A. Fraerman, B. A. Gribkov, S. A. Gusev et al., J. Appl. Phys. **103**, 073916 (2008).
50. R. Stolz, L. Fritzsch, and H. G. Meyer, Supercond. Sci. Technol. **12**, 806 (1999).
51. S. Scharinger, C. Gurlich, R. G. Mints et al., Phys. Rev. B **81**, 174535 (2010).