

Леггеттовская мода в купратных сверхпроводниках и электромагнитные свойства джозефсоновских контактов

С. В. Кульбачинский^{1*}, Я. Г. Пономарёв⁺, Л. М. Фишер^{*}, О. В. Беляева¹⁾

⁺ Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

^{*} Всероссийский электротехнический институт им. Ленина, 111250 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 апреля 2012 г.

После переработки 5 июня 2012 г.

Исследован эффект многократных андреевских отражений в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-\delta}$. На характеристиках андреевских контактов на микротрещине $I(V)$ и dI/dV обнаружено несколько независимых субгармонических щелевых структур, связанных с многощелевым характером данных сверхпроводников. Наблюдалась дополнительная тонкая структура, которую можно объяснить эмиссией леггеттовских плазмонов. Исследованы электромагнитные свойства джозефсоновских контактов на микротрещине в $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-\delta}$. В джозефсоновском режиме (SIS-тип) изучены зависимости критического тока от магнитного поля и геометрические резонансы Фиске. Определены фундаментальная частота резонансов и скорость Свихарта.

Предмет настоящего письма – исследование контактов на микротрещине (*break junction technique*) в оптимально допированных монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-\delta}$ с помощью андреевской и туннельной спектроскопии. Микроконтакты типа ScS (или SIS) реализуются при механическом контакте двух криогенных сколов кристалла высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП). Высокое качество поверхности криогенного скола позволяет получать хорошо воспроизводящиеся результаты, что выгодно отличает контакты на микротрещине от туннельных структур других конструкций.

Уникальным достоинством контакта на микротрещине является возможность его регулировки в процессе эксперимента при низких температурах, что позволяет сравнительно легко переводить контакт из туннельного режима (джозефсоновская спектроскопия, туннельная и внутренняя туннельная спектроскопия) в микроконтактный режим (андреевская спектроскопия).

Микротрещина в кристаллах создавалась при изгибной деформации столика с образцом с помощью микрометрического винта при гелиевой температуре. Токовые и потенциальные контакты припаивались к образцам с помощью жидкого In-Ga-припоя.

Измерения вольт-амперных характеристик $I(V)$ (ВАХ) и дифференциальной проводимости $dI(V)/dV$ проводились по четырехконтактной схеме. Для регистрации дифференциальной проводимости исполь-

зовался цифровой автоматический мост высокого разрешения. В основе работы моста лежит принцип модуляции пропускаемого через образец тока. К току смещения с интегратора, пропускаемому через образец, добавляется переменный ток синусоидальной формы с частотой $f = 810$ Гц. Полный ток через образец

$$I = I_0 + i \times \cos(\omega t),$$

где $\omega = 2\pi f$, $i \ll I_0$.

Напряжение на образце в этом случае может быть записано в виде разложения в ряд Тейлора:

$$V(I) = V(I_0) + \frac{dV}{dI}(I_0)i \cos(\omega t) + \dots$$

Отсюда следует, что если амплитуда напряжения с частотой f на потенциальных контактах образца постоянна, т.е.

$$V_I = \frac{dV}{dI}(I_0)i = \text{const}, \quad (1)$$

то амплитуда модулирующего тока будет пропорциональной дифференциальной Проводимости:

$$i \sim G(V) = \frac{dI(V)}{dV}.$$

Использованный в работе быстродействующий автоматический цифровой мост обеспечивает непрерывное выполнение условия (1). Это позволяет производить одновременную запись $I(V)$ и характеристик $dI(V)/dV$ контактов в широком диапазоне температур в присутствии внешних магнитного и СВЧ-поля.

¹⁾ e-mail: lisenok.msu@mail.ru

В нашей работе исследован эффект многократных андреевских отражений в баллистических наноконтактах оптимально допированных монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ($T_c = (93 \pm 1) \text{ K}$) и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-\delta}$ ($T_c = (118 \pm 3) \text{ K}$). На ВАХ контактов появляется несколько субгармонических щелевых структур при смещениях: $V_{ni} = 2\Delta_i/en_i$, где n_i – целое число. Из зависимости $V_{ni} = F(1/n_i)$ можно определить величину щели Δ_i с хорошей точностью.

Измерения, проведенные на монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при $T = 4.2 \text{ K}$, показали, что на характеристиках $I(V)$ микроконтактов шарвинского типа существуют две серии экстремумов, которые соответствуют двум щелям: $\Delta_P = 33 \pm 2 \text{ мЭВ}$ и $\Delta_C = (6.5 \pm 0.5) \text{ мЭВ}$ (рис. 1). По теории Кресина

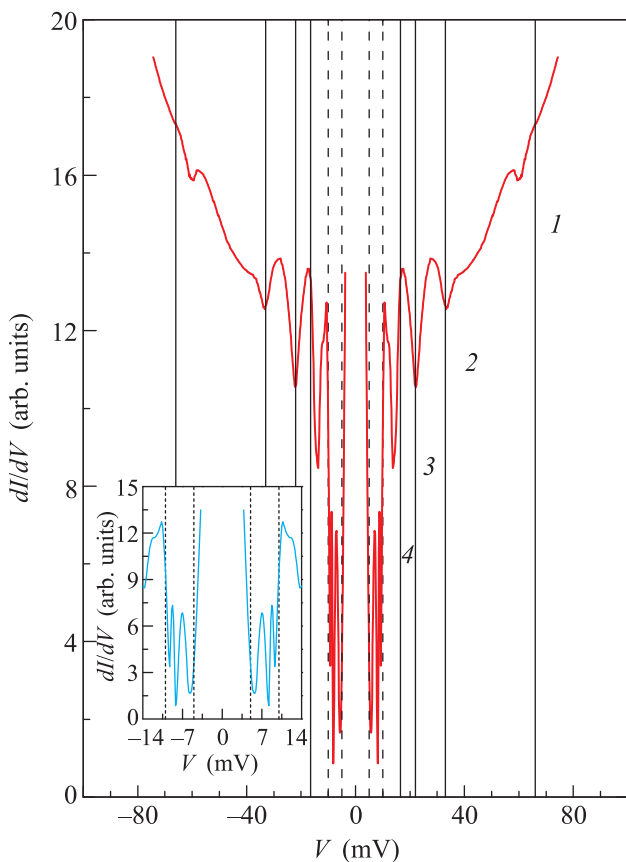


Рис. 1. Характеристика dI/dV микроконтакта (в произвольных единицах). Цифрами отмечены номера андреевских отражений. На вставке показана тонкая структура особенностей ВАХ в области малых напряжений

и Вольфа [1, 2] большая щель (Δ_P) относится к CuO_2 -плоскостям, а малая (Δ_C) – к CuO -цепочкам.

На ВАХ контактов $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-\delta}$ в андреевском режиме (ScS-контакт) при $T = 4.2 \text{ K}$ впервые наблюдались три независимые субгармонические ще-

левые структуры, являющиеся следствием многократных андреевских отражений в микроконтакте (рис. 2). Структуры соответствуют трем сверхпро-

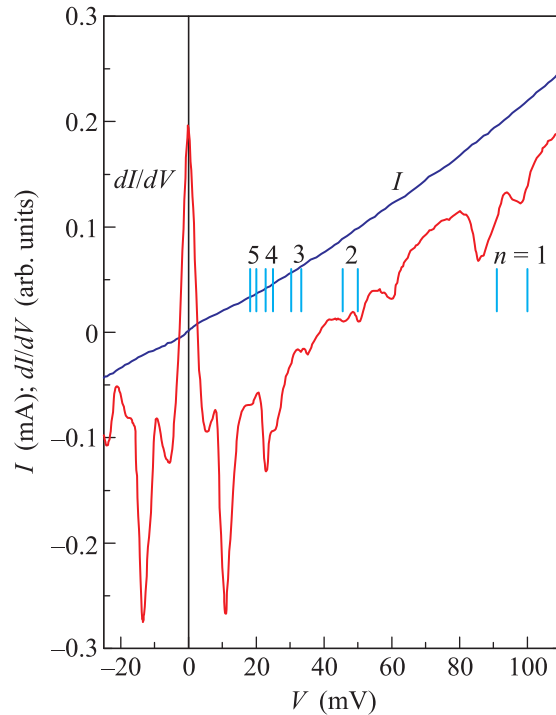


Рис. 2. Характеристика dI/dV андреевского микроконтакта для монокристалла $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-\delta}$, $T = 4.2 \text{ K}$

водящим щелям: $\Delta_{OP1} = (50 \pm 3) \text{ мЭВ}$, $\Delta_{OP2} = (45 \pm 3) \text{ мЭВ}$ и $\Delta_{IP} = (5.5 \pm 1) \text{ мЭВ}$ (рис. 3). Согласно [3] щели Δ_{OP1} и Δ_{OP2} относятся к внешним CuO_2 -плоскостям, а малая щель Δ_{IP} – к внутренней CuO_2 -плоскости.

В теоретической работе [3] в рамках обобщенного БКШ-формализма проведен расчет параметров сверхпроводящего состояния таллиевых купратов с различным числом сверхпроводящих CuO_2 -плоскостей. В частности, для таллиевого купрата с тремя CuO_2 -плоскостями при $T \rightarrow 0$ получены значения $\Delta_{OP1} = \Delta_{OP2} = 31.4 \text{ мЭВ}$ и $\Delta_{IP} = 9.1 \text{ мЭВ}$, что находится в качественном согласии с нашим экспериментом. Малая величина щели Δ_{IP} объясняется тем, что внутренняя CuO_2 -плоскость остается в недопированном состоянии при оптимальном допировании внешних CuO_2 -плоскостей.

Согласно работе Леггетта [4] при существовании в сверхпроводнике двух конденсатов можно ожидать появления дополнительных возбуждений (леггеттовская мода), возникающих из-за флуктуаций фазы параметра порядка сверхпроводящих конденсатов. Лег-

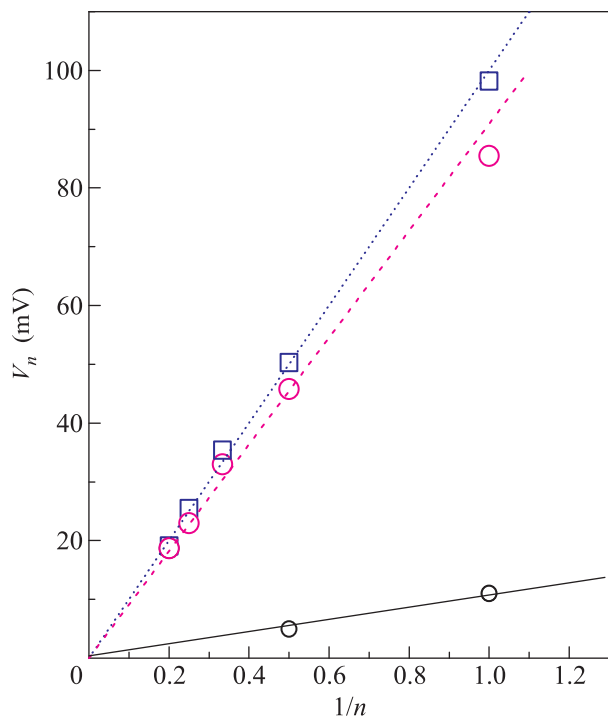


Рис. 3. Зависимости напряжений $V_n = 2\Delta/en$ от $1/n$ для монокристалла $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10-\delta}$, $T = 4.2$ К

геттовская мода с энергией E_0 может наблюдаться только при условии

$$E_0 < 2\Delta_{\min}, \quad (2)$$

где Δ_{\min} меньшая из двух щелей.

В нашей работе на ВАХ андреевских $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -контактов высокого качества на фоне традиционной субгармонической щелевой структуры от большой щели впервые наблюдались эквидистантные осцилляции малой амплитуды, которые можно связать с неупругими многократными андреевскими отражениями с излучением неравновесных леггеттовских плазмонов (рис. 4). В последнем случае выражение для смещений, при которых наблюдаются резонансы, будет иметь вид

$$V_{n,m} = \frac{2\Delta + mE_0}{en}, \quad (3)$$

где n и m – целые числа.

Проведенное сопоставление экспериментальных результатов с теоретическими показывает, что данную дополнительную тонкую структуру можно объяснить эмиссией m леггеттовских плазмонов в процессе многократных андреевских отражений [4–6].

Период леггеттовских осцилляций в интервале смещений от V_n до V_{n+1} составляет E_0/n . При изменении параметра n происходит скачкообразное изменение периода леггеттовских осцилляций. На рис. 5

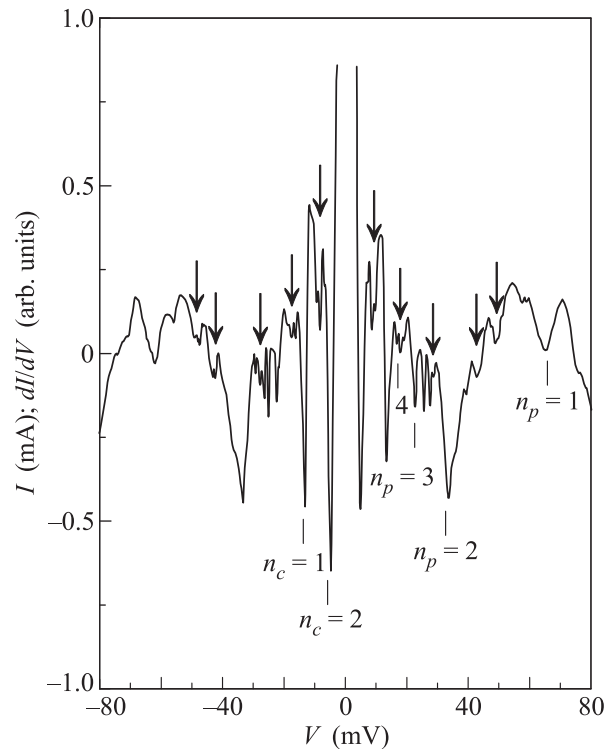


Рис. 4. Характеристики dI/dV микроконтакта при $T = 4.2$ К. Стрелками выделены осцилляции, которые могут быть связаны с генерацией леггеттовских сигналов

хорошо видны два скачкообразных изменения периода осцилляций: с ~ 10 мВ до ~ 5 мВ и с ~ 5 мВ до ~ 3 мВ, что согласуется с формулой (3).

По данным настоящей работы энергия леггеттовской моды составляет $E_0 = (10 \pm 2)$ мэВ. Эта энергия меньше удвоенного значения малой щели (см. (2)), что делает возможным существование узкого леггеттовского резонанса и облегчает его наблюдение [7].

Определенные в настоящей работе величины большой и малой щелей находятся в хорошем согласии с данными туннельной спектроскопии и измерениями поверхностного импеданса [8, 9].

Наблюдение леггеттовских осцилляций можно рассматривать как прямое доказательство двухщелевого спектра исследуемых монокристаллов.

Как отмечалось выше, в процессе измерений исследуемые контакты можно было перестраивать из андреевского режима в туннельный.

В туннельном режиме (SIS-контакт) у $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10-\delta}$ -контактов нами исследованы зависимости критического тока I_c от магнитного поля B (рис. 6) и геометрические резонансы Фиске (рис. 7) [10–13]. Зависимость критического тока

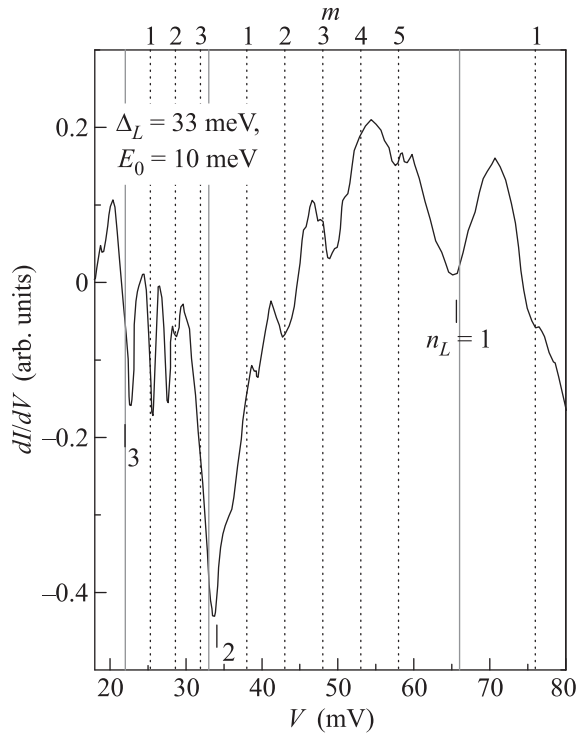


Рис. 5. Фрагмент леггеттовских осцилляций с рис. 4 в увеличенном масштабе

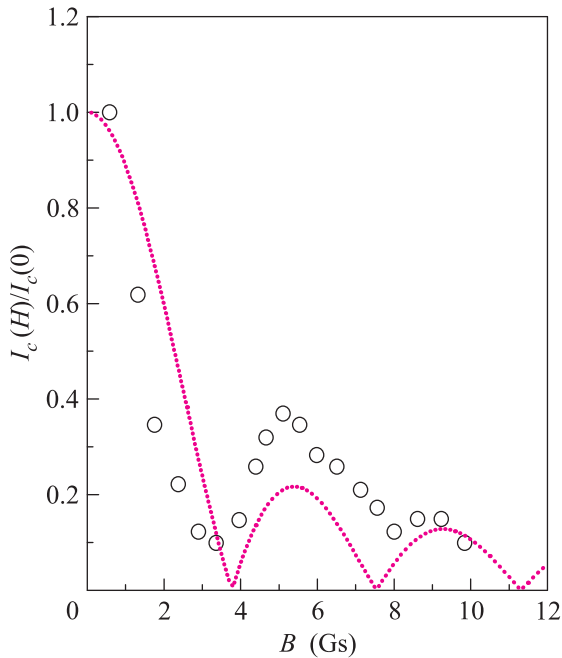


Рис. 6. Теоретическая и экспериментальная зависимость критического тока I_c от магнитного поля

I_c от магнитного поля B (см. рис. 6) определяется формулой [10, 11]

$$\frac{I_c(B)}{I_c(0)} = |\sin(\pi\Phi/\Phi_0)/(\pi\Phi/\Phi_0)|,$$

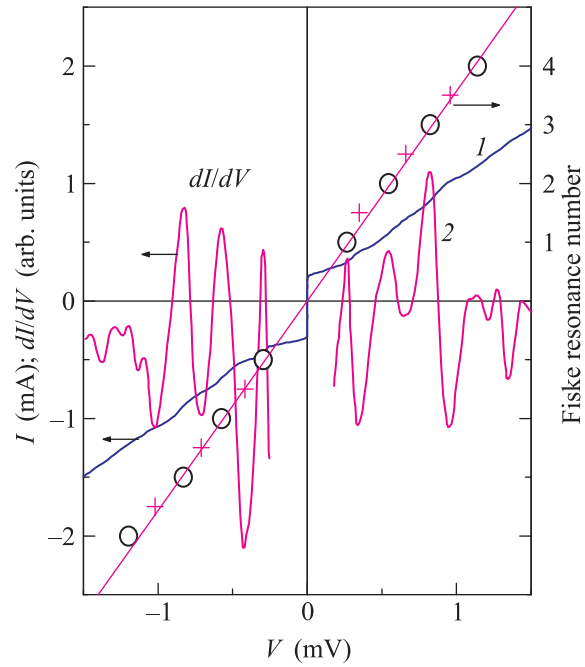


Рис. 7. Резонансы Фиске в поле $B = 1.8$ Гс. По осям ординат отложены слева ток I (mA) и dI/dV (в произвольных единицах), а справа номера резонансов Фиске

где $\Phi = BS$, $\Phi_0 = hc/2e$ – квант потока, $S = L[2\lambda(T) + d_I] \cong 2L\lambda(T)$ – эффективное сечение контакта, $\lambda(T)$ – лондоновская глубина проникновения ($\lambda(4.2) = 2.5 \cdot 10^{-5}$ см), d_I – толщина диэлектрического слоя, L – ширина контакта. Из рис. 6 следует, что критический ток осциллирует в магнитном поле с периодом $\Delta B = 3.8$ Гс. Эффективное сечение контакта $S = \Phi_0/\Delta B = 5.45 \cdot 10^{-8}$ см². Ширина контакта $L = S/2\lambda = 10.9$ мкм.

В туннельном контакте, имеющем конечную длину L в направлении распространения электромагнитной волны, на ВАХ возникают размерные резонансы (ступеньки Фиске) при смещениях $V_n = h\nu_n/2e$, где частота резонансов Фиске $\nu_n = nc^*/2L$, n – целое число, и c^* – скорость Свихарта [10–13]. Амплитуда резонансов Фиске зависит сложным образом от величины внешнего магнитного поля. В реальных условиях ступеньки Фиске на ВАХ туннельных контактов наблюдаются в достаточно слабых магнитных полях, что требует, в частности, компенсации магнитного поля Земли (рис. 7).

В пренебрежении потерями электродинамика джозефсоновского контакта описывается уравнением [10, 11]

$$\begin{aligned} & \partial^2 \phi / \partial x^2 + \partial^2 \phi / \partial y^2 - (1/c^{*2}) \times \\ & \times [\partial^2 \phi / \partial t^2 + (1/\tau) \partial \phi / \partial t] = (1/\lambda_J^2) \sin \phi, \end{aligned}$$

где λ_J – джозефсоновская глубина проникновения, $c^* = c(d_I/\varepsilon_I d)^{1/2}$ – скорость Свихарта, d_I – толщина диэлектрического барьера, ε_I – относительная диэлектрическая проницаемость барьера, $d = 2\lambda + d_I$ – эффективная толщина контактной области, c – скорость света в вакууме.

Из положений ступенек Фиске на ВАХ можно рассчитать скорость Свихарта. Для исследованного образца (см. рис. 7) фундаментальная частота резонанса Фиске $\nu_1 = c^*/2L = 136.5$ ГГц. Из этого значения несложно вычислить скорость Свихарта (см. рис. 6): $c^* = 0.01c$. Для электрической толщины исследованного контакта находим $d_I/\varepsilon_I \cong 2\lambda(c^*/c)^2 = 0.5$ Å. При условии $\varepsilon_I \cong 5$ получим, что толщина диэлектрического слоя $d_I \cong 2.5$ Å.

Авторы благодарят заведующего Кафедрой физики низких температур и сверхпроводимости Физического факультета МГУ профессора А.Н. Васильева за предоставление качественных образцов и систематическую поддержку, а также С.А. Кузьмичева и М.Г. Михеева за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект # 11-02-01201).

1. V. Z. Kresin and S. A. Wolf, Phys. Rev. B, **46**, 6458 (1992).
2. D. Adrian, S. A. Wolf, O. Dolgov et al., Phys. Rev. B **56**, 7878 (1997).
3. G. P. Malik and U. Malik, J. Supercond. Nov. Magn., DOI:10.1007/s10948-010-1009-0(2010).
4. A. J. Leggett, Progr. Theor. Phys. **36**, 901 (1966).
5. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev et al., Solid State Commun. **129**, 85 (2004).
6. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev et al., Письма в ЖЭТФ **85**, 52 (2007).
7. S. G. Sharapov, V. P. Gusynin, and H. Beck, Eur. Phys. J. B **30**, 45 (2002).
8. B. A. Aminov, M. A. Hein, G. Muller et al., Journ. Supercond. **7**, 361 (1994).
9. N. Klein, N. Tellmann, H. Schulz et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 3355 (1993).
10. К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, М.: 1985.
11. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона*, М.: Мир, 1984.
12. D. Winkler, Y. M. Zhang, P. A. Nilsson et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 1260 (1994).
13. M. A. Navacerrada, M. L. Lucia, L. L. Sanchez-Soto et al., Phys. Rev. B **74**, 024507 (2006).