Письма в ЖЭТФ, том 76, вып. 11, с. 794 – 798 © 2002 г. 10 декабря

Наблюдение подщелевых резистивных осцилляций в двусвязных SNS системах с подавленным эффектом близости

Ю. Н. Цзян[1)], *О. Г. Шевченко*

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, 61103 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 21 июня 2002 г.
После переработки 31 октября 2002 г.

В гибридных квазибаллистических двусвязных SNS структурах при температурах $T < 4$ К обнаружены фазочувствительные магниторезистивные осцилляции при макроскопических размерах монокристаллических нормальных прослоек во всех измерениях ($L = (100 \div 500)$ мкм) и упругой длине свободного пробега электронов того же масштаба $l_{el} \sim 100$ мкм. Проявление осцилляций при расстояниях между NS интерфейсами, соответствующих приведенным значениям L, указывает на наличие макроскопической длины сбоя фазы в чистом металле при $T < 4$ К. Параметры осцилляций, связанные с геометрией структур и размерами прослоек, свидетельствуют о квантовой природе осцилляций. Показано, что осцилляции отражают поведение кондактанса в границах NS интерфейсов при диссипативном когерентном транспорте "подщелевых" квазичастиц с энергиями $\varepsilon \ll \Delta$, T (Δ – энергия щели).

PACS: 73.23.–b, 73.40.-c, 74.50.+r

Известно, что в SNS системах с грязными нормальными прослойками значительной толщины фазочувствительный ток (и, как следствие, кондактанс) может не обнаруживать экспоненциальной зависимости вида $j \sim \mathrm{F}(\phi)\exp(-L/\xi_T)$ от толщины L прослоек, сохраняя заметную величину и зависимость от когерентной разности фаз ϕ между сверхпроводниками в условиях $L > \xi_T$. Подобная особенность в поведении тока соответствует проявлению дальнодействия фазовой когерентности для эффектов нулевого приближения по параметру $\lambda_\mathrm{B}/l_\mathrm{el} \ll 1$ (ξ_T – длина когерентности в нормальном металле, $\mathrm{F}(\phi)$ – периодическая функция, λ_B и l_{el} – длина волны де Бройля и упругая длина пробега электронов, соответственно). На эту особенность фактически было указано уже в ранних теоретических работах [1, 2], где не экспоненциальное (в частности, логарифмическое [1]) поведение фазокогерентного тока по параметру L/ξ_T предсказывалось для SNS систем с прослойкой из металлов с l_{el}, много меньшей сверхпроводящего корреляционного параметра $\xi_0 \sim 1$ мкм, по порядку величины определяющего пространственный масштаб эффекта близости для когерентных пар с $\varepsilon \sim T$ в чистом нормальном металле, контактирующем со сверхпроводником 1 рода [3]. Такое соотношение l_{el}/ξ_0 характерно для нормальных прослоек большинства SNS систем, приготовленных по нанотехнологии, при изучении которых и было обнаружено неэкспоненциальное поведение амплитуды фазочувствительных осцилляций в режиме $(L/\xi_T) > 1$, указавшее на возможность проявления дальнодействующей фазовой когерентности в условиях андреевского отражения [4 – 6]. Однако значения L и длины сбоя фазы у образцов с подобными "диффузионными" характеристиками, на которых, в основном, и изучалось фазокогерентное поведение кондактанса в SNS геометрии, обычно ограничены масштабом порядка 1 мкм, а в одном из измерений, параллельных интерфейсу ($d \approx (0,02 \div 0,05)$ мкм), условие $d/\xi_T > 1$ у таких образцов вообще не реализуется. В связи с этим представлялось целесообразным исследовать эффект, существенно расширив ранее изученные пространственные масштабы параметров, ответственных за его проявление. Значительные успехи теории дальнодействующей фазовой когерентности [7–9] также стимулировали проведение нового эксперимента.

В данной работе обнаружено и изучено квантовоинтерференционное поведение проводимости двусвязных SNS структур в условиях, радикально отличающихся от исследованных ранее ($L \sim \xi_T^{bal}$; $l_{el} < \xi_T = \sqrt{(1/3)l_{el}\xi_T^{bal}} \ll \xi_T^{bal}$), а именно, при $L, l_{el} \gg \xi_T = \xi_T^{bal}$ и $L/\xi_T \approx 10^2$, то есть при размерах нормальных прослоек L во всех измерениях, намного превышающих все изученные ранее характерные микроскопические длины в металле и полностью исключавших какое-либо проявление эффекта близости для основной группы носителей с энергией $\varepsilon \sim T$.

Гибридные образцы $\Im$1 (In–Cu–Sn), $\Im$2 (Sn–Cu–Sn) и $\Im$3 (Pb–Cu–Pb) изготавливались по схеме дву-

[1)]e-mail: chiang@ilt.kharkov.ua

связного SNS андреевского интерферометра с калиброванным отверстием. На рис.1 схематически изображена (не в масштабе) конструкция одного из

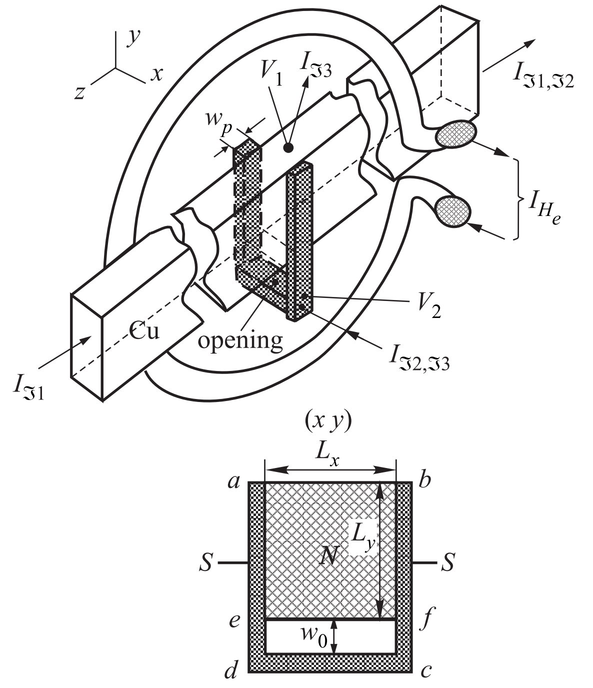

Рис.1. Типичная конструкция (не в масштабе) исследованных квазибаллистических двусвязных интерферометров. V_1, V_2 – потенциальные зонды; I_i – места подвода измерительного тока ($i = \Im 1$, $\Im 2$, $\Im 3$); I_{H_e} – ток кругового витка, создающего магнитное поле $\mathbf{H}_e$. На вставке – сечение интерферометров в плоскости xy

образцов, типичная и для других образцов, вместе с проволочным витком в качестве источника внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_e$ для управления макроскопической разностью фаз в интерферометре, образованном частью монокристалла меди и подсоединенным к ней сверхпроводником. Интерферометры отличались размерами, типом использованного сверхпроводника и площадью NS интерфейсов.

Технология изготовления образцов заключалась в следующем. К двум противоположным граням шириной L_y бруска прямоугольного сечения из монокристаллической меди приплавлялись либо полоски сверхпроводящих металлов шириной w_p (образцы $\Im 1$ и $\Im 3$), либо медная проволока диаметром w_p, покрытая тонким слоем сверхпроводника (образец $\Im 2$), с сохранением зазора между сверхпроводниками и гранью бруска шириной L_x (см. рис.1). Размеры зазора составляли $L_x \times w_p \times w_0$, где w_0 – калиброванная толщина изоляции в зазоре. Часть бруска меди размером $L_x \times L_y \times w_p$ выступала в роли нормального сегмента интерферометра с NS интерфейсами, расположенными на противоположных гранях бруска и удаленными друг от друга на расстояние L_x. Размеры сечений нормальных сегментов $L_x \times L_y$ составляли: $\Im 1$ – 0.35×0.35 мм; $\Im 2$ – 0.25×0.5 мм; $\Im 3$ – 0.125×0.475 мм.

Образцы устанавливались в центре кругового витка радиусом 1 см и ориентировались длинной осью бруска z вдоль оси витка. Неортогональность между осью витка и плоскостью xy интерферометров могла при этом составлять $5 \div 10°$. Величина H_e изменялась в интервале нескольких эрстед с относительным шагом 10^{-5}Э при погрешности измерений значений поля не более 10%. Для компенсации внешних полей, включая поле Земли, контейнер с образцом и витком помещался в замкнутый сверхпроводящий экран (на рис.1 не показан).

Металлы, использовавшиеся при создании гибридных структур, обладали отношением сопротивлений при комнатной и гелиевой температурах $RRR \geq 10^4$ с $l_{el} \approx 100$ мкм в области гелиевых температур. Температуры, при которых проводились измерения, для образца $\Im 1$ находились в области температур промежуточного состояния индия и ниже, а для образцов $\Im 2$ и $\Im 3$ – ниже аналогичной области для олова и свинца. Точность измерения температуры была порядка 10^{-4}, а рабочего тока I (~ 1 А) – 10^{-5}.

Разность потенциалов U измерялась с погрешностью не хуже $(0.5 \div 1) \cdot 10^{-12}$В. Измерения проводились по четырех-, трех- и двухконтактной схемам для интерферометров $\Im 1, \Im 2$ и $\Im 3$, соответственно (см. рис.1). Один из потенциальных контактов, V_1, приваривался в нормальной части SNS системы, а второй, V_2, припаивался в области сверхпроводящих In, Sn или Pb. Сопротивление барьера в контакте зонда V_1 с медью было примерно на порядок больше сопротивления нормальных сегментов $R_N \approx 10^{-9}$ Ом.

На рис.2, 3 и 4, относящихся к системам $\Im 1, \Im 2$ и $\Im 3$, соответственно, приведены характерные результаты измерений на паре зондов $V_1 - V_2$ разности потенциалов U, нормированной на величину постоянного измерительного тока I, в зависимости от магнитного поля $\mathbf{H}_e$. Значения $R = U/I$ имеют смысл обобщенного сопротивления систем. Как видно из рисунков, во всех случаях поведение R обнаруживает осциллирующий характер.

На вставке к рис.1 схематически показано сечение интерферометров плоскостью, нормальной к $\mathbf{H}_e$. Контур $cdef$, охватывающий отверстие интерферометра и включающий след нижней грани нормальной области, соответствует xy-проекции минимальной площади $S_{\min}$, а контур $abcd$, включающий след

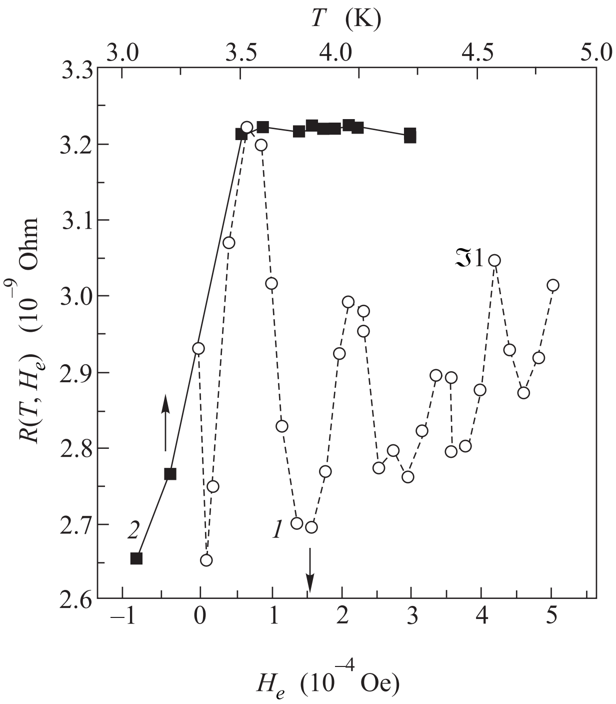

Рис.2. Кривая *1* – осцилляции обобщенного сопротивления $R = U/I$ интерферометра $\Im 1$ (In–Cu–Sn) в зависимости от магнитного поля при $T = 3.25$ K. Период осцилляций $\Delta_H = (h/2e)/S_{\max}$, где $S_{\max}$ – площадь контура $abcd$ в xy –сечении интерферометра (см. вставку к рис.1). Кривая *2* – температурная зависимость $R(T)$ при $H_e = 0$

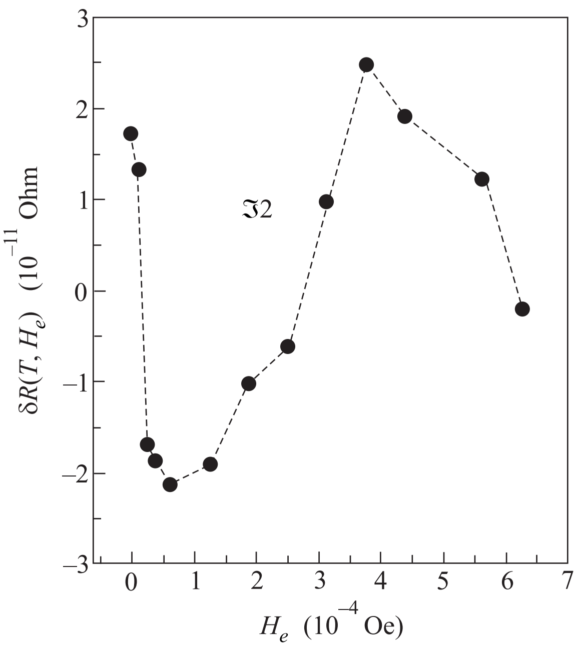

Рис.3. Осцилляции "андреевского" сопротивления $\delta R_A = U/I - R_{H_e=0}$ в интерферометре $\Im 2$ (Sn–Cu–Sn) в зависимости от магнитного поля при $T = 3.49$ K. Период осцилляций $\Delta_H = (h/2e)/S_{\min}$, где $S_{\min}$ – площадь контура $cdef$ в xy-сечении интерферометра (см. вставку к рис.1); $R_{H_e=0} = 8.8104 \cdot 10^{-8}$ Ом

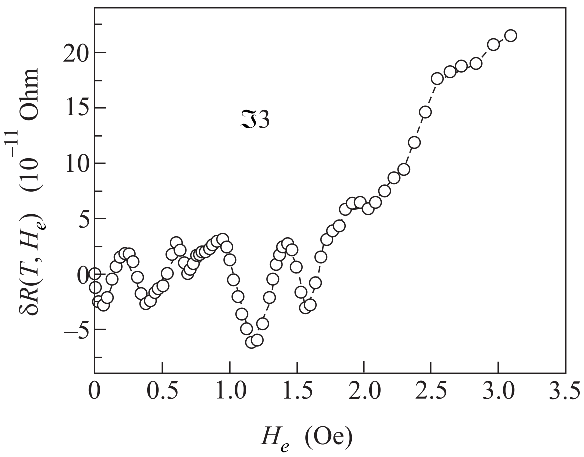

Рис.4. Осцилляции "андреевского" сопротивления $\delta R_A = U/I - R_{H_e=0}$ в интерферометре $\Im 3$ (Pb–Cu–Pb) в зависимости от магнитного поля при $T = 4.125$ K. Период осцилляций $\Delta_H = (h/2e)/S^*_{\min}$, где $S^*_{\min}$ – площадь xy-проекции вытянутого отверстия интерферометра на направление магнитного поля при отклонении от оси z; $R_{H_e=0} = 2.6245 \cdot 10^{-8}$Ом

верхней грани, – xy-проекции максимальной площади $S_{\max}$ из числа всех xy-проекций возможных замкнутых SNS контуров системы. Как оказалось, именно такие значения проекций экстремальных площадей, S_{extr}, на плоскость, нормальную к вектору напряженности внешнего магнитного поля, связаны с периодами наблюденных осцилляций Δ_H соотношением

$$S_{\text{extr}}\Delta_H = \Phi_0, \qquad (1)$$

где Φ_0 – квант магнитного потока $h/2e$.

В таблице приведены экспериментальные значения Δ_H и значения Φ_0/S_{extr}, вычисленные с использованием указанных там же значений S_{extr}, соответствующих геометрическим параметрам образцов. Поскольку при вытянутом вдоль z отверстии ($w_p/w_o \gg 1$) даже незначительная разориентация магнитного поля относительно оси z существенно изменяет величину магнитного потока из-за эффекта экранирования отверстия сверхпроводником, в качестве наименьшей площади xy-проекции для интерферометра $\Im 3$ взято значение $S^*_{\min} = S_{\min}[1 - (w_p/w_o)\sin\alpha]^2\cos\alpha$, оцененное для разориентации магнитного поля на угол $\alpha = 0,15$. В таблице также указаны температуры, при которых проводились измерения.

Образец	w_p/w_o	T(K)	Δ_H(Э)	$\Phi_0/S_{\rm extr}$(Э)	$S_{\rm extr}$(см^2)
$\Im 1$	≈ 0.5	3.25	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$1.48 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$(max)
$\Im 1$	– " –	3.0	$1.17 \cdot 10^{-3}$	$1.22 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$(min)
$\Im 2$	$\ll 1$	3.49	$5 \cdot 10^{-4}$	$5.17 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$(min)
$\Im 3$	≈ 7	4.125	$0.3 \div 0.5$	0.41	$\approx 5 \cdot 10^{-7}$(min)

Основными особенностями изученных нами интерферометров, отличающими их от исследованных ранее, являются следующие: малое сечение отверстия по сравнению с сечением нормальной области; макроскопические размеры нормальной области, сравнимые, тем не менее, с упругой длиной свободного пробега; близкий к единице коэффициент прозрачности NS интерфейсов. Благодаря первой из указанных особенностей значения $S_{\min}$ и $S_{\max}$ для каждого из интерферометров отличались не менее чем на порядок (часть из них приведена в таблице), что позволило разрешить соответствующие периоды осцилляций. Две другие особенности существенно упрощают анализ фазочувствительной когерентной проводимости в исследованных интерферометрах как квазибаллистических SNS структурах.

Обнаруженная нами чувствительность диссипативной проводимости к макроскопической разности фаз в замкнутом SNS контуре непосредственно указывает на наличие когерентного транспорта в системе и на роль обеих NS границ в его возникновении. В свою очередь, существование когерентного транспорта в условиях $L \gg \xi_T$ может быть связано только с теми возбуждениями в нормальном металле, энергия которых $\varepsilon \ll T < \Delta$ заполняет андреевский спектр, возникающий в результате ограничения движения квазичастиц из-за андреевских отражений [7, 9]. Из условия квазиклассического пространственного квантования [10, 11] следует, что расстояние между уровнями андреевского спектра при расстояниях между интерфейсами $L_x \simeq 0.5$ мм должно составлять $\varepsilon_{\rm A} \approx \hbar v_{\rm F}/L_x \approx 20$ мК. Оно соответствует верхней границе значений энергии e–h возбуждений на диссипативных (проходящих через центры упругого рассеяния) когерентных траекториях в нормальной области. В нулевом приближении по параметру $\lambda_{\rm B}/l$ только эти траектории могут давать неусредняемый фазово–интерференционный вклад в кондактанс, часто называемый "андреевским" кондактансом $G_{\rm A}$ [12]. В соответствии с этим можно было надеяться, что у наших интерферометров глубина "модуляции" нормального кондактанса G_N (или сопротивления R_N) в измеренной области температур составит

$$-\frac{G_{\rm A}}{G_N} \equiv \frac{\delta R_{\rm A}}{R_N} \approx \frac{\varepsilon_{\rm A}}{T} \simeq 10^{-2} \qquad (2)$$

и на порядок превысит точность измерений при $R_N \simeq 10^{-9}$Ом, что и подтверждается представленными данными. В приближении невзаимодействующих траекторий зависимость макроскопической фазы ϕ_i в поле внешнего вектор-потенциала $\mathbf{A}$ для замкнутой сверхпроводником i-й траектории когерентных возбуждений с фазами ϕ_{ei} и ϕ_{hi} сводится, как известно, к следующей зависимости от магнитного потока:

$$\phi_i = \phi_{ei} + \phi_{hi} = \phi_{0i} + 2\pi\frac{\Phi_i}{\Phi_0}, \qquad (3)$$

где ϕ_{0i} – микроскопическая фаза, связанная с длиной траектории между интерфейсами и фазовым сдвигом при андреевских отражениях; $\Phi_i = \mathbf{H}_e \cdot \mathbf{S}_i$ – магнитный поток через проекцию S_i на плоскость, перпендикулярную $\mathbf{H}_e$; $\mathbf{H}_e = \nabla \times \mathbf{A}$ – вектор напряженности магнитного поля; $\mathbf{S}_i = \mathbf{n}_{S_i} \cdot S_i, \mathbf{n}_{S_i}$ – единичный вектор нормали, S_i – площадь под траекторией; Φ_0 – квант потока $h/2e$.

Вычисление суммарной интерференционной поправки $2{\rm Re}(f_e f_h^*)$ в выражении для полной вероятности прохождения $|f_e + f_h|^2$ ($f_{e,h}$ – амплитуды рассеяния) по всем когерентным траекториям можно свести к вычислению интеграла типа Френеля по параметру $\mathbf{S}_i$ [13, 14]. Результатом вычислений такого интеграла является, как известно, выделение неусредняемых по $\mathbf{S}$ фазовых вкладов на краях интегрирования (см., например, [15]). Как следствие, осциллирующая часть интерференционной добавки к полному сопротивлению нормальной области SNS интерферометра, в частности, при $\mathbf{H}_e \| \mathbf{z}$, приобретает вид

$$\delta R_{\rm A} \sim \frac{\varepsilon_{\rm A}}{T} \sin 2\pi \left(\phi_0 + \frac{H_e S_{\rm extr}}{\Phi_0}\right), \qquad (4)$$

где $S_{\rm extr}$ – значение минимальной или максимальной площади проекции двусвязных SNS контуров системы на плоскость, перпендикулярную $\mathbf{H}$, $\phi_0 \sim \sim (1/\pi)(L/l_{el}) \sim 1$ [16]. Данные, полученные в эксперименте, находятся в хорошем согласии с этой фазовой зависимостью обобщенного сопротивления интерферометров и величиной эффекта. Поскольку все двусвязные SNS контуры включают $e-h$ когерентные траектории нормальной области длиной не менее $\sim L \approx 10^2 \xi_T$, можно утверждать, что наблюденные осцилляции есть результат проявления дальнодействующей квантовой когерентности квазичастичных возбуждений с энергией $\varepsilon \ll T$ в условиях подавленного для основной группы электронов с энергией $\varepsilon \sim T$ эффекта близости [9].

Ниже суммированы основные результаты работы. Наблюдены магниторезистивные осцилляции с постоянным периодом по магнитному полю в двусвязных SNS интерферометрах в условиях сильного неравенства $L \gg \xi_T$ ($L/\xi_T \approx 10^2$). Данные условия достигнуты благодаря применению монокристаллов сверхчистого металла с макроскопической упругой объемной длиной пробега в качестве нормальных сегментов интерферометров с размерами сегментов, сравнимыми с такой длиной ($L_x \approx l_{el} \approx 10^2$ мкм). Осцилляции обнаруживают периодичность по кванту $h/2e$ потока внутри замкнутых SNS контуров с экстремальными значениями потока. Контуры содержат макроскопические по длине отрезки когерентных $e{-}h$ траекторий в квазибаллистическом нормальном сегменте и проходят через NS контакты большой площади с прозрачностью, близкой к 1. Указанный характер осцилляций вместе с условиями их наблюдения свидетельствует о проявлении твердотельного аналога эффекта Ааронова–Бома при андреевских отражениях для квазичастиц с низкой энергией при подавленном эффекте близости для основной группы электронов с энергией $\varepsilon \sim T$.

---

1. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **55**, 323 (1968).
2. А. И. Свидзинский, *Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости*, М.: Наука, 1982.
3. П. де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, М.: Мир, 1968.
4. P. G. N. de Vegvar, T. A. Fulton, W. H. Mallison, and R. E. Miller, Phys. Rev. Lett. **73**, 1416 (1994).
5. H. Courtois, Ph. Gandit, D. Mailly, and B. Pannetier, Phys. Rev. Lett. **76**, 130 (1996).
6. A. Kadigrobov, L. Y. Gorelik, R. I. Shekhter et al., Phys. Rev. **B60**, 14589 (1999).
7. F. Zhou, B. Spivak, and A. Zyuzin, Phys. Rev. **B52**, 4467 (1995).
8. Yu. V. Nazarov and T. H. Stoof, Phys. Rev. Lett. **76**, 823 (1996).
9. F. Zhou and B. Spivak, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **65**, 347 (1997).
10. А. Ф. Андреев, ЖЭТФ **46**, 1823 (1964); **49**, 655 (1965).
11. И. О. Кулик, ЖЭТФ **57**, 1745 (1969).
12. C. J. Lambert and R. Raimondi, J. Phys.: Condensed Matter **10**, 901 (1998).
13. Ю. Н. Цзян, Письма в ЖЭТФ **71**, 481 (2000).
14. Ю. Н. Цзян, О. Г. Шевченко, ФНТ **27**, 1357 (2001).
15. Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела*, М.: Мир, 1966.
16. B. J. v. Wees, P. de Vries, P. Magnic, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **69**, 510 (1992).