Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 2, с. 114 – 118

Влияние случайных квантовых закороток на одночастичный низкотемпературный ток в грязных SIN-контактах

В. Я. Кирпиченков[1], *Н. В. Кирпиченкова, О. И. Лозин, А. А. Косач*

Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) им. М. И. Платова, 346428 Новочеркасск, Россия

Поступила в редакцию 12 марта 2020 г.
После переработки 2 июня 2020 г.
Принята к публикации 11 июня 2020 г.

Получена формула для одночастичного тока в "грязных" (малые концентрации одинаковых немагнитных примесей в I-слое) SIN-контактах (S – сверхпроводник, I – изолятор, N – нормальный металл) в области низких температур $0 \leqslant T \ll \Delta_0$ и напряжений $0 \leqslant |eV| < \Delta_0$, где Δ_0 – сверхпроводящая щель в S-береге при $T = 0$, V – напряжение на контакте, e – модуль заряда электрона. Показано, что присутствие случайных узкозонных квантовых закороток в грязном SIN-контакте приводит к значительному отклонению одночастичных вольт-амперных характеристик SIN-контакта в сторону уменьшения тока (недостаток тока) от рассчитанных для этого же контакта одночастичных вольт-амперных характеристик в рамках существующей теории, что может служить экспериментальных тестом на наличие таких закороток в контакте. Приведены численные оценки, показывающие возможность экспериментального проявления этого эффекта, предложена принципиальная схема эксперимента по его обнаружению.

DOI: 10.31857/S1234567820140098

1. Введение. Экспериментальным исследованиям низкотемпературных токов в SIN-структурах посвящено достаточно большое количество работ, инициированных, главным образом, перспективами практического применения этих структур в качестве низкотемпературных термометров [1, 2], устройств электронного охлаждения [1, 3], чувствительных приемников электромагнитного излучения [4].

Среди экспериментальных работ последнего времени отметим работу [5], в которой проведено многостороннее исследование низкотемпературных одночастичного и подщелевого андреевского (двухчастичного) токов в SIN-структурах и сравнение полученных экспериментальных результатов с немногочисленными известными теоретическими результатами, полученными для одночастичного тока в работе [6], а для андреевского – в работе [7].

Авторами работы [5] констатируется, что обнаруженные в ней различия результатов эксперимента и существующей теории обусловлены, по-видимому, тем, что в существующей теории не учтены все факторы, существенно влияющие на проводимость SIN-структур. В качестве одного из таких факторов ими отмечено возможное влияние на характеристики контактов процессов взаимодиффузии материалов контактов, однако, установить это экспериментально, не разрушая образец, не представляется возможным.

Итак, в результате процессов диффузии атомов из берегов SIN-контакта, а также по каким-либо другим причинам, в оксидном I-слое контакта могут оказаться, хотя бы и в малых концентрациях, случайно распределенные по объему этого слоя немагнитные примеси, квазилокальные энергетические уровни которых находятся в ближайшей окрестности энергии Ферми контакта. В такой слабо неупорядоченной системе примесей всегда имеются случайные квантовые закоротки [8, 9], которые могут оказывать существенное влияние на низкотемпературный ток, как одночастичный, так и андреевский, не учитываемое существующей теорией. Таким образом, как внутренняя логика развития квантовой теории неупорядоченных систем [10], так и современное состояние эксперимента, технологий изготовления и применения SIN-контактов, актуализируют задачи теоретического исследования низкотемпературного квантового электронного транспорта в грязных SIN-контактах.

В этой работе рассматривается только одночастичный ток в SIN-контакте, вклад которого в полный ток может быть не только теоретически, но и экспериментально выделен [5]. В существующей теории выражение для одночастичного тока, справедливое в области низких температур $0 \leqslant T \ll \Delta_0$ и напряжений $0 \leqslant |eV| < \Delta_0$, имеет следующий вид [6]:

[1]e-mail: wkirpich@rambler.ru

$$J(V,T) = \frac{G_n}{e}\sqrt{2\pi\Delta_0 T}e^{-\Delta_0/T}\,\mathrm{sh}\left(\frac{eV}{T}\right), \qquad (1)$$

где G_n – линейный кондактанс контакта в нормальном (NIN) состоянии при $T = 0$.

Ниже показано, что присутствие случайных узкозонных квантовых закороток в слабо неупорядоченном I-слое грязного SIN-контакта приводит к значительному недостатку одночастичного низкотемпературного тока по сравнению с током, рассчитанным для этого же контакта по формуле (1) существующей теории. Это обстоятельство может служить экспериментальным тестом на наличие таких квантовых закороток в SIN-контакте. Предложена принципиальная схема такого эксперимента.

2. Модель. В области температур $0 \leqslant T \ll \Delta_0$ и напряжений $0 \leqslant |eV| < \Delta_0$ рассматривается модель грязного SIN-контакта, представляющего собой сэндвич из сверхпроводника и нормального металла, разделенных плоским тонким слоем изолятора толщиной L и площадью S с вкрапленными в него одинаковыми притягивающими электроны немагнитными примесями. Регулярный (не возмущенный примесями) барьерный потенциал I-слоя равен $U_0 = \mathrm{const} > \mu$ (μ – электронный химпотенциал контакта в равновесии), электроны в I-слое предполагаются невзаимодействующими как между собой, так и с другими квазичастицами, а их подбарьерное рассеяние на примесях – упругим. Энергия актуального для данной задачи одноприместного электронного уровня $\varepsilon_0 = \mu$, радиус локализации электронного состояния на нем $\alpha^{-1} = [2m_e(U_0 - \varepsilon_0)/\hbar^2]^{-1/2}$. По объему $V_i = LS$ неупорядоченного I-слоя распределены $N_i \gg 1$ примесей макроскопически однородно с плотностью $n = N_i/V_i$ ($c = n\alpha^{-3}$ – их безразмерная концентрация). В таком слабо неупорядоченном ($c \ll 1$) I-слое достаточно большой площади всегда имеются маловероятные флуктуации пространственного расположения примесей в виде уединенных слабоизвилистых квазиэквидистантных цепочек из $m = 1, 2, 3, \ldots$ примесей, соединяющих противоположные берега контакта. В пространственно узких трубках вдоль этих цепочек сосредоточены квантовые резонансно-перколяционные траектории (КРПТ) электронов [11], с которыми ассоциированы узкие энергетические зоны резонансной туннельной прозрачности (туннельные резонансы), энергетические ширины которых $\gamma_m \ll \varepsilon_0, \mu$, а коэффициенты упругого прохождения электронов вдоль этих цепочек $D_m \lesssim 1$, в отличие от экспоненциально малых коэффициентов прохождения вдоль других путей.

Такие уединенные квазипериодические цепочки примесей являются своеобразными случайными узкозонными квантовыми закоротками в слабо неупорядоченном I-слое, и, хотя вероятности их образования весьма малы, именно они в достаточно широких интервалах малых концентраций примесей определяют характер упругого низкотемпературного электронного транспорта в грязных MIM-контактах (M = N, S), краткий обзор соответствующих работ приведен в [8]. Для электронов проводимости в N-береге контакта предполагается изотропный квадратичный закон дисперсии $\varepsilon(\mathbf{p}) = \mathbf{p}^2/2m_e$, а S-берег контакта описывается моделью БКШ (Бардина–Купера–Шриффера).

Отметим два существенных аспекта рассматриваемой здесь модели случайных квантовых закороток в слабо неупорядоченном I-слое [11, 12].

1. “Идеальная” m-примесная квантовая закоротка, имеющая наибольшую (при фиксированном значении m) энергетическую ширину ассоциированного с ней туннельного резонанса, представляет собой кратчайшую, строго периодическую цепочку из m примесей, соединяющую противоположные берега контакта. Однако очевидно, что вероятности реализации (статистические веса) таких идеальных квантовых закороток в слабо неупорядоченном I-слое равны нулю. Как это количественно показано в [11, 12], вероятности реализации “реальных” квантовых закороток определяются совместным выполнением трех, упомянутых выше условий: квазиэквидистантности, слабой извилистости и уединенности цепочек примесей, соединяющих берега контакта. На качественном уровне смысл этих условий состоит в следующем. Условия квазиэквидистантности и слабой извилистости цепочек задают необходимую малость всех возможных вариаций положений примесей в реальной закоротке от их положений в идеальной, что, с одной стороны, сохраняет резонансные свойства квантовых закороток, а с другой – обеспечивает им ненулевой статистический вес. Условие уединенности обеспечивает отсутствие вблизи квантовой закоротки “посторонних” – не принадлежащих этой закоротке примесей, которые в противном случае, за счет “туннельного взаимодействия” с ближайшими примесями квантовой закоротки “разрушают” туннельный резонанс вдоль этой закоротки.

2. При $T = 0$ масштаб мезоскопических флуктуаций резонансного туннельного кондактанса G_n грязного контакта в нормальном состоянии определяется следующим соотношением [12]:

$$\delta \equiv \frac{\left\langle (G_n - \langle G_n \rangle)^2 \right\rangle^{1/2}}{\langle G_n \rangle} = \\ = \alpha^{-1}(cS)^{-1/2} \exp\left[\frac{c\pi(\alpha L)^3}{2}\right], \quad (2)$$

здесь $\langle \ldots \rangle$ – символ усреднения по ансамблю случайных примесных конфигураций $\Gamma_N = \{\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \ldots, \mathbf{r}_N\}$, где $\mathbf{r}_i$ $(i = 1, 2, \ldots, N)$ – случайные координаты примесей в I-слое.

Из требования $\delta \ll 1$ следует, что эти мезоскопические флуктуации "подавляются" при площади контакта S, удовлетворяющей соотношению:

$$\sqrt{S} \gg \alpha^{-1} c^{-1/2} \exp\left[\frac{c\pi(\alpha L)^3}{2}\right]. \quad (3)$$

При выполнении (3), что и предполагается ниже, происходит реальное самоусреднение резонансного туннельного кондактанса G_n, и следовательно, описание грязного туннельного контакта с квантовыми закоротками в I-слое на основе лишь среднего значения $G_n = \langle G_n \rangle$ является вполне адекватным.

3. Основные соотношения. Одночастичный ток, проходящий в грязном SIN-контакте через уединенную m-примесную квантовую закоротку с "шагом" u (безразмерное – в единицах α^{-1} – среднее расстояние между соседними примесями в квантовой закоротке), представим в виде, аналогичном [13]:

$$i^{(m)}(V, T, u) = \frac{4e}{\pi\hbar} \sum_{\mathbf{p},\mathbf{q}} |T^{(m)}_{\mathbf{p},\mathbf{q}}(u)|^2 \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Im} G^R_N(\varepsilon + eV, \mathbf{p}) \operatorname{Im} G^R_S(\varepsilon, \mathbf{q}) \times \\ \times [n_F(\varepsilon, T) - n_F(\varepsilon + eV, T)]\, d\varepsilon, \quad (4)$$

где:

$$\operatorname{Im} G^R_N(\varepsilon + eV, \mathbf{p}) \equiv \operatorname{Im} G^R_N(\varepsilon + eV, \xi_{\mathbf{p}}) = \\ = -\pi\delta(\varepsilon + eV - \xi_{\mathbf{p}}), \quad (5)$$

$$\operatorname{Im} G^R_S(\varepsilon, \mathbf{q}) \equiv \operatorname{Im} G^R_S(\varepsilon, \xi_{\mathbf{q}}) = \\ = -\pi(\varepsilon + \xi_{\mathbf{q}})\delta(\varepsilon^2 - \xi^2_{\mathbf{q}} - \Delta^2)\operatorname{sign}(\varepsilon), \quad (6)$$

– мнимые части запаздывающих одночастичных функций Грина в N и S берегах контакта соответственно,

$$\xi_{\mathbf{p}} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_e} - \mu, \qquad \operatorname{sign}(x) = \begin{cases} -1, & x < 0, \\ +1, & x > 0. \end{cases}$$

$$n_F(\varepsilon, T) = \left(e^{\varepsilon/T} + 1\right)^{-1} \quad (7)$$

– фермиевская функция распределения, $T^{(m)}_{\mathbf{p},\mathbf{q}}(u)$ – матричные элементы туннельного гамильтониана "виртуального" SIN-контакта с одной рассматриваемой квантовой закороткой:

$$\hat{H}^{(m)}(u) = \sum_{\mathbf{p},\mathbf{q},\sigma} T^{(m)}_{\mathbf{p},\mathbf{q}}(u)\hat{a}^+_{\mathbf{p},\sigma}\hat{b}_{\mathbf{q},\sigma} + \text{h. c.}, \quad (8)$$

описывающего гибридизацию электронных состояний в различных берегах контакта, посредством туннелирования электронов через рассматриваемую квантовую закоротку, $\hat{a}_{\mathbf{p},\sigma}$, $\hat{b}_{\mathbf{q},\sigma}$ – операторы уничтожения электронов в N и S берегах контакта, σ – проекция спина электрона.

Переходя в (4) от сумм по $\mathbf{p}$, $\mathbf{q}$ к интегралам по $\xi_{\mathbf{p}}$, $\xi_{\mathbf{q}}$ и вычисляя эти интегралы, получаем:

$$i^{(m)}(V, T, u) = \frac{4\pi e}{\hbar} \nu_1(0)\nu_2(0) \times \\ \times \int_{|\varepsilon|>\Delta} |T^{(m)}(\varepsilon, u)|^2 \frac{|\varepsilon|}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}} \times \\ \times [n_F(\varepsilon, T) - n_F(\varepsilon + eV, T)]\, d\varepsilon, \quad (9)$$

где: $\nu_1(0)$, $\nu_2(0)$ – одночастичные плотности электронных состояний на уровне Ферми в берегах контакта, находящегося в нормальном состоянии,

$$\left|T^{(m)}(\varepsilon, u)\right|^2 \equiv \left|T^{(m)}(\varepsilon, \varepsilon; u)\right|^2 \sim D^{\text{res}}_m(\varepsilon, u) \quad (10)$$

– усредненный по направлениям импульсов $\mathbf{p}$, $\mathbf{q}$ (и поэтому зависящий только от сохраняющейся при упругом туннелировании полной энергии ε туннелирующей квазичастицы) квадрат диагонального по ε матричного элемента туннельного гамильтониана (8), пропорциональный усредненному подобным же образом коэффициенту упругого прохождения квантовой закоротки для этих квазичастиц, полученному в [12]:

$$D^{\text{res}}_m(\varepsilon, u) \sim \exp\left[-\frac{\varepsilon^2}{\gamma^2_m(u)}\right], \quad (11)$$

где

$$\gamma_m(u) = 4\,(U_0 - \varepsilon_0)\, u^{-1} e^{-u} \quad (12)$$

– энергетическая ширина туннельного резонанса, ассоциированного с квантовой закороткой.

Таким образом, с учетом (11) формулу (10) перепишем в виде равенства

$$\left|T^{(m)}(\varepsilon, u)\right|^2 = \left|T^{(m)}_0\right|^2 \exp\left[-\frac{\varepsilon^2}{\gamma^2_m(u)}\right], \quad (13)$$

где неизвестный параметр $\left|T^{(m)}_0\right|^2$ в соответствии с методом туннельного гамильтониана выражается ниже через линейный ($|eV| \ll \gamma_m(u)$) туннельный кондактанс квантовой закоротки в нормальном состоянии контакта при $T = 0$. Для получения этой связи в формуле (4) сделаем замену: $\operatorname{Im} G_S^R(\varepsilon, \mathbf{q}) \to \operatorname{Im} G_N^R(\varepsilon, \mathbf{q})$ и вычислим ток через квантовую закоротку, после чего находим искомую связь:

$$\left|T_0^{(m)}\right|^2 = \frac{\hbar}{4\pi e^2 \nu_1(0)\nu_2(0)} g_m(T=0), \tag{14}$$

где [8]:

$$g_m(T=0) = \frac{(U_0 - \varepsilon_0)\varepsilon_0}{2\pi^4 U_0^2} \left(\frac{e^2}{2\pi\hbar}\right) \tag{15}$$

– линейный кондактанс квантовой закоротки в нормальном состоянии контакта при $T = 0$.

Вычисляя интеграл (9) с учетом соотношений (13), (14), получаем формулу для одночастичного тока через квантовую закоротку в SIN-контакте при $0 \leqslant T \ll \Delta_0, \gamma_m(u)$ и $0 \leqslant |eV| < \Delta_0, \gamma_m(u)$ в следующем виде:

$$\begin{gathered} i^{(m)}(V,T,u) = \\ = \left[\frac{g_m(T=0)}{e}\sqrt{2\pi\Delta_0 T} e^{-\Delta_0/T} \operatorname{sh}\left(\frac{eV}{T}\right)\right] \times \\ \times \varphi_m(u, \Delta_0, T), \end{gathered} \tag{16}$$

где

$$\varphi_m(u, \Delta_0, T) = \exp\left[-\frac{\Delta_0^2}{\gamma_m^2(u)}\left(1 + \frac{T}{\Delta_0}\right)\right]. \tag{17}$$

Из формулы (17) следует, что $0 < \varphi_m(u, \Delta_0, T) < 1$. Для широкозонных ($\gamma_m^2(u)/\Delta_0^2 \gg 1$) квантовых закороток значение мультипликатора $\varphi_m(u, \Delta_0, T)$ близко к единице, а для узкозонных ($\gamma_m^2(u)/\Delta_0^2 \sim 1$) – значительно меньше единицы.

Суммируя теперь токи (16) по всем уединенным “параллельно” включенным случайным квантовым закороткам с различными значениями m и u (с учетом вероятностей их реализации), и, учитывая вклад в ток “чистого” (без примесей в I-слое) контакта, получаем следующее представление для одночастичного низкотемпературного тока в грязном SIN-контакте:

$$\begin{gathered} J(V,T) = \\ = \left[\frac{G_n}{e}\sqrt{2\pi\Delta_0 T}\, e^{-\Delta_0/T} \operatorname{sh}\left(\frac{eV}{T}\right)\right] \Phi(\Delta_0, T, c, \mathcal{L}), \end{gathered} \tag{18}$$

где: G_n – линейный кондактанс грязного SIN-контакта в нормальном состоянии при $T = 0$, $\mathcal{L} = \alpha L$ – безразмерная толщина I-слоя, выражение в квадратных скобках совпадает с формулой (1),

$$\Phi(\Delta_0, T, c, \mathcal{L}) = \frac{g_0 + \operatorname{Sp}\langle\hat{g}\hat{\varphi}\rangle}{g_0 + \operatorname{Sp}\langle\hat{g}\rangle} \tag{19}$$

– мультипликатор, учитывающий отличие вольтамперной характеристики (ВАХ) (18) от ВАХ (1) существующей теории, $g_0 = G_{0n}/S$,

$$G_{0n} = S\alpha^2 \frac{8(U_0 - \mu)\mu}{\pi U_0^2 \mathcal{L}} e^{-2\mathcal{L}} \left(\frac{e^2}{2\pi\hbar}\right) \tag{20}$$

– туннельный кондактанс чистого контакта в нормальном состоянии при $T = 0$ [9],

$$\operatorname{Sp}\langle\hat{g}\rangle = \sum_m \int_{\mathcal{L}/m}^{\infty} p_m(u,c)\, g_m(T=0)\, du, \tag{21}$$

$$\operatorname{Sp}\langle\hat{g}\hat{\varphi}\rangle = \sum_m \int_{\mathcal{L}/m}^{\infty} p_m(u,c) g_m(T=0) \varphi_m(u, \Delta_0, T)\, du, \tag{22}$$

$$p_m(u,c) = \alpha^2 c^m e^{-cm\pi u^3} [u^2\theta^2(m,u)]^{m-1} \tag{23}$$

– вероятность (на единицу площади контакта) образования уединенной m-примесной квантовой закоротки с шагом u, $\theta(m,u) \ll 1$ – угол, характеризующий извилистость квантовой закоротки, $\theta^2(m,u) = 2(mu/\mathcal{L} - 1)$ [11, 12].

Заметим, что, поскольку из-за экспоненциально быстрого убывания вероятности $p_m(u,c)$ (23) при увеличении аргумента u, главный вклад в интегралы (21), (22) накапливается вблизи нижнего предела $u_{\min} = \mathcal{L}/m$, то верхний предел в этих интегралах формально можно положить равным $u_{\max} = \infty$.

Учитывая, что в соответствии с формулой (17) все “парциальные” мультипликаторы $0 < \varphi_m < 1$, из формул (19), (21), (22) следует, что и мультипликатор (19)

$$0 < \Phi(\Delta_0, T, c, \mathcal{L}) < 1. \tag{24}$$

В тех случаях, когда наиболее вероятными являются узкозонные квантовые закоротки ($\gamma_m^2(u)/\Delta_0^2 \sim 1$), значение мультипликатора Φ оказывается существенно меньше единицы, что приводит к значительному недостатку тока на ВАХ (18) по сравнению с рассчитанным для этого же контакта током на ВАХ (1) существующей теории.

4. Обсуждение результата. Численные расчеты, проведенные для характерных значений $U_0 = 10$ эВ, $\mu = \varepsilon_0 = 6$ эВ, $\Delta_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ эВ, $\mathcal{L} = \alpha L = 9$, показали, что, например, в интервале концентраций примеси $10^{-6} < c < 10^{-4}$ наиболее вероятными являются однопримесные ($m = 1$) квантовые закоротки, имеющие достаточно малую ширину туннельного резонанса $\gamma_1 = 2.2 \cdot 10^{-4}$ эВ, т.е. являющиеся узкозонными: $\gamma_1^2/\Delta_0^2 = 1.21$. Именно они, в этом интервале концентраций примеси, определяют величину мультипликатора Φ (19), численное значение которого, например, при $c = 10^{-5}$ и $T = 0.2\Delta_0$ оказывается равным $\Phi = 0.4$.

На рисунке 1 для перечисленных выше значений параметров грязного SIN-контакта в качестве примера приведены в безразмерном виде графики $i(v, \tau = 0.2)$ двух вольт-амперных характеристик (1) и (18), где:

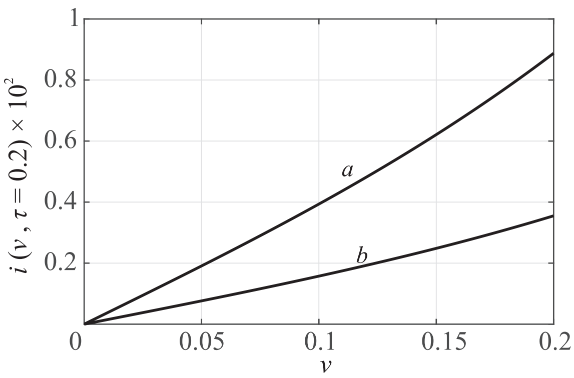

Рис. 1. Безразмерные ВАХ при $\tau = 0.2$, $\Phi = 0.4$. Кривая a соответствует формуле (1), кривая b – формуле (18)

$$i = \frac{Je}{G_n \Delta_0}, \quad v = \frac{eV}{\Delta_0}, \quad \tau = \frac{T}{\Delta_0}, \tag{25}$$

– безразмерные ток, напряжение и температура соответственно.

Как видно из рис. 1, присутствие наиболее вероятных случайных узкозонных квантовых закороток в слабо неупорядоченном I-слое грязного SIN-контакта приводит к весьма значительному отклонению одночастичной низкотемпературной ВАХ (18) такого контакта в сторону уменьшения тока (кривая b) от рассчитанной для этого же контакта ВАХ (1) в рамках существующей теории (кривая a). Это обстоятельство может служить экспериментальным тестом на наличие квантовых закороток в контакте.

Принципиальная схема такого эксперимента может выглядеть следующим образом. В SIN-контакте достаточно большой площади S (3), необходимой для подавления мезоскопических флуктуаций резонансного туннельного кондактанса грязного SIN-контакта, основываясь на формуле (18), проводятся косвенные измерения мультипликатора Φ по результатам прямых независимых измерений: одночастичного тока $J(V, T)$, туннельного кондактанса G_n, сверхпроводящей щели Δ_0, температуры T и напряжения V. При этом, измерения должны проводиться в области применимости формул (1) и (18) ($0 \leqslant T \ll \ll \Delta_0$, $0 \leqslant |eV| < \Delta_0$) в той области температур, где одночастичный ток много больше андреевского (двухчастичного) тока. Если полученные значения Φ оказываются заметно или даже значительно меньше единицы, то это может свидетельствовать о присутствии случайных квантовых закороток в I-слое.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 19-32-90074.

1. F. Giazotto, T. T. Heikkilä, A. Luukanen, A. M. Savin, and J. P. Pekola, Rev. Mod. Phys. **78**, 217 (2006).
2. A. V. Feshchenko, L. Casparis, I. M. Khaymovich, D. Maradan, O.-P. Saira, M. Palma, M. Meschke, J. P. Pekola, and D. M. Zumbühl, Phys. Rev. Appl. **4**, 03401 (2015).
3. H. Q. Nguyen, M. Meschke, H. Courtois, and J. P. Pekola, Phys. Rev. Appl. **2**, 054001 (2014).
4. M. Tarasov, V. Edelman, A. Ermakov, S. Mahashabde, and L. S. Kuzmin, IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. **5**(1), 44 (2015).
5. А. В. Селиверстов, М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, ЖЭТФ **151**, 752 (2017).
6. D. Golubev and I. Kuzmin, J. Appl. Phys. **89**, 6484 (2001).
7. F. W. J. Hekking and Yu. V. Nazarov, Phys. Rev. B **49**, 6487 (1994).
8. В. Я. Кирпиченков, Н. В. Кирпиченкова, О. И. Лозин, А. А. Постников, Письма в ЖЭТФ **104**, 530 (2016).
9. В. Я. Кирпиченков, Н. В. Кирпиченкова, О. И. Лозин, А. А. Пухлова, Письма в ЖЭТФ **105**, 577 (2017).
10. И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, Наука, М. (1982).
11. И. М. Лифшиц, В. Я. Кирпиченков, ЖЭТФ **77**, 989 (1979).
12. В. Я. Кирпиченков, ЖЭТФ **116**, 1048 (1999).
13. Л. С. Левитов, А. В. Шитов, *Функции Грина. Задачи с решениями*, Физматлит, М. (2002).