

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

А.В.Зайцев¹⁾

Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 марта 1995 г.

Рассмотрены интерференционные эффекты, возникающие при прохождении квазичастичного тока через мезоскопические "гибридные" системы, в которых нормальный проводник (N) контактирует с S (сверхпроводящими) и N областями – берегами. Показано, что в таких системах (несмотря на отсутствие тока через один или оба S -берега) проявляется джозефсоновский эффект, который становится стационарным при токах (напряжениях), превышающих некоторое пороговое значение, и проанализированы нетривиальные особенности на вольт-амперной характеристике, обусловленные интерференционными явлениями.

В последнее время большой интерес вызывает экспериментальное и теоретическое изучение интерференционных транспортных явлений в мезоскопических сверхпроводниковых системах, в которых нормальный проводник (N) различной топологии контактирует с двумя и более S (сверхпроводящими) и N электродами (берегами) [1–6]. Интерес к таким системам связан с проявлением волновой природы квазичастиц в наблюдаемых осцилляционных зависимостях контактанса систем от разности фаз между сверхпроводниками. Другая причина интереса обусловлена многообразием интерференционных явлений в сложных S/N системах. Под сложными мы понимаем системы, которые имеют несколько различных каналов протекания тока. Их различие проявляется в частности в том, что по s ("сверхпроводящим")-каналам N -проводника, соединяющим S -берега, ток может протекать и в отсутствие напряжения на его концах, по n ("нормальным")-каналам, соединяющим S - и N -, либо только N -берега, прохождение тока возможно только при подаче напряжения. Свойства сложных S/N -систем, как и функциональная связь тока и напряжения с разностью фаз между сверхпроводниками φ , существенно зависят от того по какому из каналов пропускается ток (и от того, сколько каналов "задействовано"). В настоящей работе изучаются интерференционные явления, возникающие в сложных S/N -системах (рис.1) при прохождении тока по n -каналу²⁾. Для таких систем будут получены соотношения, связывающие ток и напряжение с разностью фаз. Отметим, что проблема нахождения этих соотношений напоминает аналогичную для слабых связей (в частности $S-N-S$ -структур), хотя смысл входящих в искомые соотношения величин, как и связь напряжения на системе V с φ , отличается от традиционного. Получена и исследована "резистивная модель" таких систем, которая может быть выведена для бесщелевых сверхпроводников, и проанализированы отличия от этой модели при малой прозрачности $S-N$ -границ для сверхпроводников с щелью. Показано, в частности, что, несмотря на отсутствие тока через один

¹⁾ e-mail: zaitsev@hitech.eplire.ru

²⁾ Для изучавшихся экспериментально в [2] "гибридных" систем с мезоскопическими N -кольцами, в которых рассматриваемые здесь явления усложняются вследствие эффекта Ааронова–Бома, результаты будут изложены в отдельной работе

из сверхпроводников (а, б) или оба сверхпроводника (с), в системах возникают джозефсоновские явления, которые становятся нестационарными при превышении током или напряжением некоторых пороговых значений.

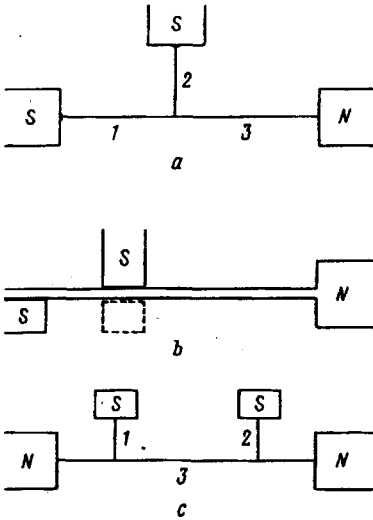


Рис. 1

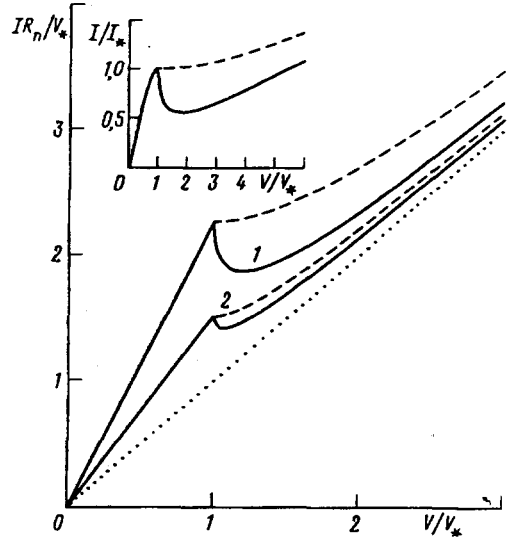


Рис. 2

Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемых структур: а и с - квазиодномерный N-проводник, соединяющий S- и N-берега; б - система из двух туннельных переходов, образованных между S-берегами и тонкой N-пленкой; толстые линии на S - N-границах означают туннельный барьер

Рис. 2. Вольт-амперные характеристики систем Рис. 1а - с, следующие из "резистивной модели". Сплошные линии соответствуют зависимостям $I(V)$ в режиме с заданным напряжением, штриховые линии - зависимостям $I(V)$ в режиме с заданным током. Различные кривые соответствуют значениям $R/R_n = 2, 25$ (1); $1, 5$ (2); точкам соответствует омическая зависимость $I = V/R_n$. На вставке представлены зависимости, реализующиеся в системах а и б при наличии туннельных барьеров на S-N границах, найденные для случая $G_{11} = G_{12} = 0, 2G_{22}$ при $T = 0$

При анализе интерференционных явлений, так же как и в [5, 6], будем использовать подход, который основывается на системе уравнений для квазиклассических функций Грина [7-9]. Последняя записывается в компактном виде с помощью суперматрицы \tilde{g} , состоящей из запаздывающей (\tilde{g}^R), опережающей (\tilde{g}^A) и функции Грина Келдыша (\tilde{g}) [8, 9]. Будем рассматривать грязный случай (длина свободного пробега $l \ll \sqrt{D/T_c} = \xi_N(T_c)$, где D -коэффициент диффузии в N-проводнике, $\hbar = 1$), в котором уравнения могут быть получены [8] для усредненной по направлениям импульса гриновской функции \tilde{g}_{av} . В квазиодномерном N-проводнике, характерный размер сечения которого предполагается малым по сравнению с $\xi_N(T_c)$, функция \tilde{g}_{av} зависит от одной координаты $u (= x$ или $y)$ и удовлетворяет уравнению второго порядка по производной $\partial/\partial u \equiv \partial_u$ вида $\partial_u(\tilde{g} * \partial_u \tilde{g}) \equiv \partial_u(\tilde{J}) = \tilde{L}(\tilde{g})$ (далее индекс av опускаем), где оператор \tilde{L} приведен в [8, 9], а также условию нормировки $(\tilde{g} * \tilde{g})(t, t') = I \delta(t - t')$, где $\tilde{g} = \tilde{g}(u, t, t')$, * означает интегрирование по внутренней переменной [9]. Келдышевская компонента матрицы \tilde{J}_x определяет ток (ось x совпадает с его

направлением)

$$I = \frac{\pi}{2e\rho_N} (2\partial_x f_1 - Sp\hat{\tau}_z \hat{g}^R * \partial_x f_1 * \hat{\tau}_z \hat{g}^A)(t, t) + \frac{\pi}{2e\rho_N} (J_x^R * f - f * J_x^A)(t, t) \equiv I_n + I, \quad (1)$$

где $J_x^\alpha = Sp\hat{\tau}_z \hat{g}^\alpha * \partial_x \hat{g}^\alpha$ ($\alpha = R, A$), f, f_1 - функции распределения [8], ρ_N - сопротивление N -проводника на единицу длины. Уравнение для функции \hat{g} должно быть дополнено граничными условиями в точках (u_b), соответствующих S - N -контактам. С учетом наличия потенциальных барьеров на границах металлов условия шивки для квазиклассических гриновских функций были выведены в [10]. В рассматриваемом грязном пределе они приводятся к виду [11] (см. также [12,13])

$$(2R_b/\rho_N)\hat{J}_u(u_b) = \hat{g}(u_b) * \hat{g}_{eq} - \hat{g}_{eq} * \hat{g}(u_b) \quad (2)$$

где R_b - сопротивление барьера, \hat{g}_{eq} - равновесная гриновская функция, соответствующая S - или N -берегу, отвечающая своему значению потенциала. В точках ($x = x_0, y = 0$), в которых сходятся три ветви N -проводника следует учитывать соотношение [5]

$$\hat{J}_x(x_0 + 0) - \hat{J}_x(x_0 - 0) + \hat{J}_y(x_0) = 0 \quad (3)$$

одним из следствий которого является правило Кирхгофа для тока в этих точках.

Уравнение для функции \hat{g} совместно с соотношениями (1)-(3) описывают эффект близости и процессы рассеяния квазичастиц (обычного и "андреевского" типов) на S - N -границах с учетом неравновесности их функции распределения. Аналитические выражения для тока на основании этих уравнений легко получить в тех случаях, когда амплитуда конденсатной функции Грина \hat{f}^R в N -проводнике мала. Один из таких случаев реализуется при бесщелевой сверхпроводимости в S -берегах, когда скорость распаривания в S (γ_s), определяемая, например, парамагнитными примесями [14], велика, $\gamma_s \gg \Delta$. В частности фурье-компонента $\hat{f}_{\epsilon, \epsilon'}^R$ удовлетворяет при этом уравнению

$$D\partial_u^2 \hat{f}_{\epsilon, \epsilon'}^R - [-i(\epsilon + \epsilon') + 2\gamma] \hat{f}_{\epsilon, \epsilon'}^R = 0 \quad (4)$$

где γ скорость распаривания в N -проводнике. На данном этапе сосредоточимся на случае непосредственных S - N контактов (барьеры отсутствуют). Учтем, что в главном приближении по малому параметру $(\Delta/\gamma_s)^2$ ток через j -ый сегмент N -проводника может быть записан в виде суммы омической ($I_{nj} = G_j V_j$) и сверхпроводящей (I_s) компонент, отличной от нуля (и одинаковой) в первом и втором сегментах: $I = G_1 V_1 + I_s = G_3 V_3, G_2 V_2 + I_s = 0$, где $G_j = 1/R_j = 1/\rho_N d_j$, $V = V_1 + V_3$. Условие равновесности берегов означает, что разность потенциалов между сверхпроводниками $V_S = V_1 + V_2 = \partial_t \varphi / 2e$. Учтем далее, что в интересующей нас области напряжений ($V \sim V_*$; см. ниже) при нахождении тока I_s для бесщелевого случая отличием функции распределения f от равновесной можно пренебречь. Чтобы не усложнять формулы будем предполагать также, что $eV \ll \max\{\epsilon_{dj}, \gamma\}$, где $\epsilon_{dj} = D/d_j^2$. Тогда решение (4) приводит к результату, имеющему стандартный вид $I_s = J_c \sin \varphi$, где J_c - "критический ток" в s -канале (определяющий реальный критический ток при замкнутой сверхпроводящей цепи, соответствующий условию $I = 0$); для

системы, изображенной на рис.1а, находим

$$J_c = \frac{\pi T \Delta^2}{e \rho_N} \sum_{k=0}^{\infty} \sqrt{2(\omega_n + \gamma)/D} / (\omega_n + \gamma)^2 [\text{cth} \kappa_{n1} + \text{cth} \kappa_{n2} + \text{cth} \kappa_{n3}] \text{sh} \kappa_{n1} \text{sh} \kappa_{n2}. \quad (5)$$

Здесь $\omega_n = \pi T(2n + 1)$, $\kappa_{n1} = d_j \sqrt{2(\omega_n + \gamma)/D}$. Учитывая приведенные выше соотношения, получим следующую простую систему уравнений, описывающую интерференционные явления ³⁾:

$$I = \frac{G_1}{2e} \partial_t \varphi + I_* \sin \varphi, \quad V = \frac{G_1 R_n}{2e} \partial_t \varphi + V_* \sin \varphi \quad (6)$$

где $I_* = J_c(1 + G_1 R_2)$ и $V_* = I_* R$ – соответственно пороговые ток и напряжение, при превышении которых возникают джозефсоновские осцилляции и появляется напряжение между сверхпроводниками, $R_n = R_1 + R_3$ – сопротивление системы в нормальном состоянии. Эти уравнения можно назвать "резистивной моделью" рассматриваемой системы, используя сходство первого уравнения (6) с известной моделью слабых связей [15]. Отметим, что указанное сходство неполное, поскольку в соотношения (6) входят напряжение и разность фаз измеряемые между разными берегами, поэтому связь напряжения V с $\partial_t \varphi$ отличается от джозефсоновской (оставаясь таковой между V_S и $\partial_t \varphi$). Заметим, что пороговый ток, определяющий, в частности, амплитуду осцилляций $I(t)$ (при заданном V), превосходит J_c . При $I \leq I_*$ между сверхпроводниками возникает стационарная разность фаз, определяемая соотношением $\sin \varphi = I/I_*$, причем в этом режиме сопротивление системы $R = (R_n R_2 + R_1 R_3)/(R_1 + R_2)$ меньше R_n . Выше порога результат зависит от того, какая из величин (ток или напряжение) задана. В режиме с заданным постоянным током I , решая (6), находим осциллирующие временные зависимости напряжения на системе $V(t)$, а также напряжения между сверхпроводниками $V_S(t)$:

$$V(t) = IR + (R_n - R)V_S(t), \quad V_S(t) = \frac{R_1(I^2 - I_*^2)\theta(I - I_*)}{I - I_* \cos(\Omega_I t)}, \quad (7)$$

где частота осцилляций $\Omega_I = 2e\bar{V}_S = 2eR_1\sqrt{I^2 - I_*^2}\theta(I - I_*)$. Из (7) находим вольт-амперную характеристику (ВАХ), то есть зависимость среднего напряжения от тока

$$\bar{V} = RI + (R_n - R)\sqrt{I^2 - I_*^2}\theta(I - I_*) \quad (8)$$

Из (8), в частности, следует, что при $I > I_*$ сопротивление $R > R_n$.

В режиме с заданным постоянным напряжением V при $V > V_*$ осциллирующим будет ток:

$$I(t) = GV - (G - G_n)V_S(t), \quad V_S(t) = G_n R_1 \frac{(V^2 - V_*^2)\theta(V - V_*)}{V - V_* \cos(\Omega_V t)}, \quad (9)$$

где $\Omega_V = 2e\bar{V}_S = 2eG_n R_1 \sqrt{V^2 - V_*^2}\theta(V - V_*)$, $G_{(n)} = 1/R_{(n)}$. ВАХ при этом определяется выражением

$$\bar{I} = GV - (G - G_n)\sqrt{V^2 - V_*^2}\theta(V - V_*) \quad (10)$$

³⁾Учет барьеров с сопротивлением R_{bj} на $S-N$ -границах сводится к замене R_j на $\rho_n d_j + R_{bj}$ и изменению пороговых значений I_* и V_* .

откуда следует, что кондактанс системы $G(V) = d\bar{I}/dV$ при $V > V_*$ может быть отрицательным (рис.2).

Аналогичные результаты легко получить и для системы изображенной на рис.1с. В частности, остаются справедливыми функциональная связь вида (6) и соотношения (7)–(10), в которых следует лишь произвести замену G_1 на $G_3 = 1/\rho_N d_3$ (кондактанс сегмента, соединяющего точки разветвления N -проводника), сопротивление R в данном случае определяется выражением $R = R_n - R_3 + 1/[1/R_3 + 1/(R_1 + R_2)]$, а пороговые величины связаны с J_c соотношениями $I_* = [1 + (R_1 + R_2)G_3]J_c = V_*/R$. Конкретная зависимость этих величин от геометрических параметров структуры для нас сейчас несущественна. Отметим лишь, что как и в случае рис.1а, I_* и V_* экспоненциально убывают с ростом суммарной длины сегментов, соединяющих сверхпроводники (d_S), при $d_S > \xi_N(T)$. Обратим внимание, что для сопротивления системы при нулевом смещении фазовая когерентность сверхпроводников проявляется и может приводить к значительному уменьшению сопротивления по сравнению с R_n даже при больших длинах, $d_S \gg \xi_N(T)$ ("long-range proximity effect")⁴⁾. Разумеется, этот вывод справедлив и в случае сверхпроводников с щелью, для которых приведенные выше формулы, определяющие $R(V=0)$, как можно показать, совпадают с точным результатом при $T=0$.

"Резистивная модель" (6) справедлива (при малых напряжениях) для бесщелевых сверхпроводников. В случае сверхпроводников с щелью свойства системы могут быть проанализированы аналитически при наличии на $S-N$ -границах потенциальных барьеров, сопротивления которых R_{bj} , значительно превышают сопротивление N -проводника. При стационарной разности фаз между сверхпроводниками, используя результаты, полученные в [5], имеем следующие выражения, определяющие ток I_j через j -й барьер (из S - в N -проводник) для системы рис.1а

$$I_j = \int_0^{\infty} d\epsilon [F_{jj}(\epsilon) + F_{12}(\epsilon) \cos \varphi - (-1)^j F(\epsilon) \sin \varphi] = J_{jj} + J_{12} \cos \varphi - (-1)^j J \sin \varphi, \quad (11)$$

где в случае низких температур $T \ll \Delta$ и напряжений $eV \ll \Delta$, которыми мы здесь ограничимся

$$F_{ij}(\epsilon) = (1/4e)G_{bi}G_{bj}\rho_N [th(\beta\epsilon_+) - th(\beta\epsilon_-)] (Im f_{se}^R)^2 Re[\delta_{ij} th(k_\epsilon d_i)/k_\epsilon + q_{ij}(k_\epsilon)], \quad (12)$$

$$F(\epsilon) = (-1/2e)G_{b1}G_{b2}\rho_N (-1) Im\{th(\beta\epsilon) Re f_{se}^R + (i/2) Im(f_{se}^R)[th(\beta\epsilon_+) + th(\beta\epsilon_-)]\} f_{se}^R q_{ij}(k_\epsilon).$$

Здесь

$$k_\epsilon = \sqrt{2(-i\epsilon + \gamma)/D}, \quad q_{ij}(k) = 1/k [th(kd_1) + th(kd_2) + cth(kd_3)] ch(kd_i) ch(kd_j),$$

$\epsilon_\pm = \epsilon \pm eV$, f_{se}^R – гриновская функция сверхпроводника ($Im f_{se}^R = -1$ для $\epsilon \ll \Delta$), $\delta_{ii} = 1$, $\delta_{12} = 0$. Аналогом системы Рис.1а является планарная структура Рис.1б, в которой туннельные переходы образованы между S -берегами и тонкой (по сравнению с $\xi_N(T_c)$) N -пленкой. Нахождение функций F_{ij} для данной геометрии проводится аналогично тому, как это делалось в [6] при изучении кондактанса S/N квантового интерферометра. Приведем результат для важного

⁴⁾Разумеется для этого длины d_S не должны превосходить значений при которых становятся существенными флуктуации фазы; для тепловых флуктуаций это означает [15], что $eT \ll J_c(d_S) \sim J_c(0) \exp(-d_S/\xi_N)$.

частного случая, когда туннельные переходы, имеющие одинаковую ширину w , расположены друг над другом. При этом $F_{11} = r^2 F_{22} = r F_{12}$, где $r = R_{b1}/R_{b2}$, а F_{12} и F определяются аналогично (12) с функцией

$$q_{12}(k) = \{kw - \text{sh}(kw) + 2\text{sh}^2(kw/2)[1 + \exp(-2kL - kw)]\} / k^3 w^2 \quad (12a)$$

где L – расстояние от левого края туннельного перехода до края пленки, длину которой считаем большой по сравнению с L и $\xi_N = \sqrt{D/\gamma}$. Учитывая, как и ранее, что ток через один из барьеров (с сопротивлением R_{b1}) $I_1 = I$, а через другой (с сопротивлением R_{b2}) отсутствует, находим из (12) выражение для ВАХ и соотношение, определяющее зависимость $\varphi(V)$:

$$I(V) = J_{11}(V) + J_{22}(V) + 2J_{12}(V) \cos \varphi(V),$$

$$\cos \varphi = \left[J(J^2 + J_{12}^2 - J_{22}^2)^{1/2} + J_{22}J_{12} \right] / (J^2 + J_{22}^2). \quad (13)$$

Выражения (11)–(13) могут быть вычислены аналитически в ряде предельных случаев. В частности при нулевой температуре для системы Рис.1а при $d_3 \gg d_1 = d_2 \equiv d \gg \xi_N(T_c)$ имеем

$$J_{ij}(V) = J_1 r^{i+j-2} (-1)^i \text{Im} \{ 2\delta_{ij} \ln \text{ch} \kappa(V) + \ln [1 + 2\text{th} \kappa(V)] \},$$

$$J(V) = J_1 r \text{Re} \ln \left[\frac{3}{1 + 2\text{th} \kappa(V)} \right], \quad (14a)$$

где $J_1 = G_{b1}^2 \rho_N D / 4ed$, $\kappa(V) = (k_e d)(\epsilon = eV)$. Для системы Рис.1б при большой ширине переходов $w \gg \xi_N$ получим (полагая $\gamma \ll \Delta$)

$$J_{ij}(V) = J_1 r^{i+j-2} \text{arctg}(eV/\gamma), \quad J(V) = J_1 r \ln(\Delta / \sqrt{(eV)^2 + (\gamma)^2}). \quad (14b)$$

Здесь $J_1 = G_{b1}^2 \rho_N D / 4ew$. На рис.3 показаны ВАХ, соответствующие стационарному режиму (напряжения $V \leq V_*$), вычисленные на основании (13), (14) при различных значениях $r = R_{b1}/R_{b2}$. Таким образом, в отличие от "резистивной модели" в стационарном режиме зависимость $I(V)$ нелинейна, причем пороговый ток вообще говоря не соответствует пороговому напряжению ($I_* \geq I(V_*)$ и $\varphi(V_*) \neq \pi/2$), а возникновение отрицательного сопротивления возможно уже при $V \leq V_*$.

Уравнения, описывающие нестационарный режим в системах Рис.1а и б с туннельными барьерами (подробный анализ которого будет изложен в отдельной работе) имеют особенно простой вид в случае, когда пороговое напряжение мало: $eV_* \ll \epsilon_{\text{ф}}, \gamma$. Тогда при напряжениях $V \sim V_*$ имеем

$$I = V(G_{11} + G_{12} \cos \varphi) + J_c \sin \varphi, \quad (V - \partial_t \varphi / 2e)(G_{22} + G_{12} \cos \varphi) = J_c \sin \varphi, \quad (15)$$

где $G_{ij} = \partial_V J_{ij}(V=0)$, $J_c \equiv J(V=0)$. Отметим, что для системы рис.1б с перекрывающимися туннельными $S-N$ -переходами (при $eV, T \ll \Delta$) $G_{ij} = G_{11} r^{i+j-2}$. Уравнения (15), (11) отличаются от (6) наличием слагаемых $\cos \varphi$, которые становятся существенными, если кондактанс $G_{12} \sim \min\{G_{ii}\}$. В частности, если $G_{12} > G_{22}$ пороговое напряжение в диапазоне $eV \ll \epsilon_{\text{ф}}, \gamma$ отсутствует и реализуется стационарное решение, определяемое выражениями (13), (15). В случае $G_{12} < G_{22}$ в указанном интервале происходит переход к джозефсоновским осцилляциям, при этом функциональная связь тока с фазой

$$I = (\partial_t \varphi / 2e)(G_{11} + G_{12} \cos \varphi) + J_c \sin \varphi [2 + (G_{11} - G_{22}) / (G_{22} + G_{12} \cos \varphi)]$$

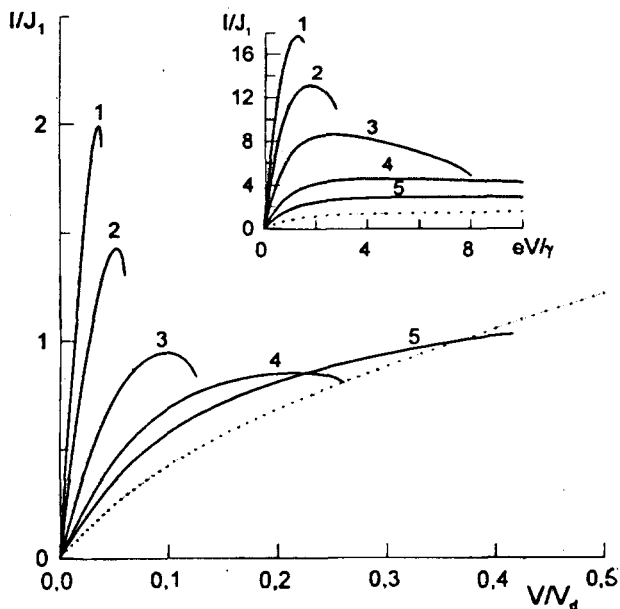


Рис.3. Вольт-амперные характеристики, реализующиеся при напряжениях $V \leq V_*$ в системах, изображенных на рис.1а с туннельными барьерами на $S-N$ -границах. Зависимости вычислены при $T = 0$ для различных $\tau = R_{b1}/R_{b2} = 3$, (1); 2(2); 1(3); 0,5(4); 0,3(5); $V_d = D/ed^2$. На вставке изображены подобные зависимости, реализующиеся в системах типа изображенной на рис.1б, найденные для случая широких перекрывающихся туннельных переходов, при $T = 0$, $\Delta/\gamma = 100$; различные кривые соответствуют значениям $\tau = 4(1)$; 3(2); 2(3); 1(4); 0,5(5). Точками показаны зависимости, соответствующие случаю $\tau = 0$ ($R_{b2} \rightarrow \infty$), когда интерференционные эффекты отсутствуют

даже при "больших" токах ($I \gg I_*$, когда $\varphi \approx 2eVt$) содержит богатый спектр гармоник (если $G_{22} \neq G_{11}$). Для примера на вставке рис.2 представлены полученные на основании (15) ВАХ, соответствующие случаю $\tau \gg 1$.

Интересным вопросом является реакция рассматриваемых систем на осциллирующее напряжение $V(t) = \bar{V} + V_m \sin(\omega t)$. Подробный анализ этого вопроса будет опубликован в отдельной работе. Здесь же только отметим, что (при $\bar{V} > V_*$) наличие переменного напряжения будет приводить к увеличению контактанса систем на некоторых участках ВАХ и фиксации среднего напряжения между S -берегами равным (кратным при большой амплитуде V_m) $\omega/2e$.

Работа поддерживалась Фондом фундаментальных исследований России (грант 94-02-03518), Международным научным фондом (грант MRC000) и частично проектом INTAS (грант 94-3862).

1. *Mesoscopic Superconductivity*, Proc. of the NATO Advanced Research Workshop (Karlsruhe, Germany, 1994), Eds. F.W.J. Hekking, G. Schön, and D.V. Averin. *Physica B* **203**, Nos.3&4 (1994).
2. T.Petrashov, V.N.Antonov, P.Desling, and R.Claeson, *Phys. Rev.Lett.* **70**, 347 (1993).
3. H.Nakana and H.Takayanashi, *Phys. Rev.* **B47**, 7986 (1993).
4. W.F.J.Hekking and Yu.N.Nazarov, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1625 (1993).
5. A.V.Zaitsev, *Phys. Lett.* **A194**, 315 (1994); in [1], p.267.
6. A.F.Volkov and A.V.Zaitsev, Submitted to *Phys. Rev.*
7. Г.М.Элиашберг, *ЖЭТФ* **61**, 1254 (1971).
8. А.И.Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **73**, 299 (1977).
9. A.I.Larkin and Yu.N.Ovchinnikov, In *Nonequilibrium Superconductivity*, Eds. D.N.Langenberg and A.I. Larkin (Elsevier, Amsterdam 1986), p.493.
10. А.В.Зайцев, *ЖЭТФ* **86**, 1742 (1984).
11. М.Ю.Куприянов, В. Ф.Лукичев, *ЖЭТФ* **78**, 139 (1988).
12. А.В.Зайцев, *ЖЭТФ* **51**, 35 (1990).
13. A.F.Volkov, A.V.Zaitsev, and T.M.Klapwijk, *Physica C* **210**, 21 (1993).
14. А.А.Абрикосов, *Основы теории металлов*, М.: Наука, 1987.
15. К.К.Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов*. М.: Наука, 1985.