

АБСОЛЮТНОЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ТУННЕЛЬНОГО КОНТАКТА МЕЖДУ СВЕРХПРОВОДНИКАМИ С НЕРАВНОВЕСНОЙ ФУНКЦИЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КВАЗИЧАСТИЦ

М.Е.Гершензон, М.И.Фалей

Экспериментально обнаружено, что сопротивление туннельного контакта между сверхпроводниками при создании избыточных квазичастиц в электроде с большим значением энергетической щели Δ_1 становится отрицательным в диапазоне напряжений смещения $|V| \lesssim (\Delta_1 - \Delta_2)/e$ (Δ_1 и Δ_2 – значения энергетической щели в сверхпроводящих электродах).

Неравновесность функции распределения квазичастиц в сверхпроводящих электродах, образующих туннельный контакт (ТК), существенно сказывается на форме вольт-амперной характеристики (ВАХ) такого контакта¹. Ароновым и Спиваком² было предсказано, что создание избыточной населенности квазичастиц в электроде с большим значением энергетической щели Δ_1 может привести к тому, что сопротивление такого ТК при малых напряжениях смещения $|V| \lesssim (\Delta_1 - \Delta_2)/e$ станет отрицательным. В настоящей работе сообщается об экспериментальном обнаружении этого эффекта.

В качестве образцов использовались туннельные контакты между пленками алюминия, полученными термическим напылением и окисленными в течение ~ 1 мин на воздухе. Неравновесная населенность квазичастиц в электроде с большим значением Δ создавалась за счет токовой инжекции из дополнительного ТК — такая постановка эксперимента по наблюдению неустойчивости в ТК была предложена в работе³. Площадь детектирующего контакта (ДТК) определялась размером "окна" в слое SiO_2 толщиной 30 Å, разделяющем первый и второй электроды (см. рис. 1), и составляла $\sim 0,3 \text{ мм}^2$; площадь инжектирующего контакта (ИТК) равнялась 1 мм^2 . Так как критическая температура T_c алюминиевых пленок зависит от степени их разупорядоченности, то подбор необходимых значений T_c и Δ проводился путем выбора толщины электродов туннельных контактов. В этой работе приводятся данные для системы туннельных контактов, образованных пленками толщиной $a_1 = 60 \text{ Å}$ ($T_c = 2,15 \text{ К}$) и $a_2 = a_3 = 100 \text{ Å}$ ($T_c = 2,0 \text{ К}$). При температуре выше критической значения сопротивления ДТК и ИТК равнялись, соответственно, 245 и 1 Ом. В эксперименте изучалось изменение формы вольт-амперных характеристик ДТК под действием тока, протекающего через ИТК. Для регистрации ВАХ использовалась схема задания напряжения, приведенная на рис. 1.

В отсутствие тока инжекции ВАХ детектирующего контакта во всем исследованном диапазоне температур $T \gtrsim 0,4 \text{ К}$ удовлетворительно описывается выражением, полученным на основе теории БКШ (см., например,⁴). Вольт-амперные характеристики ДТК показаны для ряда значений тока инжекции I_i в различных масштабах на рис. 1 и 2 ($T = 0,47 \text{ К}$). С ростом I_i форма ВАХ в области малых напряжений смещения меняется, и при достаточно больших значениях I_i появляется участок ВАХ, на котором ток через контакт течет против приложен-

ного напряжения. Этот участок соответствует абсолютному отрицательному сопротивлению (АОС) контакта. Величина интервала ΔV_d , где наблюдается АОС, при фиксированной температуре зависит от тока инжекции, достигая максимума при некотором значении I_i (см. рис. 2). При этом же значении I_i реализуется максимальное значение величины $|dI_d/dV_d|_{V_d=0}$, т. е. максимум модуля дифференциальной проводимости при $V_d = 0$. Форма ВАХ не меняется при изменении направления тока инжекции.

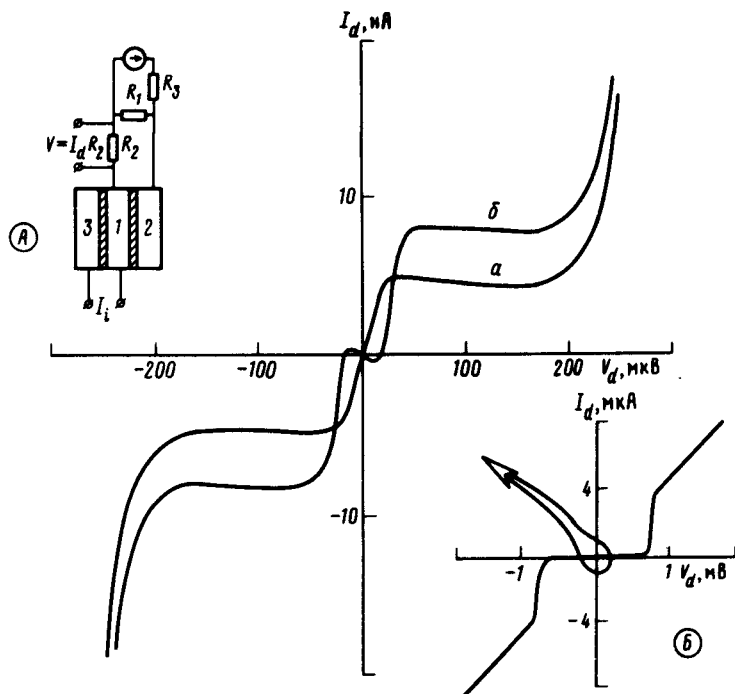


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики детектирующего перехода, полученные при $T = 0,47$ К в отсутствие тока инжекции (а) и при $I_i = 0,136$ мА (б). На вставке А приведена схема измерений; на вставке Б – ВАХ детектирующего перехода при больших значениях напряжения V_d

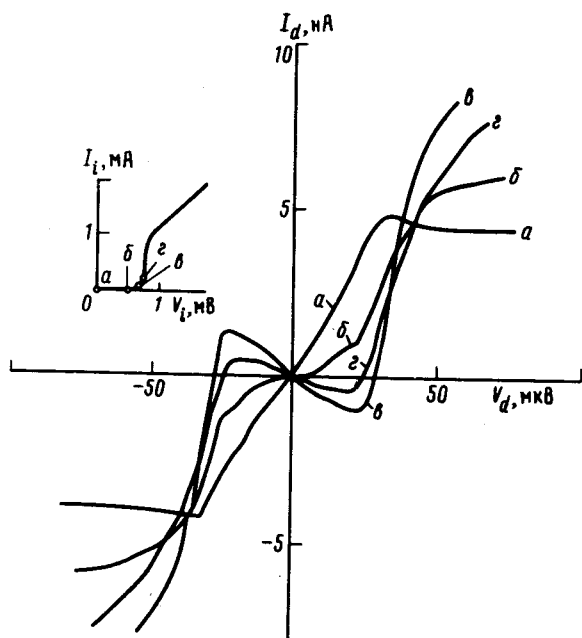


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики детектирующего перехода, полученные при $T = 0,47$ К: а – $I_i = 0$; б – $I_i = 0,03$ мА; в – $I_i = 0,136$ мА; г – $I_i = 0,227$ мА. На вставке приведена ВАХ инжектирующего контакта

Обсудим условия, необходимые для наблюдения эффекта АОС. В работе¹ рассматривалась генерация избыточных квазичастиц светом, т. е. "широкий" источник квазичастиц⁵ ($\delta\epsilon \gg$ где $\delta\epsilon$ – интервал энергий, в котором функция распределения оказывается существенно неравновесной). Если в результате релаксации неравновесных квазичастиц в сверхпроводнике с большей щелью устанавливается квазиравновесное распределение с температурой тер-

мостата T и химическим потенциалом ν , то условие возникновения АОС можно представить в виде ¹:

$$\exp\left(\frac{\nu}{k_B T}\right) - 1 > \frac{\Delta_1}{k_B T} \left[\frac{\Delta_1^2}{\Delta_2^2} - 1 \right], \quad (1)$$

где $\nu = k_B T \ln \left[1 + \frac{\delta N_1}{N_1} \right]$, N_1 – концентрация равновесных квазичастиц в электроде с большим значением Δ , δN_1 – избыточная концентрация инжектируемых в него квазичастиц. Если выполняется соотношение $\Delta_1 - \Delta_2 \ll \Delta_1$, то условие (1) можно записать в виде:

$$\delta N_1 > 2N_1 \ln \frac{N_2}{N_1}. \quad (2)$$

Эффект АОС, по-видимому, нечувствителен к конкретному виду неравновесной функции распределения. (В рассматриваемой экспериментальной ситуации реализуется случай "узкого" источника, при котором квазичастицы инжектируются в интервале энергий $\delta \epsilon \ll \Delta$ – см. вставку к рис. 2). Поэтому ниже при обсуждении эксперимента мы будем, в основном, оперировать концентрацией избыточных квазичастиц

$$\delta N_1 = I_i \tau_R / e S a_1. \quad (3)$$

Здесь S – площадь ИТК, τ_R – время жизни неравновесных квазичастиц в первом электроде. В области низких температур ($T/T_c \ll 1$) величина τ_R в квазиравновесном случае ($\delta N_1 \ll N_1$) экспоненциально зависит от температуры. Для реализующегося в эксперименте "грязного" случая ($q_T l \ll 1$, где l – длина свободного пробега электронов, q_T – волновой вектор теплового фонона) выражение для τ_R может быть представлено в виде ^{1) 6}:

$$\tau_R^{-1}(\Delta, T) = 4 \left(\frac{2\Delta}{\pi k_B T_c} \right)^{7/2} \left(\frac{T}{T_c} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \tau_e^{-1}(T_c), \quad (4)$$

где $\tau_e(T_c)$ – время энергетической релаксации квазичастиц на фононах в нормальном состоянии при $T = T_c$ ⁶:

$$\tau_e^{-1}(T) = \frac{\pi^4 \beta}{5} \frac{k_F l}{(k_F u_l)^3} \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^4 \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{u_l}{u_t} \right)^5 \right]. \quad (5)$$

Здесь β – параметр, равный для алюминия $\sim 0,7$ (подробнее см. ⁶), k_F – волновой вектор Ферми, u_l и u_t – скорости распространения продольных и поперечных фононов, соответственно. (Для первого электрода $T_c = 2,15$ К, $l = 17$ Å, $\tau_e(2,15$ К) $\simeq 5 \cdot 10^{-9}$ с). Заметим, что при расчете времени рекомбинации можно не учитывать эффекта "пленения" генерируемых неравновесных фононов с энергией $\hbar \omega \simeq 2\Delta_1$, так как толщина пленок мала по сравнению с длиной свободного пробега таких фононов. Из выражений (2) – (4) следует, что наблюдение эффекта АОС облегчается при понижении температуры, а также при уменьшении толщины общего электрода и изготовлении его из металла, характеризующегося большими значениями τ_e . Последним требованиям хорошо удовлетворяют использованные в настоящей работе ультратонкие пленки алюминия. Важно подчеркнуть, что концентрация неравновесных квазичастиц, необходимая для реализации АОС, пропорциональна величине $(\Delta_1/\Delta_2)^2 - 1$ ^{2, 3}. Именно поэтому в эксперименте разность $(\Delta_1 - \Delta_2)/e$ была выбрана достаточно малой (~ 25 мкВ). В эксперименте АОС наблюдается в области температур $T \lesssim 0,6$ К. Согласно расчетам по формулам (2) – (5) область наблюдения АОС при тех же значениях I_i должна быть шире – вплоть до $T \simeq 0,75$ К. Такое расхождение, по-видимому, связано с небольшими вариациями Δ_1 и Δ_2 в плоскости ДТК, проявляющимися в размытии особенностей ВАХ при $|V| = (\Delta_1 - \Delta_2)/e$.

¹⁾ Мы благодарны М.Ю.Рейзеру и А.В.Сергееву, обратившим наше внимание на то, что в приведенном в ⁶ выражении для $\tau_R^{-1}(\Delta, T)$ ошибочно пропущен множитель π^{-6} .

Увеличение концентрации неравновесных квазичастиц δN_1 должно приводить, во-первых, к уменьшению энергетической щели Δ_1 , и, во-вторых, к уменьшению времени рекомбинации τ_R . Оценки показывают, что при одновременном учете только этих двух факторов ограничения на величину I_i не возникает. Наблюдаемое в эксперименте исчезновение АОС при превышении током инжекции значения $I_i \simeq 0,3$ мА, по-видимому, связано с нагревом образца как целого джоулевым теплом, выделяющимся в ИТК. (При $T \simeq 0,5$ К тепловое сопротивление границы алюминиевая пленка — стеклянная подложка (жидкий ^3He) составляет $\sim 10^3$ см² · К/Вт, и перепад температур между образцом и термостатом при $I_i = 1$ мА может превышать $\sim 0,1$ К).

В заключение отметим, что системы из двух туннельных контактов сверхпроводников, имеющих один общий электрод, широко используются для изучения неравновесного состояния, создаваемого в общем электроде под действием токовой инжекции (см., например, ¹). Отличием подавляющего большинства предшествующих экспериментов от описанного выше является то, что в качестве общего электрода исследованных структур выбирался сверхпроводник с меньшим значением Δ — в этом случае неравновесные фононы с энергией $\hbar\omega \simeq 2\Delta$, рождаемые при рекомбинации неравновесных квазичастиц, не могут разрушать куперовские пары во втором электроде с большим значением Δ . При такой постановке эксперимента добиться существенного изменения формы ВАХ, не связанного с разогревом образца, оказывается гораздо сложнее. В связи с этим возникновение абсолютного отрицательного сопротивления представляется одним из наиболее ярких проявлений неравновесности в туннельных контактах сверхпроводников.

Авторы благодарны А.Г.Аронову и Б.З.Спиваку за полезные обсуждения, В.Н.Губанкову — за интерес к работе, Н.М.Марголину — за помощь в проведении эксперимента.

Литература

1. Gray K. In "Nonequilibrium superconductivity, phonons and Kapitza boundaries", Plenum Press, 1981, p. 131.
2. Аронов А.Г., Спивак Б.З. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, 218.
3. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 556.
4. Солимар Л. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. Мир: М., 1974.
5. Аронов А.Г., Спивак Б.З. ФНТ, 1978, 4, 1365.
6. Рейзер М.Ю., Сергеев А.В. ЖЭТФ, 1986, 90, 1056.