

НЕРАВНОВЕСНОЕ ЗАПОЛНЕНИЕ КВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ В СВЕРХПРОВОДНИКЕ ПОД ЛАЗЕРНЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ

И.К.Янсон, О.Л.Балкашин, А.Ю.Красногоров

Экспериментально показано, что неравновесная добавка к функции распределения квазичастиц, возникающая при воздействии лазерного излучения на сверхпроводник, локализована над щелью в интервале энергий порядка kT . "Эффект блокировки" состояний над щелью неравновесными квазичастицами приводит к уменьшению туннельного тока в узком интервале напряжений при $eV \gtrsim 2\Delta$.

Как известно, поглощение лазерного излучения в тонких сверхпроводящих пленках приводит к неравновесным распределениям квазичастиц и фононов по энергиям [1 — 3]. Обычно характеристики неравновесного сверхпроводника, измеряемые в опыте (энергетическая щель, сопротивление на постоянном токе или СВЧ [4, 5]) слабо зависят от конкретного вида неравновесной функции распределения квазичастиц и определяются, в основном, суммарным числом избыточных возбуждений [3, 6]. Паркером [6] было показано, что почти все экспериментальные зависимости одинаково хорошо объясняются различными модельными неравновесными функциями распределения при условии, что концентрация неравновесных возбуждений мала.

Тем не менее очевидно, что зависимость туннельного тока от напряжения на контакте, облучаемом лазером, должна отражать детальный вид неравновесной добавки к функции распределения квазичастиц. В настоящей работе предпринята попытка обнаружить влияние неравновесной добавки к функции распределения на вольт-амперные характеристики

ки сверхпроводящих туннельных контактов. В отличие от предыдущих работ [1, 7] измерения не были ограничены интервалом напряжений $eV \lesssim 2\Delta$ (в случае одинаковых сверхпроводников), а распространены в область больших напряжений $eV > 2\Delta$, где впервые наблюдался "эффект блокировки" состояний над щелью в облучаемом сверхпроводнике, обусловленный фотовозбужденными неравновесными квазичастицами.

Туннельные контакты РЬ – окисел – РЬ площадью $0,15 \text{ мкм}^2$ облучались He – Ne-лазером, работающим на длине волны $1,15 \text{ мкм}$. Излучение подавалось в криостат через световод и фокусировалось в виде пятна площадью $3,8 \text{ мкм}^2$, охватывающего 8 различных контактов. Толщина пленок составляла $1000 - 2000 \text{ \AA}$. В качестве подложки использовались кристаллический кварц или стекло. Образец находился в жидком гелии. Излучение лазера прерывалось с частотой 420 гц . Переменная составляющая напряжения на образце δV после усиления и синхронного детектирования записывалась в функции тока I через контакт. Семейство кривых $\delta V(I)$, полученных при различной мощности лазерного излучения (максимальная удельная мощность – 100 ват/см^2), приведено на рис. 1.

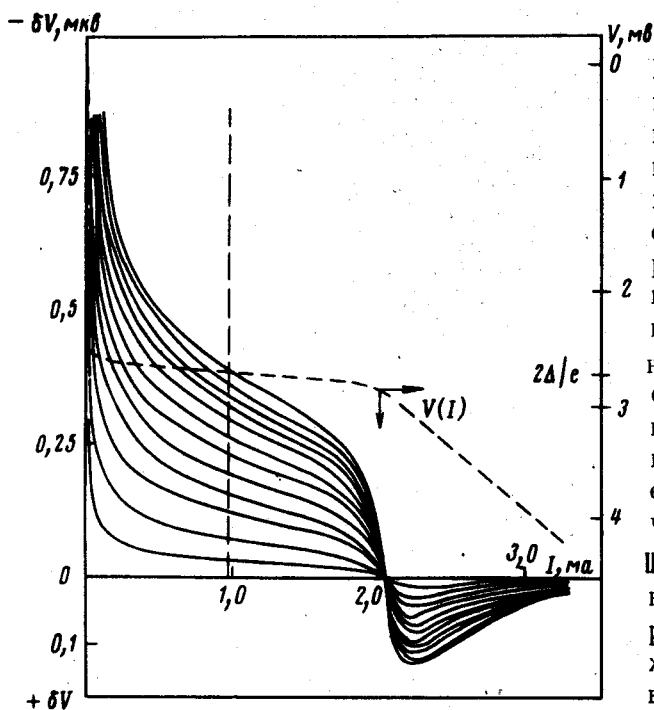


Рис. 1. Зависимости дополнительного напряжения δV , возникающего на туннельном контакте под влиянием лазерного облучения, от тока I для различных уровней мощности излучения (сплошные кривые). Максимальной мощности $P = 100 \text{ ват/см}^2$ соответствует верхняя кривая, для последующих кривых мощность уменьшается на одинаковую величину $P = 8,3 \text{ ват/см}^2$.

Штриховой линией показана вольт-амперная характеристика контакта. Напряжение на контакте, соответствующее произвольно-

му значению тока, определяется с помощью вольт-амперной характеристики (тонкие штриховые прямые линии). $T = 1,7 \text{ К}$

Зависимость добавки к туннельному току δI , обусловленной лазерным излучением, от напряжения V связана с измеряемой в эксперименте зависимостью $\delta V(I)$ соотношением

$$\delta I(V) = -\delta V(I) \frac{dI}{dV}; \quad I = I(V), \quad (1)$$

где $I(V)$ – вольт-амперная характеристика туннельного контакта, а dI/dV – ее первая производная, хорошо известная из литературы [8].

Добавка к току $\delta I(V)$ положительна при $eV \lesssim 2\Delta$, равна нулю при смещении чуть выше порога и становится отрицательной при $eV > 2\Delta$.

При возрастании мощности излучения щель уменьшается. Изменению щели $\delta\Delta$ соответствует δV на уровне 0,5 скачка тока (пунктир на рис. 1). Скачок тока при $eV = 2\Delta$ размывается по напряжению. При удельной мощности облучения $P = 65 \text{ мвт/см}^2$ $\delta\Delta(T) \approx \exp \Delta/kT$ при $\Delta/kT \leq 7,5$ и выходит на насыщение при $\Delta/kT > 7,5$. В области малых скоростей инжекции, когда число неравновесных возбуждений δN много меньше числа термически равновесных квазичастиц ($\Delta/kT < 7,5$) $\delta\Delta(P)$ линейно зависит от мощности P . При больших интенсивностях облучения ($\delta N \gg N_T$) $\delta\Delta(P) \sim P^{1/2}$.

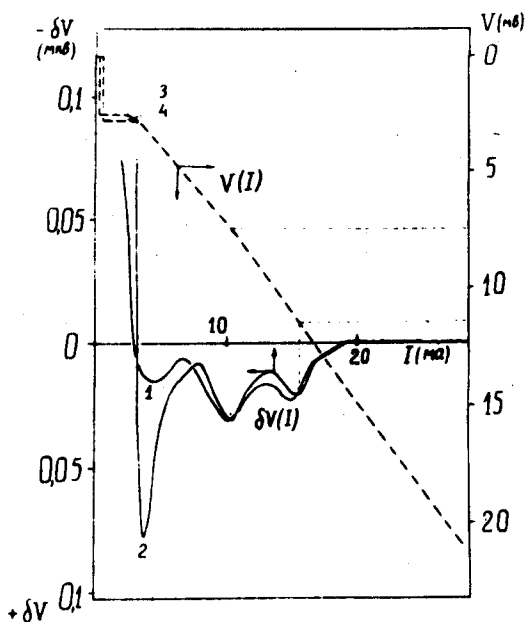


Рис. 2. Зависимости $\delta V(I)$ и $V(I)$ при двух температурах: 1, 3 — $T = 4,2\text{К}$, 2, 4 — $T = 1,7\text{К}$. Мощность облучения 92 мвт/см^2

На рис. 2 показано, какие изменения претерпевает вольт-амперная характеристика в области напряжений за щелью. Кроме сильно зависящей от температуры отрицательной добавки к току, локализованной непосредственно за порогом, наблюдаются два размытых минимума в области фоновых особенностей свинца $eV_1 = (2\Delta + \hbar\omega_{TA}) = 7,5 \text{ мэв}$ и $eV_2 = (2\Delta + \hbar\omega_{LA}) = 11,6 \text{ мэв}$, соответствующие максимумам плотности состояний поперечных (TA) и продольных (LA) акустических фононов. Как можно видеть из рис. 2 интенсивность этих минимумов не зависит от температуры.

Обнаруженные нами изменения вольт-амперной характеристики туннельного контакта под лазерным облучением можно объяснить следующим образом. Лазерное облучение является источником не только неравновесных квазичастиц, но и неравновесных фононов, рождающихся при энергетической релаксации квазичастиц и в свою очередь способ-

ных рождают квазичастичные возбуждения в сверхпроводнике. Фононы, очевидно, легко преодолевают тонкую диэлектрическую прослойку между сверхпроводящими пленками и создают квазичастичные возбуждения в обеих пленках туннельного контакта. Увеличение заселенности квазичастичных состояний по обе стороны барьера, по-видимому, подобно некоторому эффективному нагреву [6] контакта как целого и должно приводить к небольшой положительной добавке к току при $eV > 2\Delta$ в широком интервале напряжений, как это имеет место в контактах между одинаковыми сверхпроводниками при повышении температуры. Помимо этого, наличие чисто лазерной инжекции квазичастиц в одной из пленок создает дополнительную неравновесность функции распределения квазичастиц в этом электроде. Согласно [2] при условии $\delta N \ll N_T$ основная часть этой добавки сосредоточена у края щели в интервале $\sim kT$ и имеет вид

$$\delta f \sim \exp [- (E - \Delta) / kT]. \quad (2)$$

Рис. 2 подтверждает локализацию основной части неравновесной добавки к функции распределения в интервале порядка нескольких kT над щелью во всем интервале температур от 4,2 ($\delta N \ll N_T$) до 1,7K ($\delta N \gg N_T$). При смещении $eV \gtrsim 2\Delta$ у края щели часть состояний оказывается занятой неравновесными возбуждениями ("блокировка состояний"), и как следствие этого туннельный ток уменьшается в узкой области порядка kT непосредственно за порогом. Как и следует ожидать, полуширина минимума тока убывает при понижении температуры, а его глубина экспоненциально возрастает при условии, что $\delta N \ll N_T$.

Наблюдающиеся на опыте фононные особенности (рис.2), имеющие такой же порядок величины, как и первый минимум, по-видимому не могут быть связаны с неравновесным заполнением, так как времена жизни квазичастиц в соответствующих состояниях на несколько порядков меньше времени рекомбинации. Скорее причиной фононных пиков является некоторое сглаживание особенностей в зависимости плотности состояний квазичастиц от энергии, приводящее к соответствующему сглаживанию вольт-амперной характеристики. Таким образом, лазерное излучение не только приводит к неравновесной заселенности квазичастичных состояний, но и действуя подобно другим сильным механизмам разрыва куперовских пар (например, магнитным примесям) изменяет зависимость плотности состояний от энергии.

Авторы благодарны А.В.Хоткевичу за помощь в проведении экспериментов, И.О.Кулику, Н.В.Заварицкому и А.И.Ларкину за полезные обсуждения работы.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
19 февраля 1976 г.
После переработки
21 марта 1976 г.

Литература

- [1] W.H.Parker, W.D.Williams. Phys. Rev. Lett., 29, 924, 1972.
 - [2] Р.А.Варданян, Б.И.Ивлев. ЖЭТФ, 65, 2315, 1973.
 - [3] D.N.Langenberg. Proceeding LT-14, 5, 223, 1975.
 - [4] А.И.Головашкин, К.В.Мицен, Г.П.Мотулевич. ЖЭТФ, 68, 1408, 1975.
 - [5] G.A.Sai-Halasz, C.C.Chi, A.Denehstein, D.N.Langenberg. Phys. Rev. Lett., 33, 215, 1974.
 - [6] W.H.Parker. Phys. Rev., 12B, 3667, 1975.
 - [7] Р.Ну, R.C.Dynes, V.Narayanamurti. Phys. Rev., 10B, 2786, 1974.
 - [8] W.L.McMillan, J.M.Rowell. "Superconductivity" ed by R.D.Parks, 1, 561, 1969, Marcel Dekker, Inc.N.Y.
-