Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 4, стр. 218 – 221. *20 августа 1975 г.*

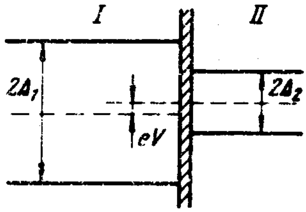
ФОТОЭФФЕКТ В ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ ПЕРЕХОДЕ

А.Г.Аронов, Б.З.Спивак

Показано, что при освещении туннельного контакта, состоящего из двух сверхпроводников с разными энергетическими щелями, возникает абсолютное сопротивление, приводящее к генерации переменного напряжения на контакте.

В настоящее время появился ряд экспериментальных работ, в которых исследовалось влияние освещения на сверхпроводник [1 – 3]. В работах [2, 3] исследовались вольт-амперные характеристики для определения величины энергетической щели Δ и времен релаксации возбуждений. В обеих работах исследовались туннельные контакты, сделанные из сверхпроводников с одинаковыми щелями. В настоящей работе мы хотим обратить внимание на возможность получения отрицательного абсолютного сопротивления при освещении туннельного контакта, изготовленного из двух разных сверхпроводников. Рассмотрим структуру, изображенную на рисунке. В равновесии при $V = 0$ потоки квазичастиц из первого сверхпроводника во второй и обратно над и под щелью взаимно уравновешиваются. При $V \neq 0$, как показано на рисунке, над щелью поток квазичастиц из второго сверхпроводника в первый больше, чем из первого во второй, а над щелью – наоборот.

Так как потоки квазичастиц над и под щелью дают вклады в полный ток с разными знаками, то результирующий ток с разными знаками идет из первого сверхпроводника во второй. Если же за счет накачки функция распределения в первом сверхпроводнике при данной энергии много больше, чем во втором, то при подаче напряжения ток пойдет в другую сторону, так как квазичастицы над щелью, туннелирующие из первого сверхпроводника, попадают в область энергий с большей плотностью состояний, чем квазичастицы под щелью. Потоком же квазичастиц из второго сверхпроводника в первый при малых напряжениях можно пренебречь. Расчет показывает, что это действительно так.



Рассмотрим туннельный контакт, освещаемый светом. Пусть под действием света в сверхпроводниках устанавливается стационарная функция распределения $n_i = e^{(\nu_i - \epsilon)/T}$. Как показано в [4, 5], это возможно, если времена рекомбинации возбуждений много больше их времен релаксации. Химические потенциалы ν_i определяются из уравнения сохранения числа квазичастиц и равны

$$\nu_i = (T/2) \ln \{1 + (4\pi e^2/\omega c) I_o D_i \tau_{Ri} \sqrt{2/\pi \Delta_i T}\, e^{\Delta_i/T}\}, \qquad (1)$$

где I_o — интенсивность света, D_i, τ_{Ri}, Δ_i — коэффициенты диффузии, времена рекомбинации при нулевой накачке и полуширины энергетических щелей в сверхпроводниках. Выражение для квазичастичного тока при $eV < \Delta_1 - \Delta_2$ имеет вид

$$I = (\Delta_1/eR)\, x_1 \left\{ \left(1 - e^{(\nu_2 - \nu_1 - eV)/T}\right)(\Delta_1 + eV) \Big/ \sqrt{(\Delta_1 + eV)^2 - \Delta_2^2} \,- \right.$$

$$\left. - \left(1 - e^{(\nu_2 - \nu_1 + eV)/T}\right)(\Delta_1 - eV) \Big/ \sqrt{(\Delta_1 - eV)^2 - \Delta_2^2} \right\}, \qquad (2)$$

где R — сопротивление туннельного контакта в нормальном состоянии, $x_1 = \sqrt{(\pi/2)(T/\Delta_1)}\, e^{(\nu_1 - \Delta_1)/T}$ — безразмерная концентрация возбуждений в первом сверхпроводнике. Из (2) видно, что квазичастичный ток при малых напряжениях становится отрицательным при условии

$$e^{(\nu_1 - \nu_2)/T} - 1 > (\Delta_1/T)[(\Delta_1^2/\Delta_2^2) - 1]. \qquad (3)$$

При $eV > \nu_1 - \nu_2$, как видно из (2), квазичастичный ток становится положительным.

Из (1) и (3) следует, что при достаточно больших накачках, когда $e^{\nu/T} >> 1$, температура, при которой проводимость обращается в нуль, определяется из соотношения

$$(\tau_{R_1}/\tau_{R_2})\,(D_1/D_2)\,e^{(\Delta_1 - \Delta_2)/T} = (\Delta_1/T)(\Delta_1/\Delta_2)^{3/2} \times$$

$$\times [(\Delta_1/\Delta_2)^2 - 1]. \qquad (4)$$

Поправки к сверхтекучей компоненте тока пропорциональны и поэтому малы. Наличие отрицательного сопротивления для квазичастичного тока приводит к генерации переменного напряжения на разомкнутом контакте и переменного тока в замкнутой цепи. Учитывая, что $(d\phi/dt) = (2e/\hbar)V$, для разомкнутого контакта из условия равенства нулю полного тока имеем

$$I_c \sin\phi + I\{(\hbar/2e)(d\phi/dt)\} + (Ch/2e)(d^2\phi/dt^2) = 0, \qquad (5)$$

где C – емкость перехода, ϕ – скачок фазы на переходе, I_c – критический ток контакта. Уравнение (5) имеет вид уравнения генератора Ван дер Поля и при отрицательном абсолютном сопротивлении описывает стационарные колебания напряжения и фазы на контакте, амплитуда которых зависит от интенсивности накачки.

Считая отрицательную проводимость малой, разложим (2) до членов порядка V^3

$$I = -|\sigma|\,V[1 - \beta V^2], \qquad (6)$$

где

$$|\sigma| = (2\Delta_1/R)\,x_1\{\cdot\ \Delta_2^2/(\Delta_1^2 - \Delta_2^2) - (\Delta_1^2/T)\,e^{(\nu_2 - \nu_1)/T}\}$$

– модуль проводимости при $V \to 0$, β – параметр нелинейности.

Подставляя (6) в (5) и решая получающееся уравнение в случае $\omega_0\tau >> 1$, получим

$$\phi = (2/\sqrt{3})\,(\omega_0\sqrt{\tau\,\tau_{\text{нел}}})^{-1}\cos\omega_0 t. \qquad (7)$$

В обратном предельном случае $\omega_0\tau << 1$ уравнение (5) описывает нелинейные релаксационные колебания с периодом $T = 1{,}614(\omega_0^2\tau)^{-1}$ и амплитудой $a = (1/2)\sqrt{3/2}\,(\omega_0^2\tau^{3/2}\tau_{\text{нел}}^{1/2})^{-1}$ [6].

В заключение отметим, что условия возникновения абсолютного отрицательного сопротивления ослабляются, если освещается только один сверхпроводник с большой щелью, как это видно из (3). Кроме того, это свойство джозефсоновского перехода малочувствительно к конкретному виду функции распределения, которая устанавливается при освещении. Более того, при определенных условиях возможно получить абсолютное отрицательное сопротивление на контакте, состоящем из сверхпроводников с одинаковыми щелями, например в случае, когда $\omega - 2\Delta << \Delta$ [7], где ω – частота света.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 июля 1975 г.

Литература

[1] L.R. Testardi. Phys. Rev., B4, 2189, 1971.

[2] W.H.Parker, W.D.Williams. Phys. Rev., 28, 924, 1972.

[3] P.Hy, P.C.Dynes, V.Narayanamyrti. Phys. Rev., B10, 2786, 1974.

[4] Б.И.Ивлев, Р.А.Варданян. ЖЭТФ, 65, 2315, 1973.

[5] C.S.Owen, D.J.Scalapino. Phys. Rev. Lett., 28, 1559, 1972.

[6] Н.Н.Боголюбов, Ю.Л.Митропольский. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., ГИФМЛ, 1963, стр. 144.

[7] А.Г.Аронов, Б.З.Спивак. ЖФНТ, в печати, 1975 г.