

”ДВОЙНАЯ” СТИМУЛЯЦИЯ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В ЧИСТЫХ *SNINS*-СИСТЕМАХ

А.Д. Заикин, Г.Ф. Жарков

Показано, что под воздействием СВЧ поля возможно резкое увеличение критического тока чистых *SNINS*-контактов, что обусловлено сразу двумя причинами: неравномерностью функции распределения электронов в контакте и наличием резонансных особенностей (логарифмических пиков) джозефсоновского тока ¹

Микроскопическая теория нестационарного эффекта Джозефсона в *SNINS*-контактах (т.е. контактах сверхпроводник — нормальный металл — сверхпроводник с диэлектрической прослойкой в *N*-металле) при произвольном законе изменения напряжения на контакте построена в работе авторов ¹. В частности, было показано, что амплитуда тока пар при наличии нап-

ряжения зависит от толщины слоя нормального металла d степенным образом даже при температурах $T \gg v_F / d$, хотя стационарный ток в SNS-системах при таких температурах экспоненциально мал $j \sim \exp \{ -2 \pi T d / v_F \}$ (см., например,²). Этот эффект связан с неравновесностью распределения квазичастиц в N -слое, которая возникает при прохождении электронами, туннелирующими через диэлектрическую прослойку, разности потенциалов на контакте. Однако, разность фаз параметров порядка сверхпроводящих берегов в этом случае осциллирует во времени, так что среднее по времени от тока пар будет равно нулю.

Можно, однако, рассмотреть несколько иную ситуацию. Пусть через SNINS-контакт протекает стационарный ток, так что сверхпроводящая разность фаз имеет значение φ_0 , не зависящее от времени. Поместим такой контакт в СВЧ поле и будем считать, что на контакте появилась дополнительная разность фаз $\varphi_1(t)$

$$\varphi(t) = \varphi_0 + \varphi_1(t), \quad \varphi_1(t) = 2e \int^t V(t') dt', \quad V(t) = V_0 \cos \omega_0 t. \quad (1)$$

При этом туннельный ток будет иметь вид

$$j(t) = \text{Im} \sum_{n,k} J_n \left(\frac{eV_0}{\omega_0} \right) e^{ik\omega_0 t} \left\{ J_{k+n} \left(\frac{eV_0}{\omega_0} \right) j_q(n\omega_0) + e^{i\varphi_0} J_{k-n} \left(\frac{eV_0}{\omega_0} \right) j_p(n\omega_0) \right\}. \quad (2)$$

Здесь J_n — функция Бесселя n -го порядка, токи j_p и j_q вычислялись в¹. Усредняя (2) по времени, получаем

$$j = \text{Im} e^{i\varphi_0} \left\{ J_0^2 \left(\frac{eV_0}{\omega_0} \right) j_p(0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n^2 \left(\frac{eV_0}{\omega_0} \right) j_p(n\omega_0) \right\}. \quad (3)$$

Рассмотрим случай $eV_0 \ll \omega_0$ (т.е. $\varphi_1(t) \ll 1$). Тогда из (3) имеем

$$j = \left\{ j_1^r(0) - \frac{e^2 V_0^2}{2\omega_0^2} [j_1^r(0) + j_1^r(\omega_0) + j_1^a(\omega_0)] \right\} \sin \varphi_0 - \frac{e^2 V_0^2}{2\omega_0^2} j_2 \cos \varphi_0, \quad (4)$$

где $j_1^r + j_1^a = \text{Im} j_p$, $j_2 = \text{Re} j_p$. При $T \gg v_F / d$ ток j_1^r экспоненциально мал, а токи j_1^a и j_2 такой малости не содержат¹. Таким образом, наличие переменного электромагнитного поля приводит к усилению сверхпроводящих свойств SNS-контактов.

Этот эффект по существу аналогичен хорошо известному явлению стимуляции сверхпроводимости СВЧ полем³. Действительно, роль щели в спектре квазичастичных возбуждений SNS-систем играет величина $\Delta_N \sim v_F / d$. При $\omega_0 \gtrsim \Delta_N$ в N -слое будут находиться неравновесные квазичастицы с энергиями порядка (или больше) обратного времени пролета через контакт v_F / d , которые при $T \gg v_F / d$ и дают основной вклад в ток. Очевидно, что такой эффект должен иметь место для любого типа SNS-контактов. От расположения диэлектрической прослойки в N -слое (и вообще от ее наличия или отсутствия) зависит лишь величина тока, но не сам эффект. Аналогичное явление имеет место в сверхпроводящих мостиковых структурах⁴. Отметим еще, что имеются экспериментальные указания на усиление критического тока в SNS-контактах с малой длиной свободного пробега в СВЧ поле^{5 1)}.

В SNINS-системах имеет место также дополнительное усиление критического тока, связанного с наличием логарифмических пиков на зависимости $j_1^a(\omega_0)$ ¹. При условиях $v_F / d \ll T$, $\omega_0 \ll \Delta$, и $d \gg \xi_0$ (Δ — модуль параметра порядка сверхпроводников

1) Нам также стало известно о работе⁶, в которой исследуется эффект стимуляции сверхтока в грязных SNS-мостиках при малых интенсивностях СВЧ облучения. Критический ток в этих условиях также не содержит экспоненциальной зависимости от толщины N -слоя ($I_c \sim d^{-4}$).

ξ_0 — длина когерентности) выражение для j_1^a имеет особенно простой вид ¹

$$j_1^a(\omega_0) = \eta \frac{v_F}{eRd} \ln \left| \frac{1 + \cos(\omega_0 d / v_F)}{1 - \cos(\omega_0 d / v_F)} \right|, \quad \eta = \begin{cases} 1, & \omega_0 \gg T, \\ \omega_0 / T, & \omega_0 \ll T \end{cases} \quad (5)$$

(R — сопротивление диэлектрического слоя), а $j_2(\omega_0) = 0$. В этом случае критическая плотность тока в контакте есть

$$j_c = \frac{e^2 V_0^2}{2\omega_0^2} |j_1^a(\omega_0)|. \quad (6)$$

Расходимость в выражении (5) при значениях $\omega_{0n} = \pi v_F n/d$ объясняются резонансным поглощением фотонов электронами, туннелирующими через диэлектрическую прослойку между двумя системами уровней Андреева ¹. Таким образом, для проявления этого механизма стимуляции критического тока необходимо наличие дискретного спектра возбуждений по обе стороны от диэлектрика, что специфично для *SNINS*-систем. Расходимость в выражении (5) носят, очевидно, формальный характер, поскольку уровни Андреева всегда имеют конечную ширину, обусловленную наличием рассеяния электронов на примесях, неоднородностях *NS*-границ, а также неупругими процессами релаксации. Вблизи значений частоты ω_{0n} с логарифмической точностью имеем

$$j_c = \eta \frac{v_F e V_0^2}{R d \omega_0^2} \ln \frac{v_F}{\gamma_N d}. \quad (7)$$

Здесь γ_N — характерное уширение уровней дискретного спектра *N*-металла.

Итак, в СВЧ поле стимуляция критического тока чистых *SNINS*-систем может происходить сразу по двум причинам. Облучение контакта приводит к образованию неравновесных электронов в *N*-слое, которые свободно проходят через контакт и, кроме того, к резонансному (при определенных частотах) перескоку туннелирующих электронов с одного уровня энергии на другой. В результате этого критический ток даже при малой мощности облучения может иметь заметную величину, изменяясь обратно пропорционально толщине *N*-слоя (7) (а не экспоненциально, как в равновесном случае). Полученные результаты справедливы при условии ¹

$$\nu_T \ll 1/\tau_{eN} \ll v_F/d, \quad (8)$$

которое позволяет говорить о наличии дискретного спектра, а также вычислять ток по теории возмущений по параметру $8\pi^2/e^2 p_F^2 R \ll 1$ (ν_T — характерная частота "перескока" электронов через барьер, τ_{eN} — время энергетической релаксации квазичастиц в *N*-слое).

Выражаем благодарность Л.Г. Асламазову за предоставленную возможность ознакомиться с работой ⁶ до ее опубликования.

Литература

- . Заикин А.Д., Жарков Г.Ф. ЖЭТФ, 1981, 81, 1781.
- . Кулик И.О. Слабая сверхпроводимость. Препринт ИФМ АН СССР, Свердловск, 1973.
- . Элиашберг Г.М. Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, 186.
- . Асламазов Л.Г., Ларкин А.И. ЖЭТФ, 1978, 74, 2184.
- . Warlaumont J.M., Brown J.C., Foxe T., Buhrman R.A. Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 169.
- . Асламазов Л.Г., Лемпицкий С.В. ЖЭТФ, 1982, 82, 1671.