Письма в ЖЭТФ, том 57, вып.4, стр.242 - 246

ИНДУЦИРОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ЗА СЧЕТ ТУННЕЛИРОВАНИЯ КВАЗИЧАСТИЦ С УЧАСТИЕМ ФОТОНОВ В МНОГОСЛОЙНЫХ ТУННЕЛЬНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРУКТУРАХ

А.В.Зайцев

Институт радиотехники и электроники РАН

103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 января 1993 г.

Показано, что осциллирующее напряжение, приложенное к туннельной структуре S_hISIS_h, может приводить за счет туннелирования квазичастиц с участием фотонов к индуцированию щели Δ в сверхпроводнике S (при $T \geq T_{c0}$), имеющем меньшую критическую температуру T_{c0}, причем величина Δ и критический ток структуры могут стать порядка своих равновесных значений, соответствующих $T = 0$ (если прозрачность барьеров не очень мала).

Одной из интересных особенностей многослойных и в частности трехслойных туннельных структур S_hISIS_h (I – слой изолятора, S_h – сверхпроводник, имеющий бо́льшую критическую температуру, чем S), является возможность индуцирования сверхпроводимости в сверхпроводнике S, имеющем меньшую (равновесную) критическую температуру T_{c0}, которая реализуется (при $T \geq T_{c0}$) вследствие экстракции квазичастиц из S в определенной области стационарных напряжений V на структуре [1-3]. Подчеркнем, что речь идет об индуцированной сверхпроводимости, обусловленной неравновесностью квазичастиц, а не эффектом близости, который пренебрежимо мал при обычно реализующихся в эксперименте прозрачностях туннельных барьеров. В настоящей статье будет показано, что существует другая возможность индуцирования сверхпроводимости в S_hISIS_h структуре, реализующаяся за счет туннелирования квазичастиц с участием фотонов при наличии осциллирующего напряжения $V_\sim(t)$ (в определенных диапазонах частот). Проанализирована зависимость щели от частоты при различных температурах (и немалых амплитудах $V_\sim$), а также стационарный сверхток, который может протекать через структуру в условиях индуцированной сверхпроводимости.

Рассмотрим S_hISIS_h структуру с тонким (толщиной $d \ll \xi$) S-слоем с малой длиной свободного пробега $l \ll d$ и малой прозрачностью барьеров $\mathrm{D}_j =< \alpha D_j(\alpha) > 1$ ($\alpha = p_{Fx}/p_F$, $j = 1, 2$). Будем считать, что сверхпроводники S_h достаточно массивные и в силу малости D_j их параметры и матричные гриновские функции [4] $\check{G}_j$ полагаем равновесными. Для гриновской функции $\check{G} \equiv \check{G}(t, t')$ в S имеем уравнение [2,5] (потенциал в области S полагаем равным нулю, $\hbar = 1$)

$$i\,\check{\tau}_z\,\frac{\partial \check{G}}{\partial t} + i\frac{\partial \check{G}}{\partial t'}\,\check{\tau}_z - \check{\Delta}(t)\,\check{G} + \check{G}\check{\Delta}(t') + \check{\Sigma}\check{G} - \check{G}\check{\Sigma} = 0, \tag{1}$$

$$\check{G}^2(t,t') \equiv \int dt_1\,\check{G}(t,t_1)\,\check{G}(t_1,t') = \check{1}\,\delta(t-t'),$$

где $\check{\Sigma}=\check{\Sigma}_1 + \check{\Sigma}_2 + \check{\Sigma}_{ph}$, $\check{\Sigma}_j = i\epsilon_j \check{G}_j$, $\epsilon_j = \mathrm{D}_j v_F/4d$,

$$\check{G}_j\ (t,t') = \check{S}_j\ (t)\ \check{G}_h\ (t-t')\ \check{S}^*_j\ (t') \qquad (2)$$

$$\check{S}_j\ (t) = \exp(i\chi_j(t)\ \check{\tau}_z), \qquad \chi_j(t) = \chi_j + (-1)^j e \int_0^t V_j(t_1)dt_1,$$

V_j – напряжение на j-ом барьере, χ_j – постоянная часть фазы.

Пусть к $S_h ISIS_h$ структуре приложено переменное напряжение $V_\sim(t) = V_\sim \cos\omega t$. Полагая для простоты прозрачности барьеров одинаковыми ($\mathrm{D}_j = \mathrm{D}$), получим из (2)

$$\check{\Sigma}_1\ (t,t') + \check{\Sigma}_2\ (t,t') = \check{\Sigma}_{st}\ (t-t') + \check{\Sigma}_\sim\ (t,t'), \qquad (3)$$

где фурье-компонента стационарной части келдышевской, запаздывающей (R) и опережающей (A) матриц $\hat{\Sigma}_{st}^{(R,A)}(\epsilon)$ имеют вид

$$\hat{\Sigma}_{st}^{(R,A)}(\epsilon) = i\epsilon_b \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(a)\{g_h(\epsilon+n\omega)\hat{\tau}_z + (-1)^n f_h(\epsilon+n\omega)\cos(\varphi/2) i\hat{\tau}_y\}^{R,A}. \qquad (4)$$

Здесь $\epsilon_b \equiv \mathrm{D}v_F/2d$, $J_n(a)$ – функция Бесселя первого рода n-го порядка,

$$a = eV/2\omega, \quad g_h(\epsilon) = 2f_0(\epsilon)\mathrm{Re}g_h^R(\epsilon), \qquad f_h(\epsilon) = 2f_0(\epsilon)\mathrm{Re}f_h^R(\epsilon),$$

$$f_0(\epsilon) = \mathrm{th}(\epsilon/2T), \quad g_h^R(\epsilon) = \epsilon/[(\epsilon+i0)^2 - \Delta_h^2]^{1/2} = f_h^R(\epsilon)\epsilon/\Delta_h;$$

мы учли также постоянную разность фаз φ параметра порядка между сверхпроводниками S_h, определяемую протекающим через структуру стационарным сверхтоком.

Рассмотрим случай достаточно малых прозрачностей барьеров, при которых

$$\epsilon_b \ll T_{c0}, \qquad (5)$$

что позволяет пренебречь эффектом близости и для модуля параметра порядка Δ в S получить при не слишком малых частотах $\omega \gg \epsilon_b$ из уравнения самосогласования

$$\Phi(\Delta) \equiv \ln(\Delta/\Delta_0) - \int_\Delta^\infty d\epsilon[f(\epsilon)-1]/(\epsilon^2-\Delta^2)^{1/2} = 0, \qquad (6)$$

где Δ_0 – равновесная щель при $T=0$, $f(\epsilon)$ – функция распределения квазичастиц, которая связана с числами электронных $n(\epsilon)$ и дырочных возбуждений $n(-\epsilon)$; в рассматриваемом случае симметричных барьеров $n(\epsilon) = n(-\epsilon)$ и $f(\epsilon) = [1-2n(\epsilon)]\mathrm{sign}\epsilon$. Для $f(\epsilon)$ из (1), (4) находим уравнение

$$\epsilon_b \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(a)k_n(\epsilon)[f_0(\epsilon+n\omega) - f(\epsilon)] = \nu(\epsilon)I_{in}, \qquad (7)$$

где $k_n(\epsilon) = \nu(\epsilon)\nu_h(\epsilon+n\omega) - (-1)^n \rho(\epsilon)\rho_h(\epsilon+n\omega)\cos(\varphi/2)$, $\nu_{(h)}(\epsilon) = \mathrm{Re}g^R_{(h)}(\epsilon)$, $\rho_{(h)}(\epsilon) = \mathrm{Re}f^R_{(h)}(\epsilon)$.

В общем случае решение (7) представляет собой сложную задачу, что обусловлено сложностью интеграла неупругих столкновений I_{in} [6,4,7]. Однако, если характерное время туннелирования $\tau_b = \epsilon_b^{-1}$ существенно меньше характерного времени неупругой релаксации τ_{in} (для квазичастиц с энергиями порядка Δ_0), то при не слишком малых амплитудах a решение легко находится. Действительно, в этом случае может выполняться условие

$$J_1^2(a)\epsilon_b \gg 1/\tau_{in}, \tag{8}$$

означающее, что скорость процессов туннелирования с участием одного фотона превосходит скорость энергетической релаксации. Пусть частота попадает в диапазон $|\omega - \Delta_h| \sim \Delta_0$ и амплитуда a не очень велика ($J_1^2(a) \gg J_n^2(a)$, $n \geq 2$). Тогда, сохраняя в сумме (7) главное слагаемое, находим при $\epsilon < \Delta_h$

$$f(\epsilon) = f_0(\epsilon)\theta(\Delta_h - \epsilon - \omega) + [k_1(\epsilon)f_0(\epsilon+\omega) + k_{-1}(\epsilon)f_0(\epsilon-\omega)]/[k_1(\epsilon) + k_{-1}(\epsilon)], \tag{9}$$

а при $\epsilon > \Delta_h$ имеем $f(\epsilon) \simeq f_0(\epsilon)$. Таким образом, с ростом амплитуды a, когда начинает выполняться условие (8), функция распределения в главном приближении перестает зависеть от a. Рассмотрим случай сверхпроводников с сильно отличающимися критическими температурами: $T_{c0} \ll T_{ch}$. Тогда, вводя $\Omega = \omega - \Delta_h$, для диапазона частот $|\Omega| \sim \Delta_0$ находим из (9) ($T \ll T_{ch}$)

$$f(\epsilon) = \Bigg\{ f_0(\epsilon)\theta(-\Omega) + \Bigg[1 - 2(\epsilon - \Delta c(\varphi))\Bigg(\left(\frac{\Omega-\epsilon}{\Omega+\epsilon}\right)^{1/2}(\epsilon + \Delta c(\varphi)) + \\ + \epsilon - \Delta c(\varphi)\Bigg)^{-1}\Bigg]\theta(\Omega)\Bigg\}\theta(|\Omega| - \epsilon) + f_0(\epsilon+\omega)\theta(\epsilon - |\Omega|), \qquad \epsilon < \Delta_h. \tag{10}$$

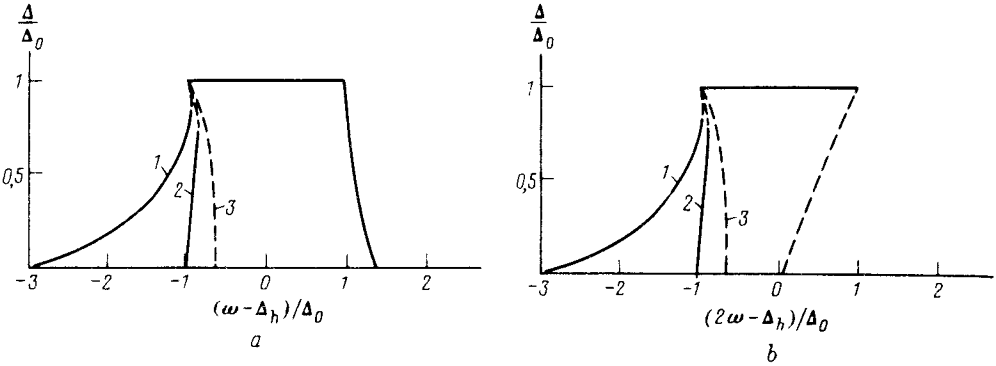
Здесь $c(\varphi) = \cos(\varphi/2)$. С учетом (10) для зависимости $\delta = \Delta/\Delta_0$ от $w_1 = (\omega - \Delta_h)/\Delta_0$ в области температур $T \ll T_{ch}$ находим из (6) уравнение

$$\ln\delta + F_+(w_1,\delta)\theta(|w_1| - \delta) = 0, \tag{11}$$

где функция $F_\pm(w,\delta)$ определяется выражением

$$F_\pm(w,\delta) = 2\int_\delta^{|w|} dx \left\{\theta(-w)\frac{1}{e^{\beta x}+1} + \theta(w)\left[\frac{x \pm c(\varphi)\delta}{x \mp c(\varphi)\delta}\left(\frac{w-x}{w+x}\right)^{1/2} + 1\right]^{-1}\right\}\frac{1}{(x^2-\delta^2)^{1/2}}. \tag{11a}$$

Здесь $\beta = \Delta_0/T$. Таким образом, как следует из (10), переменное напряжение приводит к уменьшению числа квазичастиц $n(\epsilon) < n_0(\epsilon) = [1 - f_0(\epsilon)]/2$ с энергиями порядка Δ_0 и, как следствие, к индуцированию щели Δ в S, которая может стать порядка равновесного значения при $T = 0$. Одновременно появляется возможность протекания стационарного сверхтока, к обсуждению которого мы обратимся позже. Отметим, что в области частот $\omega < \Delta_h$ уравнение (11) совпадает с точностью до замены ω на $eV/2$ с уравнением для щели при стационарных напряжениях [2]. На рис.1a представлены зависимости $\Delta(\omega)$, найденные для случая $T_{ch}/T_{c0} = 10$ и $T \ll T_{ch}$. Стабильные решения,



Зависимость щели от частоты при немалых амплитудах $a = eV/2\omega$ (см. текст) для различных температур $T \geq T_{c0}$ (в случае $T_{ch} = 10T_{c0}$; $\varphi = 0$) в диапазонах частот, при которых эффект обусловлен туннелированием квазичастиц с участием одного (a) и двух (b) фотонов: 1 - $t = T/T_{c0} = 1$; $2 - t = 1,2$; $3 - t = 2$; жирные линии соответствуют стабильным решениям. (При $\varphi \neq 0$ решения отличаются от приведенных в области $(\omega - \Delta_h)/\Delta_0 \gtrsim 1$ (a) и $(2\omega - \Delta_h)/\Delta_0 > 0$ (b))

соответствующие минимуму энергии $U(\Delta)$ (см., например, [7]), что эквивалентно условию $\partial\Phi/\partial\Delta > 0$, показаны на рисунке жирными линиями.

Выше рассматривался диапазон частот, в котором индуцирование сверхпроводимости может происходить за счет туннелирования с участием одного фотона. Оказывается, что при частотах, определяемых условием $|2\omega - \Delta_h| \sim \Delta_0$, индуцирование щели в S может произойти за счет туннелирования квазичастиц с участием двух фотонов. Действительно, пусть $\omega \approx \Delta_h/2$ и амплитуда a не велика: $J_2^2(a)$, $1/(\epsilon_b\tau_{in}) \gg J_n^2(a)$, $n \geq 3$. Тогда для большого по сравнению с Δ_0 интервала энергий $|\Delta_h - 2\omega| < \epsilon < \Delta_h - \omega$ главную роль играют процессы туннелирования с участием двух фотонов и уравнение (11) сводится к

$$\epsilon_b J_2^2(a)\{k_2(\epsilon)[f_0(\epsilon + 2\omega) - f(\epsilon)] + k_{-2}(\epsilon)[f_0(\epsilon - 2\omega) - f(\epsilon)] = \nu(\epsilon)I_{in}. \qquad (12)$$

Используя для интеграла столкновений модельное выражение $I_{in} = [f(\epsilon) - f_0(\epsilon)]/\tau_{in}$ можно найти $f(\epsilon)$ и уравнение для Δ при произвольной величине параметра $b = \tau_{in}\epsilon_b J_2^2(a)$. В частности при $b \gg 1$ получающееся уравнение отличается от (11) лишь заменой w_1 на $w_2 = (2\omega - \Delta_h)/\Delta_0$ и функции $F_+(w_1, \delta)$ на $F_-(w_2, \delta)$. Зависимость решений Δ от $2\omega - \Delta_h$ (при $b \gg 1$) приведена на рис.1b.

При индуцировании в S сверхпроводимости становится возможным протекание через S_hISIS_h структуру стационарного сверхтока I_s, который даже при температурах $T - T_{c0} \sim T_{c0}$ может стать сравнимым по величине с критическим током при $T = 0$. В частности при слабой мощности ($a \ll 1$) для зависимости $I_s(\varphi)$ получим

$$I_s(\varphi) = I_1 \sin(\varphi/2) + I_2(\varphi), \qquad (13)$$

где $I_1 = I_c(\Delta, \Delta_h)$ совпадает с выражением для критического тока через туннельный S_hIS контакт с равновесными функциями распределения [8], и

$$I_2(\varphi) = \sin(\varphi/2)(2\Delta_h\Delta/eR)\int_{\Delta}^{\Delta_h} d\epsilon[f(\epsilon) - f_0(\epsilon)]\frac{1}{[(\Delta_h^2 - \epsilon^2)(\epsilon^2 - \Delta^2)]^{1/2}},$$

где R – сопротивление структуры. Как следует из (13), в рассматриваемом случае основной вклад в I_s определяется первым слагаемым, приводящим к критическому току, который при $T_{c0} \leq T \ll T_{ch}$ может практически сравняться с равновесным значением при нулевой температуре $I_c(\Delta_0, \Delta_h)$. Отметим, что наведенный за счет эффекта близости малый (в силу условия (5)) сверхток [2,5,9], в отличие от (13) пропорционален $\sin\varphi$.

При наличии стационарной составляющей V осциллирующее напряжение также может приводить к индуцированию сверхпроводимости в S. Анализ проводится аналогично предыдущему. В частности для частот, удовлетворяющих условиям ω, $|n\omega - \omega_J| \gg \epsilon_b$, где $\omega_J = eV$ – джозефсоновская частота осцилляций тока, имеем кинетическое уравнение

$$\epsilon_b \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(a)\{\nu_h(\epsilon_+ + n\omega)[f_0(\epsilon_+ + n\omega) - f(\epsilon)] + \nu_h(\epsilon_- + n\omega)[f_0(\epsilon_- + n\omega) - f(\epsilon)] = I_{in}, \tag{14}$$

где $\epsilon_\pm = \epsilon \pm \omega_J/2$. Решая (14) при условии (8) можно получить для Δ уравнение, принимающее в диапазоне частот, определяемых условием $|u_1| \sim 1$, где $u_1 = (\omega_J/2 + \omega - \Delta_h)/\Delta_0$, при $\Delta_h - \omega_J/2 \gg T$ следующий вид

$$\ln\delta + F(u_1, \delta)\theta(|u_1| - \delta) = 0,$$

где функция $F(u_1, \delta)$ совпадает с выражением (11′) при $u_1 < -\delta$, а в области $u_1 > \delta$ имеем $F(u_1, \delta) = \tilde{F}(u_1/\delta)$, где

$$\tilde{F}(x) = \ln[(x^2 - 1)^{1/2} + x] + (\pi/2) - 2x\mathrm{arctg}[1/(x + (x^2 - 1)^{1/2})].$$

Таким образом, в области напряжений $eV < 2(\Delta_h - \Delta_0)$, в которой $\Delta = 0$ при $V = 0$ $(T > T_{c0})$ [2] щель может индуцироваться за счет однофотонных процессов туннелирования квазичастиц при частотах, удовлетворяющих условию $\Delta_h - \Delta_0 < \omega + \omega_J/2 < \Delta_h + \Delta_0$.

Было бы интересно наблюдать на эксперименте рассмотренный здесь эффект, который можно зарегистрировать при измерении сверхтока. Отметим, что индуцированная сверхпроводимость наблюдалась недавно в S_hISIS_h структуре при ненулевых стационарных напряжениях V [10].

Работа поддерживается научным советом по ВТСП и частично грантом фонда Сороса, присужденным Американским физическим обществом.

---

1. R.A.Parmenter, Phys. Rev. Lett. **7**, 274 (1961).
2. А.В.Зайцев, Письма в ЖЭТФ, **55**, 66 (1992).
3. D.R.Helsinga, T.M.Klapwijk, in print.
4. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников, ЖЭТФ 41, 960 (1975)
5. A.V.Zaitsev, Physica C **185-189**, 2539 (1991); Progr. in High Temp. Superc. **32**, 261 (1991).
6. Г.М.Элиашберг, ЖЭТФ **61**, 1274 (1971).
7. В.Ф.Елесин, Ю.В.Копаев, УФН **133**, 259 (1981).
8. И.О.Кулик, И.К.Янсон, Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах, М.: Наука, 1970.
9. М.Ю.Куприянов, В.Ф.Лукичев, ЖЭТФ **94**, 139 (1978).
10. M.G.Blamire, E.C.G.Krik, J.E.Evets, and T.M.Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **66**, 220 (1991).