

Эффект подавления резонансного криттока в ВТСП джозефсоновских переходах

Д.В. Гончаров, И.А. Девятков, М.Ю. Куприянов

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, 119899 Москва, Россия

В работе исследуются процессы резонансного туннелирования в джозефсоновских переходах с d-симметрией параметра порядка электродов. В рамках формализма функций Грина выводится формула для резонансного тока переходов произвольной размерности и симметрии параметра порядка. В двумерной модели проводится численный анализ резонансного транспорта тока в ВТСП переходах.

В последнее время особую актуальность получили исследования джозефсоновских переходов на ВТСП материалах. Экспериментальные работы в этой области выявили наличие в ВТСП сверхпроводниках большого числа локализованных состояний (ЛС). При этом было показано [1], что перенос нормальной компоненты тока в таких структурах осуществляется резонансным образом через ЛС. Поэтому для расчета транспортных свойств переходов недостаточно теорий, учитывающих только прямое туннелирование квазичастиц через область "слабой связи" [2]. Анализ экспериментальных данных показал, что в ряде ВТСП переходов нормальная компонента тока переносится резонансным образом, в то время как транспорт сверхтока определяется прямым туннелированием без участия ЛС. До настоящего времени последовательного объяснения этого эффекта не было.

Теоретические исследования вопроса резонансного туннелирования в NIN структурах проводились ранее в туннельной модели [3]. Также резонансный транспорт тока в переходах, в которых один или оба электрода были сверхпроводниками с s-симметрией параметра порядка, рассматривался в работах [4-7]. В работе [8] было показано, что в NID структурах процессы резонансного туннелирования приводят к подавлению особенностей в проводимости при малых напряжениях на переходе, возникающих из-за наличия в сверхпроводящих электродах связанных состояний с нулевой энергией (ZES). В то же время последовательной теории резонансного транспорта сверхтока в DID структурах до настоящего времени создано не было.

Целью данной работы является развитие теории резонансного транспорта сверхтока в ВТСП переходах, предварительные результаты которой были опубликованы в работе [9].

В данной работе рассматриваются переходы различной размерности в равновесном случае. Считается, что туннельный барьер в изучаемых структурах представляет собой сумму двух потенциалов, в которой первое слагаемое моделирует прямоугольный барьер высотой V_0 и толщиной d , а второе описывает ЛС в точке $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0)$ материала про-

слойки.

$$V(\mathbf{r}) = V_0 \theta(|x| - d) + V_{\text{imp}}, \quad V_{\text{imp}} = \begin{cases} -\beta, & |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| \leq \rho \\ 0, & |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| > \rho \end{cases},$$

где $\rho \ll k_F^{-1}$ - радиус ЛС. Длина перехода считается достаточно большой, кроме того, учитываются ЛС, расположенные вблизи от центра барьера, т.е. $\lambda d, \lambda(d-x_0), \lambda x_0 \ll 1$, где λ - ферми-импульс электронов в барьере.

Задача решается в формализме функций Грина, используются уравнения Горькова, модифицированные для случая анизотропного контакта. Функция Грина G_{ω} задачи с неоднородным потенциалом, содержащим ЛС, рассчитывается в аналитическом виде с помощью "невозмущенной" функции Грина однородной задачи G_{ω}^0 и потенциала ЛС V_{imp} .

$$G_{\omega}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_{\omega}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \Lambda(\mathbf{r}_0) G_{\omega}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \sigma_z G_{\omega}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'),$$

$$G_{\omega}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}') = (1 + \det[\mathbf{V}(\mathbf{r}_0)] \sigma_z \mathbf{V}(\mathbf{r}_0)^{-1}) G_{\omega}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'),$$

$$\mathbf{V}(\mathbf{r}_0) = \int d\mathbf{r}_1 G_{\omega}^0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1) V_{\text{imp}}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0),$$

$$\Lambda(\mathbf{r}_0) = \Phi^{-1} \int d\mathbf{r}_1 V_{\text{imp}}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0),$$

$$\Phi = 1 - \text{Tr}[\sigma_z \mathbf{V}(\mathbf{r}_0)] + \det[\sigma_z \mathbf{V}(\mathbf{r}_0)].$$

При получении сверхтока отдельно рассматривается вопрос учета дефазинга, т.е. разных скоростей распада волновых функций электронов и дырок в переходе. При расчете сверхтока прямого туннелирования дефазинг, как правило, не учитывался [2]. В сверхпроводящих электродах этот подход оправдан при выполнении условия $E_F \ll |\Delta|$. В барьере дефазинг несущественен при выполнении условия $\omega/V_0 \leq \exp[-\lambda d]$, которое позволяет не учитывать дефазинг в процессе туннелирования электронов и дырок до ЛС и обратно и при расчете резонансного тока. Однако, в последнем случае следует учитывать дефазинг в предэкспоненциальных членах выражений для функций Грина. При этом необходимая точность разложения по параметру ω/V_0 оказывается равной $\exp[-2\lambda d]$.

Для общего случая 2D перехода получена аналитическая формула, описывающая резонансный транспорт тока в структурах с произвольной симметрией параметра порядка в электродах.

Анализ резонансного тока в переходах с d -спариванием в электродах проводится в модели с кусочно-непрерывным параметром порядка. В сверхпроводниках модуль анизотропного параметра порядка задается выражением $\Delta_d \cos[2(\theta-\alpha)]$. Если знак параметра порядка до отражения квазичастицы от поверхности ВТСП и после него не сохраняется, на поверхности сверхпроводника возникают связанные андреевские состояния с нулевой относительно уровня Ферми энергией (ZES). Интерес представляют вопросы влияния ZES на резонансный ток и поведения резонансного сверхтока и тока от прямого туннелирования в зависимости от различных параметров перехода. Анализ полученных результатов (см. например Рис.1) позволяет выявить следующие закономерности.

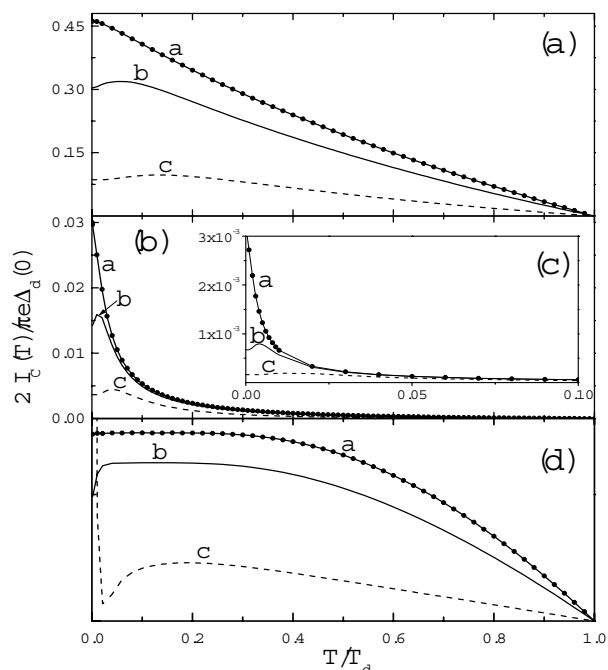


Рис. 1: Зависимости резонансного критического тока от температуры $I_c(T)$ в случаях (а): $2\Gamma_0/\Delta_d=10$; (б): $2\Gamma_0/\Delta_d=0.1$; (с): $2\Gamma_0/\Delta_d=0.01$ для $\alpha_L=\alpha_R$, $k_F/\lambda=2$, $\lambda d=6$, $E_R=0$, $x_0=d/2$. Кривые на графиках соответствуют: а, $\alpha_L=0$; б, $\alpha_L=\pi/12$; с, $\alpha_L=\pi/6$. На рисунке (d) в произвольных единицах построены температурные зависимости сверхтока прямого туннелирования.

а) В переходах, где оба электрода имеют d -симметрию параметра порядка, значение резонансного сверхтока определяется не абсолютными значениями углов ориентации ВТСП, а их модулями: поэтому структуры с симметричными $\alpha_L=\alpha_R$ и антисимметричными конфигурациями электродов $\alpha_L=-\alpha_R$ оказываются равнозначными. Объясняется

это тем, что при резонансном туннелировании квазичастица попадает в потенциальную яму ЛС и "забывает" о первоначальном направлении движения. А дальнейшее перераспределение частицы в направлениях с углами $\pm\theta$ относительно направления течения тока происходит с одинаковой вероятностью. Фактически наличие ЛС между двумя ВТСП электродами с ярко выраженными анизотропными свойствами изотропизирует процессы транспорта тока.

б) Сравнение полученных зависимостей резонансного и туннельного сверхтока выявили более резкое падение первого при отклонении температуры или угла ориентации ВТСП от нулевых значений. В случае "узкого" резонанса, который обычно и реализуется в экспериментах, конечность температуры и ненулевое значение углов ориентации приводят к существенному уменьшению резонансного сверхтока. Таким образом, в длинных ВТСП переходах с наличием ЛС в прослойке действительно имеет место ситуация, описанная в обзоре [1], когда резонансный сверхток оказывается подавленным, по сравнению со сверхтоком от прямого туннелирования через барьер.

в) Анализ полученных результатов подтверждает выводы работы [8]: взаимодействие двух резонансных процессов туннелирования через ЛС и связанные андреевские уровни (ZES) может приводить к ослаблению сверхтока и эффектов, обусловленных анизотропией ВТСП.

В развитом выше подходе не учитывается подавление параметра порядка вблизи границ ВТСП структур, следовательно, не был учтен вклад в транспорт сверхтока, обусловленный резонансным туннелированием на локализованные вблизи границы андреевские уровни с энергией отличной от нуля [10]. Однако, на основании проделанного анализа, можно утверждать, что качественно картина изменится мало.

1. J. Yoshida, IEICE Trans. Elect. E83-C, 49 (2000)
2. Y. Tanaka, S. Kashiwaya, Phys. Rev. B, 53, R11957 (1996).
3. А. И. Ларкин, К. А. Матвеев, ЖЭТФ 93, 1030 (1987).
4. Л. Г. Асламазов, М. В. Фистуль, ЖЭТФ 83, 1170 (1982).
5. М. В. Фистуль, А. В. Тартаковский, ЖЭТФ 94, 353 (1988).
6. Л. И. Глазман, К. А. Матвеев, Письма в ЖЭТФ 49, 570 (1989).
7. И. А. Девятков, М. Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ 39, 187 (1994).
8. И. А. Девятков, Д. В. Гончаров, М. Ю. Куприянов, ЖЭТФ 119, 749 (2001).
9. Д. В. Гончаров, И. А. Девятков, М. Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ 78, 1126 (2003).
10. Yu. S. Barash, A. A. Svidzinsky, H. Burkhardt, Phys.Rev. B 55, 15282 (1997)