Андреевское рассеяние и спектр квазичастиц в сверхпроводящих наноконтактах в магнитном поле.

В.М.Винокур[1], Н.Б.Копнин[2,3], А.С.Мельников[1,4]

[1]*Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, US*

[2]*Институт Теоретической Физики РАН, 119334 Москва, Россия*

[3]*Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, P.O. Box 2200, FIN-02015 HUT, Finland*

[4]*Институт Физики Микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия*

В работе изучено влияние внешнего магнитного поля H на спектр квазичастиц $\varepsilon(H)$ в сверхпроводящем наноконтакте (квантовом канале, соединяющем два массивных сверхпроводящих берега). Сверхтекучий ток, индуцированный магнитным полем в сверхпроводящих электродах, приводит к изменению импульса квазичастиц при андреевском отражении и, как следствие, отвечает за дополнительное нормальное рассеяние электронных волн на концах квантового канала с малым числом поперечных мод. Это нормальное рассеяние, управляемое внешним магнитным полем, связывает электронные состояния в канале, обладающие противоположными импульсами, и приводит к появлению зависящей от внешнего магнитного поля минищели в спектре квазичастиц. Изменение спектральных характеристик квазичастиц в свою очередь меняет транспортные свойства наноконтакта (например, зависимость джозефсоновский ток-разность фаз и вольт-амперные характеристики).

Сверхтекучий ток, индуцированный внешним магнитным полем, позволяет управлять расхождением электронных и дырочных траекторий при андреевском отражении. На Рис. 1. (a) схематически проиллюстрирован механизм такого управления (заметим, что здесь размер b нормальной области мал по сравнению с радиусом циклотронной орбиты и, следовательно, мы пренебрегаем эффектами искривления траекторий квазичастиц в магнитном поле [1]). Отклонение траектории дырки от траектории электрона при андреевском отражении связано с тем, что в присутствие сверхтекучего тока с импульсом $\hbar\vec{k}_s$ дырка, отражающаяся от границы сверхпроводника, приобретает дополнительный импульс $\hbar\vec{k}_s$ [2]. Расхождение дырочной и электронной траекторий при распространении через нормальную область составляет $(k_s/k_F)b$ (k_F - импульс Ферми). Отношение этой величины и поперечного размера канала a характеризует вероятность возвращения дырки в канал. Для сверхпроводящего одномодового наноконтакта ($b \sim \xi, a \sim k_F^{-1}, \xi$-длина когерентности) это отношение есть $k_s\xi \sim H/H_{cm}$, где H_{cm} - термодинамическое критическое поле. Дырочные траектории, которые не возвращаются в канал, испытывают нормальное отражение от границы с изолятором. Этот процесс приводит к взаимодействию электронных волн u^+ и u^-, т.е. к дополнительному нормальному рассеянию в системе.

Введем сферическую систему координат $x = r\sin\theta\cos\phi,\ y = r\sin\theta\sin\phi,\ z = r\cos\theta$ с началом, расположенным в центре выходного отверстия канала. При $\xi >> r >> a$ электронные и дырочные волны могут быть описаны функциями:

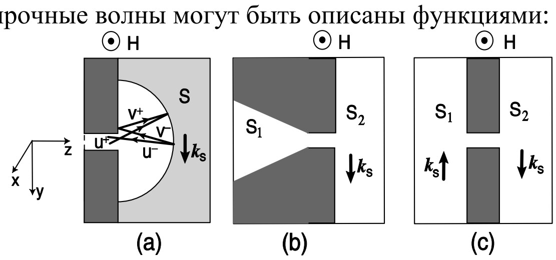

Рис. 1. (a) Одномодовый канал в контакте с нормальной областью (белый полукруг) окруженной сверхпроводником (S). (b) Асимметричный и (c) симметричный наноконтакты.

$$\begin{pmatrix} u^\pm \\ v^\pm \end{pmatrix} = \frac{e^{\pm ik_F r}}{r} \begin{pmatrix} U^\pm(\theta,\phi) \\ V^\pm(\theta,\phi) \end{pmatrix}.$$

Мы используем упрощенную модель сшивки дифракционного поля с полем в канале. Запишем угловые амплитуды в виде:

$$\begin{pmatrix} U^\pm \\ V^\pm \end{pmatrix} = P(\theta,\varphi) \times \begin{pmatrix} u_0{}^\pm \\ v_0{}^\pm \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Psi_u{}^\pm \\ \Psi_v{}^\pm \end{pmatrix},$$

где функция $P(\theta,\phi)$ описывает моду дифракционного поля, которая идеально согласована с модой электронного волновода $\propto e^{\pm ik_z z}$ с амплитудами $u_0{}^\pm$ и $v_0{}^\pm$ (т.е. трансформируется в нее без отражений от конца волновода). Предполагается также, что вся остальная часть дифракционного поля $\Psi_u^\pm, \Psi_v^\pm$ испытывает полное нормальное отражение от конца волновода ($\Psi_u^+ = \breve{R}_\varepsilon \Psi_u^-$, $\Psi_v^+ = \breve{R}_{-\varepsilon} \Psi_v^-$) и ортогональна идеально согласованной моде: $\left\langle P \,|\, \Psi^{\pm}_{u,v} \right\rangle = 0$ (угловые скобки использованы для обозначения интегрирования по углам). В простейшем случае зеркально отражающей плоской поверхности сверхпроводника и в отсутствие эффекта коллимации мы имеем $P = \cos\theta$. Предположение зеркального отражения также позволяет выбрать $\breve{R}_\varepsilon = -e^{i\varphi_r}$. Решение уравнений Боголюбова- де Жена дает нам связь амплитуд электронных и дырочных волн в присутствие сверхтекучего тока.

Рассмотренная простая схема учета дифракции позволяет вычислить матрицы рассеяния $\hat{S}_L$ и $\hat{S}_R$ на левом и правом концах волновода, связывающие амплитуды волн в канале: $\begin{pmatrix} u_0^- \\ v_0^+ \end{pmatrix}_R = \hat{S}_R \begin{pmatrix} u_0^+ \\ v_0^- \end{pmatrix}_R$.
Приведем здесь для примера выражение для матрицы рассеяния на правом конце волновода:

$$\hat{S}_R = \frac{1}{1-c_\varepsilon^2}\left(e^{-i\varphi_r\hat{\sigma}_z}(|c_\varepsilon|^2 - 1) - (c_\varepsilon - c_\varepsilon^*)e^{i\chi\hat{\sigma}_z}\hat{\sigma}_x\right)$$

где 2χ - разность сверхпроводящих фаз между электродами, σ_x - одна из матриц Паули,

$$c_\varepsilon = \frac{\left\langle P(1+e^{i(\varphi_{-\varepsilon}-\varphi_\varepsilon)})^{-1}P \right\rangle}{\left\langle P(e^{i\varphi_\varepsilon}+e^{i\varphi_{-\varepsilon}})^{-1}P \right\rangle},$$

фазовый множитель

$$e^{i\varphi_\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\Delta} - \frac{\xi k_{sr}}{2} + i\sqrt{1-\left(\frac{\varepsilon}{\Delta} - \frac{\xi k_{sr}}{2}\right)^2}$$

дает амплитуду андреевского отражения с учетом зависящего от углов допплеровского сдвига энергии квазичастиц $\xi k_{sr} = \xi k_s \sin\theta \sin\phi$, Δ - сверхпроводящая щель. Интерференция волн, приобретающих зависящие от углов фазовые сдвиги, вызванные эффектом Допплера, приводит к частичному подавлению андреевского отражения в квантовом канале (по аналогии с обычным андреевским интерферометром [3]) Спектр связанных квазичастичных состояний в наноконтакте может быть получен путем решения уравнения

$$\det\left(1 - e^{i\hat{\sigma}_z k_z d}\hat{S}_R e^{i\hat{\sigma}_z k_z d}\hat{S}_L\right) = 0,$$

где d - длина волновода.

Асимметричный контакт (Рис. 1. (b)) – Рассмотрим сначала случай предельно асимметричного контакта, такого, что радиус кривизны поверхности левого электрода мал по сравнению с лондоновской глубиной экранировки, и, следовательно, мы можем пренебречь сверхтекучими токами, наводимыми в левом электроде. В пределе энергий, малых по сравнению со щелью Δ, получаем спектр связанных мод: $\varepsilon \approx \pm\sqrt{\Delta^2\cos^2\chi + \varepsilon_g^2}$, где зависящая от H минищель дается выражением $\varepsilon_g(H) \sim \Delta(H/H_{cm})^2$. При $\varepsilon_g \to 0$ получаем стандартный спектр $\varepsilon = \pm\Delta\cos\chi$ [4].

Симметричный контакт (Рис. 1. (c)) – Выражение для низкоэнергетического спектра локализованных в наноконтакте состояний в симметричном случае аналогично приведенному выше, однако, выражение для минищели в спектре содержит осциллирующий (как функция d) фактор:

$$\varepsilon_g(H) \sim \Delta(H/H_{cm})^2\,|\sin(k_z d - \varphi)|,$$

что является естественным следствием резонансного туннелирования в симметричной системе.

Можно ожидать, что появление зависящей от магнитного поля минищели в спектре существенно повлияет на транспортные свойства наноконтакта (по аналогии с ситуацией [5,6], когда минищель есть результат нормального рассеяния на барьерах или примесях в наноконтакте). Увеличение $\varepsilon_g(H)$ должно приводить к падению джозефсоновского сверхтока и более синусоидальной форме зависимости джозефсоновский ток - разность фаз. Кроме того, минищель должна модифицировать и резистивные характеристики наноконтакта, в частности, приводить к подавлению постоянной составляющей тока при напряжениях $eV < \varepsilon_g(H)$.

Работа выполнена при частичной поддержке US DOE Office of Science в рамках контракта No.W-31-109-ENG-38, РФФИ, Программы «Квантовая макрофизика» РАН, гранта Президента РФ для молодых докторов наук (МД-141.2003.02), и Фонда поддержки отечественной науки. А.С.М. признателен Лаборатории Низких Температур Университета Технологии Хельсинки за гостеприимство.

1. В. П. Галайко, Е. В. Безуглый, ЖЭТФ 60, 1471 (1971); С. И. Божко, В. С. Цой, С. Е. Яковлев, Письма в ЖЭТФ 36, 123 (1982); P. A. M. Benistant et al., Phys. Rev. B 32, 3351 (1985).
2. B. Gotzelmann et al., Phys. Rev. B 52, R3848 (1995); P. M. A. Cook et al., Europhys. Lett. 30, 355 (1995).
3. A. F. Morpurgo et al., Phys. Rev. Lett. 78, 2636 (1997).
4. И. О. Кулик, А. Н. Омельянчук, ФНТ 3, 945 (1977); C. W. J. Beenakker and H. van Houten, Phys. Rev. Lett. 66, 3056 (1991).
5. W. Habercorn et al., Phys. Status Solidi A 47, K161 (1978); C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. Lett. 67, 3836 (1991); D. Averin and A. Bardas, Phys. Rev. Lett. 75, 1831 (1995); E. Scheer et al., Phys. Rev. Lett. 78, 3535 (1997).