01;05

Подавление квантовыми флуктуациями интерференции в одноконтактном интерферометре с малым джозефсоновским переходом

© И.Н. Аскерзаде[1,2]

[1] Институт физики АН Азербайджана,
370143 Баку, Азербайджан
[2] Physics Department of Ankara University, Tandogan,
06100, Ankara, Turkey
e-mail: solstphs@lan.ab.az

(Поступило в Редакцию 15 января 2002 г.)

Найдено условие на величину геометрической индуктивности одноконтактного интерферометра, при которой квантовые флуктуации подавляют интерференцию и реализуется эффект кулоновской блокады куперовских пар.

Введение

В последнее время привлекают внимание квантовые эффекты в малых джозефсоновских переходах [1–2]. Наиболее важным проявлением квантовых флуктуаций является так называемое макроскопическое квантовое туннелирование фазы через энергетический барьер джозефсоновского перехода с током [3]. Возрастания квантовых флуктуаций при низких температурах приводит к другому явлению — эффекту кулоновской блокады в малых джозефсоновских переходах [4–5]. Условием проявления таких эффектов в одиночном малом джозефсоновском переходе является [6]

$$\min[\hbar\omega_p, \hbar\omega_c] \ll E_J, \tag{1}$$

где плазменная частота $\omega_p = (2eI_c/\hbar C)^{1/2}$, характерная частота $\omega_e = 2eI_cR_N/\hbar$ джозефсоновского перехода с критическим током I_c, и нормальным сопротивлением R_N и емкостью C, джозефсоновская энергия $E_J = \hbar I_c/2e$. В терминах сопротивления условие (1) переписывается так

$$R_N < R_Q; \quad R_Q = \hbar/4e^2, \tag{2}$$

где константа $R_Q = 1\,\mathrm{K}\Omega$ — квантовая единица сопротивления. Условие реализации эффектов кулоновской блокады в разных джозефсоновских структурах зависит от реального окружения джозефсоновского перехода и его параметров. Данная работа посвящена анализу таких условий для простейшей системы в одноконтактном интерферометре.

Основые уравнения

Для малых джозефсоновских переходов с током при небольших напряжениях $eV < \Delta$, где Δ — энергетическая щель сверхпроводника, можно написать гамильтониан

$$H = \hat{Q}^2/2C + E_J(1 - \cos\phi) - \hbar/2e\big(I(t) - I_N(x)\big) + H_e(x), \tag{3}$$

где H_e и x — гамильтониан и совокупность внутренних степеней свободы термостата, с которым переход связан через „нормальный“ ток квазичастиц I_N. Общая теория эффекта Джозефсона справедлива при

$$E_Q \ll E_J, \quad E_Q = Q^2/2C. \tag{4}$$

При этом электрический заряд Q и джозефсоновскую фазу ϕ можно рассматривать как классические переменные. В противоположном пределе такой подход уже неверен, и Q и ϕ нужно считать некоммутирующими операторами [7], причем в ϕ представлении

$$\hat{Q} = -2ei(\partial/\partial\phi). \tag{5}$$

Как показано в работе [8], если внешний ток является достаточно малым, переход описывается простым уравнением для квазизаряда в рамках резистивной модели

$$\dot{Q}' = I(t) - V(Q')/R_\mathrm{N} + I_\mathrm{F}(t), \tag{6}$$

где $V(Q') = dE/dQ'$, $I_\mathrm{F}(t)$ — флуктуационный ток. При $I < e/R_\mathrm{N}C$ возможно квазистатическое решение уравнения (6). В обратном пределе происходят осцилляции (так называемые блоховские осцилляции) энергии, напряжения и тока с частотой

$$\omega_B = \pi/e(I - \langle V\rangle/R_\mathrm{N}). \tag{7}$$

Таким образом, при выполнении условия (2) и (4) квантовые флуктуации не просто возрастают, а ведут к новым явлениям.

Далее было показано [9], что на свойства малого перехода влияет импеданс окружения (подводов) к переходу. Только в высокоомном окружении $R_s \gg R_Q$ кулоновская блокада не подавляется флуктуациями заряда в подводах. Экспериментальное обнаружение этих эффектов в одиночном переходе представляется трудным в связи с возможными паразитными наводками. Поскольку высокочастотный СКВИД и его основной элемент одноконтактный интерферометр являются системами, хорошо экранированными от изменения внешних полей и наводок [6], кажется интересным исследовать влияние малости переходов на характеристики одноконтактного интерферометра. С этой целью в данной работе рассматривается условие проявления эффектов кулоновской блокады в джозефсоновском переходе, замкнутом в сверхпроводящее кольцо. С другой стороны, такая задача интересна с точки зрения влияния изменения окружения джозефсоновского перехода.

Хорошо известно, что состояние одноконтактного интерферометра описывается уравнением

$$\phi + l\sin\phi = \phi_e, \tag{8}$$

где $\phi_e = 2\pi\Phi_e/\Phi_0$ — нормированный на квант магнитного потока внешний магнитный поток, $l = 2\pi L I_c/\Phi_0$ — нормированная геометрическая индуктивность кольца. Проявление эффектов квантовой флуктуации приводит к тому, что ϕ становится квантовой переменной и удовлетворяет соотношению неопределенности Гайзенберга

$$\Delta Q \Delta\phi > 2e. \tag{9}$$

Для анализа работы одноконтактного интерферометра в режиме кулоновской блокады следует рассматривать гамильтониан

$$H = \hat{Q}^2/2C + E_J\left(1 - \cos\phi + \frac{(\phi-\phi_e)^2}{2l}\right). \tag{10}$$

Решение соответствующей проблемы в рамках уравнения Шредингера представляется возможным только в предельных случаях. Понятно, что при больших индуктивностях, когда $\frac{(\phi-\phi_e)^2}{2l} \ll (1-\cos\phi)$, поведение интерферометра подобно поведению одиночного перехода. В этом пределе квадратичный потенциал мал по сравнению с периодическим потенциалом и кулоновская блокада происходит так же, как и в одиночном переходе. Для получения количественных оценок на величину геометрической индуктивности поступим следующим образом. Ток в интерферометре является классической величиной, т. е. является точно определяемой величиной, и неопределенность тока очень мала

$$\frac{\Delta I}{I_t} \ll 1, \tag{11}$$

где ток $I_t = \frac{e}{R_N C}$ соответствует краю кулоновской блокады на вольт-амперной характеристике малого джозефсоновского перехода. При фиксированном моменте времени неопределенность фазы $\Delta\phi$ можно выразить из уравнения состояния интерферометра (8) следующим образом:

$$\Delta\phi = 2\pi L\Delta I/\Phi_0. \tag{12}$$

С учетом последнего соотношения неравенство (11) перепишется, как

$$L/CR_N \gg R_Q. \tag{13}$$

При получении последнего соотношения считается, что неопределенность фазы в уравнении (11) имеет порядок 2π.

Обсуждения

В последнем соотношении (13) $\tau_N = R_N C$ приблизительно равен периоду блоховских осцилляций. Хорошо известно, что в течение такого промежутка времени происходит просто заряд конденсатора, образуемого электродами. Когда квазизаряд в обкладках приближается к нечетному количеству заряда электрона, сверхпроводящий ток становится отличным от нуля и происходит передача одной куперовской пары от одного электрода другому. Такая передача происходит очень быстро и практически τ_N определяет периодичность повторения такого процесса, т. е. частоту блоховских осцилляций. Как следует из формулы (13), левая часть соответствует импедансу кольца при частоте блоховских осцилляций. При больших индуктивностях интерферометра проблем с выполнением условия (13) не возникает, поскольку при этом, как следует из уравнения состояния интерферометра (8), переход ведет себя как одиночный. Следовательно, условие высокого импеданса окружения джозефсоновского перехода для кулоновской блокады в случае интерферометра с большой индуктивностью остается в силе.

Для интерферометров с малой индуктивностью существенными также могут стать квантовые флуктуации. В случае малой индуктивности [6,10] джозефсоновский переход оказывается шунтированным индуктивностью интерферометра и тем самым тепловые флуктуации отводятся от джозефсоновского перехода. Тогда при низких температурах квантовые флуктуации становятся определяющими и при выполнении следующего соотношения подавляют интерференцию в кольце [6]

$$L/CR_N \gg R_Q^2/R_N. \tag{14}$$

Таким образом, как и в одиночном джозефсоновском переходе, при больших импедансах кольца интерферометра квантовая интерференция подавляется квантовыми флуктуациями и возникает эффект кулоновской блокады куперовских пар.

Автор выражает благодарность профессору S. Atag и д-ру A. Gencer за обсуждения.

Список литературы

[1] *Лихарев К.К.* // Микроэлектроника. 1987. Т. 16. Вып. 3. С. 195–209.
[2] *Ruggerio B., Castelliano M.G., Torrioli G., Cosmelli C., Chiarello F., Palmieri V.G., Granata C., Silvestrini P.* // Phys. Rev. B59 1999. P. 177–180.
[3] *Devoret M.H., Esteve D., Urbina G., Martinis J., Cleland A. and Clark J.* // Quantum tunneling in Condensed Media, Ed. by Y. Kagan and A.J. Leggett (Elsevier, Amsterdam, 1992). P. 313.
[4] *Аверин Д.В., Лихарев К.К., Зорин А.Б.* // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 692–701.
[5] *Averin D.V., Likharev K.K.* // Mesoscopic Phenomena in solids Ed. By B.L. Altshuler, P.A. Lee and R.A. Webb (Elsevier, Amsterdam, 1991).
[6] *Лихарев К.К.* Введение в динамику джозефсоновских переходов. М. Наука. 1985. 320 с.
[7] *Anderson P.W.* // Lectures Many Body Problems / Ed. E.R. Caianiello. 1962. P. 113.
[8] *Likharev K.K., Zorin A.B.* // J. Low Temp. Phys. 1986. Vol. 62. P. 345–353.
[9] *Kuzmin L.S., Pashkin Yu., Golubev D.S., Zaikin A.D.* // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. P. 10074–10080.
[10] *Аскерзаде И.Н.* // ЖТФ. 2001 Т. 71 Вып. 12. С. 88–91.