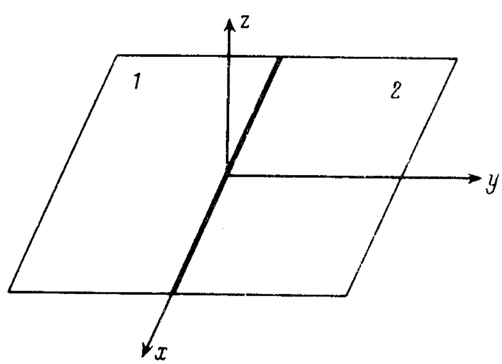
Письма в ЖЭТФ, том 51, вып. 2, стр. 100 – 102 *25 января 1990 г.*

ДЖОЗЕФСОНОВСКИЙ ПЕРЕХОД С НЕЛОКАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Ю.М.Иванченко, Т.К.Соболева

Рассмотрен эффект Джозефсона в тонких пленках ($d \ll \lambda$) и получено нелокальное уравнение для фазы в случае протяженных контактов. Исследованы асимптотические характеристики вихрей в таких пленках.

Многочисленные теоретические исследования эффекта Джозефсона относятся к случаю, когда туннельный переход образован массивными сверхпроводниками с толщинами $d_{1,2} \gg \lambda_L$ (λ_L – лондоновская глубина проникновения), либо при конечных толщинах сверхпроводников $d_{1,2} \lesssim \lambda_L$ в предположении, что электродинамика самих сверхпроводников может быть описана в рамках уравнений Лондонов [1] (см. также [2, 3]). Но даже в случае конечного размера пленок теоретически рассмотренная конфигурация туннельного перехода такова, что размер вдоль магнитного поля бесконечен. В сущности это обстоятельство, наряду с локальными исходными уравнениями, и обеспечивает локальность уравнения описывающего пространственно-временную эволюцию разности фаз. В эксперименте же нередко используются контакты, у которых размер вдоль поля конечен и соизмерим с глубиной проникновения λ_L. Такого типа конфигурация реализуется например на монокристаллических чешуйках Y–Ba–Cu–O с двойниками, у которых толщина чешуйки может быть порядка λ_L.



В настоящей работе мы покажем, что для туннельных переходов, образованных тонкими сверхпроводящими пленками (СП) ($d \ll \lambda_L$), связь тока j с разностью фаз φ носит нелокальный характер. Это обуславливает степенной характер спадания магнитного поля и тока вихря на больших расстояниях от его центра.

Для упрощения выкладок рассмотрим стационарный случай и будем считать, что СП образующие контакт, одинаковы. Выбранная геометрия показана на рисунке. Задачу о такой пленке можно рассматривать как задачу о плоскости ($z = 0$), по которой течет ток $\mathbf{j}\delta(z)$. Для плоского тока в каждом из сверхпроводников справедливо уравнение

$$\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_{1,2} = \mathrm{rot\,rot}\,\mathbf{A} = -\Delta\mathbf{A} = \frac{1}{\lambda_э}(\vec{\Phi}_{1,2} - \mathbf{A})\delta(z), \tag{1}$$

где $\vec{\Phi}_{1,2} = \frac{\phi_0}{2\pi}\vec{\nabla}\varphi_{1,2}$ и $\lambda_э = \lambda_L^2/d$ – эффективная глубина проникновения для тонкой пластинки в поле, параллельном ее плоскости [4]. Граничные условия для уравнения (1) на берегах джозефсоновского контакта ($y = 0$) имеют вид

$$-\Delta A_y \big|_{y=0} = \frac{4\pi}{c} j_y(x, 0). \tag{2}$$

С другой стороны ток через контакт $j_y(x)$ связан с разностью фаз $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ соотношением

$$j_y(x) = j_c \sin\varphi\,, \tag{3}$$

где j_c – критический ток через переход. Преобразуя выражение (1) с учетом (2), (3), получим уравнение для разности фаз $\varphi(x)$;

$$\frac{\phi_0}{\pi^3 \lambda_э} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{\infty} dp e^{ipx/\lambda_э} \varphi(p) J(p) = \frac{4\pi}{c} j_c \sin\varphi \tag{4}$$

или, переходя к безразмерным переменным $x \to x/\tilde{\lambda}_j$,

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \int \varphi(x') \mathcal{F}(x - x')dx' = \sin\varphi \tag{4'}$$

где $\tilde{\lambda}_j = \lambda_j \sqrt{d/\lambda_L}$, λ_j – джозефсоновская глубина проникновения,

$$\mathcal{F}(y) = \frac{2\lambda_э}{\pi^2 \tilde{\lambda}_j} \int J\left(p \frac{\lambda_э}{\tilde{\lambda}_j}\right) e^{ipy} dp \tag{5}$$

$$J(p) = \frac{2}{\sqrt{4p^2 - 1}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{4p^2 - 1}}{1 + 2|p|} .$$

В дальнейшем нам будет удобно использовать уравнение (4) в виде:

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi'(x') \mathcal{F}(x - x')dx' = \sin\varphi\ . \tag{6}$$

Для определения решения типа уединенного вихря необходимо найти решение уравнения (6) с условием $\varphi(x = \infty) - \varphi(x = -\infty) = 2\pi$. Очевидно, что такое решение всегда существует и асимптотика его определяется поведением функции $\mathcal{F}(x - x')$ при больших x. Несложный анализ показывает, что при $x \to -\infty$

$$\varphi \approx 2\pi \frac{\partial}{\partial x} \mathcal{F}(x) \approx 4\lambda_э / \pi \tilde{\lambda}_j x^2 \tag{7}$$

Соответственно при $x \to \infty$ $\varphi \approx 2\pi - 4\lambda_э / \pi \tilde{\lambda}_j x^2$. Магнитное поле вдали от центра вихря убывает как $1/x$, т. е. значительно медленнее, чем поля абрикосовских вихрей в тонких пленках [4]. В центре вихря ток равен нулю, а поле достигает максимального значения, и на малых расстояниях структура джозефсоновского вихря в пленках качественно совпадает с ситуацией в массивных образцах. При наличии отличной от нуля разности потенциалов на барьере уравнение для фазы φ будет иметь вид:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x') \mathcal{F}(x - x')dx' - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \sin\varphi\ . \tag{8}$$

В отличие от уравнения, описывающего эффект Джозефсона для стандартной конфигурации, уравнение (8) не имеет "лоренц-инвариантного" вида. Это приводит, в частности, к нарушению пропорциональности скорости движения вихря в контакте напряженности электрического поля и, безусловно, проявится в изменении вида вольтамперных характеристик по сравнению с соответствующими для контактов, образованных массивными сверхпроводниками.

Имея в виду, что функция $\mathcal{F}$ при $|x - x'| \to 0$ расходится, энергию туннельного нельного контакта удобно записать в виде:

$$\mathcal{E} = \frac{\hbar j_c}{2e} \int_{-\infty}^{\infty} dx \, \{ 1 - \cos\varphi(x) + \frac{\varphi_t^2}{2} + \frac{\varphi'(x)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi'(x') \mathcal{F}(x - x') dx' \} \approx \frac{\hbar j_c}{2e} \{ \int_{-\infty}^{\infty} dx \, (1 -$$

$$- \cos\varphi(x) + \frac{\varphi_t^2}{2} + C(a)\varphi'^2(x)) + \int_{-\infty}^{\infty} dx \varphi'(x) \int_a^{\infty} (\varphi'(x-x') + \varphi'(x-x'))\mathcal{F}(x')dx' \}. \quad (9)$$

Здесь a — параметр обрезания, $C(a) \equiv \frac{1}{2} \int_{-a}^{a} \mathcal{F}(y)dy < \infty$. Нетрудно видеть, что ра(риваемого решения все интегралы в (9) сходятся и, следовательно, энергия соответстı щая статическому уединенному вихрю конечна и является функцией параметра .

Оценим также энергию двух статических вихрей, находящихся на большом расстоянии друг от друга. Пусть расстояние между вихрями $x_1 - x_2 = \Delta x \gg 1$, тогда двухвихревое решение асимптотически представимо в виде:

$$\varphi(x) \approx \varphi_1(x - x_1) + \varphi_2(x - x_2). \quad (10)$$

Подставляя решение (10) в выражение для энергии, получим

$$E = E_1 + E_2 + E_{int} \quad ,$$

где E_1 и E_2 — энергии первого и второго вихрей соответственно, а E_{int} можно интерпретировать как потенциальную энергию статических вихрей.

$$E_{int} \approx 8\sigma_1\sigma_2\lambda_3 / \tilde{\lambda}_j |\Delta x| ,$$

где $\sigma = 1$ для вихря и $\sigma = -1$ для антивихря. Учитывая, что взаимное влияние кинков приводит к искажению их формы, можно найти дополнительный вклад в энергию взаимодействия $\Delta E_{int} \sim \varphi'(\tilde{\Delta x}) \sim (\Delta x)^{-3}$. Отметим, что столь медленное убывание взаимодействия вихрей приведет к появлению щели в спектре колебаний вихревой решетки и в результате корреляционная функция фазы на больших расстояниях будет не логарифмически расходящейся [5], а ограниченной, т. е. фактически нелокальное взаимодействие в уравнении (4) восстанавливает дальний порядок в вихревой системе.

Авторы благодарны Ю.С.Кившарю за полезное замечание.

Литература

1. *Иванченко Ю.М.* ЖЭТФ, 1966, **51**, 337.
2. *Кулик И.О., Янсон И.К.* Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. М.: Наука, 1970.
3. *Лихарев К.К.* Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985.
4. *Де Жен П.* Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968.
5. *Fetter A.L., Stephen M.S.* Phys. Rev., 1968, **168**, 475.

Поступила в редакцию
26 июня 1989 г.
После переработки
15 сентября 1989 г.

Донецкий физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР