Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 2, стр. 95 – 98 *25 января 1989 г.*

КРИТИЧЕСКИЙ ТОК ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ СО СЛУЧАЙНО РАСПОЛОЖЕННЫМИ ВИХРЯМИ

М.В.Фистуль

Найдена зависимость критического тока джозефсоновского контакта от магнитного поля при различных концентрациях абрикосовских вихрей (АВ) в сверхпроводящих берегах.

В последнее время широко изучаются джозефсоновские контакты, берега которых выполнены из "жестких" сверхпроводников II рода(Nb, NbN, Nb_3Sn) [1, 2]. Во внешнем магнитном поле в таких сверхпроводниках появляются абрикосовские вихри (АВ), которые закрепляются на различных дефектах. Из-за неоднородного магнитного поля АВ зависимость критического тока от внешнего магнитного поля может сильно отличаться от обычной "фраунгоферовой" зависимости характерной для однородных джозефсоновских контактов [3]. В настоящей работе мы найдем критический ток джозефсоновского контакта, в берегах которого имеются случайно расположенные АВ, оси которых параллельны плоскости контакта.

Пусть джозефсоновский контакт находится во внешнем магнитном поле H, параллельном плоскости контакта. Критический ток определяется по формуле [3]

$$I_c^2 = j_0^2 \left| \int_0^L \exp[i\varphi(x)]dx \right|^2 , \tag{1}$$

где j_0 – плотность критического тока, L – длина контакта. Разность фаз φ зависит от внешнего поля и от координат (x_i, y_i) АВ в берегах контакта [4]

$$\varphi = \sum_{i=1}^{N} - \frac{2}{\lambda} \int_0^x Z(x - x_i, y_i)dx + \frac{2\pi\phi x}{\phi_0 L} ,$$

$$Z(x - x_i, y_i) = |y_i| [(x - x_i)^2 + y_i^2]^{-1/2} K_1 \{ \frac{[(x - x_i)^2 + y_i^2]^{1/2}}{\lambda} \} , \tag{2}$$

где $\phi = 2HL\lambda$, λ – лондоновская глубина проникновения в сверхпроводники, $K_1(x)$ – модифицированная функция Бесселя.

Для нахождения среднего тока контакта $\overline{I_c^2}$ усредним выражение (1) по различным положениям АВ. Считая, что они распределены случайно в плоскости контакта, получим также как в [5] (S – площадь контакта)

$$\overline{I_c^2} = j_0^2 \int_0^L dx_1 \int_0^L dx_2 \exp[2\pi i\phi(x_1 - x_2)/\phi_0 L] \times$$
$$\times \{ \int \frac{dxdy}{S} \exp[- i\frac{2}{\lambda} \int_{x_2}^{x_1} Z(t - x, y)dt] \}^N = j_0^2 \int_0^L dx_1 \int_0^L dx_2 \times \tag{3}$$
$$\times \exp\{ \frac{2\pi i\phi(x_1 - x_2)}{\phi_0 L} + n \int dxdy \{ \exp[- i\frac{2}{\lambda} \int_{x_2}^{x_1} Z(t - x, y)dt] - 1 \} ,$$

где n – концентрация АВ в сверхпроводящих берегах.

При малой концентрации АВ $(n\lambda^2 \ll 1)$ интегралы в (3) легко вычисляются (главный вклад дают значения $|x_1 - x_2| \gg \lambda$) и мы получим

$$\overline{I_c^2} = j_0^2 \int_0^L dx_1 \int_0^L dx_2 \exp\{ 2\pi i(\frac{\phi}{\phi_0 L} - \alpha_2 n\lambda)(x_1 - x_2) - \alpha_1 n\lambda |x_1 - x_2| \}$$
$$\alpha_1 = 2\lambda^{-1} \int_0^\infty dy \{ 1 - \cos(2\pi e^{-y/\lambda}) \} \approx 2\ln 2\pi ; \quad \alpha_2 = (\pi\lambda)^{-1} \int_0^\infty dy \sin 2\pi e^{-y/\lambda} \approx 1/2. \tag{4}$$

Для получения формулы (4) мы воспользовались тем, что функция $K_1(t)$ экспоненциально затухает при $t \gg 1$ и значением интеграла [4]

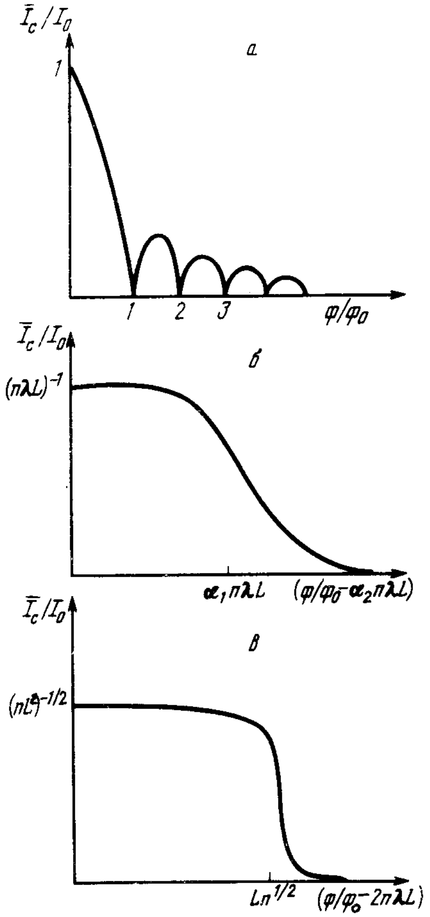
$$\frac{2}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} |y| (t^2 + y^2)^{-1/2} K_1 [\frac{(t^2 + y^2)^{1/2}}{\lambda}] dt = 2\pi e^{-|y|/\lambda} , \tag{5}$$

Из формулы (4) следует, что если вероятность найти вихрь на площади $S_1 = L\lambda$ мала ($n\lambda L \ll 1$), то зависимость среднего критического тока от магнитного поля описывается обычной фраунгоферовой зависимостью $\overline{I_c} \sim j_0 L |(\pi\phi/\phi_0)^{-1} \sin(\pi\phi/\phi_0)|$ (рис. a). В противоположном случае, когда $n\lambda L \gg 1$ вычисляя интегралы в формуле (4) получим

$$\overline{I_c^2} = 2j_0^2 Ln\lambda\alpha_1 \{(n\lambda\alpha_1)^2 + [2\pi(\frac{\phi}{\phi_0 L} - \alpha_2 n\lambda)]^2\}^{-1}; \qquad (6)$$

$$1/\lambda L \ll n \ll 1/\lambda^2 .$$

В этой области концентраций АВ амплитуда осцилляций среднего критического тока экспоненциально мала $\sim \exp(-Ln\lambda\alpha_1)$ (рис. б).



Зависимость критического тока от магнитного поля при различных концентрациях AB: $а - n \ll 1/\lambda L$, $б - 1/\lambda L \ll n \ll 1/\lambda^2$, $в - n \gg \lambda^{-2}$

Если в сверхпроводниках имеется большое число вихрей, так что $n\lambda^2 \gg 1$, то в формуле (3) главный вклад в ток дают близкие значения x_1 и x_2 ($|x_1 - x_2| \ll \lambda$), поэтому показатель экспоненты можно разложить в ряд и ограничиться двумя первыми членами. Тогда получим

$$\overline{I_c^2} = j_0^2 \int_0^L dx_1 \int_0^L dx_2 \exp\{2\pi i(\frac{\phi}{\phi_0 L} - 2n\lambda)(x_1 - x_2) + 2\pi n(x_1 - x_2)^2 \ln|(x_1 - x_2)/\lambda|\}.$$

В формуле (7) отклонение от гауссовой корреляционной функции (логарифм в показателе экспоненты) связано с наличием у магнитного поля АВ в джозефсоновском контакте особенности типа $1/r$ при $r \to 0$. Вычисляя интегралы по x_1, x_2, в области магнитных потоков близких к значению $2\phi_0 Ln\lambda$

$$\overline{I_c^2} = j_0^2 L\cdot\lambda\sqrt{\pi}(n\pi\lambda^2\ln(n\pi\lambda^2))^{-1/2}\{1-(\frac{\pi\phi}{\phi_0 L}-2n\pi\lambda)^2\frac{1}{2\pi n\ln n\pi\lambda^2}\}$$

$$|\frac{\phi}{\phi_0}-2n\lambda L| \ll L(n\ln\pi n\lambda^2)^{1/2}. \qquad (8)$$

Если магнитный поток ϕ сильно отличается от $2\phi_0 Ln\lambda$, то главный вклад в интегралы в формуле (7) дают x_1, x_2 такие что $(x_1-x_2)\sim\phi_0 L/\phi$. Это приводит к тому, что критический ток начинает сильно убывать с увеличением магнитного поля (рис. *в*)

$$\overline{I_c^2} = \frac{j_0^2 L\pi^2 n}{(\frac{\phi}{\phi_0 L}-2n\lambda)^3}. \qquad (9)$$

Отметим, что эта же зависимость справедлива и при малой концентрации АВ в области магнитных полей $\phi\lambda/\phi_0 L \gg 1$.

Формулы (6) и (8,9) описывают зависимоть критического тока от магнитного поля при различных концентрациях АВ. Их сильное отличие от обычной фраунгоферовой зависимости связано с тем, что значения плотности тока $j(x)$ коррелируют не на всей плоскости контакта, а только на малом расстоянии $x_0\ll L$ ($x_0\sim 1/n\lambda$ при $n\lambda^2\ll 1$ и $x_0\sim 1/\sqrt{n}$ при $n\lambda^2\gg 1$), что приводит и к уменьшению критического тока и к изменению его магнитной зависимости.

Таким образом по зависимости джозефсоновского тока от магнитного поля можно определить концентрацию запинингованных вихрей, а также корреляцию в их положении.

Автор благодарен А.А.Абрикосову за ценное обсуждение полученных результатов.

Литература

1. *Uchida N., Enpuki K., Matsugaki Y.* J. Appl. Phys., 1983, **54**, 5287; J. Appl. Phys., 1984, 56, 2558.
2. *Fulton T.A., Hebard A.F.* Sol. St. Comm., 1977, **22**, 493.
3. *Бароне А., Патерно Дж.* Эффект Джозефсона: физика и применения. М.: Мир, 1984.
4. *Денисов Ю.П.* ФТТ, 1976, **18**, 119.
5. *Асламазов Л.Г., Фистуль М.В.* ЖЭТФ, 1987, **93**, 1081.

Московский институт
стали и сплавов

Поступила в редакцию
6 декабря 1988 г.