

Нелокальные свойства джозефсоновского контакта между анизотропными сверхпроводниками

Р.М. Айнбиндер, Г.М. Максимова

Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

Пиннинг в сверхпроводниках с высокой плотностью критического тока часто обусловлен плотной сеткой планарных кристаллических дефектов, таких как: двойниковые границы в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, низкоугловые границы зерен или структуры искривленных границ зерен типа “кирпичная стена” в Bi сверхпроводниках. Наличие таких дефектов (для которых эффективная критическая плотность тока через джозефсоновский контакт j_s на несколько порядков выше, чем критическая плотность внутригранульного тока $j_c : j_s > j_c$), как показано в [1, 2], вызывает сильную деформацию нормального кора абрикосовского (А) вихря, который становится образованием, подобным абрикосовскому вихрю, но с сильно анизотропным джозефсоновским кором (АЖ-вихрь):

$$\varphi(x) = \pi + 2 \arctg(x/l)$$

где $\varphi(x)$ - разность фаз на контакте, λ - лондоновская глубина проникновения, $\lambda_j = (c\Phi_0 / 16\pi^2 \lambda j_s)^{1/2}$ - джозефсоновская глубина проникновения, Φ_0 - квант потока а параметр $l = \frac{\lambda_j^2}{\lambda}$ определяет размер АЖ-вихря вдоль перехода

да. В [3] приведены экспериментальные доказательства существования АЖ-вихрей в кристаллах $YBCO$, полученные из измерений полевой зависимости сопротивления.

В цитируемых выше работах [1,2] рассматривались планарные дефекты в изотропных сверхпроводниках. Между тем, известно, что ВТСП-материалы обладают высокой степенью анизотропии. Поэтому представляется интересным рассмотрение физических характеристик джозефсоновских переходов между анизотропными сверхпроводниками. В рамках локальной электродинамики (т.е. для контактов с $j_s \ll j_c$) такая задача была решена в работах Минца и Когана.

В данной работе рассмотрен плоский джозефсоновский контакт, разделяющий соосные анизотропные сверхпроводники, и обобщены уравнения нелокальной электродинамики на этот случай. Анизотропия характеризуется безразмерным тензором масс с собственными значениями $m_a = m_b < m_c$, нормированных так, что $m_a^2 m_c = 1$. Отношения масс определены как $m_i / m_k = \lambda_i^2 / \lambda_k^2$, так что

глубины проникновения можно записать в виде $\lambda_i = \lambda \sqrt{m_i}$, где $\lambda = (\lambda_a^2 \lambda_c)^{1/3}$. Описана структура изолированного вихря произвольной ориентации (по отношению к кристаллографическим осям). Показано, что характерный размер АЖ-вихря зависит от коэффициента анизотропии $k = \sqrt{m_c / m_a}$ и угла θ , образованного вихрем и осью c :

$$L(\theta) = l \sqrt{m_{zz}(\theta)},$$

$$\text{где } m_{zz} = k^{-2/3} \sin^2 \theta + k^{4/3} \cos^2 \theta.$$

Нами было найдены распределения магнитного поля и плотности тока, создаваемого уединенным АЖ-вихрем вблизи контакта. При заданном магнитном поле \vec{H} , лежащем в плоскости контакта и составляющем угол γ с осью c , равновесное положение вихря характеризуется углом $\theta_0(H, \gamma)$, образуемым вихрем с осью c . Угол $\theta_0(H, \gamma)$ и поле $H_{c1}(\gamma)$, при котором существование АЖ-вихря в контакте становится энергетически выгодным при данном направлении внешнего магнитного поля (угол γ), были определены из системы уравнений:

$$\frac{\partial G(H, \theta_0, \gamma)}{\partial \theta_0} = 0$$

$$G(H, \theta_0, \gamma) = 0$$

где G - свободная энергия Гиббса.

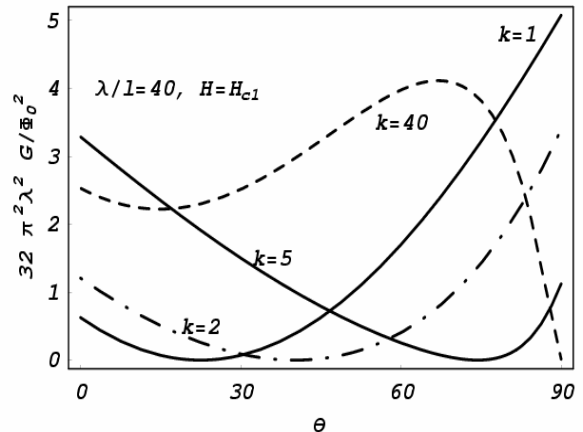


Рис. 1. Зависимость энергии Гиббса от угла ориентации вихря θ при различных значениях коэф-

фициента анизотропии k и поле, равном $H_{c1}(\gamma)$, где $\gamma = \pi/10$.

Для численных расчетов величины $H_{c1}(\gamma)$ были взяты значения k и λ/l , характерные для высокотемпературных сверхпроводников. В частности, для $YBa_2Cu_3O_7$ в тонких пленках которого экспериментально наблюдались AJ-вихри [3], параметр анизотропии $k \approx 5$, $\lambda \approx 4000 \text{ \AA}$, $l \approx 190 \text{ \AA}$ при температуре 77 К ($T_c = 91 \text{ К}$).

В данной работе было также рассмотрено взаимодействие абрикосовского вихря с планарным дефектом, играющим роль центра пиннинга и рассчитана угловая зависимость поперечной составляющей силы пиннинга, имеющая вид:

$$f_{\perp} = -l \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \sqrt{m_{zz}(\theta)} m_c \left(\frac{1}{s(l\sqrt{m_c} + s)} - \frac{2}{(l\sqrt{m_c} + 2s)^2} \right)$$

где s - расстояние вихря от контакта. Значение $|f_{\perp}(s)|$ максимально, когда вихрь ориентирован вдоль оси c (т.е. $\theta = 0$) и минимально, если его направление перпендикулярно c .

1. A. Gurevich, Phys.Rev.B., **46**, 3187 (1992).
2. A. Gurevich, L.D. Cooley, Phys.Rev.B., **50**, 13563 (1994).
3. A. Gurevich, M.S. Rzchowski, G. Daniels, B.M. Hinaus, and D.C. Larbalestier. PROCEEDINGS OF 10TH INTERNATIONAL WORKSHOP ON CRITICAL CURRENTS (IWCC 2001), June 4-7, 2001, Göttingen, Germany, p.45.; cond-mat/0201234 v.1.