по примыкающим друг к другу ямам [8]. Как видно, в этом случае ЛИХ локализованных в ТРП экситонов ничем не отличается от ЛИХ свободных экситонов, движущихся в чистом PbI_2. Однако экситонные ЛИХ ТРП с $x=0.03$ свидетельствуют о том, что такая миграция экситонов может начаться гораздо раньше полного перекрытия потенциальных ям. По-видимому, этот факт свидетельствует о возможности активированной перколяции локализованных экситонов. При этом переход локализованного экситона в соседнюю яму возможен либо надбарьерным путем (если энергия активации достаточно велика), либо путем туннелирования через разделяющий ямы потенциальный барьер, прозрачность которого растет с ростом энергии активации. Активация локализованных экситонов при низких температурах может происходить за счет поглощения неравновесных фононов, рождаемых в процессе энергетической релаксации электронно-дырочных пар, генерируемых при зона-зонном возбуждении полупроводника.

В заключение отметим, что используемые при измерениях ЛИХ интенсивности возбуждения $I_в$ были значительно ниже тех, при которых может происходить насыщение локализованных экситонных состояний, ведущее к деформации контура полосы излучения [6]. На вставке к рис. 2 приведены спектры излучения $Pb_{0.97}Mn_{0.03}I_2$ при разных уровнях оптической накачки, показывающие отсутствие какого-либо искажения формы этого контура при увеличении $I_в$. Характер ЛИХ исследованных экситонных полос одинаков как в случае измерения интегральной интенсивности отдельной полосы, так и при измерении интенсивности излучения в различных точках ее спектрального контура.

Литература

[1] *Бродин М. С., Гуща А. О., Тараненко Л. В.* и др. ФТТ, 1986, т. 28, № 10, с. 2950—2958.

[2] *Пермогоров С. А., Резницкий А. Н., Вербин Ю. С.* Изв. АН СССР. Сер. физ., 1985, т. 49, № 10, с. 2019—2025.

[3] *Бродин М. С., Блонский И. В., Каратаев В. Н.* ФТТ, 1988, т. 30, № 4, с. 1179—1182.

[4] *Бродин М. С., Блонский И. В., Деркач Б. Е.* и др. ФТТ, 1987, т. 29, № 6, с. 1723—1729.

[5] *Аблязов Н. Н., Райх М. Э., Эфрос А. Л.* ФТТ, 1983, т. 25, № 2, с. 353—358.

[6] *Суслина Л. Г., Арешкин А. Г., Мелехин В. Г., Федоров Д. Л.* Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 2, с. 48—51.

[7] *Суслина Л. Г., Федоров Д. Л., Арешкин А. Г., Мелехин В. Г.* ФТТ, 1983, т. 25, № 11, с. 3215—3224.

[8] *Эфрос А. Л.* Физика и геометрия беспорядка. М., 1982. 175 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
11 мая 1988 г

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

ОБ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ ЭФФЕКТА ДЖОЗЕФСОНА ДЛЯ АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Р. Г. Минц

Особенности электродинамики эффекта Джозефсона для анизотропных сверхпроводников представляют интерес в связи с изучением высокотемпературных сверхпроводников, имеющих сильно анизотропную слоистую структуру. В настоящей работе для туннельного джозефсоновского контакта рассчитаны структура изолированного вихря, закон дисперсии его малых колебаний, критическое поле H_{c1} и максимальный ток через прямоугольный контакт.

Рассмотрим плоский туннельный переход. Предположим, для простоты, что он образован одинаково ориентированными одноосными сверхпроводниками. Пусть, кроме того, ось симметрии ζ лежит в плоскости контакта (x, y) и составляет угол α с осью y. Тогда аналогично [1, 2] можно показать, что разность фаз $\varphi(x, y)$ между сверхпроводниками описывается уравнением

$$\mu_{ik}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i \partial x_k} - \tau^2\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = \sin\varphi, \tag{1}$$

где

$$\mu_{xx} = \Lambda^2(\sin^2\alpha + k\cos^2\alpha), \qquad \mu_{yy} = \Lambda^2(\cos^2\alpha + k\sin^2\alpha),$$

$$\mu_{xy} = \mu_{yx} = -(k-1)\Lambda^2\sin\alpha\cos\alpha, \tag{2}$$

$$\Lambda^2 = \hbar c^2/16\pi e j_c\lambda_3, \qquad \tau^2 = \varepsilon\hbar/8\pi d e j_c. \tag{3}$$

Здесь $k=\lambda_3/\lambda_1$; λ_1 — глубина проникновения магнитного поля $b_\zeta(z)$; λ_3 — $b_\eta(z)$; система координат (ζ, η) лежит в плоскости (x, y); j_c — критическая плотность тока $j_z=j(\varphi)=j_c\sin\varphi$; ε — диэлектрическая проницаемость; d — ширина барьера в туннельном переходе. Пусть, кроме того, для определенности $k \gg 1$. С помощью тензора μ_{ik} магнитное поле в барьере $\mathbf{h} \equiv \mathbf{b}(0)$ выражается как

$$h_x = -\frac{4\pi}{c}j_c\left(\mu_{yy}\frac{\partial\varphi}{\partial y} + \mu_{yx}\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right), \qquad h_y = \frac{4\pi}{c}j_c\left(\mu_{xx}\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \mu_{xy}\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right). \tag{4}$$

Изолированный вихрь [1, 2] описывается стационарным одномерным решением уравнения (1). Выбором системы координат (x, y) его можно представить в виде $\varphi=\varphi_0(x)=4\,\mathrm{arctg}\,[\exp(x/\sqrt{\mu_{xx}(\alpha)})]$. Тогда энергия единицы длины вихря $\varepsilon_v(\alpha)$ есть

$$\varepsilon_v = \frac{\hbar}{2e}j_c\int\limits_{-\infty}^{\infty}dx\left[1-\cos\varphi_0 + \frac{1}{2}\mu_{xx}\left(\frac{d\varphi_0}{dx}\right)^2\right] = \frac{4\hbar}{e}j_c\sqrt{\mu_{xx}(\alpha)}. \tag{5}$$

Таким образом, анизотропия сверхпроводников приводит к зависимости ε_v от α. Кроме того, если $\alpha \neq 0, \pi/2$, то отличен от нуля угол β между магнитным полем $\mathbf{h}$ и осью вихря (ось y). С помощью (4) находим $\mathrm{tg}\,\beta = -h_x/h_y = \mu_{xy}/\mu_{xx} = -(k-1)\,\mathrm{tg}\,\alpha/[k+\mathrm{tg}^2\alpha]$.

Определим теперь равновесное значение угла α и величину H_{c1}, минимизировав тремодинамический потенциал Φ по углу α и числу вихрей N. Пусть внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$ направлено под углом γ к оси ζ. Тогда при $0 \leqslant H-H_{c1} \ll H_{c1}$ имеем

$$\Phi = N\varepsilon_v - (1/4\pi)N\Phi_0 H\cos(\alpha-\gamma), \tag{6}$$

где Φ_0 — квант потока. С помощью (6) находим, что

$$\mathrm{tg}\,\alpha = k\,\mathrm{tg}\,\gamma, \qquad H_{c1} = \frac{\Phi_0}{\pi^2\Lambda\lambda_3}\sqrt{\frac{k}{\cos^2\gamma + k\sin^2\gamma}}. \tag{7}$$

Таким образом, если k достаточно велико, то для $H \simeq H_{c1}$ вихри ориентированы почти перпендикулярно оси симметрии. Кроме того, сопоставив углы α, β и γ, легко убедиться, что $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$.

Найдем теперь максимальный ток I_m через прямоугольный джозефсоновский контакт с параллельными осям координат (x, y) сторонами длиной a и b, когда $a, b \ll \Lambda$. Тогда аналогично [2] с помощью (4) находим

$$I_m = I_c\frac{\Phi_0^2}{\pi^2\Phi_x\Phi_y}\left|\sin\left(\frac{\pi\Phi_x}{\Phi_0}\right)\sin\left(\frac{\pi\Phi_y}{\Phi_0}\right)\right|, \tag{8}$$

где $I_c = abj_c$, а магнитные потоки полей $b_x(z)$, $b_y(z)$ равны

$$\Phi_x = 2a\lambda_1 (\mu_{yx} h_x + \mu_{yy} h_y), \qquad \Phi_y = 2a\lambda_1 (\mu_{xx} h_x + \mu_{xy} h_y). \tag{9}$$

Таким образом, зависимость I_m от H определяется произведением двух фрауенгофферовых дифракционных функций даже при $h_x=0$ (или $h_y=0$). Физически это связано с тем, что поле $\mathbf{b}(z)$, затухая в глубь анизотропного сверхпроводника, поворачивается в плоскости (x, y) в направлении оси симметрии, если $\alpha \neq 0$, $\pi/2$. В результате одновременно отличны от нуля и Φ_x, и Φ_y.

Найдем еще закон дисперсии изгибных колебаний изолированного вихря. Для этого $\varphi(x, y, t)$ удобно искать в виде

$$\varphi = \varphi_0(x) + \varphi_1(x) \exp\left\{-i\omega t - iq \frac{\mu_{xy}}{\mu_{xx}} x + iqy\right\}, \tag{10}$$

где $\varphi_1 \ll \varphi_0$, q — волновой вектор, ω — частота колебаний. Подставив выражение (10) в уравнение (1), аналогично [1] находим

$$\omega = q \frac{\Lambda^2}{\tau} \sqrt{\frac{k}{\mu_{xx}(\alpha)}} = q \frac{\Lambda}{\tau} \sqrt{\frac{k}{\sin^2 \alpha + k \cos^2 \alpha}}. \tag{11}$$

Из (11) видно, что изгибные колебания изолированного вихря для анизотропных сверхпроводников — «звуковая» мода, скорость которой зависит от ориентации вихря.

Таким образом, электродинамика эффекта Джозефсона для анизотропных сверхпроводников имеет ряд специфических особенностей.

Литература

[1] *Кулик И. О., Янсон И. К.* Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных контактах. М.: Наука, 1970. 272 с.
[2] *Бароне А., Патерно Дж.* Эффект Джозефсона. М.: Мир, 1984. 639 с.

Институт высоких температур АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
26 мая 1988 г.

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

АНИЗОТРОПИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛА $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

А. А. Гиппиус, В. В. Мощалков, С. А. Позигун, М. В. Семенов, В. И. Воронкова, В. К. Яновский

Проведены измерения магнитного момента монокристаллического образца иттриевой металлооксидной керамики в магнитном поле до 50 кЭ при температурах от 4.2 до 300 К.

Монокристалл $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ был выращен с помощью раствор-расплавной методики из составов, относящихся к тройной системе Y_2O_3—BaO—CuO и близких к тройной эвтектике между $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, $BaCuO_2$ и CuO [1]. Смеси оксидов иттрия, меди и бария нагревались до температуры, на 50—100 °С превышающей перитектическую точку, и затем медленно охлаждались до полного затвердения смеси. Полученный монокристалл в виде чешуйки толщиной 0.125 мм и максимальным размером 1.25 мм с развитыми зеркально гладкими гранями (001) имел тетрагональную структуру; ось *c* перпендикулярна плоскости чешуйки. После отжига в кислороде при