

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

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

Таким образом, зависимость I_m от H определяется произведением двух фраунгофферовых дифракционных функций даже при $h_x=0$ (или $h_y=0$). Физически это связано с тем, что поле $\mathbf{h}(z)$, 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

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

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

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

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.

Л и т е р а т у р а

- [1] Кулик И. О., Янсон И. К. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных контактах. М.: Наука, 1970. 272 с.
 [2] Бароне А., Патерне 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. Моцалков, 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

400 °С в течение 20 ч структура кристалла переходила в ромбическую и кристалл приобретал сверхпроводящие свойства.

На рис. 1 показаны зависимости $M(H)$ при двух ориентациях монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ относительно магнитного поля: $\mathbf{H} \parallel c$ (I) и $\mathbf{H} \perp c$ (II), $T=4.2$ К, измеренные на индукционном магнитометре [2]. Зависимость $M(H)$ обладает гистерезисом, характерным для сверхпроводников 2-го рода, и сильной анизотропией $M(H)$: при $\mathbf{H} \perp c$ величина магнитного момента на порядок меньше соответствующей этому же полю величины магнитного момента для ориентации $\mathbf{H} \parallel c$. По началу отклонения зависимости $M(H)$ от линейной можно определить величину первого критического поля для нашего образца.

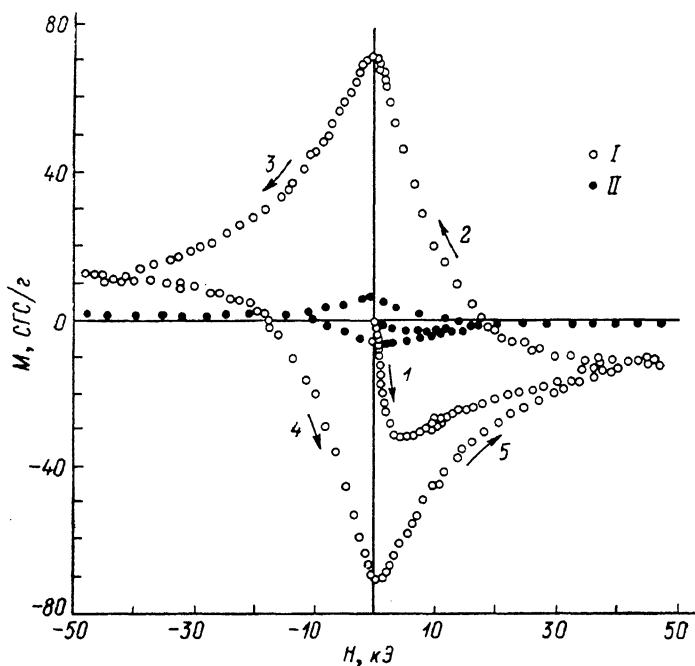


Рис. 1.

Для этого необходимо оценить размагничивающий фактор n . Для его расчета использовалось выражение размагничивающего фактора для эллипсоида вращения, сплюснутого в направлении магнитного поля [3, 4]

$$n = \frac{1}{1 - m^2} \left[1 - \frac{m \arccos(m)}{(1 - m^2)^{1/2}} \right], \quad (1)$$

где для трех осей a, b, c такого эллипсоида выполняются соотношения $c < b = a$, $m = c/b < 1$, $\mathbf{H} \parallel c$. Для исследованного монокристалла имеем $a \approx b \approx 10c$, т. е. $m \approx 0.1$. Таким образом, размагничивающий фактор приблизительно равен $n \approx 0.84$ для ориентации $\mathbf{H} \parallel c$ и $n \approx 0.1$ для ориентации $\mathbf{H} \perp c$. С учетом n величина первого критического поля $H_{c1}^{\parallel} = 5.7$, $H_{c1}^{\perp} = 350$ Э. Эти значения хорошо согласуются с данными работы [5].

Используя модель критического состояния для образца цилиндрической формы радиуса R , можно оценить величину критической плотности тока по формуле Бина [6]

$$I_c = 30M/R, \quad (2)$$

где I_c — критическая плотность тока (в А/см²), R измеряется в см, магнитный момент M — в СГС/см³. Для температуры $T=6.5$ К в поле $H = 2.8$ кЭ были рассчитаны $I_c^{\parallel} = 1.9 \cdot 10^5$ и $I_c^{\perp} = 2.4 \cdot 10^4$ А/см². Отношение $I_c^{\parallel}/I_c^{\perp} = 7.9$ является мерой анизотропии сверхпроводящих свойств монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$.

На рис. 2 приведены температурные зависимости намагниченности монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, измеренные в магнитном поле $H=140$ Э для двух ориентаций магнитного поля $\mathbf{H} \parallel c$ (1) и $\mathbf{H} \perp c$ (2). Измерения проводились на вибрационном магнитометре «PARC-153» (США) в интервале температур 5–300 К.

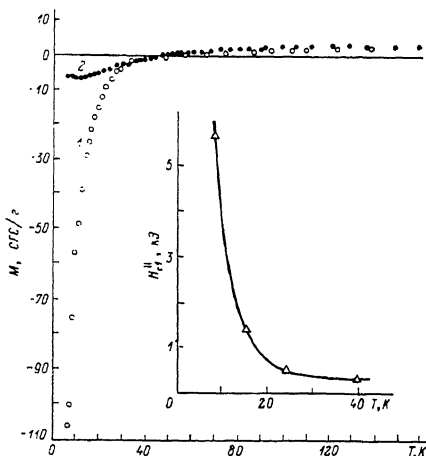


Рис. 2.

На вставке к рис. 2 показана температурная зависимость 1-го критического поля $H_{c1}^{\parallel}(T)$, определенная из полевых зависимостей $M(H, T_0)$ с учетом размагничивающего фактора. Видно, что с повышением температуры $H_{c1}(T)$ быстро убывает, причем $\partial^2 H_{c1}(T)/\partial T^2 < 0$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Kaiser D. L., Holtzberg F., Scott B. A., Mogoize T. R. Appl. Phys. Lett., 1987, vol. 51, N 12, p. 1040–1042.
- [2] Семенов М. В. Автореф. канд. дис. М., 1975.
- [3] Бужель В. Сверхпроводимость. М.: Мир, 1975. 366 с.
- [4] Ивановский В. И., Черникова Л. А. Физика магнитных явлений. М., 1981. 287 с.
- [5] Dinger T. R., Worthington T. K., Gallagher W. J., Sandstrom R. L. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 11, p. 2687–2690.
- [6] Bean C. P. Phys. Rev. Lett., 1962, vol. 8, N 6, p. 250–253.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
30 мая 1988 г.

НОВЫЕ ФЕРРОМАГНЕТИКИ СО СТРУКТУРОЙ ПИРОХЛОРА

И. О. Троянчук, В. Н. Деркаченко

Методом твердофазных реакций при высоких давлениях и температурах получены новые соединения с химической формулой $A_2^3+\text{Mn}_2^4+\text{O}_7$ ($A=\text{Sc, In, Er, Ho, Tb}$). Согласно данным рентгенографических исследований, эти соединения имеют структуру пирохлора (пространственная группа $Fd\bar{3}m$). Для исследования магнитных свойств использовались образцы, на рентгенограммах которых не обнаружено следов других фаз. Намагниченность измерялась на вибрационном магнитометре. В таблице