

НАБЛЮДЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ В БАЗИСНОЙ ПЛОСКОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА $YBa_2Cu_3O_x$

Л.Я. Винников, И.В. Григорьева, Л.А. Гуревич,
Ю.А. Осипьян

С помощью методики декорирования дисперсными ферромагнитными частицами обнаружено сжатие правильной треугольной решетки вихрей в плоскости ab монокристалла $YBa_2Cu_3O_x$, свидетельствующее об анизотропии взаимодействия вихрей в этой плоскости. Оценено отношение эффективных масс сверхпроводящих носителей в направлениях a и b $\mu_a/\mu_b = 1,4 + 0,2$.

Высокотемпературный сверхпроводник $YBa_2Cu_3O_x$ при низких температурах имеет орторомбическую структуру типа P_{mmm}^1 , что должно приводить к анизотропии сверхпроводящих свойств по всем трем осям. При описании этих сверхпроводников в рамках теории Гинзбурга – Ландау это означает, что все три компоненты тензора эффективных масс μ_{ik} должны быть различны².

К настоящему моменту во многих работах определена анизотропия верхнего критического поля в $YBaCuO$ при ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси c и в базисной плоскости ab . По различным данным она составляет $H_{c_2}^{\parallel}/H_{c_2}^{\perp} \approx 3 \div 6$ ³, что соответствует анизотропии эффективных масс

$$M^{\perp}/M^{\parallel} = (H_{c_2}^{\parallel}/H_{c_2}^{\perp})^2 \approx 10 \div 40.$$

Однако определить анизотропию сверхпроводящих свойств между направлениями a и b с помощью магнитных измерений на имеющихся монокристаллах не удалось³. Это связано с тем, что монокристаллы $YBaCuO$ содержат большое количество двойниковых доменов с ха-

рактерными размерами $\lesssim 10$ мкм. в то время как размеры образцов, используемых для магнитных измерений, обычно $\gg 100$ мкм.

В настоящей работе удалось обнаружить анизотропию решетки вихрей (РВ) в плоскости ab , с помощью методики декорирования дисперсными ферромагнитными частицами ⁴, которая позволяет прямо наблюдать распределение вихрей Абрикосова и возможные искажения в пределах одного домена.

Исследовались монокристаллы $YBa_2Cu_3O_x$, выращенные из расплава нестехиометрического состава окислов ⁵. Поверхность образцов была оптической гладкой и дополнительно не обрабатывалась. Вихревую решетку удалось наблюдать на образце с размерами $1 \times 1 \times 0,03$ мм, содержащем домены больших размеров (более чем 50×50 мкм²) по сравнению с межвихревыми расстоянием d в применяемых полях ($d = 0,5 - 1,5$ мкм). Образец охлаждался от комнатной температуры до 4,2 К во внешнем магнитном поле (режим "замороженного" поля), после чего осуществлялось декорирование по методике ⁶. Эксперимент проводился при двух значениях внешнего магнитного поля ($H_e = 10$ Э и 100 Э¹). Полученные картины распределения вихрей наблюдались в сканирующем электронном и оптическом микроскопе. Области ВР, принадлежащие одному домену, выделялись с помощью оптического поляризационного микроскопа ⁷. Далее изображения ВР на этих участках обрабатывались на лазерном дифрактометре. Углы на дифрактограммах определялись с помощью измерительного микроскопа с точностью $\approx 1^\circ$ (с учетом размытия рефлексов).

Характерное изображение распределения вихрей на поверхности образца, полученное в полях 10 Э и дифрактограмма, снятая с него, приведено на рис. 1.



Рис. 1. Решетка вихрей на участке монокристалла $YBa_2Cu_3O_x$ не содержащем границ двойников. Среднее значение магнитной индукции $B \approx 10$ Гс. На вставке – дифрактограмма с этого участка образца. (Снимок получен в оптическом микроскопе)

¹) Размагничивающей фактор f_d для H_e составлял ≈ 1 , что позволило работать в полях $H_e < H_{c1}$.

Видно, что на изображениях ВР трудно непосредственно выделить закономерные деформации правильной треугольной решетки, что связано как с локальными дефектами ВР, так и с общей мозаичностью картины. Однако из картин оптической дифракции видно, что решетка не является гексагональной. Закономерность наблюдаемых искажений становится очевидной, если представлять их в виде сжатия в η раз правильной треугольной решетки вдоль оси проходящей под углом φ к одному из ее векторов (см. схему на рис. 2). Такое представление эквивалентно вписыванию шестиугольной искаженной ячейки в эллипс с отношением полуосей η . (Реально η определяется с помощью машинного счета по углам α, β и γ в искаженной треугольной ячейке ВР, измеренным на дифрактограммах). Оказалось, что в таком представлении коэффициент сжатия η одинаков на различных участках ВР. Более того, несмотря на ослабление взаимодействия между вихрями с уменьшением поля от 100 до 10 Э, коэффициент сжатия также не изменяется и составляет $\eta = 1,2 \pm 0,1$. Кроме того, направление оси сжатия всегда одинаково для доменов с одной ориентацией \mathbf{a} и \mathbf{b} (такие домены имеют одинаковый цвет при наблюдении поверхности образца в поляризованном свете) и перпендикулярно оси \mathbf{b}^2 , определенной с помощью фазокомпенсатора Берека как ось отставания фазы отраженного света⁸. При этом угол φ , как правило, близок к 30 или 0° (рис. 3), что указывает на расположение одного из плотноупакованных направлений в ВР параллельно оси \mathbf{a} или \mathbf{b} , как на рис. 1.

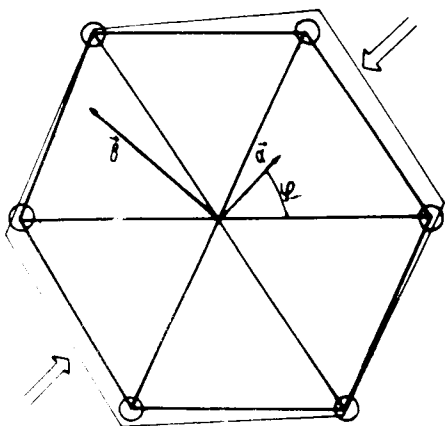


Рис. 1



Рис. 2

Рис. 2. Схема, иллюстрирующая сжатие правильной треугольной решетки вдоль оси \mathbf{a}

Рис. 3. Распределение областей ВР по углу φ между векторами ВР и осью \mathbf{a} кристалла

Приведенные выше экспериментальные результаты, очевидно, свидетельствуют об анизотропии взаимодействия между вихрями. Согласно теоретическим результатам⁹, такая анизотропия является следствием анизотропии эффективных масс сверхпроводящих носителей и проявляется как сжатие ВР вдоль оси, для которой эффективная масса больше, с коэффициентом сжатия $\eta = \sqrt{\mu_a/\mu_b}$ ($\mu_a > \mu_b$) даже при $d \gg \lambda$.

Следуя⁹ и исходя из найденного экспериментально значение η можно оценить отношение эффективных масс в плоскости (ab) $\mu_a/\mu_b = 1,4 \pm 0,2$, что эквивалентно анизотропии глубины проникновения и нижнего критического поля $\lambda_a/\lambda_b = H_{c1}^b/H_{c1}^a \approx 1,2$.

²) Вектора на дифрактограмме повернуты на 90° по отношению к ВР (соответственно и к схеме рис. 2).

К сожалению, остается вопросом, насколько приведенная оценка анизотропии μ_a/μ_b сопоставима с результатами измерений других величин, например, H_{c2} , поскольку в известных экспериментах на Nb^{10} и V_3Si^{11} не наблюдалось количественной корреляции между анизотропией и искажениями правильной ВР в полях $H \ll H_{c2}$.

Авторы выражают благодарность Л.И.Бурлачкову за полезные обсуждения Л.А.Доросинскому за помощь в поляризаационных исследованиях, Л.Г.Исаевой за помощь в проведении эксперимента.

Литература

1. *Izumi F., Asano H., Ishigaki T. et al.* JJP, 1987, 26, L611.
2. *Гинзбург В.Л.*, ЖЭТФ, 1952, 23, 236.
3. *Worthington T.K., Gallagher W.J., Dinger T.R.* Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1160.
4. *Essmann U., Träuble H.* Phys. Lett., 1967, 10, 526.
5. *Емельченко Г.А., Карцовник М.В., Кононович П.А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 162.
6. *Винников Л.Я., Голубок А.О.* Высокора разрешающая методика прямого наблюдения магнитной структуры сверхпроводников II рода. Препринт, Черноголовка, 1984.
7. *Vinnikov L.Ya., Gurevich L.A., Yemelchenko G.A., Ossipyan Yu.A.* Sol. St. Comm., 1988, 67, 421.
8. *Власко-Власов В.К., Инденбом М.В., Осипьян Ю.А.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 312.
9. *Гришин А.М., Мартынович А.Ю., Ямпольский С.В.* Препринт ДонФТИ, Донецк, 1988.
10. *Schelten J.* Anisotropy Effects in Superconductors. Ed by *Weber H.W.* New York: Plenum Press, 1977, p. 113.
11. *Christen D.K., Kerchner H.R., Secula S.T., Chang Y.K.* Physica B, 1981, 107, 301.