

## СТРУКТУРА РЕШЕТКИ ВИХРЕЙ В ПЛАСТИНЕ АНИЗОТРОПНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА

А.Ю.Мартынович

Донецкий физико-технический институт АН Украины

340114 Донецк, Украина

Поступила в редакцию 25 февраля 1993 г.

Исследована равновесная форма изолированной вихревой нити и структура решетки вихрей в сверхпроводящей пластине, помещенной в наклонное магнитное поле. Планарная компонента поля вызывает искривление вихрей, что существенно изменяет межвихревое взаимодействие. Полученные результаты количественно описывают вихревые структуры, наблюдаемые на поверхности монокристалла  $YBa_2Cu_3O_x$ <sup>1</sup>.

Наиболее яркой особенностью структуры магнитных потоков в высокотемпературных сверхпроводниках является взаимное притяжение вихрей и выстраивание их в цепочки. Расстояние между вихрями в такой цепочке практически постоянно и много меньше расстояния между цепочками, которое изменяется с индукцией по закону  $1/B$ . Этот эффект был предсказан теоретически<sup>2</sup> и подтвержден экспериментально при наблюдении вихревых структур на поверхности монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_x$ <sup>1</sup> и  $Bi_{2,1}Sr_{1,9}Ca_{0,9}Cu_2O_x$ <sup>3</sup> с помощью методики декорирования дисперсными ферромагнитными частицами. Однако имеется существенное различие между теорией и экспериментом. Так, в работе<sup>2</sup> показано, что цепочки могут наблюдаться при отклонении внешнего магнитного поля от оси анизотропии на угол, меньший чем  $5^\circ$ . Но в действительности цепочки наблюдаются при значительно больших углах отклонения магнитного поля. Более того, в указанном интервале малых углов разориентации наблюдается только гексагональная решетка вихрей, существование которой полностью противоречит теории<sup>4</sup>. На наш взгляд, корень указанного противоречия кроется в различии объектов исследования. Эксперименты всегда проводятся на образцах-пластинах, а теория изучает безграничные сверхпроводники. В данной работе мы опишем вихревую структуру в анизотропной сверхпроводящей пластине толщиной  $d > \lambda$ , глубины проникновения магнитного поля.

Пластина занимает полосу пространства  $-d/2 < x_3 < d/2$ , ось анизотропии и ось  $x_3$  декартовой системы координат ориентированы вдоль нормали к поверхности пластины. Магнитное поле вихрей определено из решения системы уравнений Максвелла в окружающем пластину пространстве и уравнения Лондонов в сверхпроводнике. В последнем форма вихревых линий была задана произвольной функцией  $x = I(x_3)$ .

Вихревая решетка во внешнем поле  $H$  описана потенциалом Гиббса:

$$G = \frac{B}{\phi_0} \int_{-d/2}^{d/2} dx_3 \left\{ F_0(x_3) + \Sigma_{\mathbf{R}} U(\mathbf{R}) - \frac{\phi_0 H_2}{4\pi} \left[ 1 - \frac{\text{ch}(x_3)}{\text{ch}(d/2)} \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь и далее длина измеряется в единицах  $\lambda_a = \lambda \mu_a^{1/2}$ ,  $\mu_a$  — параметр анизотропии сверхпроводящей пластины.

Наклонное поле  $\mathbf{H} = \mathbf{V} + \mathbf{H}_2$  влияет на вихревую структуру в пластине следующим образом. Нормальная компонента  $\mathbf{V}$  проникает в сверхпроводник в виде вихрей и определяет среднюю величину индукции. Планарная составляющая  $\mathbf{H}_2$  (для определенности она направлена вдоль оси  $x_2$ ) проникает в пластину в виде мейсснеровского поля. Взаимодействие вихрей с этим полем приводит к их искривлению и искажению межвихревого взаимодействия.

Собственная энергия вихревого сегмента

$$F_0(x_3) = \left(\frac{\phi_0}{4\pi}\right)^2 \left\{ \frac{(1 + \mu_a^3 \kappa^2) \ln(\xi_a^{-1})}{(1 + \mu_a^3 \kappa_1^2)^{1/2} (1 + \mu_a^3 \kappa_2^2)^{1/2}} + \frac{\kappa^2}{2} [\exp(|x_3| - d/2) + (1 - \mu_a^3) E_1(d/2 - |x_3| + \xi_a)] \right\} \quad (2)$$

зависит от его глубины залегания в пластине – координаты  $x_3$  и его отклонения  $\vec{\kappa} = d\mathbf{l}(x_3)/dx_3$  от оси анизотропии;  $\kappa^2 = \kappa_1^2 + \kappa_2^2$ ;  $E_1(x)$  – интегральная показательная функция,  $\xi_a$  – длина когерентности. Равновесная форма вихревой нити определена из уравнения

$$\frac{\delta G}{\delta \vec{\kappa}(x_3)} = 0. \quad (3)$$

Одним из решений уравнения (3) является  $\kappa_1 = 0$  – вихревая линия всегда лежит в плоскости, образуемой векторами  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{H}_2$ . На границе сверхпроводника  $\vec{\kappa}_2(\pm d/2) = 0$  и вихрь направлен вдоль нормали к поверхности. Внутри пластины наклон вихря постоянен и не зависит от  $x_3$ :

$$\kappa_2 = \mu_a^{-3/2} \left[ \left( \frac{H_{c1}}{H_2} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

где  $H_{c1}$  – первое критическое поле зарождения в центре пластины вихрей, параллельных поверхности. Переход от решения  $\kappa_2 = 0$  к (4) и изгиб вихря происходят на расстоянии порядка  $\lambda_a$  от поверхности. Равновесная форма вихря в этой области получена при численном решении уравнения (3) и приведена на рис.1. Ориентация краевого сегмента вихря вдоль нормали определяется минимумом его энергии взаимодействия с изображением. Аналогичную ориентацию вблизи поверхности имеют вихри в сверхтекучем гелии и винтовые дислокации в твердых телах <sup>8</sup>.

Точное выражение для энергии парного взаимодействия вихрей  $U(\mathbf{R})$  очень громоздко. Его можно существенно упростить, заметив, что на расстоянии меньше  $\lambda_a$  от поверхности пластины вихрь ориентирован строго вдоль нормали, а внутри пластины (бóльшие, чем  $\lambda_a$ , расстояния) наклон вихрей  $\kappa_2$  постоянен. При этом мы получаем

$$U(\mathbf{R}) = U_1(\mathbf{R}) + U_2(\mathbf{R}), \quad (5)$$

Здесь  $\mathbf{R}$  – расстояние между вихрями на поверхности пластины. Дальнейшее взаимодействие вихрей через вакуум описывается первым слагаемым:

$$U_1(\mathbf{R}) = 2 \left(\frac{\phi_0}{4\pi}\right)^2 \left[ \frac{2}{R} (1 - \exp(-R)) + \frac{1}{2} \exp(-R) \right].$$

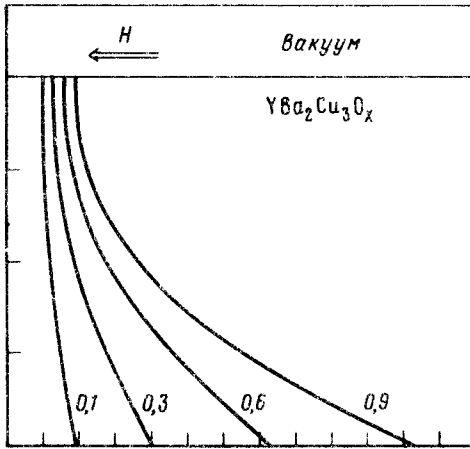


Рис.1. Равновесная форма изолированного вихря вблизи поверхности монокристалла  $YBa_2Cu_3O_x$  ( $\mu_a = 0,343$ ) при различных значениях планарного поля. Величина поля  $H_2$  в единицах  $H_{c1}$  приведена справа от вихревой линии. Расстояние между метками на осях равно  $\lambda_a = 0,14$  мкм. Положение вихря на внешней поверхности произвольно

Второе слагаемое

$$U_2(\mathbf{R}) = (d-2) \left( \frac{\phi_0}{4\pi} \right)^2 \int_0^\infty \frac{d^2 q}{2\pi q^2} \exp(iq\mathbf{R}) \left[ \frac{q^2 + (q\bar{\kappa})^2}{1 + q^2 + (q\bar{\kappa})^2} + \frac{(q\bar{\kappa})^2}{1 + \mu_a^{-3} q^2 + (q\bar{\kappa})^2} \right]$$

описывает взаимодействие вихрей внутри пластины. При переходе в систему координат, связанную с осью вихря, потенциал  $U_2(\mathbf{R})$  может быть приведен к известному выражению для вихревого взаимодействия в безграничном анизотропном сверхпроводнике<sup>6</sup>.

Структура вихревой решетки на поверхности сверхпроводника и равновесный наклон  $\kappa_2$  вихрей внутри пластины определены нами из условия обращения в нуль первой вариации потенциала Гиббса  $\delta G = 0$ .

При любых значениях параметров  $H$ ,  $d$  и  $\mu_a$  элементарная ячейка решетки вихрей имеет форму ромба. Одна из диагоналей ромба всегда ориентирована вдоль направления поля  $H_2$ . Поскольку площадь элементарной ячейки равна  $\phi_0/B$ , структура решетки на внешней поверхности может быть описана единственным параметром  $D$  ( $D$  – расстояние между вихрями в цепочках, ориентированных вдоль поля  $H_2$ ).

Нами численно была рассчитана зависимость расстояния  $D$  от поля  $H_2$ . С целью сравнения полученных результатов с экспериментальными<sup>1</sup> мы выбрали следующие параметры:  $B = 12$  Гс,  $\lambda$  изменялась от 0,20 до 0,40 мкм, толщина пластины  $d$  – от 2 до 90 мкм; параметр анизотропии  $\mu_a$  принимал значения 0,5, 0,343 и 0,25. Величина планарного поля  $H_2$  изменялась от нуля до  $10^3$  Гс. На рис.2 приведено относительное изменение межвихревого расстояния в цепочке  $D(\theta)/D(0)$  при отклонении поля  $H$  на угол  $\theta = \arctg(H_2/B)$  от оси анизотропии. Видно, что наилучшее совпадение теории и эксперимента достигается при значениях  $d \sim 4$  мкм и  $\mu_a = 0,343$ .

Приведенные на рис.2 результаты демонстрируют следующую трансформацию решетки вихрей. Во внешнем перпендикулярном поле ( $H_2 = 0$ ) вихри прямолинейны и ориентированы вдоль нормали,  $\bar{\kappa} = 0$ . Центральное-симметричное взаимодействие  $U(\mathbf{R})$  приводит к упорядочению вихрей в правильную треугольную решетку. При отклонении поля  $H$  от нормали вихри внутри пластины

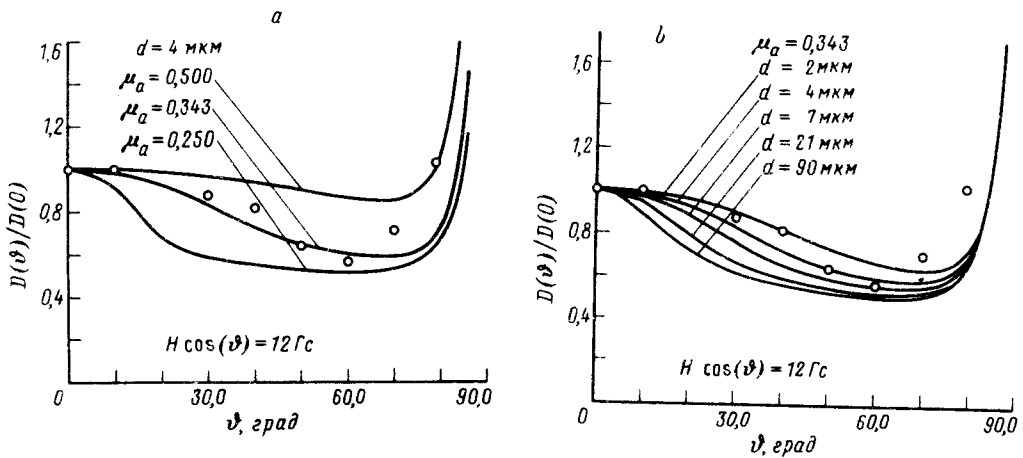


Рис.2. Зависимость расстояния  $D$  между вихрями в цепочке от угла наклона внешнего поля  $H$  при постоянном значении индукции. Точки – экспериментальные результаты <sup>1</sup>, сплошные линии – теория.  $a$  – Результаты расчета для пластины постоянной толщины ( $d = 4$  мкм) и различных значений параметра анизотропии  $\mu_a$ ;  $b$  – параметр анизотропии постоянен ( $\mu_a = 0,343$ ), изменяется толщина пластины  $d$

изгибаются в направлении  $H_2$  ( $\kappa_2 \neq 0$ ). Взаимодействие вихрей  $U_2(\mathbf{R})$  изменяется: отталкивание вихрей в цепочке сменяется их притяжением. В результате уменьшается межвихревое расстояние  $D$ . Изменение величины  $D$  определяется конкуренцией сил отталкивания вихрей на поверхности и притяжения их внутри пластины. Последняя зависит от толщины пластины  $d$ , анизотропии  $\mu_a$  и неважно – от  $H_2$  (наклон вихрей  $\kappa_2$  возрастает с  $H_2$ ).

Дальнейшее увеличение поля  $H_2$  приводит к значительному изгибу вихрей,  $\kappa_2 \gg 1$ . Расстояние между вихрями внутри пластины уменьшается до  $\lambda_a$ , и соседние вихри начинают отталкиваться друг от друга. Расстояние между вихрями  $D \sim \lambda_a \kappa_2$  и увеличивается с ростом  $H_2$ .

Предлагаемая модель дает количественное описание вихревой структуры, наблюдаемой на поверхности анизотропного сверхпроводника <sup>1</sup>. Полученные нами значения  $\lambda = 0,28$  мкм и  $\mu_a = 0,343$  находятся в убедительном согласии с параметрами, установленными во многочисленных экспериментах (см., например, <sup>7,8</sup>).

Работа частично поддержана грантом Американского Физического Общества.

1. P.L.Gammel, D.J.Bishop, J.P.Rice, and D.M.Ginsberg, Phys. Rev. Lett. **68**, 3343 (1992).
2. А.М.Гришин, А.Ю.Мартынович, С.В.Ямпольский, ЖЭТФ **97**, 1930 (1990).
3. С.А.Bolle, P.L.Gammel, D.G.Grier, et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 112 (1991).
4. А.М.Гришин, А.Ю.Мартынович, С.В.Ямпольский, ЖЭТФ **101**, 649 (1992).
5. И.И.Халатников, Теория сверхтекучести, М.: Наука, 1971, с.318; Дж.Хирт, И.Лоте, Теория дислокации, М.: Атомиздат, 1972, с.600.
6. V.G.Kogan, N.Nakagawa, and S.L.Tiemann, Phys. Rev. B **42**, 2631 (1990).
7. Л.Я.Винников, Л.А.Гуревич, Г.А.Емельченко, Ю.А.Осипьян, Письма в ЖЭТФ **47**, 109 (1988).
8. D.E.Farrel, C.M.Williams, S.A.Wolf, et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2805 (1988).