

МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В ПЛАСТИНЕ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$

А.Ю.Мартынович

Донецкий физико-технический институт АН Украины

340114 Донецк, Украина

Поступила в редакцию 19 апреля 1993 г.

Показано, что в пластинах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$, обладающих чрезвычайно большой кристаллической анизотропией, могут одновременно существовать две устойчивые вихревые конфигурации. Одна из них является слабдеформированной гексагональной решеткой, а другая – вихревыми цепочками. Метастабильные структуры сосуществуют при малых значениях индукции ($B < 20$ Гс) и достаточно большой толщине пластины ($d > 20\lambda_a$).

В толстых сверхпроводящих пластинах (толщина d много больше глубины проникновения магнитного поля λ) вихри Абрикосова обладают рядом характерных особенностей [1]. Изолированный вихрь в планарном магнитном поле всегда искривлен: выходящие на внешние поверхности концы вихря ориентированы строго вдоль нормали к поверхности пластины n , а центральная часть вихря имеет постоянный наклон от n в сторону планарного поля H_2 . В одноосных сверхпроводниках с осью анизотропии, параллельной n , центральный сегмент вихря удален от поверхности пластины на расстояние порядка $\lambda_a\mu_a^{-1}$ ($\lambda_a = \lambda\mu_a^{1/2}$, μ_a – параметр анизотропии сверхпроводника). Линейное натяжение вихря приводит к его плавному изгибу вблизи поверхности. С увеличением H_2 усиливается искривление вихря и возрастает его длина.

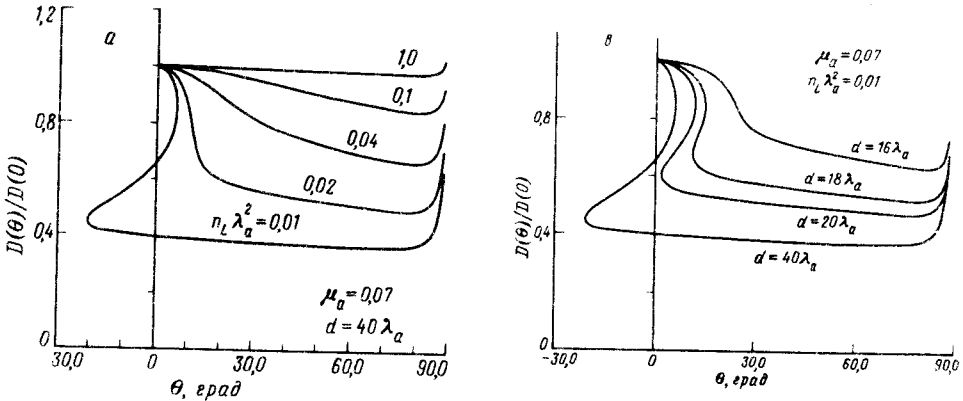
Приповерхностные сегменты вихрей взаимодействуют друг с другом в основном через окружающее сверхпроводник пространство. Дальнедействующее отталкивание не зависит от анизотропии и убывает по закону $1/R$. Взаимодействие центральных сегментов вихрей практически совпадает с короткодействием вихрей в безграничном сверхпроводнике [2,3]. Оно зависит от наклона вихревой нити и величины анизотропии μ_a . Основное отличие заключается в том, что в пластине взаимодействие зависит от формы вихрей, длина которых возрастает вместе с H_2 .

Известно [2], что в безграничных сверхпроводниках с $\mu_a < 1$ вихри могут притягиваться друг к другу, образуя вихревые цепочки. Межвихревое притяжение понижает полную энергию вихревой цепочки так, что при $\mu_a < 0,28$ возможно одновременное существование двух типов цепочек. При фиксированном направлении внешнего поля они различаются наклонами вихрей и расстояниями между вихрями в цепочках. Сосуществование различных типов цепочек возможно лишь при отклонении внешнего поля H от оси анизотропии на угол меньший, чем $0,1$ град.

Аналогичный эффект в пластинах конечной толщины заранее предсказать нельзя, поскольку необходимо учесть новые факторы: вихри в пластине искривлены, их длина может изменяться, имеется дальнедействующее отталкивание между вихрями. Дальнедействие не позволяет вихрям сформировать изолированные цепочки и выстраивает их в редкую гексагональную структуру. Однако

при увеличении планарного поля центральные сегменты вихрей, притягивающиеся друг к другу, удлиняются. Это усиливает эффект притяжения вихрей и может привести к понижению полной энергии вихревой структуры.

С целью обнаружения метастабильных вихревых структур мы исследовали толстую ($d \gg \lambda_a$) пластину монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (BSCCO) с осью анизотропии, направленной вдоль нормали n . В наклонном магнитном поле $\mathbf{H} = nB + \mathbf{H}_2$ концентрация вихрей фиксирована, $n_L = B/\phi_0$, и структура вихрей полностью описывается параметрами D и κ_2 , (κ_2 – тангенс угла наклона между полем \mathbf{H}_2 и центральной частью вихря), D – расстояние между вихрями в решетке, измеряемое на поверхности пластины в направлении \mathbf{H}_2). Параметры D и κ_2 мы нашли путем численного решения соответствующих уравнений равновесия.



Зависимость расстояния D между вихрями в цепочке от угла наклона θ внешнего поля \mathbf{H} : a – расчет для пластины толщиной $d = 40\lambda_a$ и различных значений индукции $n_L \lambda_a^2$; b – в пластинах различной толщины d индукция фиксирована, $n_L \lambda_a^2 = 0,01$

На рисунке представлена зависимость равновесного параметра D от угла наклона внешнего поля $\theta = \text{arctg}(H_2/B)$. Полученные результаты наглядно демонстрируют существование гистерезиса при намагничивании сверхпроводящей пластины. В интервале углов $|\theta| < 20^\circ$ могут существовать три равновесные структуры, различающиеся параметрами D и κ_2 . Устойчивость данных решений определяется знаком двух упругих модулей, которые описывают деформации наклона вихрей в сторону поля \mathbf{H}_2 (модуль T_{22}) и в перпендикулярном направлении (модуль T_{11}). Модули наклона выражаются через равновесную зависимость $\kappa_2(H_2)$ и имеют вид

$$T_{11} = \frac{BH_2}{4\pi} \frac{1 + \kappa_2^2}{\kappa_2}, \quad (1)$$

$$T_{22} \cong \frac{B}{4\pi} \frac{\partial H_2}{\partial \kappa_2}. \quad (2)$$

Из выражения (1) видно, что устойчивые вихревые структуры на рисунке располагаются справа от оси ординат $\theta = 0$, и вихри наклонены к полю \mathbf{H}_2 . Из выражения (2) следует, что устойчивы только решения с положительным наклоном зависимости $\kappa_2(H_2)$. Расчет величины $\kappa_2(H_2)$ показывает, что в

области гистерезиса устойчивыми являются две крайние ветви $D(H_2)$: верхняя и нижняя. Центральная ветвь всегда неустойчива.

Полученные результаты обладают следующими особенностями.

1. Одна из метастабильных вихревых структур является слабдеформированной гексагональной решеткой с $D(\theta) \sim D(0)$, другая – структура из вихревых цепочек. Расстояние между вихрями в цепочке $D(\theta)$ намного меньше межцепочечного расстояния $D^2(0)/D(\theta)$.

2. Метастабильные структуры существуют при малых значениях индукции $B < 0,02\phi_0\lambda_a^{-2} \sim 3H_{c1}$. Для BSCCO с $\lambda_2 = 0,15$ мкм это соответствует $B < 20$ Гс. При увеличении индукции (см. рисунок, а) область гистерезиса смещается в сторону больших углов θ , а ширина этой области уменьшается. Существуют зависящие от толщины пластины критические значения индукции, когда область гистерезиса исчезает.

3. Эффект сильно зависит от толщины пластины (см. рисунок, б). При фиксированном значении индукции область гистерезиса уменьшается вместе с толщиной d . Существует критическая толщина $d \sim 2\lambda_a\mu_a^{-2}$, ниже которой метастабильные структуры не наблюдаются.

4. В безграничном монокристалле BSCCO гистерезис обнаружен при $\theta < 10^{-2}^\circ$, тогда как в пластине он существует при $\theta < 20^\circ$.

Полученные результаты позволяют качественно описать метастабильные вихревые структуры, наблюдаемые [4] на поверхности монокристалла BSCCO. При отклонении поля H от нормали n уменьшается индукция B и увеличивается планарное поле H_2 . При этом гексагональная решетка вихрей незначительно деформируется. При критическом значении угла наклона $\theta_{кр}$ появляется еще одна устойчивая структура – цепочки вихрей. Величина $\theta_{кр}$ существенно зависит от концентрации вихрей $n_L\lambda_a^2$. Возможно, из-за различия параметров λ_a и d в работе [5] не удалось обнаружить метастабильных структур в кристаллах $Tl_2Ba_2CaCu_2O_x$ при тех же значениях H , что и в работе [4].

Имеется заметное различие между наблюдаемым [4] значением $\theta_{кр} \sim 60^\circ$ и предсказываемым нами $\theta_{кр} \sim 20^\circ$. Оно может быть связано, например, с более сильным приповерхностным взаимодействием в слоистых кристаллах по сравнению с анизотропным лондоновским сверхпроводником. Соответствие между безграничными слоистым и лондоновским сверхпроводниками было показано в работе [6], а влияние свободной поверхности требует дальнейшего исследования.

Данная работа была частично поддержана грантом Американского Физического Общества (American Physical Society Grants and Scholarships Program for the Countries of the Former Soviet Union).

-
1. А.Ю.Мартынович, Письма в ЖЭТФ, **57**, 478 (1993).
 2. А.М.Гришин, А.Ю.Мартынович, С.В.Ямпольский, ЖЭТФ, **97**, 1930 (1990).
 3. V.G.Kogan, N.Nakagawa, and S.L.Tiemann, Phys. Rev. B. **42**, 2631 (1990).
 4. C.A.Bolle, P.L.Gammel, D.G.Grier et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 112 (1991).
 5. L.A.Gurevich, I.V.Grigor'eva, N.N.Kolesnikov, et al., Physica C **195**, 323 (1992).
 6. J.R.Clem, Phys. Rev. B. **43**, 7837 (1990).