

## ОДНОВРЕМЕННОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ВИХРЕЙ И ДИСЛОКАЦИЙ В ТОНКИХ МОНОКРИСТАЛЛАХ BSCCO (2212)

*Р.Батто, Л.Я.Винников<sup>1)</sup>, Л.А.Гуревич, М.В.Дугаев*

*Институт физики твердого тела РАН  
142432 Черноголовка, Московской обл., Россия*

Поступила в редакцию 15 июня 1995 г.

Методом просвечивающей электронной микроскопии в тонких монокристаллах BSCCO наблюдались дислокации и вихревая структура, которая визуализировалась с помощью высокоразрешающей техники декорирования мельчайшими ферромагнитными частицами. Индивидуальные дислокации, перпендикулярные вихрям, не разрушают дальний порядок в вихревой решетке. Обнаружено слабое притягивающее взаимодействие между дислокациями и вихрями, не зависящее от типа дислокаций.

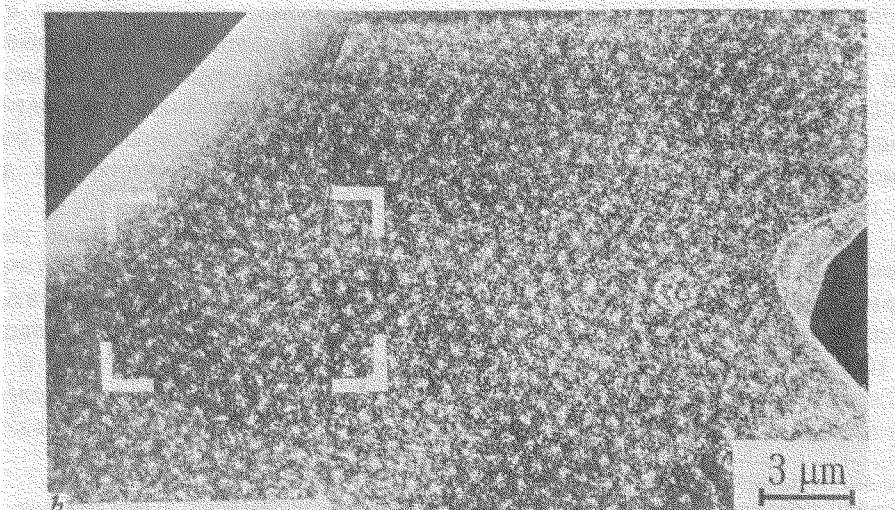
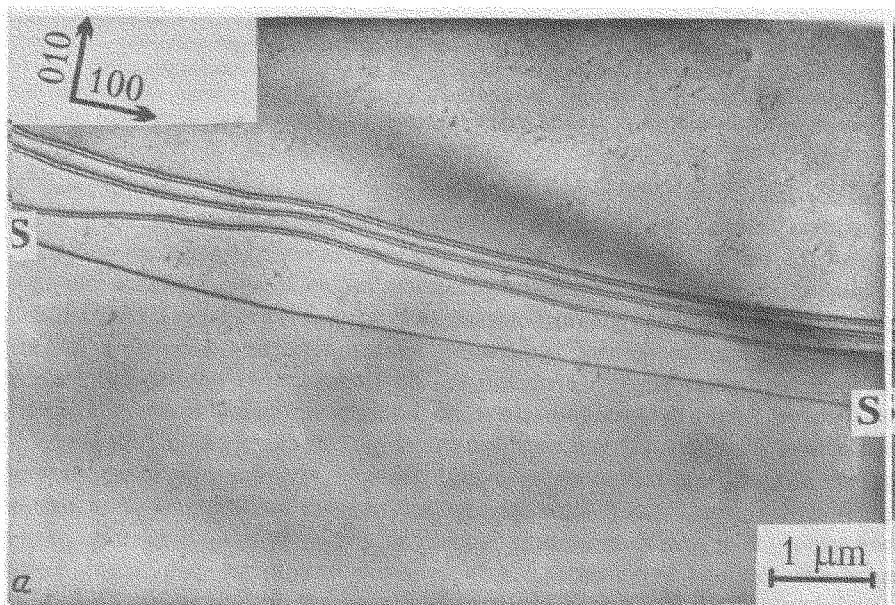
1. Как известно, взаимодействие вихрей Абрикосова с дефектами в сверхпроводящем материале является причиной бездиссипативного тока в сверхпроводниках II рода. Несмотря на то, что эффективность дислокаций как центров пиннинга вихрей достоверно установлена многочисленными экспериментами главным образом в традиционных (низкотемпературных) сверхпроводниках после холодной деформации, механизм взаимодействия вихрей с индивидуальными дислокациями остается неясным. Возможно, что некоторый свет на этот вопрос могут пролить эксперименты по одновременному наблюдению вихрей и дислокаций. В работе [1] удалось визуализировать вихревую структуру методом декорирования с одновременным наблюдением дислокаций в просвечивающем микроскопе на тонких образцах деформированных монокристаллов ниобия. Было показано, что дислокационная ячеистая структура приводит к разрушению правильной вихревой решетки. Качественно такой же результат получен на монокристаллах Nb-Mo после низкотемпературной деформации [2]. Однако высокая плотность дислокаций и их сложная конфигурация в деформированных материалах не позволяет ставить вопрос о механизмах взаимодействия вихрей с отдельными дислокациями. Недавно авторам [3] удалось впервые наблюдать вихри и дислокации в монокристаллах высокотемпературного сверхпроводника BSCCO (2212). Оказалось, что в исходных (недеформированных) монокристаллах часто встречаются дислокационные структуры, которые позволяют изучать взаимодействие вихрей и индивидуальных дислокаций. Аналогичная задача была поставлена в работе [4] <sup>2)</sup>.

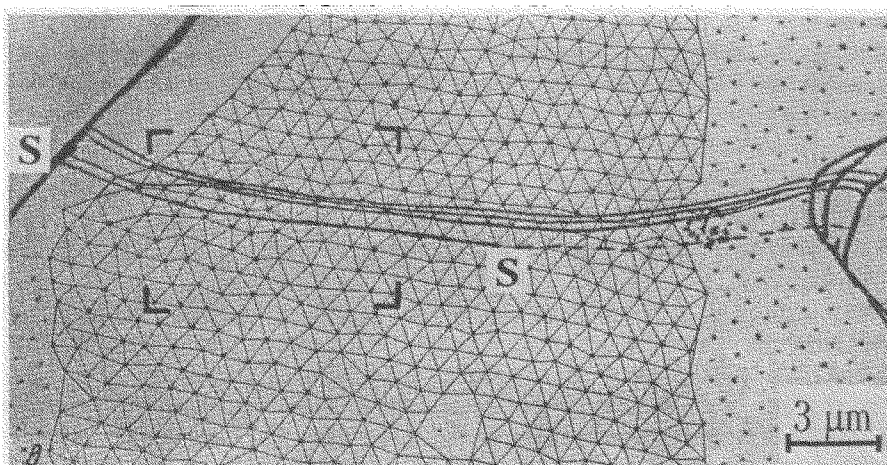
2. Исследовались тонкие образцы, приготовленные многократным расщеплением монокристаллов BSCCO (2212) до появления прозрачных в оптическом диапазоне участков кристалла. Такие участки имели толщину, достаточную для исследования их в просвечивающем режиме при ускоряющем напряжении 100 кв. Образцы монтировались на медную сетку (подложку) и после декорирования вихрей мельчайшими ферромагнитными частичками железа [5] в режиме замороженного потока при гелиевых температурах исследовались в

<sup>1)</sup> e-mail: vinnikov@issp.ac.ru

<sup>2)</sup> Авторы выражают свою благодарность за возможность ознакомления с результатами работы до ее опубликования.

электронном микроскопе JEOL 100CX на просвет или на отражение в режиме эмиссии вторичных электронов при комнатной температуре. Оптимальные условия визуализации на просвет в электронном микроскопе скоплений ферромагнитных частичек, маркирующих позиции вихрей, и дислокаций различны. Дислокации, контраст которых имеет дифракционную природу, лучше всего видны вблизи темных изгибных контуров, в то время как частички железа размером  $100 \text{ \AA}$  дают контраст, характерный для поликристаллического материала. Из-за некоторого изгиба тонких образцов BSCCO (2212) трудно наблюдать дислокации и вихри одновременно на больших участках. Заметим, что в просвечивающем режиме частички железа выглядят темными точками на светлом фоне, в то время как в сканирующем режиме контраст обратный.





Вихревая и дислокационная структуры монокристалла BSCCO в поле  $H = 38$  Т: а) микрофотография участка кристалла в просвечивающем режиме электронного микроскопа; б) микрофотография с меньшим масштабом в режиме вторичной электронной эмиссии; в) схема расположения вихрей и дислокаций. Тот же самый участок из рис.а выделен на рис.б уголками, а на рис.в очерчен прямоугольником. Винтовая дислокация уверенно наблюдается на участке  $SS$ , а остальная часть показана штриховой линией

3. Рисунок а демонстрирует типичную микрофотографию на просвет, где наблюдаются дислокации в кристалле BSCCO (2212) и вихри одновременно. Ввиду упомянутых трудностей получения совместного изображения дислокаций и вихрей на достаточно больших участках образца мы получали картину распределения вихрей и дислокаций из сравнения множества микрофотографий в условиях оптимального контраста. Такая картина схематически показана на рисунке б. Этот же участок кристалла представлен на микрофотографии в сканирующем режиме (рисунке в), на которой не разрешаются вихри вблизи края образца из-за особенностей формирования контраста в режиме отражения. Однако в просвечивающем режиме можно было видеть, что крайний вихревой ряд идет вдоль края образца на расстоянии приблизительно периода вихревой решетки. Анализ дифракционного контраста дислокаций и его погасания при условии  $(\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0)$ , где  $\mathbf{g}$  – вектор отражения,  $\mathbf{b}$  – вектор Бюргерса, показал, что одиночная дислокация  $S$  преимущественно винтовой ориентации с  $\mathbf{b} < 100 >$ , в то время как три близко расположенные дислокации смешанного типа – с  $\mathbf{b} < 110 >$ . Эти дислокации близки к сорокапятиградусным с заметным расщеплением в плоскости (001). Видно из рисунков а, б, что одно из плотноупакованных направлений в вихревой решетке приблизительно параллельно линиям дислокаций и направлению  $< 100 >$  в кристалле BSCCO (2212).

Как следует из рассмотрения рисунка и аналогичных ему картин, одиночные дислокации не разрушают дальний порядок в вихревой решетке. Отметим, что в данном случае линии дислокаций перпендикулярны магнитному полю и, следовательно, вихрям. В то же время плоские скопления дислокаций вызывают заметные изменения ближнего порядка в окрестности дислокационных линий, которые выражаются в деформации элементарной ячейки. Эти иска-

жения можно трактовать как результат притяжения вихрей к дислокациям, поскольку вихри преимущественно "сидят" на дислокационных линиях. Для одиночной винтовой дислокации не наблюдается заметно выраженного эффекта отталкивания, который предсказан в работе [6].

4. Модели взаимодействия вихря с дислокацией, развивавшиеся для низкотемпературных сверхпроводников, основаны на интерференции упругого поля напряжения дислокации и поля напряжения от вихря, которое возникает: 1) из-за небольшой разницы удельных объемов материала в нормальном и сверхпроводящем состояниях ( $\Delta V$ -эффект) [7], а также 2) из-за изменения жесткости (упругих модулей) для кора вихря по отношению к сверхпроводящей матрице [6]. Первый механизм получил название параупругого или дилатационного взаимодействия, а второй – диупругого. Очевидно, что результат должен сильно зависеть от типа дислокации и ее ориентации относительно вихря. В экспериментально реализуемой ситуации (см. рисунок), когда линии дислокаций и вихрей взаимно перпендикулярны, силы взаимодействия минимальны и, скорее всего, близки к взаимодействию с точечным, а не линейным дефектом. Это предположение подтверждается тем, что на участках кристалла, где отсутствуют дислокации, также наблюдаются деформации правильной гексагональной ячейки ВР или дефекты в ВР, которые общепринято относить за счет коллективного пиннинга на точечных дефектах в кристаллах ВТСП [8]. Что касается типа дислокации, то для винтовой параупругий механизм не имеет места, так ее ядро не создает дилатации. Диупругий механизм взаимодействия должен приводить к отталкиванию вихря от дислокации. Это же справедливо по отношению к краевой и смешанной дислокациям. Таким образом, механизм упругого взаимодействия вихрей не объясняет наблюдавшегося притяжения вихрей и дислокаций [1, 4].

Возможной причиной притяжения является подавление параметра порядка в ядре дислокации. Такой механизм всегда имеет характер притяжения и может быть особенно эффективным для ВТСП с длиной когерентности атомного масштаба, поскольку локальное подавление сверхпроводимости в пределах ядра дислокации также порядка нескольких межатомных расстояний. По существу такой механизм предлагался в работе [9], в которой предполагается, что скопление дефектов, в частности дислокаций, приводит к локальному изменению сверхпроводящих параметров материала ( $k$  или  $H_{c2}$ ). Последнее согласуется с большей эффективностью сплетений по сравнению с индивидуально расположенными дислокациями. В заключение отметим, что авторы не считают строго экспериментально доказанным притяжение вихрей, перпендикулярных дислокациям, ни в настоящей работе, ни в [4], поскольку точечные дефекты также играют важную роль в пиннинге вихревой решетки. Однако, применяя предложенную комбинацию методов визуализации вихрей и дислокаций, можно надеяться решить поставленную задачу, используя более совершенные образцы или термообработку для отжига точечных дефектов.

Авторы выражают благодарность Л.Г.Исаевой за помощь в работе. Настоящая работа выполнялась в рамках Российской государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость", проект 93212 "Флаксон", частично поддержана грантом МНФ НКХООО и Российским фондом фундаментальных исследований (проект 95-02-05881-а), которым авторы Л.Я.Винников, Л.А.Гуревич и М.В.Дугаев выражают признательность за финансовую поддержку.

- 
1. С.Р.Нерринг, J.Phys. F: Metal Phys. **6**, 99 (1976).
  2. Л.Я.Винников, И.В.Григорьева, Письма в ЖЭТФ **47**, 89 (1988).
  3. Л.Я.Винников, Л.А.Гуревич, М.В.Дугаев и др., *Critical Currents in Superconductors*, Изд-во "World Scientific", 12 (1994).
  4. К.Е.Бэгнолл, И.В.Григорьева, J.W.Steeds et al., submitted to Physica C.
  5. Л.Я.Винников, А.О.Голубок, Препринт ИФГТ АН СССР, 8 (1984).
  6. W.W.Webb, Phys. Rev. Lett. **11**, 193 (1963).
  7. E.J.Kramer and C.L.Bauer, Phil. Mag. **15**, 1189 (1967).
  8. A.I.Larkin and Yu.N.Ovchinnikov, J.Low-Temp. Phys. **34**, 409 (1979).
  9. A.V.Narlikar and Dew-Hughes, Phys. Stat. Solidy **6**, 383 (1964).