

Московский физико-технический институт
(государственный университет)
Институт физики твердого тела РАН

Бойнагров Давид Эдуардович

**Наблюдение вихревой решетки в плоскости a - b
анизотропного сверхпроводника $YBa_2Cu_4O_8$.**

Выпускная квалификационная работа на соискание степени бакалавра
по специальности 010300 "Прикладные физика и математика"

Научный руководитель:
д. ф.-м. н. профессор Винников Л. Я.

Черноголовка, 2007

Содержание

1	Введение.	2
1.1	Сверхпроводники II рода	2
1.2	Анизотропные сверхпроводники	3
1.3	YBCO	5
2	Экспериментальная часть.	7
2.1	Образец.	7
2.2	Техника декорирования.	8
2.3	Результаты.	11
2.4	Резистивные измерения.	15
3	Обработка результатов.	16
4	Обсуждение результатов.	19
5	Выводы.	20

1 Введение.

1.1 Сверхпроводники II рода

При температуре $T < T_c$ ниже критической и интервале магнитных полей $H_{c1} < H < H_{c2}$ сверхпроводник II рода находится в смешанном состоянии, которое характеризуется квантованным проникновением внешнего магнитного поля вглубь сверхпроводника в виде вихревых нитей [1]. Благодаря взаимному отталкиванию вихрей (магнитное взаимодействие токов вихрей) друг от друга и от границы сверхпроводника, в нем устанавливается решетка вихрей. Сила отталкивания, действующая на вихрь со стороны другого такого же вихря определяется величиной плотности сверхпроводящего тока \vec{j} , создаваемого вторым вихрем в месте нахождения центра первого. Величина \vec{j} затухает на характерном расстоянии λ от центра вихря, равном глубине проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

В случае идеального и изотропного сверхпроводника без дефектов решетка, как предсказывалось в [2], является правильной треугольной.

1.2 Анизотропные сверхпроводники

Одна из важнейших характеристик высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), которая определяет множество интересных его свойств, является анизотропия параметров сверхпроводимости, которая обусловлена структурой его кристаллической решетки. Широкий класс ВТСП составляют слоистые сверхпроводники, которые состоят из слабо связанных друг с другом слоев, и которые могут вести себя и как трехмерные (3D) так и двумерные (2D) сверхпроводники. Размерность сверхпроводника определяется соотношением между длиной когерентности и расстоянием между слоями. Если $\xi(T) > d/2$, то связь между слоями сильная, и сверхпроводник трехмерен. В противном случае связь между слоями может осуществляться посредством туннелирования куперовских пар и сверхпроводник будет квазидвумерным. Т.к. длина когерентности $\xi(T)$ зависит от температуры, то системы, которые квазидвумерны при низких температурах могут претерпевать 2D-3D переход при повышении температуры. В сильно анизотропных сверхпроводниках, таких как BiSrCaCuO или TlBaCaCuO такой переход происходит при температурах очень близких к T_c , так что они будут вести себя как квазидвумерные в достаточно большом диапазоне температур. Это было подтверждено измерениями намагниченности и наблюдением 2D-флуктуаций (переход Березинского-Костерлица-Таулеса). Для менее анизотропных систем 2D-эффекты еще не наблюдались, но, судя по вышеназванному критерию, переход 3D-2D в них также возможен при низких температурах.

Теоретически система квазидвумерного сверхпроводника описывается моделью, включающую в себя 2D функционал Гинзбурга-Ландау для каждого слоя и учитывающую энергию Джозефсоновского перехода между ними. Но это описание может быть сведено к трехмерной анизотропной теории Гинзбурга-Ландау, если эффективная масса носителей заряда в направлении перпендикулярном слоям будет определена через параметр Джозефсоновской связи и расстоянием между слоями. Таким образом, анизотропные эффекты в ВТСП могут быть описаны с помощью анизотропной теории Гинзбурга-Ландау, которая обобщается заменой изотропной эффективной массы тензором эффективных масс.

В системе кристаллографических осей этот тензор становится диагональным:

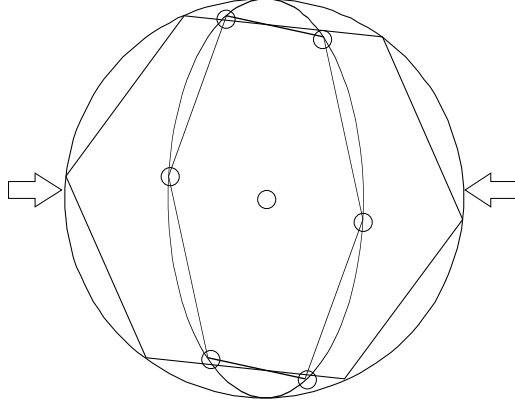


Рис. 1. Иллюстрация сжатия вихревой решетки в анизотропном сверхпроводнике.

$$m_{i,j} = \begin{pmatrix} m_a & 0 & 0 \\ 0 & m_b & 0 \\ 0 & 0 & m_c \end{pmatrix} = m_0 \hat{\mu}$$

где $m_0 = \sqrt[3]{m_a m_b m_c}$, m_a, m_b, m_c - эффективные массы вдоль кристаллографических осей. Глубина проникновения и длина когерентности при этом тоже станут тензорами:

$$\hat{\lambda} = \lambda_0 \sqrt{\hat{\mu}} \text{ и } \hat{\xi} = \xi_0 \sqrt{\hat{\mu}^{-1}}$$

что приводит к тому, что величины H_{c1} и H_{c2} становятся зависимыми от углов, а взаимодействие вихрей анизотропным. Последнее приводит к асимметрии решетки вихрей.

Простейший случай – когда направление внешнего магнитного поля параллельно главной оси. Вихри Абрикосова при этом будут параллельны полю, а решетка вихрей будет сжата в перпендикулярной полю плоскости вдоль направления, по которому эффективная масса будет меньше. Так что, если поле было параллельно оси c , а $\mu_b > \mu_a$, то решетка будет сжата вдоль оси a с коэффициентом $\sqrt{\mu_b/\mu_a}$ (см. рисунок 1).

Таким образом, вихревая решетка в анизотропном сверхпроводнике является индикатором анизотропии и позволяет определить отношение эффективных масс носителей заряда.

1.3 YBCO

Кристаллы семейства $Y_2Ba_4Cu_{6+n}O_{14+n}$ ($n = 0, 1, 2$) являются слоистыми анизотропными высокотемпературными сверхпроводниками. Анизотропия глубины проникновения в плоскости слоев и перпендикулярно к ним достигает значений около 5 [18]. Однако кроме анизотропии обусловленной слоистостью этих кристаллов, в них имеется анизотропия в плоскости слоев, обусловленная наличием в них цепочек Cu-O вдоль одного направления. Эта анизотропия исследована в значительно меньшей степени.

В работе [10] была исследована анизотропия глубины проникновения в плоскости $(a - b)$ монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и получено значение $\eta_\lambda = \frac{\lambda_a}{\lambda_b} \approx 1.2$. Но ввиду двойникованной структуры этого монокристалла при низких температурах, исследование их анизотропии в плоскости слоев достаточно затруднено, т.к. направления a и b в них перемешаны. Эффект двойникования детально описан в работе [6].

В монокристаллах $YBa_2Cu_4O_8$ эффект двойникования отсутствует, что значительно упрощает исследование его анизотропии в плоскости слоев.

Монокристаллы $YBa_2Cu_4O_8$ обладают заметной анизотропией свойств в базисной плоскости $(a-b)$, обусловленной наличием двойных цепочек Cu-O вдоль оси b орторомбической кристаллической структуры [3, 4, 5]. Элементарная ячейка $YBa_2Cu_4O_8$ изображена на рисунке 2. Таким образом, в $YBa_2Cu_4O_8$ имеется анизотропия по всем трем осям.

Исследование анизотропии в YBCO-124 уже проводились различными методами. В оптических измерениях в работах [4, 5, 7, 8] измерялся коэффициент отражения при нормальном падении поляризованного света на поверхность монокристалла. Из этих данных можно найти анизотропию плазменной частоты проводника и, соответственно, глубину проникновения магнитного поля, когда этот монокристалл перейдет в сверхпроводящее состояние. При этом были получены следующие значения анизотропии: $\eta \simeq 1.68, 1.53, 2.5$ и 1.67 соответственно. В работах [4, 5, 8] с помощью резистивных измерений методом Монтомгери было найдено значение анизотропии удельного сопротивления в базисной плоскости $YBa_2Cu_4O_8$ и отсюда – значение анизотропии глубины проникновения. При этом получились значения: $2, 2.3$ и 2.8 соответственно. В работе [10] проводились исследования

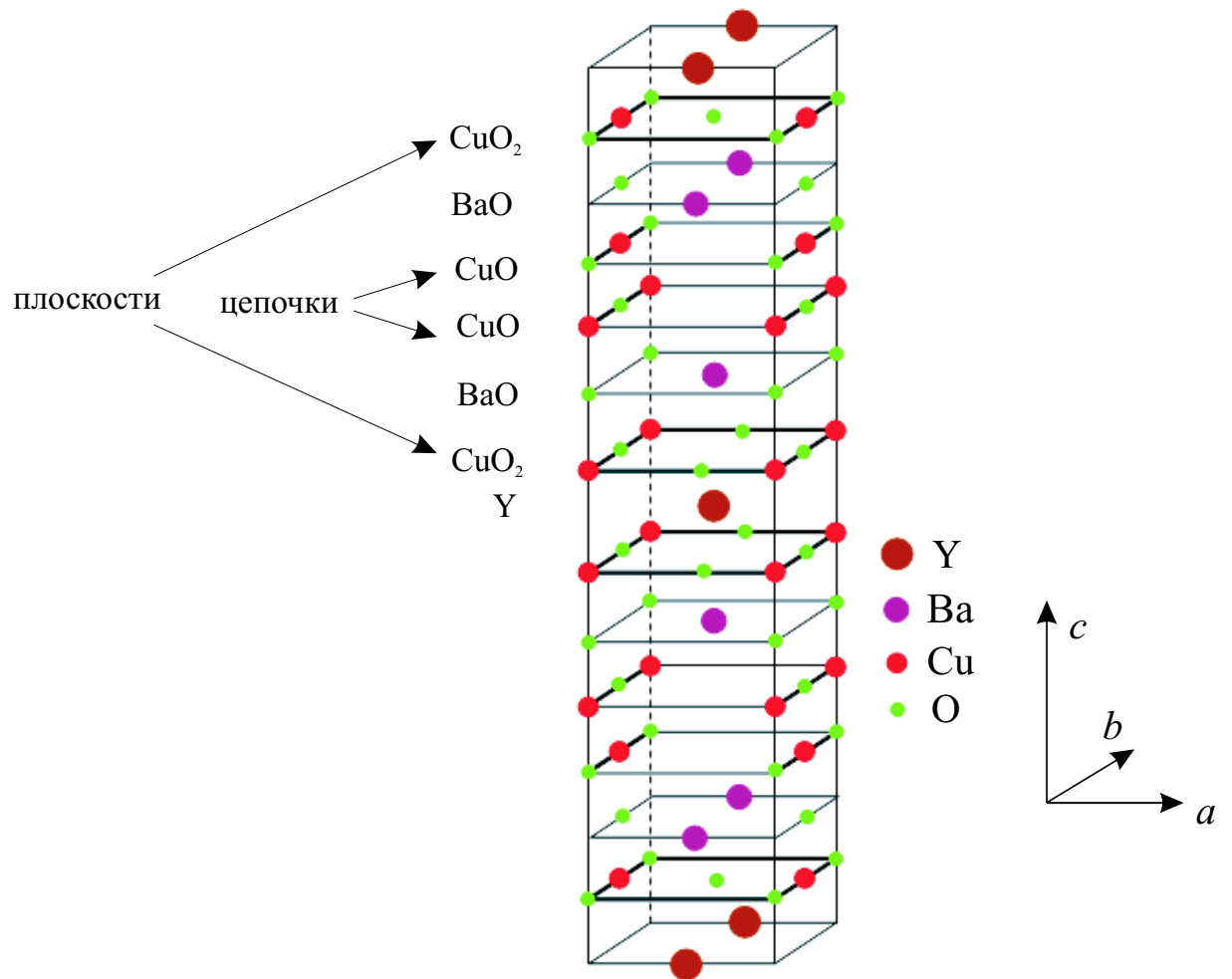


Рис. 2. Элементарная ячейка $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$.

анизотропии эффективной массы носителей заряда методом декорирования для образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Кроме того в работе [9] теоретически было сосчитано значение анизотропии λ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ $\eta_\lambda \approx 1.8$.

Мы проведем исследование анизотропии вихревой решетки в базисной плоскости $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ методом декорирования.

2 Экспериментальная часть.

2.1 Образец.

Монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ выращивались в лаборатории физики твердого тела (ETH Zurich, Switzerland) из пересыщенного Y-Ba расплава под давлением кислорода 400 бар и температуре 1000°C [12]. Исследования [13] подтвердили отсутствие двойников в этих кристаллах. Кристалл относится к орторомбической сингонии с параметрами элементарной ячейки $a = 3.84 \text{ \AA}$, $b = 3.87 \text{ \AA}$, $c = 27.22 \text{ \AA}$ при комнатной температуре [14]. Для экспериментов мы использовали 2 образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ размером $\approx 0,7 \times 0,8 \times 0,03 \text{ мм}^3$ и $\approx 1,5 \times 0,5 \times 0,03 \text{ мм}^3$ с гладкой, блестящей поверхностью a - b).

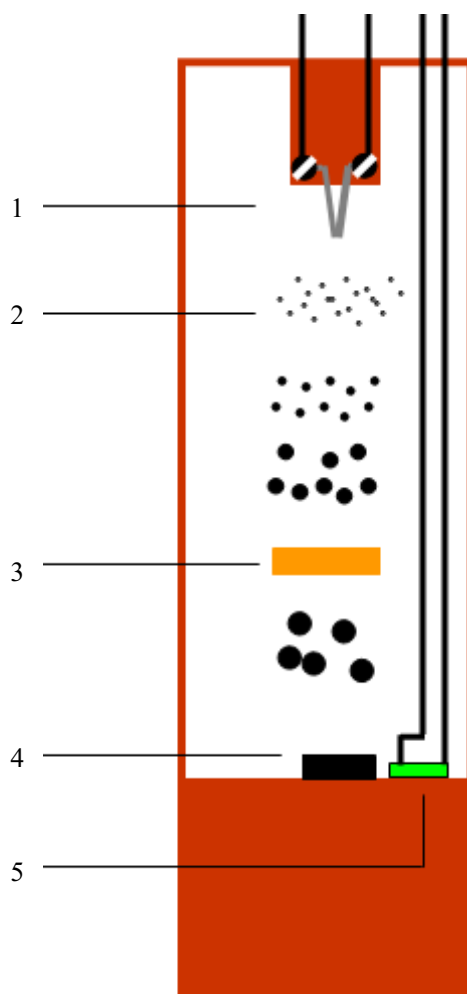


Рис. 3. Схема камеры декорирования. Цифрами обозначены 1 — вольфрамовый испаритель, 2 — частицы железа, 3 — экран, 4 — исследуемый образец, 5 — резистивный термометр.

2.2 Техника декорирования.

Для исследования анизотропии глубины проникновения магнитного поля мы использовали метод прямого наблюдения вихревой решетки монокристалла находящегося в смешанном сверхпроводящем состоянии — метод декорирования дисперсными магнитными частицами.

Метод декорирования описанный в [11, 18] заключается в оседании магнитных частиц на поверхность сверхпроводника в областях проникновения магнитного потока. Схема камеры декорирования представлена на рис. 3.

Образец помещается в герметичную камеру из которой откачивается воздух и напускается гелий при давлении $\simeq 10^{-2}$ торр. Далее камера помещается в магнитное поле, после чего температура ее понижается и образец переходит в сверхпроводящее состояние, т.е. эксперимент проводится в режиме замороженного магнитного потока. Через вольфрамовый испаритель, на который предварительно электролитическим

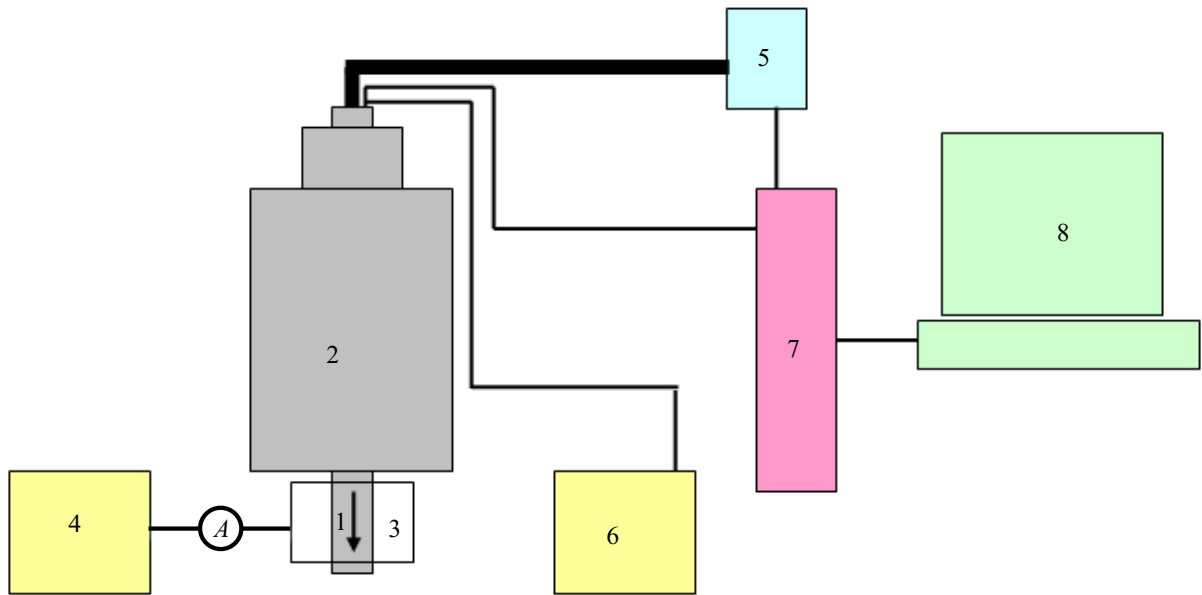


Рис. 4. Общая схема экспериментальной установки. Обозначены основные элементы: 1 — носик криостата, 2 — криостат, 3 - соленоид, 4, 6 — источники питания 5 — датчик давления, 7 — мультиметр, 8 — ПК.

способом наносится тонкий слой железа, проходит кратковременный импульс тока, за счет чего он нагревается. По мере приближения температуры нагревателя к температуре плавления железа, оно испаряется. Т.к. атмосфера камеры имеет низкую температуру, испарившееся железо быстро остывает, конденсируясь в частицы, которые по мере приближения к образцу увеличиваются в размере за счет столкновений друг с другом, достигая размера $\simeq 10$ нм вблизи поверхности образца. Благодаря наличию у частиц железа собственного магнитного момента они двигаются в сторону большего магнитного поля и частицы оседают на образце в местах концентрации магнитного потока, т.е. на вихрях. Экран, установленный между испарителем и образцом, препятствует баллистическому потоку испарившихся железных частиц, а также препятствует лучистому нагреву образца. Температура образца меряется установленным рядом резистивным термометром.

Общая схема проводимого эксперимента представлена на рисунке 4.

Камера с образцом помещается в носик 1 криостата 2. На носике криостата установлен соленоид 3, создающий вертикальное магнитное поле и который питается от источника тока 4. Давление во вставке меряется датчиком 5. Ток в испарителе создается источником 6. Напряжение на датчике давления,

сопротивление резистивного термометра и напряжение на испарителе меряются мультиметром 7, данные от которого передаются на GPIB-плату персональный компьютера 8. Данные на ПК считываются с помощью программы LabView 7.0

Далее образец с напыленными железными частицами анализируется с помощью сканирующего электронного микроскопа с разрешающей способностью 3 нм.

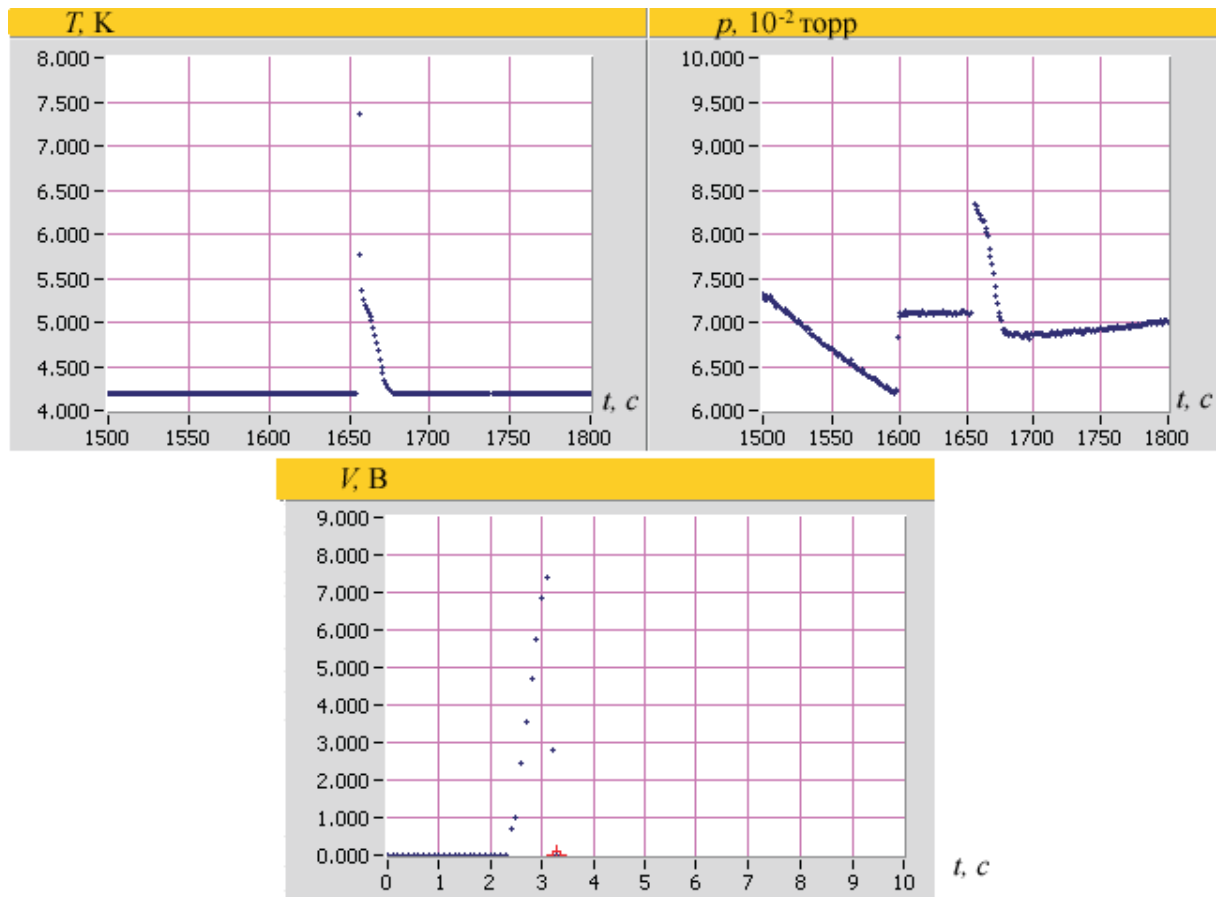


Рис. 5. Показания мультиметра во время декорирования: температура образца, давление в камере декорирования и напряжение на испарителе от времени.

2.3 Результаты.

Нами проводились эксперименты при различных магнитных полях в диапазоне от 40 до 160 Э в режиме замороженного магнитного потока.

На рисунке 5 представлены показания измерительных приборов во время одного из декорирований. Момент времени $t \simeq 1600$ с на графике давления отражает момент закрывания одного из кранов и прямого отношения к процессу декорирования не имеет. Импульс тока величиной $I \simeq 0.8$ А и продолжительностью $\delta t \simeq 1$ с в момент времени $t \simeq 1655$ был подан на испаритель, что видно по скачку температуры и давления. Далее за время $\delta t \simeq 3$ с температура термометра сравнивается с температурой гелиевой атмосферы и за время $t \simeq 20$ с вся гелиевая атмосфера охлаждается до 4.2 К.

На рисунках 6 и 7 представлены снимки вихревой решетки, полученные с помощью электронного микроскопа.

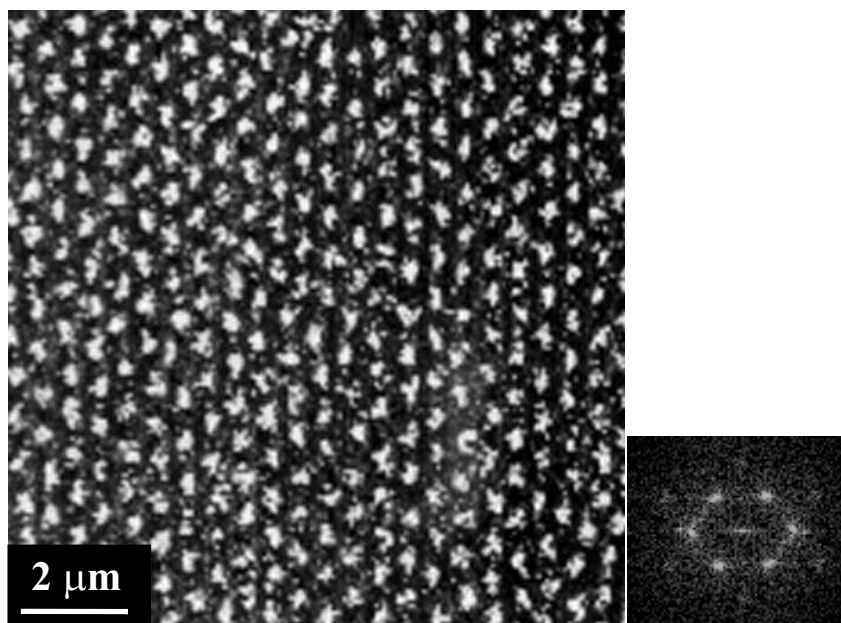


Рис. 6. Слева: снимок вихревой решетки во внешнем поле 40 Э. Справа: фурье-образ вихревой решетки.

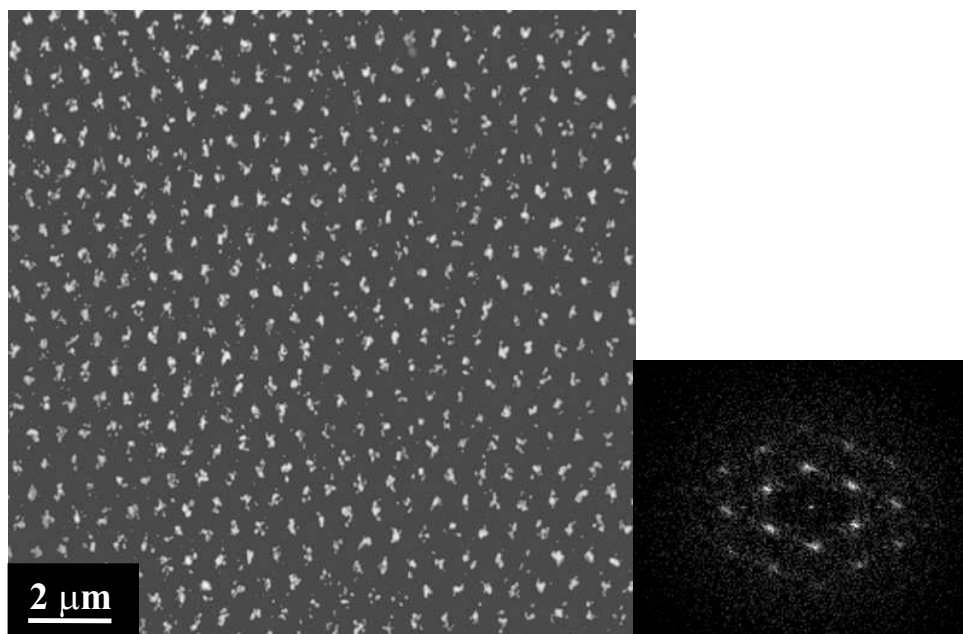


Рис. 7. Слева: снимок вихревой решетки во внешнем поле 40 Э. Справа: фурье-образ вихревой решетки.

На фурье-образе вихревой решетки кроме центрального отчетливо видно 6 максимумов первого порядка, а так же максимумы второго и более высоких порядков, что свидетельствует о том, что вихревая решетка достаточно совершенная.

Проанализировав большее число снимков, можно встретить и изображенные на рисунках 8 и 9. В их фурье-спектре, как видно из рисунка, по 12 и 18 максимумов первого порядка, которые обусловлены наличием нескольких - соответственно 2 и

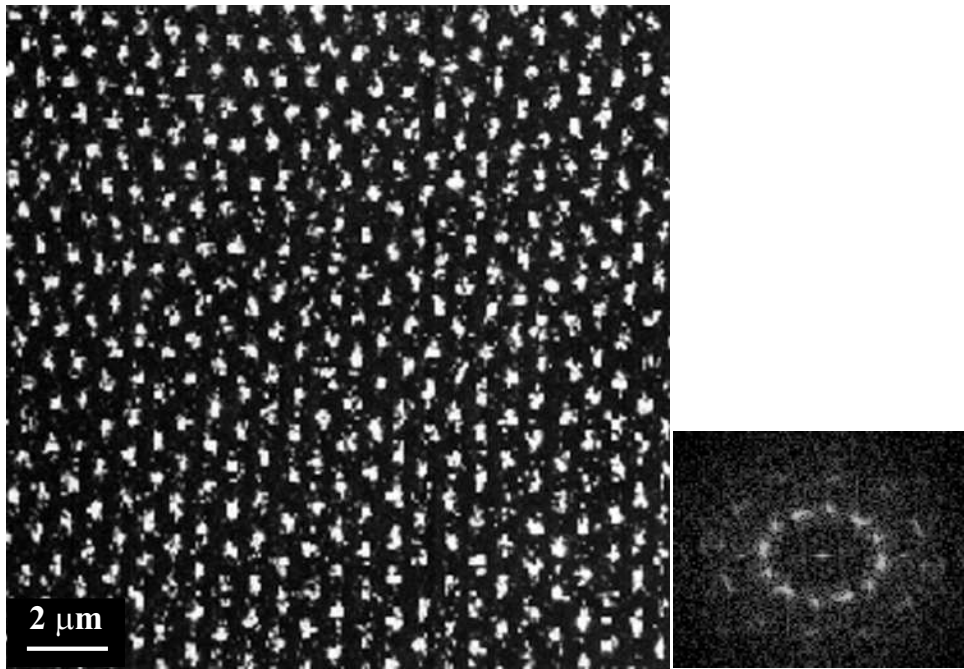


Рис. 8. Слева: снимок вихревой решетки во внешнем поле 40 Э. Справа: фурье-образ вихревой решетки.

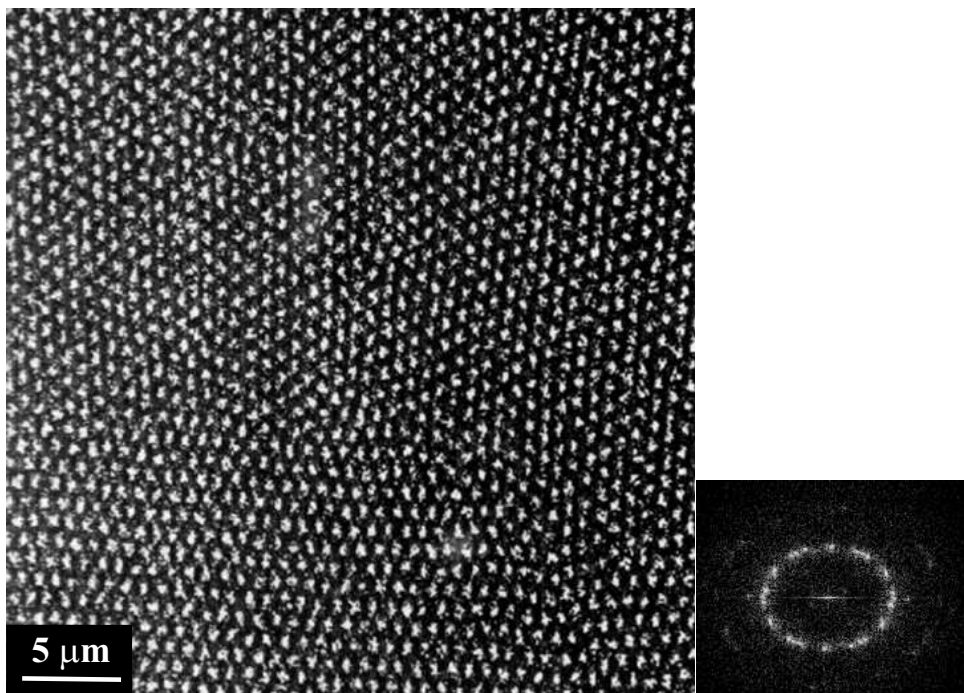


Рис. 9. Слева: снимок вихревой решетки во внешнем поле 40 Э. Справа: фурье-образ вихревой решетки.

3 доменов в вихревой решетке. Каждый из доменов, при этом, дает на фурье-образе по 6 максимумов первого порядка, причем максимумы в Фурье-спектре от разных доменов, как видно их рисунков, лежат на одном и том же эллипсе. Доменная структура этих вихревых решеток может быть объяснена наличием

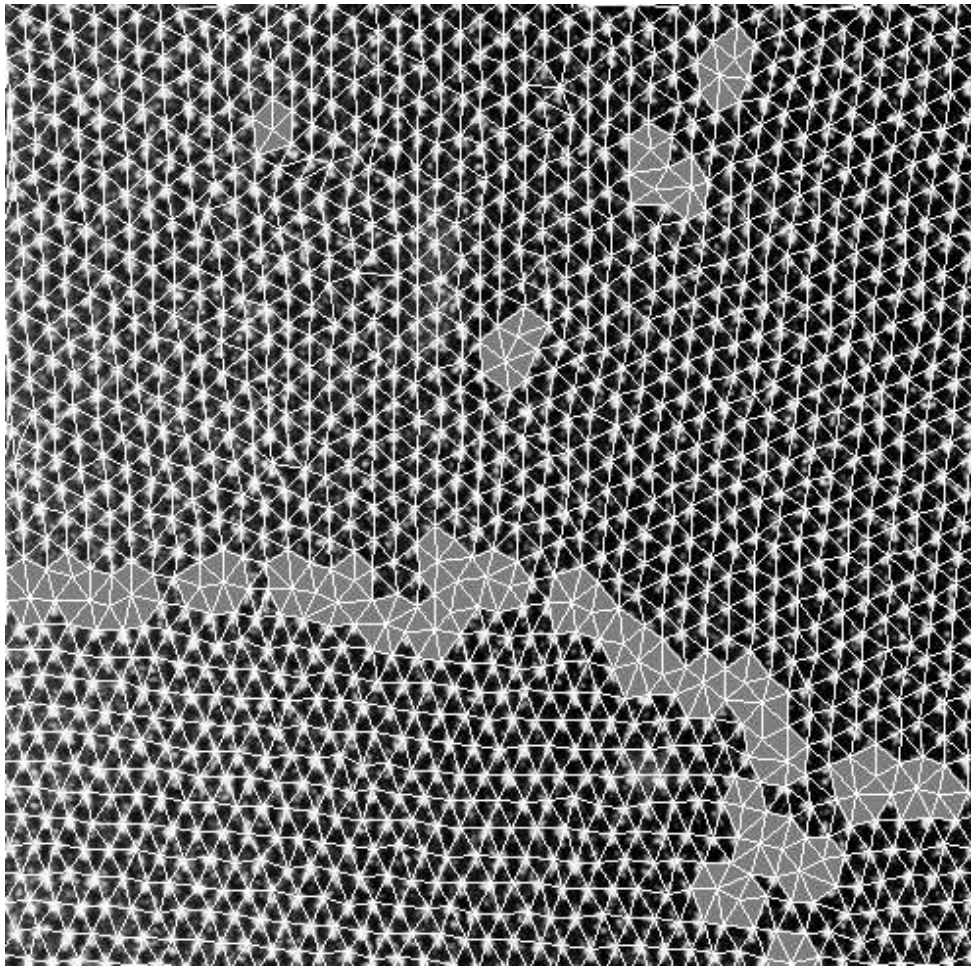


Рис. 10. Делоне-триангуляция снимка вихревой решетки при во внешнем поле 40 Э. В серый цвет закрашены ячейки, у центральных точек которых число ближайших соседей отлично от 6.

слабого коллективного пиннинга вихревой решетки, который был исследован теоретически в работе [17].

Для большей наглядности, нами была проделана Делоне-триангуляция последнего снимка вихревой решетки, которая изображена на рисунке 10. Делоне-триангуляция заключается в замене вихрей точками, находящимися в их центрах и последующее соединение этих точек с ближайшими точками-соседями с помощью отрезков таким образом, чтобы между всеми соединениями отсутствовали пересечения. С помощью делоне-триангуляции можно легко выявлять дефекты в вихревой решетке, которые видны как точки, у которых имеется не 6, а 5 или 7 ближайших соседей. В нижней части рисунка отчетливо видны дефекты, которые расположены на границе доменов. Как видно, на рисунке имеется 3 домена. Кроме того в верхней части рисунка в четырех местах видны дислокации в вихревой решетке.

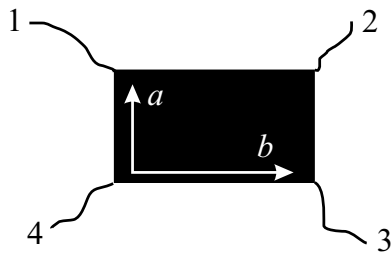


Рис. 11. Образец с присоединенными контактами.

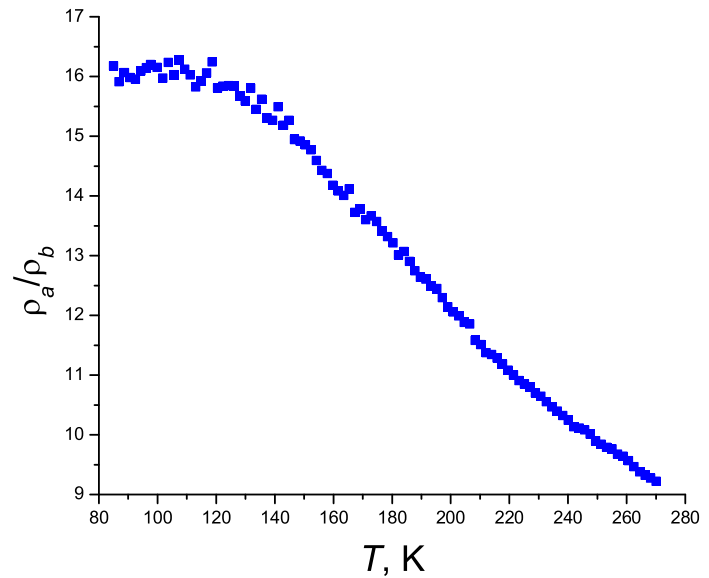


Рис. 12. Зависимость отношения удельных сопротивлений вдоль двух кубических направлений от температуры.

2.4 Резистивные измерения.

Кроме измерений методом декорирования, на нашем монокристалле были проведены измерения удельного сопротивления вдоль двух кубических направлений. К четырем углам монокристалла подсоединялись контакты (Смотрите рисунок 11). Измерения анизотропии проводились методом Монтгомери [16]. Вначале ток пропускался между выводами 1-2, и при этом мерялось напряжение между выводами 3-4. Далее, ток пропускался между выводами 2-3, а напряжение мерялось между 1-4. В результате обработки этих данных были определены два диагональных элемента тензора сопротивления. Измерения проводились при разных значениях температуры от 270 К до температуры перехода в сверхпроводящее состояние (~ 81 К). На рисунке 12 показан график зависимости отношения ρ_a/ρ_b от температуры.

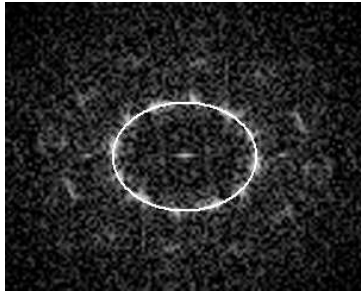


Рис. 13. Фурье-образ вихревой решетки.

3 Обработка результатов.

Можно заметить, что максимумы на фурье-образах вихревой решетки лежат на эллипсе. (См. рисунок 13)

Их расположение можно представить, как сжатие правильной шестиугольной решетки вдоль некоторого направления. Смотрите рисунок 14. Из фурье-образа решетки, с помощью ее компьютерной обработки, можно найти отношение большой полуоси описанного около рефлексов эллипса к его малой полуоси, а также ориентации полуосей эллипса, относительно кристаллографических направлений кристаллической решетки. Сжатие фурье-образа решетки является прямым следствием анизотропии глубины проникновения магнитного поля. Как известно, энергия взаимодействия двух вихрей зависит от глубины проникновения по направлению вектора, соединяющего центры этих вихрей. Поэтому вместо правильной треугольной решетки, которая обычно реализуется в изотропном сверхпроводнике, мы видим сжатую в $\eta = \frac{\lambda_a}{\lambda_b}$ раз решетку в кубическом направлении b монокристалла. Таким образом, отношение глубин проникновения вдоль двух кубических направлений монокристалла можно найти как отношение полуосей эллипса, в который вписаны рефлекссы фурье-образа. Подробнее смотрите [18]

Результат обработки фурье-образов снимков вихревых решеток приведен в следующей таблице:

$H, \text{Э}$	N	$\eta = \frac{\lambda_a}{\lambda_b}$	$\Delta\varphi, ^\circ$
40	13	1.28 ± 0.11	2 ± 3
80	5	1.29 ± 0.09	2 ± 4
150	7	1.37 ± 0.10	3 ± 4
160	17	1.40 ± 0.15	2 ± 4

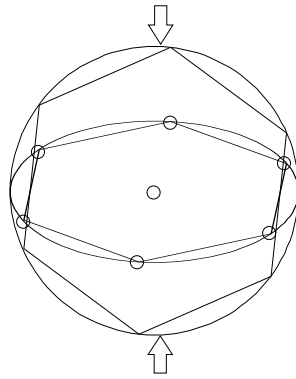


Рис. 14. Иллюстрация сжатия фурье-образа вихревой решетки в анизотропном сверхпроводнике.

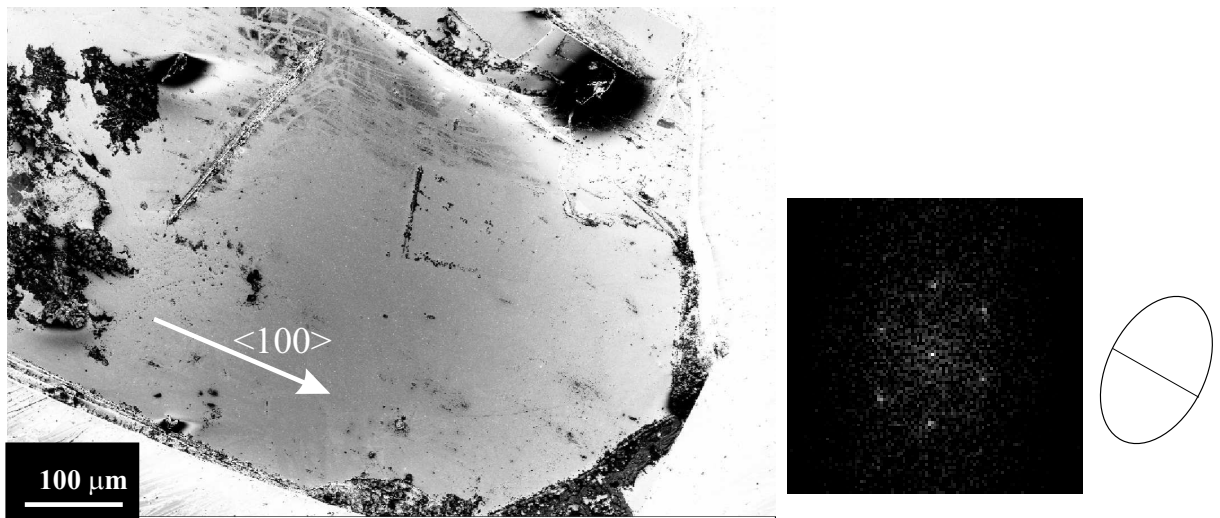


Рис. 15. Монокристалл под микроскопом, фурье-образ вихревой решетки монокристалла, эллипс фурье-образа вихревой решетки с изображенной малой осью.

Здесь H означает внешнее магнитное поле, N – количество сделанных независимых кадров с поверхности монокристалла, η – величина анизотропии глубины проникновения, $\Delta\varphi$ – разница углов между малой полуосью эллипса и кубическим направлением монокристалла. Эта разница углов определялась по сравнению снимков монокристалла, у которого гладкая грань соответствует кубическому направлению, с направлением малой полуоси эллипса фурье-образа вихревой решетки. Смотрите рисунок 15

Кроме того, для большей убедительности в сравнении направления сжатия вихревой решетки с кубическим направлением кристалла, нами были проведены эксперименты по каналированию электронов сквозь наш монокристалл, результаты которого представлены на рисунке 16.

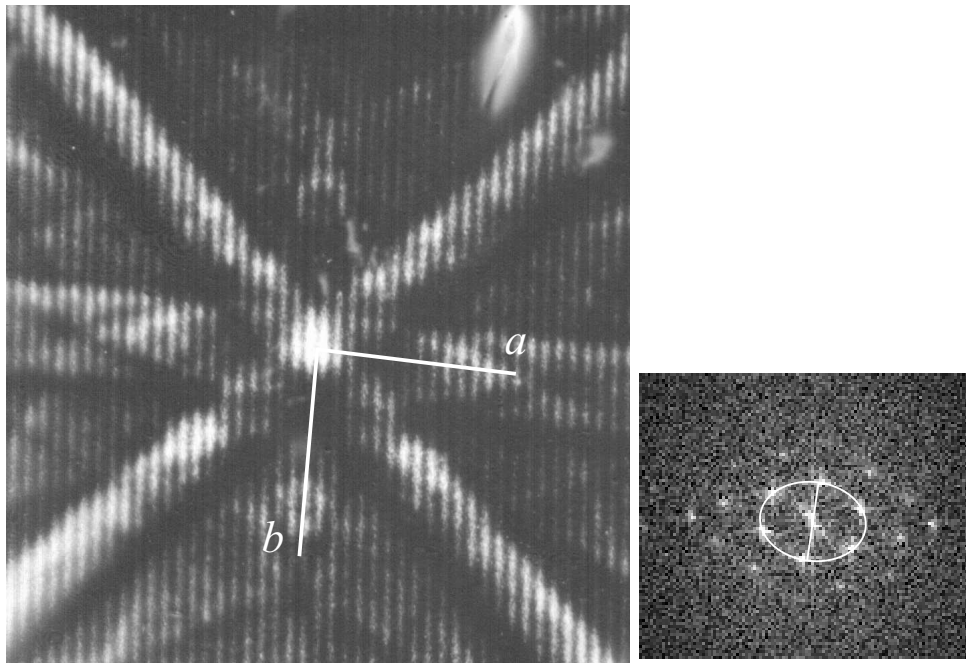


Рис. 16. Слева: картина каналирования электронов с участка поверхности монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$. Справа: Фурье-образ вихревой решетки того же участка монокристалла в магнитном поле 40 Э (рис.7.)

Как видно из этого рисунка, кубическое направление кристаллической решетки хорошо совпадает с направлением сжатия вихревой решетки.

4 Обсуждение результатов.

Из таблицы видно, что значение параметра анизотропии η в пределах погрешности не зависит от величины магнитного поля. А то, что $\Delta\varphi \approx 0$ указывает на то, что большая полуось эллипса достаточно хорошо совпадает с кубическим направлением монокристалла.

Среднее значение анизотропии глубины проникновения равно:

$$\eta_\lambda = \frac{\lambda_a}{\lambda_b} = 1.34 \pm 0.15.$$

Эта величина хорошо согласуется с литературными данными [9, 3, 4], в которых η_λ получалась равной 1.34, 1.53 и 1.68 соответственно. В работе [7] анизотропия получилось равной 2.5.

Используя формулу для Лондоновской глубины проникновения $\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi ne^2}$, находим величину анизотропии эффективной массы носителей заряда в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$:

$$\eta_m = \frac{m_a}{m_b} = \left(\frac{\lambda_a}{\lambda_b}\right)^2 = 1.80 \pm 0.40,$$

Для сравнения, в работе [8] величина анизотропии эффективной массы в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ получилась равной 2.8

Полученные нами резистивные данные дают величину анизотропии удельного сопротивления при комнатной температуре $\eta_\rho \simeq 9$. Это значение можно сравнить с результатами аналогичных измерений анизотропии удельного сопротивления в работах [4, 5, 8], в которых величина анизотропии получалась равной 2, 2.84 и 2.8. Кроме того наши резистивные данные не согласуются с результатами анизотропии эффективной массы наших и других измерений.

Такое несоответствие, возможно, возникает из-за несовершенства нашего образца. Возможно внутри него есть плоские дефекты в плоскости b - c , и ток, протекая вдоль направления a , должен их огибать в направлении c , в результате чего общее измеряемое вдоль a сопротивление может сильно вырасти, т.к. сопротивление вдоль c - велико. Но это предположение требует дальнейших проверок.

5 Выводы.

В данной работе впервые были представлены результаты наблюдения вихревой решетки в монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ с помощью метода декорирования. Была наблюдаена доменная структура вихревой решетки.

Было найдено значение анизотропии глубины проникновения магнитного поля

$$\eta_\lambda = \frac{\lambda_a}{\lambda_b} = 1.34 \pm 0.15$$

и которое не зависит от величины магнитного поля при $40 \text{ Э} < H < 160 \text{ Э}$, а также величина анизотропии эффективной массы носителей заряда в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$:

$$\eta_m = \frac{m_a}{m_b} = 1.80 \pm 0.40.$$

Эти данные хорошо согласуются с литературными данными, полученными другими методами.

Кроме того было показано наличие привязки направления сжатия вихревой решетки к кубическому кристаллическому направлению монокристалла

Но полученное значение анизотропии удельного сопротивления при комнатной температуре $\eta_\rho \simeq 9$ не согласуется с литературными данными, что говорит о необходимости дальнейших исследований для объяснения этого противоречия.

Я благодарен моему научному руководителю Л. Я. Винникову за неоценимую помощь при выполнении работы и конструктивные замечания, высказанные им при написании диплома. Кроме того я благодарен В. Н. Звереву и А. Манакову за проведение резистивных измерений, Д. В. Матвееву за помощь при использовании электронного микроскопа, И. Вещунову и Т. Павловой за помощь при декорировании.

Список литературы

- [1] А. А. Абрикосов, ЖЭТФ **32**, 144 (1957)
- [2] W. H. Kleiner, L. H. Roth, S. H. Autler, Phys. Rev. A133, 1226 (1964)
- [3] B. Bücher, J. Karpinski, E. Kaldis and P. Wachter, Pressure dependence of T_c and anisotropic features in the family $Y_2Ba_4Cu_{6+n}O_{14+n}$ ($n = 0, 1, 2$), J. Less-Common Metals, **164/165**, 20-30 (1990)
- [4] J. Schoenes, J. Karpinski, E. Kaldis, J. Keller, P. de la Mora, Anisotropy of optical and transport properties in the a-b plane of the high temperature superconductor $YBa_2Cu_4O_8$, Physica C **166**, 145-150 (1990)
- [5] B. Bücher, J. Karpinski, E. Kaldis and P. Wachter, ANISOTROPIC BEHAVIOUR IN UNTWINED $YBa_2Cu_4O_8$. Optical, magnetic and transport measurements at high pressure. Physica C **167**, 324-334 (1990)
- [6] I. M. Shmut'ko, V. Sh. Shekhtman, Twins and Structure of Twin Boundaries, The Real Structure of high- T_c Superconductors, vol. **23** of Springer Series in Materials Science (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg) edited by V. Sh. Shekhtman, 89 (1993).
- [7] D. N. Basov, R. Liang, D. A Bonn, W. N. Hardy, B. Dabrowski, M. Quijada, D. B. Tanner, J. P. Rice, D. M. Ginsberg, T. Timusk, In-plane anisotropy in YBCO-123, 124, Physical Review Letters **74**, 598 (1995)
- [8] J. Schoenes, E. Kaldis, J. Karpinski, Journal of Less-Common Metals, **164&165** (1990) 50-58
- [9] A. Ghosh, Physical Review B **73** 012504 (2006)
- [10] Л. Я. Винников, Л. А. Гуревич, И. В. Григорьева, Ю. А. Осипьян, Наблюдение анизотропии вихревой решетки в базисной плоскости монокристалла YBCO-123, Письма в ЖЭТФ, **49**, 83 (1989)
- [11] U. Essmann, H. Träuble, Phys. Lett. A **54**, 596 (1967)
- [12] J. Karpinski, E. Kaldis, S. Rusiecki et al, Journal of Less-Common Metals **150**, 129 (1989)
- [13] P. Border, J. L. Hodeau, R. Argoud, et. al, Physica C 162-164 (1989) **524**
- [14] В.Н. Молчанов, М.К. Бломберг, М.Ю. Мерисало, В.И. Симонов, Письма в ЖЭТФ, том 66, вып. 7, стр. 502
- [15] P. Fischer, J. Karpinsky, E. Kaldis, et. al, Solid State Commun. 6 (1989) 531
- [16] H.C. Montgomery, Journal of Applied Physics **42** (1971) 2971
- [17] Larkin A. F., Jvchinnikov Yu. N., Journal of Low Temperature Physics **34**, 409 (1979).
- [18] L. Ya. Vinnikov, I. V. Grigor'eva, and L. A. Gurevich, Vortex structure in Single-Crystal high- T_c Superconductors, The Real Structure of high- T_c Superconductors, vol. **23** of Springer Series in Materials Science (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg) edited by V. Sh. Shekhtman, 89 (1993).