

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ, МАГНИТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

Авдеев Л.З. ¹⁾ Быков А.Б., Демьянец Л.Н., Захаров Н.Д.,
Лихарев К.К. ¹⁾, Макаренко И.Н., Мельников О.К.,
Мелешина В.А., Молчанов В.Н., Никифоров Д.В.,
Свистов Л.Е., Симонов В.И., Снигирев О.В. ¹⁾,
Стишов С.М., Ханин В.В. ¹⁾

Выращены кристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ и исследованы их электрические, магнитные и структурные свойства. Кристаллы демонстрируют отчетливую анизотропию эффекта Мейсснера и других магнитных свойств. Рассчитаны значения критического тока j_c в направлении, параллельном плоскости ab .

Монокристаллы высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ выращены из раствора в расплаве при $T \approx 900 - 1000^\circ\text{C}$. Кристаллы обладают отчетливым пластинчатым габитусом; их средние размеры составляют $1 \times 1 \times 0,030$ мм. Рентгеновский спектральный микроанализ, рентгено-структурные и электронно-микроскопические исследования позволили убедиться, что полученные кристаллы действительно имеют необходимый химический состав и обладают кристаллической структурой дефектного по кислороду перовскита с утроенной по одной из осей элементарной ячейкой, отвечающей упорядоченному расположению больших катионов Y и Ba. На электронно-микроскопических снимках атомного разрешения отчетливо видны двойные слои тяжелых атомов и одинарные слои легких атомов, что соответствует последовательности ... YBaYBaY... .

Извлеченные из расплава монокристаллы обладают тетрагональной симметрией с параметрами элементарной ячейки: $a = 3,863$ (1) и $c = 11,837$ (2) Å, и не обнаруживают сверхпроводимости вплоть до гелиевых температур (последнее было выяснено с помощью бесконтактных высокочастотных измерений). Электронно-микроскопические исследования показывают, что структура тетрагональных кристаллов сильно разупорядочена и дефектна; наблюдаются нарушения чередования слоев Y и Ba приблизительно через каждые 70 Å. После отжига кристаллов в кислороде дефекты упаковки, т.е. ошибки чередования слоев Y и Ba практически полностью исчезают. Кристаллы приобретают ромбическую структуру со следующими параметрами элементарной ячейки: $a = 3,826$ (2), $b = 3,890$ (2) и $c = 11,705$ (3) Å.

Характерной чертой отожженных кристаллов является существование двойниковой доменной структуры, легко наблюдаемой в плоскости ab (001) при электронно-микроскопических исследованиях. Ширина индивидуального домена составляет величину, близкую к 1000 Å.

Характер расщепления рефлексов, выявленный при электронографических и рентгеноструктурных исследованиях, также свидетельствует о существовании двойниковой упорядоченной структуры с двойникованием по плоскости (110). Однако различная кратность рас-

¹⁾ Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова.

щепления в электронографических и рентгеноструктурных экспериментах позволяет считать, что в отожженных ромбических кристаллах имеются две идентичные системы доменов, повернутые относительно друг друга на 90° (подробнее см. в специальной публикации, см. также ¹).

Ромбические кристаллы, отожженные в кислороде, обнаруживают резкий ($\Delta T < 0,5$ К) переход в сверхпроводящее состояние при температуре ~ 93 К (см. рис. 1). Следует заметить, что кристаллы, отожженные на воздухе, практически не отличаются под электронным микроскопом от "кислородных" кристаллов, но переходят в сверхпроводящее состояние при существенно более низких температурах ($T_c \approx 50$ К).

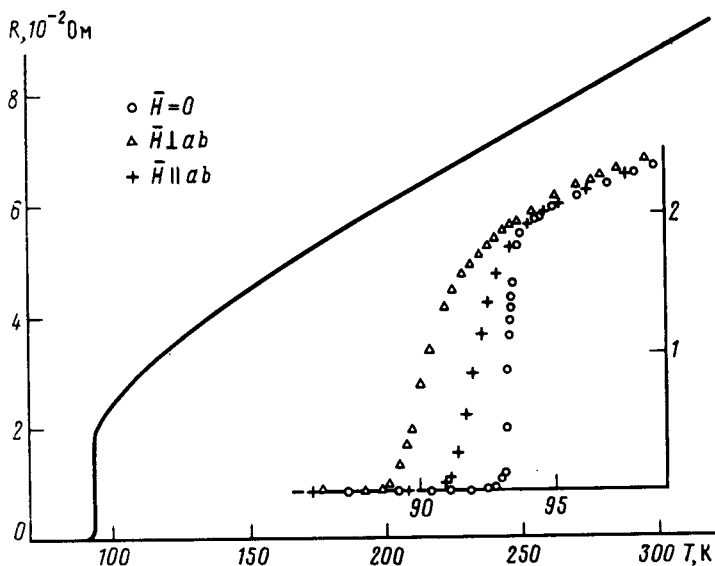


Рис. 1. Зависимость электрического сопротивления монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ от температуры в направлении плоскости ab в магнитном поле $H = 0$; $H \perp ab \approx 1,1$ Т и $H \parallel ab = 1,1$ Т

На рис. 1 представлены результаты измерений электрического сопротивления монокристаллического образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ в направлении, параллельном плоскости ab , в нулевом магнитном поле, а также в поле $H = 1,1$ Т при $H \parallel ab$ и $H \perp ab$. Измерения проводились четырехзондовым методом на постоянном токе. Использовался образец размером $0,4 \times 0,2 \times 0,03$ мм³, представляющий собой совершенную часть более крупного монокристалла. Обратим внимание на то, что зависимость $R(T)$ существенно нелинейна в области температур от T_c вплоть до ~ 200 К. Значение $R \approx 2 \cdot 10^{-2}$ Ом непосредственно выше перехода в сверхпроводящее состояние соответствует удельному сопротивлению $\rho \approx 50 - 100$ мкОм · см. Скачок $R(T)$ в области перехода достаточно резок, однако в низкотемпературной области перехода наблюдается небольшой "хвост", простирающийся на несколько десятых градуса. Такой характер поведения кривой $R(T)$, возможно, указывает на существование низкоразмерных флюктуационных явлений, имеющих место в значительном интервале температур (парапроводимость). Магнитное поле 1,1 Т практически не влияет на T_H (температуру начала перехода), но достаточно сильно сдвигает температуру T_c полного обращения сопротивления в нуль. В этом отношении действие магнитного поля сильно анизотропно: при $H \parallel ab$, $\partial T_c / \partial H \approx 1,9$ К/Т, а при $H \perp ab$, $\partial T_c / \partial H \approx 3,6$ К/Т. Очевидно, что в данной ситуации трудно сделать определенные заключения о производных $\partial H_{c2} / \partial T$; по-видимому, вначале следует уяснить причину "размытия" перехода в магнитном поле.

Магнитные свойства кристаллов изучались с помощью универсальной установки на основе сквида ². На рис. 2, 3 показаны типичные семейства температурных зависимостей магнитного момента M монокристалла для двух ориентаций фиксированного внешнего магнитного поля H . Для получения каждой зависимости образец вначале охлаждался от $T \sim 100$ К до $T \sim 10$ К в малом остаточном поле $H_0 \approx 0,1$ Т, а после приложения поля H медленно отогревался с регистрацией момента.

Низкотемпературное плато намагниченности с точностью абсолютного определения M (около $\pm 5\%$) оказалось соответствующим полной экранировке поля в объеме образца. Увеличение температуры в поле $H \perp ab$ (рис. 2) приводит к выходу всех зависимостей на универсальную кривую $M_c(T)$, практически не зависящую от H . Такое поведение хорошо соответствует модели сильного пиннинга абрикосовских вихрей на ненасыщенных центрах, когда в критическом состоянии модуль плотности критического тока j_c не зависит от локального значения магнитной индукции и, следовательно, от координат (см., например, ³). В этом предположении огибающая на рис. 2 дает непосредственно приведенную зависимость $j_c(T)$. Для образца квадратной формы с размерами $L \times L \times d$ элементарный расчет дает формулу $M_c(T) = (L^3 d / 24) j_c(T)$; для нашего образца ($L = (1,0 \pm 0,1)$ мм, $d_{cp} = 45$ мкм) эта формула дает для $T = 50$ К значение $j_c = (1,0 \pm 0,3) \cdot 10^5$ А/см², а для $T = 77$ К $j_c = (5 \pm 2) \cdot 10^4$ А/см² (для $j \parallel ab, H \perp ab, 3 \text{ Э} \leq H \leq 100 \text{ Э}$). Первое из этих значений близко к измеренному при той же температуре для бездоменных монокристаллов ⁴.

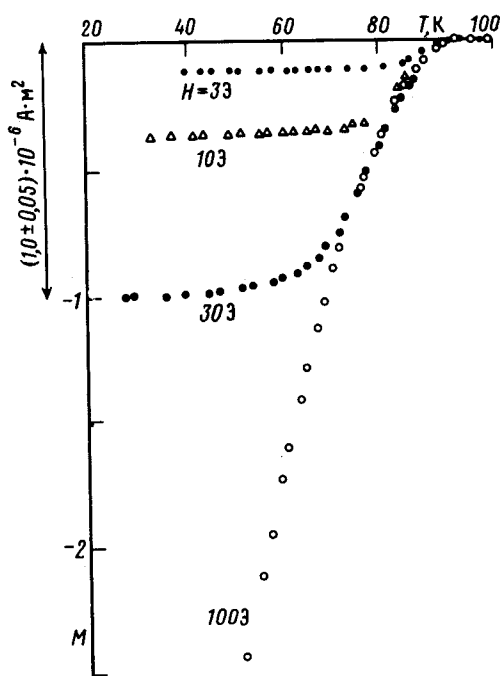


Рис. 2

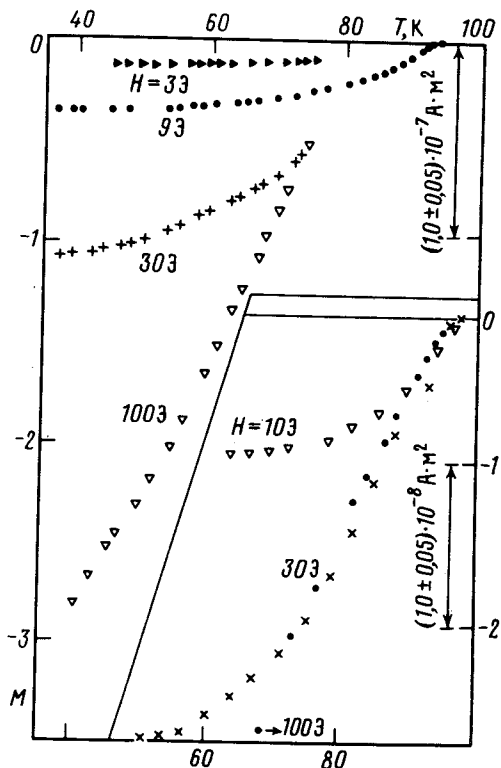


Рис. 3

Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности M монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ при различных значениях магнитного поля H , перпендикулярного к плоскости ab . Кристалл имеет форму почти правильного квадрата в плоскости ab со стороной $1 \pm 0,1$ мм и средней толщиной $0,045$ мм

Рис. 3. То же самое, что и на рис. 2, но для поля H параллельного плоскости ab . (На вставке – та же зависимость для кристалла близкого по форме к полудиску с диаметром $0,45$ мм и средней толщиной $0,050$ мм)

Для полей $H \parallel ab$ (рис. 3) кривые $M(T)$, соответствующие разным H , пересекаются, что свидетельствует о заметном падении j_c с ростом H , типичном для менее интенсивного пиннинга ³. Хотя это не позволяет точно рассчитать критическую плотность тока из наших данных, оценки j_c при $T = 50$ К дают значения менее $0,3 \cdot 10^5$ А/см² ($j \parallel ab, H \parallel ab, j \perp H$), что действительно значительно ниже, чем для $H \perp ab$.

Существование и характер анизотропии пиннинга подтверждается и измерениями зависимостей $M(T)$ в фиксированном поле при уменьшении температуры, начиная со значений $T > T_c$: при $H \parallel ab$ эффект Мейсснера составляет примерно 25% от полного, а при $H \perp ab$ – только $\sim 3\%$ (обе цифры – для $T \ll T_c$ и $H \approx 10$ Э). Отметим, что по данным работы ⁴ у бездоменных монокристаллов анизотропия эффекта Мейсснера обратная (на наш взгляд, это плохо со-

гласуется с характером анизотропии j_c). Сильная анизотропия пиннинга в наших кристаллах с доменной структурой, по-видимому, объясняется тем, что доменные стенки играют роль эффективных пиннинг-центров для вихрей, параллельных оси c .

Литература

1. *Sueno S., Nakai I., Okamura F.P., Ono A.* Japan J. Appl. Phys., 1987, 26, L842.
2. *Avdeev L.Z., Snigirev O.V., Khanin V.V.* IEEE Trans. Magn., 1985, 21, 914.
3. *Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е.* Сверхпроводимость второго рода, М.: Мир, 1970, гл. 8 и 10.
4. *Dinger T.R., Worthington T.K., Gallagher W.J., Sandstrom R.L.* Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 2687.

Институт кристаллографии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 июля 1987 г.