

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.37

ЛАЗЕРНЫЙ ОТЖИГ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Я. О. Довгий, И. В. Китык, Р. В. Луцив

В работах [1-4] сообщалось о возможности управления параметрами высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) под действием различных лазеров при различных гидростатических давлениях и в разных средах. В то же время совершенно не рассматриваются различные аспекты возможной лазерной обработки приповерхностных областей. В особенности это касается поведения критических токов. С этой целью нами проводились соответствующие облучения импульсными твердотельными лазерами в спектральном диапазоне от 0.96 до 4.55 мкм. Наилучшие результаты были получены с использованием лазерного импульсного излучения $KY(MoO_4)_2$ на переходе ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ($\lambda = 1.0669$ мкм, $\tau = 130$ нс, диаметр пучка 12 мм, плотность энергии $(0.8-8.2) \cdot 10^4$ Дж/м²).

Исследуемые монокристаллы имели размеры $0.05 \times 2 \times 2$ мм. Для получения необходимой высокотемпературной фазы проводился отжиг в кислороде при 890 К в течение 40 ч. Рентгенографические контрольные исследования однозначно указывали на однофазность и ромбическую симметрию с параметрами решетки $a = 0.3815$, $b = 0.3884$ и $c = 1.1689$ нм. Металлографический микроскопический контроль показал отсутствие каких-либо включений на поверхности и в объеме монокристаллов. Пространственное распределение параметров решетки совпадало с точностью до 0.0001 нм. О хорошем качестве монокристаллов свидетельствует и то, что для $\delta = 0.15$ в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ размытость перехода не превышала 0.12 К. Керамические образцы синтезировались в виде таблеток с диаметром до 15 мм по стандартной методике твердофазного синтеза. Исходная шихта из нитрата иттрия, бария и меди предварительно обжигалась при температурах 950—980 К в течение 7 ч. В дальнейшем образцы обжигались на воздухе в течение 3 ч, а затем охлаждались со скоростью 5 К/мин. Размытость фазового перехода не превышала 2 К.

Удельное сопротивление кристаллов и керамик определяли четырехконтактным методом при различных температурах. При этом использовался постоянный ток в диапазоне 1 мА—0.9 А. Предельная чувствительность измерительной системы по напряжению была не хуже 1 мкВ. Контакты наносили введением индия с последующим припайванием медных проводов диаметром 0.08 мм. Рентгеноструктурные исследования проводились с помощью дифрактометра ДРОН-3. Для анализа послойно снимаемых облученных участков был использован метод наклонной съемки. Поскольку при этом углы дифракции очень малы, измерения проводились по точкам, а параметры пика определялись по положению его центра тяжести. В дальнейшем производились расчеты инструментальной функции дифракционного эксперимента и определялись инструментальные смещения дифракционного пика при использовании CuK_α - и CoK_α -излучений.

Измерения критических токов осуществлялись бесконтактными методами по методике [5]. Для бесконтактного независимого контроля одновременно на спектрофотометре КСВУ-23 осуществлялся спектроскопический контроль δ [6, 7].

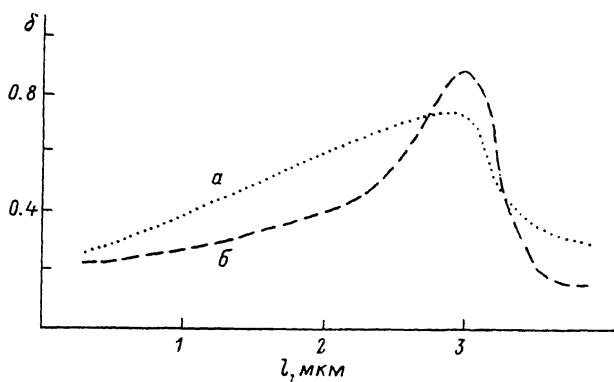


Рис. 1. Глубинное распределение параметра δ в керамиках (а) и кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (б).

При этом в качестве аналитических использовались спектральные моды 1.7 и 4.1 эВ, по интенсивности которых δ контролировалось с точностью до 0.05. Послойное стравливание в av -плоскостях кристаллов и в керамиках осуществлялось на алюминиевой пасте с глубинным шагом до 0.02 мкм.

Проведенные лазерные облучения показали, что в пределах плотностей энергий $(0.9-1.6) \cdot 10^4$ Дж/м² имеет место возникновение проплавленной и рекристаллизованной поверхности, а также соответствующее сглаживание поверхности. При этом особенно необычным представляется появление в области 3 мкм от поверхности несверхпроводящей (нормальной) фазы (рис. 1). Соответствующее пространственное распределение в керамических образцах носит более отчетливый характер. Это можно объяснить тем, что за счет оплавления без последующей кристаллизации (на что указывают рентгенографические исследования) имеет место удаление кислорода из этой области, в результате чего δ становится близким к 0.35. Тем самым исчезает сверхпроводящее состояние в этой тонкой области, а с другой стороны, на расстояниях до 2.5 мкм имеет место наряду с проплавлением соответствующая рекристаллизация, что приводит при определенных мощностях к гигантскому увеличению критического тока. Соответствующее глубинное распределение критического тока показано на рис. 2. Видна анизотропия этого тока для двух кристаллографических направлений в плоскости слоя. С другой стороны, само значение критического тока (рис. 3) резко возрастает до $4 \cdot 10^4$ Дж/м². При соответствующих оценках проводилась перенормировка на оплавленный рекристаллизованный слой. Как и в случае распределений параметра δ , в керамиках наблюдается более резкая зависимость от энергии облучения. Независимые рентгеноструктурные исследования показали, что при этом имеет место корреляция с соотношением ромбической и тетраго-

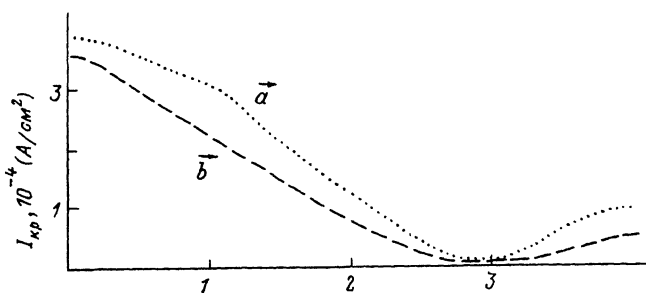


Рис. 2. Глубинное распределение критического тока для двух кристаллографических направлений: а и б.

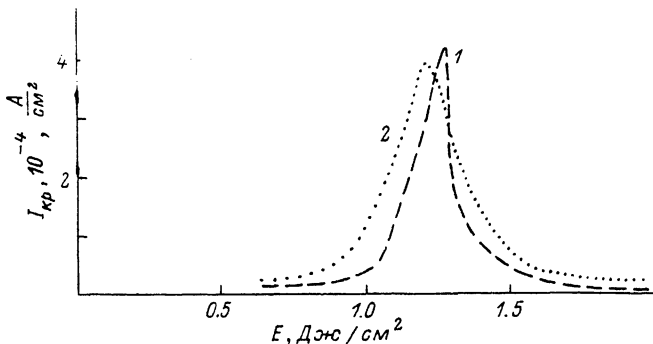


Рис. 3. Зависимость максимального значения критического тока от плотности лазерного излучения.

1 — керамика, 2 — кристалл.

нальной фаз. Таким образом, однозначно можно утверждать, что при воздействии лазерных импульсов ближнего ИК-диапазона происходит своего рода лазерный отжиг приповерхностного слоя образцов, приводящий к существенному возрастанию критических токов. Этот процесс характеризуется анизотропией и более резко выражен для керамических образцов. При подборе соответствующих параметров можно добиться повышения критического тока, протекающего через образец, и тем самым значительно улучшить технологические характеристики традиционных ВТСП.

Список литературы

- [1] Kim Y. H., Foster C. M., Heeger A. J., Cox S., Stucky G. // Phys. Rev. 1988. V. 38B. N 10. P. 6478—6482.
- [2] Taliani C., Zamboni R., Ruani G., Matarotta F. C. // Synth. Metals. 1989. V. 29. P. F585—F590.
- [3] Довгий Я. О., Китык И. В., Луцив Р. В. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 4. С. 17—19.
- [4] Довгий Я. О., Китык И. В., Луцив Р. В., Малинич С. З., Носан А. В., Ясницкий Р. И. // ФНТ. 1991. Т. 17. № 11. С. 82—84.
- [5] Harris E. A., Bishop J. E., Havill R. L., Ward P. J., // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1988. V. 21. № 2. P. L673—L675.
- [6] Довгий Я. О., Китык И. В., Карплюк Л. Т., Ткачук В. В., Луцив Р. В., Ясницкий Р. И. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 10. С. 3099—3102.
- [7] Довгий Я. О., Карплюк Л. Т., Китык И. В., Носан А. В., Луцив Р. В., Котерлин М. Д. // ДАН УССР. Сер. А. 1990. № 4. С. 63—66.

Акционерное товарищество «Концерн—Электрон»
научно-исследовательского института материалов
Львов

Поступило в Редакцию
10 января 1992 г.

УДК 536.421.1.4:548.51

© Физика твердого тела, том 34, № 11, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 11, 1992

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОСТИ НА ТЕМПЕРАТУРУ ПЛАВЛЕНИЯ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПОРОШКОВ ОЛОВА И РТУТИ

Е. И. Мальтина, М. И. Алымов, И. Д. Морохов

Понижение температуры плавления сферических частиц с уменьшением их радиусов описывается в рамках термодинамического метода формулами Томсона