

УДК 537.312.62

АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ H_{c2} ПЛЕНОК $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

В. С. Ноздрин, Н. П. Шабанова, В. А. Дравин, С. И. Красносвободцев

Проведены исследования верхнего критического магнитного поля H_{c2} пленок высокотемпературного сверхпроводника $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ с различной степенью дефектности. Обнаружено, что при многократном росте удельного сопротивления ρ в результате ионного облучения H_{c2} остается неизменным, в противоположность обычным сверхпроводникам, где верхнее критическое магнитное поле существенно повышается из-за рассеяния электронов проводимости на дефектах.

Несмотря на интенсивные исследования новых металлооксидных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) механизм сверхпроводимости в них к настоящему времени не установлен. Помочь в разрешении этой проблемы могло бы установление взаимосвязи между электронными и критическими параметрами ВТСП. До сих пор неясно, имеет ли она принципиальное отличие от наблюдающейся в обычных сверхпроводниках с фононным механизмом. В частности, отсутствуют данные о характере и механизме изменения верхнего критического магнитного поля H_{c2} из-за рассеяния электронов проводимости на дефектах структуры в высокотемпературных сверхпроводниках [1].

Проведенные исследования $YBaCuO$ [1] не обнаружили влияния разупорядочивающего ионного облучения на величину температурного сдвига резистивного сверхпроводящего перехода в магнитном поле. Если считать, что определенное из этих данных критическое поле соответствует $H_{c2}(T)$, то оно оказывается нечувствительным к радиационным дефектам, тогда как длина свободного пробега электронов l существенно

снижается в результате облучения. Это противоречит известным представлениям, согласно которым должен наблюдаться рост H_{c2} из-за рассеяния электронов проводимости [2]: рассеяние препятствует ларморовскому закручиванию электронов, вызывающему разрушение куперовских пар.

Однако достоверное определение H_{c2} из таких измерений для $YBaCuO$ затруднено из-за сильного уширения сверхпроводящих переходов в магнитном поле [1, 3 – 5]. Для исследования чувствительности H_{c2} к облучению чрезвычайно интересны более низкотемпературные ВТСП соединения, такие как $NdCeCuO$ и $LaSrCuO$. Уширение их переходов достаточно мало, что позволяет выделить сдвиг фазового перехода в магнитном поле и определить температурную зависимость критического поля $H_{c2}(T)$ [4, 5].

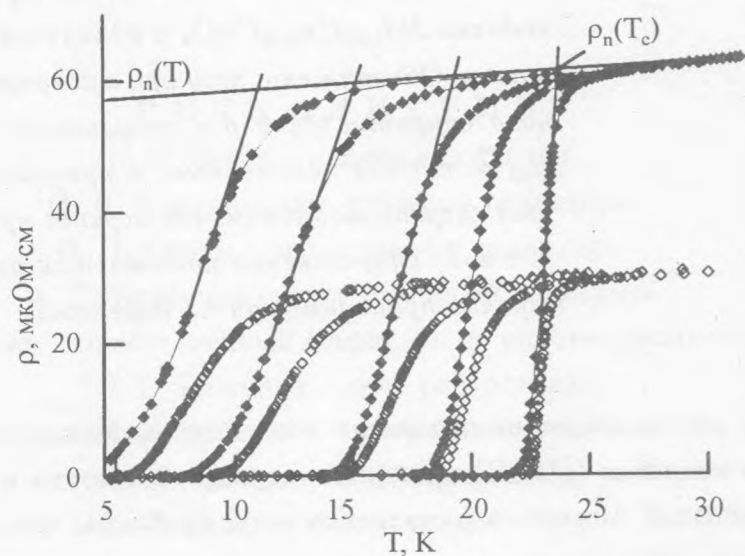


Рис. 1. Сверхпроводящие переходы эпитаксиальной пленки $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ до (\diamond) и после (\blacklozenge) облучения энергичными ионами He^+ флюенсом $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ в перпендикулярном ее поверхности магнитном поле 0, 5, 10, 20 и 30 кэВ.

В настоящей работе исследуется верхнее критическое магнитное поле высококачественных эпитаксиальных пленок $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ (NCCO) с ориентированной перпендикулярно поверхности подложки осью c [6, 7], подвергнутых облучению ионами He^+ с энергией 200 кэВ при комнатной температуре. Толщина пленок составляла 1000 – 1200 Å. Измерялись переходы в сверхпроводящее состояние по сопротивлению в постоянном магнитном поле, перпендикулярном поверхности пленки (рис. 1).

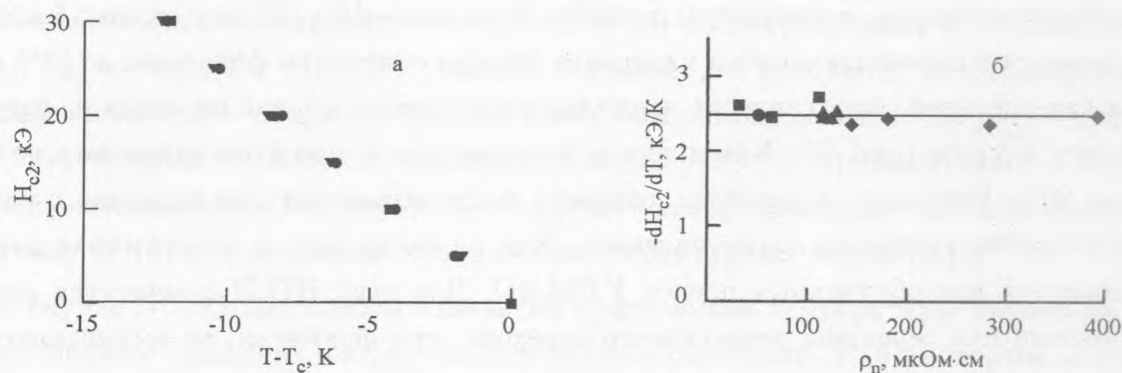


Рис. 2. Температурные зависимости $H_{c2}(T)$ (а) и их наклон $-dH_{c2}/dT$ в зависимости от удельного сопротивления ρ_n (б) для облученных ионами He^+ пленок $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ с исходным удельным сопротивлением 30 (■), 50 (●), 115 (▲), и 180 (◆) мкОм·см.

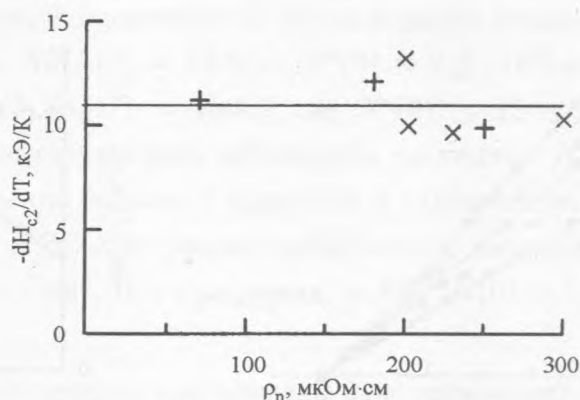


Рис. 3. "Наклон" $-dH_{c2}/dT$, определенный по сдвигу температуры середины перехода в магнитном поле 70 кЭ, в зависимости от удельного сопротивления ρ_n облученных ионами гелия пленок $RBa_2Cu_3O_7$, $R = Y$ (x), Ho (+) [1].

Для пленок $NCCO$ обнаружено, что, в противоположность обычным сверхпроводникам, при многократном росте удельного сопротивления в результате облучения величина и температурная зависимость верхнего критического поля не меняются с ростом концентрации радиационных дефектов (рис. 2). Кривые $H_{c2}(T)$ (рис. 2а) получены по

вызванному магнитным полем сдвигу температуры перехода, определенной по пересечению его экстраполированной линейной части с кривой $\rho_n(T)$. Оцененный по сдвигу температуры перехода в магнитном поле 30 кЭ наклон $-dH_{c2}/dT$ составлял $2,5 \text{ кЭ/К}$ и не изменялся в пределах ошибки измерения 5% при облучении флюенсом до 10^{14} см^{-2} , тогда как удельное сопротивление нормального состояния вблизи перехода ρ_n возросло более чем в 3 раза (рис. 2б). Критическая температура T_c при этом снижалась не более чем на 20% . Результат в пределах точности воспроизводился для образцов с различным исходным удельным сопротивлением. Как видно из рис. 3, аналогичная картина наблюдается для облученных пленок $YBaCuO$. Для этих ВТСП приводятся данные, полученные для середины резистивного перехода, при флюенсах, не вызывающих существенного снижения критической температуры.

Интересно отметить, что длина когерентности Гинзбурга – Ландау $\xi(0)$ в слоях $Cu - O$, найденная из соотношения $-dH_{c2}/dT = \Phi_0/2\pi T_c \xi^2(0)$, составляет около 80 \AA . Длина когерентности не только не понижается в результате облучения, согласно известному соотношению грязного предела $\xi(0) \sim \sqrt{l}$, но, с учетом небольшого снижения критической температуры, даже несколько повышается.

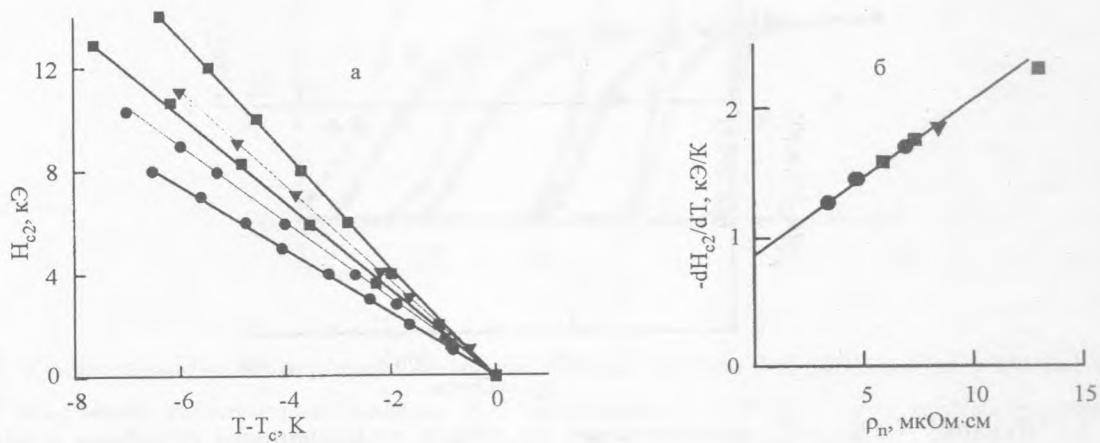


Рис. 4. Температурные зависимости $H_{c2}(T)$ (а) и их наклон $-dH_{c2}/dT$ в зависимости от удельного сопротивления ρ_n (б) для облученных ионами He^+ пленок NbS .

Исходя из теории Гинзбурга – Ландау – Абрикосова – Горькова (ГЛАГ) для сверхпроводника 2 рода – асимптотической формы микротемпературы с фононным механизмом вблизи T_c , можно показать, что, если электронная структура материала не меняется из-за дефектов, скорость возрастания критического поля из-за рассеяния электронов

проводимости с ростом удельного сопротивления определяется плотностью электронных состояний: $\partial H_{c2}/\partial \rho_n \sim \eta N^*(0)$ [1, 8, 9]. Выражение приведено для перенормированной плотности электронных состояний $N^*(0)$ сверхпроводника с сильной связью, где $N^*(0) = N(0)(1 + \lambda)$, $N(0)$ – зонное значение, λ – константа электрон-фононного взаимодействия, η – поправка сильной связи, обычно близкая к 1. На рис. 4 показаны соответствующие экспериментальные данные для NbC [9]. Применительно к обычным сверхпроводникам NbC и Nb_3Sn такое представление позволило надежно определить величину $N^*(0)$ и ее изменение при внесении структурных дефектов [1].

В случае NCCO при слабом изменении критической температуры трудно ожидать существенного снижения плотности электронных состояний $N^*(0)$, которым можно было бы формально объяснить наблюдаемое отсутствие роста величины $-dH_{c2}/dT$ при повышении удельного сопротивления этих ВТСП в терминах теории ГЛАГ.

В экзотическом случае сильной связи, когда величина kT_c сравнима с характерной энергией фононов, согласно [10], поправка η может существенно отличаться от 1: $\eta \sim 0,2$. Это может заметно понизить как величину H_{c2} [1], так и скорость роста критического поля при облучении: $\partial H_{c2}/\partial \rho_n \sim \eta N^*(0)$. Но и в этом случае для объяснения слабой скорости роста H_{c2} (возможного в пределах нашей ошибки измерения) приходится предполагать, что значение $N^*(0)$ на порядок ниже, чем, например, в сверхпроводящем соединении NbC ($T_c = 12 K$) с $N^*(0) = 3,6 \cdot 10^{34}$ *сост/эрг · см³* и на два порядка ниже, чем в Nb_3Sn ($T_c = 18 K$), где $N^*(0) = 15 \cdot 10^{34}$ *сост/эрг · см³*. Попытка объяснения результатов столь небольшим значением $N^*(0)$ при сильной связи с константой λ существенно больше 1 приводит к заключению, что зонная плотность электронных состояний NCCO неправдоподобно низка. Например, при $\lambda \simeq 4$ получим $N(0) < 1 \cdot 10^{32}$ *сост/эрг · см³*. Для сравнения, в NbC $N(0) \simeq 1,8 \cdot 10^{34}$ *сост/эрг · см³* [1, 9].

В предположении, что верхнее критическое поле определяется парамагнитным пределом H_p , а не орбитальным распариванием, как H_{c2} , можно также ожидать повышения критического поля в результате облучения, поскольку рассеяние должно ослаблять парамагнитное ограничение [11]. Кроме того, оценка H_{c2} из выражения $H_p = 18,4\eta(1+\lambda)T_c$ дает величину много больше наблюдаемой.

Таким образом, попытка объяснить отсутствие изменения верхнего критического поля $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ при изменении удельного сопротивления в результате облучения в рамках теории ГЛАГ встречает противоречия. Можно, например, как и в случае $YBaCuO$ [1], выдвинуть предположение, что в отличие от сверхпроводников с обычным

фононным механизмом, критическое поле ВТСП не чувствительно к рассеянию электронов проводимости. Вместе с тем, пока мы не можем исключить возможные изменения электронной структуры НССО из-за перераспределения кислорода в облученных образцах. В связи с этим представляет интерес изучение влияния характера дефектов на верхнее критическое магнитное поле ВТСП.

Работа выполнена при поддержке Научного совета РНТП "Актуальные проблемы физики конденсированных сред" (грант N 96081) и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты N 96-02-19696 и N 95-02-06052).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Шабанова Н. П., Красносвободцев С. И., Ноздрин В. С., Головашкин А. И. ФТТ, **38**, 1969 (1996).
- [2] Helfand E., Werthamer N. R. Phys. Rev., **147**, 288 (1966).
- [3] Мейлихов Е. З., Шапиро В. Г. Сверхпроводимость: физика, химия, техника, **4**, 1437 (1991).
- [4] Krasnosvobodtsev S. I., Shabanova N. P., Nozdrin V. S. et al. Physica C, **282**, 1791 (1997).
- [5] Красносвободцев С. И., Шабанова Н. П. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 1-2, 20 (1997).
- [6] Ноздрин В. С., Красносвободцев С. И. и др. Письма в ЖТФ, **22**, вып. 24, 1 (1996).
- [7] Golovashkin A. I. et al. Physica C, **162**, 715 (1989).
- [8] Красносвободцев С. И. и др. ЖЭТФ, **108**, 970 (1995).
- [9] Shabanova N. P. et al. Czech. J. Phys., **46**, 853 (1996).
- [10] Marsiglio F. and Carbotte J. P. Upper critical field for a high T_c *E-Ph* superconductor: regime of $T_c/\omega_{ln} \sim 1$. Preprint. Physics department, McMaster University Hamilton, Ontario, Canada, 1987.
- [11] Werthamer N. R., Helfand E., Hohenberg P. C. Phys. Rev., **147**, 295 (1966).

Поступила в редакцию 5 ноября 1997 г.