

05:06:07

## Влияние облучения электронами на край фундаментального поглощения монокристалла монооксида меди CuO

© Ю.П. Сухоруков, Н.Н. Лошкарева, А.С. Москвин,  
В.Л. Арбузов, С.В. Наумов

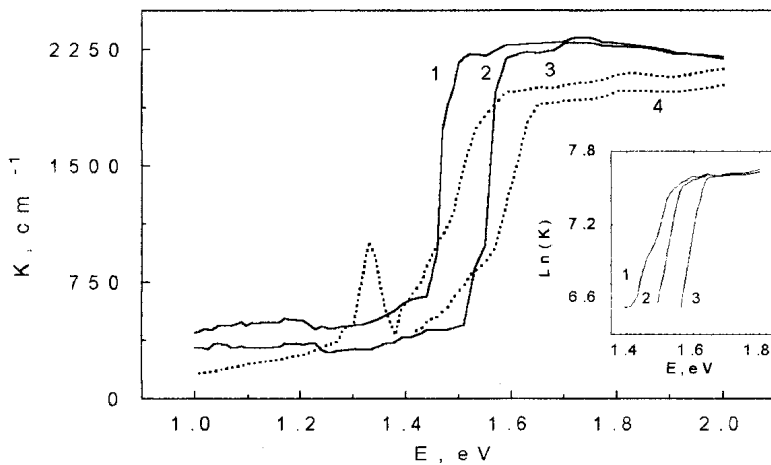
Институт физики металлов УрО РАН,  
Уральский государственный университет, Екатеринбург

Поступило в Редакцию 22 августа 1997 г.

В результате облучения монокристалла CuO электронами с энергией 5 MeV край фундаментального поглощения становится "урбаховским", вблизи края появляются особенности. Изменения объясняются на основе модели зародышей фазы полярных центров.

В системах с зарядовой неоднородностью, к которым относится антиферромагнитный полупроводник *p*-типа CuO, возникают зародыши (микрогранулы) новой фазы полярных (электронных и дырочных) янтеллеровских центров [1]. Наличие зародышей является причиной многих уникальных свойств медькислородных соединений [2]. Центрами зародышеобразования могут служить дефекты кристалла, в том числе радиационные дефекты. Ранее нами было исследовано влияние облучения электронами с энергией 5 MeV на электрические [3] и оптические свойства монокристаллов CuO [4]. Было обнаружено увеличение электросопротивления монокристалла, перераспределение интенсивности поглощения между полосами, соответствующими переходам в матрице и дырочных полярных центрах. В данной работе мы представляем результаты исследования влияния облучения электронами на край фундаментального поглощения CuO.

Характеристики монокристаллов CuO указаны в [1]. Исследовался образец толщиной  $(50 \pm 5) \mu\text{m}$  с плоскостью (110), в которой лежит ось *c* кристалла. Облучение CuO проводилось при температуре 250 K на линейном ускорителе с энергией электронов 5 MeV и флюенсом  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ . Спектры поглощения света исследовались на оптическом комплексе КСВУ-12, в спектральном интервале (1-2) eV в естественном



**Рис. 1.** Спектр поглощения монокристалла CuO в естественном свете: 1, 2 — до облучения, 3, 4 — после облучения при температурах: 1, 3 — 300 К, 2, 4 — 80 К. На вставке — зависимость  $\ln(K)$  от энергии фотона, 1 —  $T = 300$  К, 2 — 245 К, 3 — 80 К.

и поляризованном свете при  $E \parallel c$  и  $E \perp c$  в интервале температур 70–300 К. Относительная погрешность определения коэффициента поглощения составила 1.8%.

Согласно кластерной модели, край фундаментального поглощения в CuO обусловлен переходами с переносом заряда  $b_{1g} - e_u$  в кластере  $[\text{CuO}_4]^{-6}$  [5]. В необлученном монокристалле CuO край описывается непрямыми разрешенными переходами со значением ширины запрещенной зоны  $E_g$  при комнатной температуре 1.46 и 1.54 eV при  $T = 80$  К.

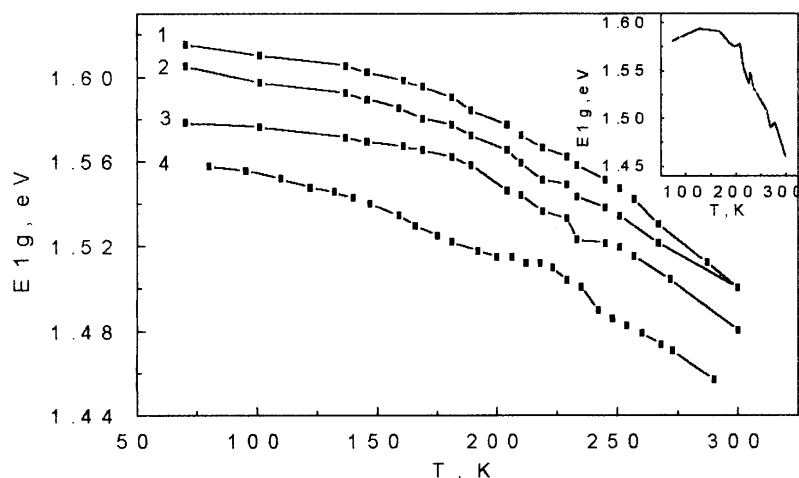
Облучение монокристалла CuO электронами приводит к значительным изменениям в области края поглощения (рис. 1): 1) появляется узкая полоса при  $h\omega = 1.34$  eV, 2) исчезает тонкая структура узкой экситоноподобной полосы при 1.7 eV и 3) размывается край фундаментального поглощения. Полоса при 1.34 eV имеет высокий коэффициент поглощения  $K \sim 1000 \text{ cm}^{-1}$ . При понижении температуры до 80 К ее интенсивность незначительно увеличивается, а положение не меняется.

Подобная полоса была обнаружена нами недавно при облучении монокристаллов CuO ионами He<sup>+</sup>. Причем она обладала необычными поляризационными свойствами для полос, связанных с оптическими переходами: в неполяризованном свете положение максимума полосы наблюдалось при более высоких энергиях, чем в поляризованном свете. Это указывает на то, что данная полоса обусловлена рассеянием света на дефектах, по-видимому, на зародышах фазы полярных центров, имеющих отличный от матрицы показатель преломления.

Размытие края поглощения облученного образца сопровождается значительным уменьшением величины коэффициента поглощения вблизи энергии 1.6–2.0 eV. В области значения  $K \approx 1000 \text{ cm}^{-1}$  края поглощения облученного и необлученного CuO пересекаются, разделяясь в точке пересечения на две части: затянутые хвосты у основания и размытая часть у вершины порога поглощения. В поляризованном свете характер размытия края поглощения не меняется.

Если до облучения CuO выполнение зависимости  $K \sim (h\omega - E_g)^2$  при  $T = 300 \text{ K}$  и  $T = 80 \text{ K}$  свидетельствовало о наличии не прямых разрешенных переходов [5], то после облучения нам не удалось получить вида кривых, характерных для определенного типа переходов. В отличие от необлученного CuO, край поглощения монокристалла, облученного электронами, хорошо описывается экспоненциальной зависимостью поглощения от энергии (край Урбаха). Кривые, полученные при различных температурах в естественном свете, сходятся в "фокальной точке"  $E_0 = 1.62 \text{ eV}$  (вставка рис. 1). При повышении температуры наклон кривых уменьшается. Расчеты температурной зависимости оптической щели  $E_l(T)$  были проведены по модели, предложенной в [6], с учетом параметров:  $\sigma_0 = 0.424$  — параметра изменения  $E_l(T)$ , высокотемпературного изменения  $dE_g/dT = -0.004 \text{ meV}$ , суммы констант, включающих вклады собственных энергий электронов и дырок в колебания решетки и расширение кристалла  $A_v + A_c = 89 \text{ meV}$ . При этом за энергию фонона была взята величина  $h\omega = 50 \text{ meV}$ , полученная при обработке края поглощения необлученного монокристалла [5]. Полученные в рамках этого формализма значения  $E_l$ , равны 1.42 eV при  $T = 295 \text{ K}$  и 1.61 eV при  $T = 80 \text{ K}$  отличаются от  $E_g$  необлученного образца.

До облучения CuO при поляризации  $E \parallel c$  температурная зависимость  $E_g(T)$  в интервале  $80 < T < 237 \text{ K}$  хорошо описывалась формулой Варшни [5]. Отклонение экспериментальной кривой вблизи



**Рис. 2.** Температурная зависимость оптической щели монокристалла CuO в естественном свете: 1–3 — после облучения на уровне коэффициента поглощения: 1 —  $K = 1650 \text{ cm}^{-1}$ , 2 —  $1400 \text{ cm}^{-1}$ , 3 —  $1100 \text{ cm}^{-1}$ , 4 — до облучения. На вставке — температурная зависимость оптической щели при  $E \parallel c$ .

$T = 205 \text{ K}$  связывалось с появлением тонкой структуры у экситоноподобного пика при магнитном упорядочении. Для облученного монокристалла CuO за температурным поведением оптической щели  $Eg(T)$  можно проследить, измеряя температурный сдвиг края поглощения при значениях  $K$  выше точки пересечения краев, в точке пересечения и ниже ее (рис. 1): 1)  $K = 1650 \text{ cm}^{-1}$ , 2)  $K = 1100 \text{ cm}^{-1}$  и 3)  $K = 1400 \text{ cm}^{-1}$ . В естественном свете зависимости  $Eg(T)$  при всех  $K$  носит монотонно убывающий характер (рис. 2), причем наиболее близко к  $Eg(T)$  необлученного образца лежит  $Eg(T)$ , взятая при  $K = 1100 \text{ cm}^{-1}$ . Полное изменение  $Eg(T)$  в диапазоне 70–300 K такое же, как для необлученного образца, и составляет 0.11 eV. В поляризованном свете и при обработке края поглощения по Урбаху монотонная зависимость  $Eg(T)$  нарушается, появляются аномалии вблизи точек магнитных фазовых переходов при  $T_{N1} = 213 \text{ K}$  и  $T_{N2} = 231 \text{ K}$  ( $T_{N1}$  — температура перехода от коллинеарного трехмерного антиферромагнитного упорядочения в

неколлинеарное, а  $T_{N2}$  — температура перехода из неколлинеарного антиферромагнитного упорядочения в область низкоразмерного магнетизма). Причем при уменьшении значения  $K$  особенности  $El_g(T)$  усиливаются. Наиболее ярко это проявляется при  $E \parallel c$  и  $K = 1100 \text{ cm}^{-1}$  (вставка рис. 2).

Уменьшение по величине и размытие края у вершины порога поглощения под действием облучения CuO электронами мы связываем с ростом объема и концентрации зародышей фазы полярных центров. Рост числа полярных центров происходит за счет уменьшения числа исходных кластеров  $[\text{CuO}_4]^{6-}$ , соответствующих матрице CuO, и приводит к перераспределению интенсивностей электродипольных переходов: уменьшению  $K$  на краю поглощения и одновременному усилению ИК полос, связанных с переходами в дырочных полярных ян-теллеровских центрах [4]. Исчезновение тонкой структуры у экситоноподобной полосы вблизи края поглощения связано с размытием края. Однако о ее вкладе могут свидетельствовать аномалии  $El_g(T)$  в области магнитных фазовых переходов (вставка рис. 2). Подобные, но более слабые аномалии наблюдались в необлученном образце и были связаны с появлением тонкой структуры у экситоноподобной полосы при 1.7 eV [5].

Появление затаятого хвоста в нижней части порога поглощения облученного образца может быть обусловлено как вкладом уменьшенной по интенсивности полосы, связанной с тонкой структурой, так и рассеянием света на радиационных дефектах. При исключении пика при 1.34 eV разность коэффициентов поглощения в хвосте до и после облучения линейно зависит от  $1/\lambda^4$ , что может свидетельствовать о рассеянии света на неоднородностях [7] — зародышах неоднородной фазы, образованных около радиационных дефектов.

Таким образом, создание дополнительных центров зародышеобразования при облучении монокристалла CuO электронами вызывает появление экспоненциального края фундаментального поглощения, изменение тонкой структуры на краю поглощения и рассеяние света на зародышах фазы полярных центров, образованных около радиационных дефектов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 96-02-16063-а.

## Список литературы

- [1] Москвин А.С., Лошкарева Н.Н., Сухоруков Ю.П. и др. // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. В. 4. С. 967–993.
- [2] Москвин А.С. Природа необычного физического поведения медных оксидов. Екатеринбург: УрГУ, 1995. 180 с.
- [3] Гижевский Б.А., Арбузов В.Л., Самохвалов А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 7. С. 1–4.
- [4] Лошкарева Н.Н., Сухоруков Ю.П., Гижевский Б.А. и др. // ФТТ. 1995. Т. 37. В. 2. С. 376–381.
- [5] Сухоруков Ю.П., Лошкарева Н.Н., Москвин А.С. и др. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. В. 5 (11). С. 1821–1830.
- [6] Skettrup T. // Phys. Rev. B. 1978. V. 18. N 6. P. 2622–2631.
- [7] Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: иностр. лит., 1961. 536 с.