

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОСОБЕННОСТИ ХВОСТА  
КРАЕВОГО ПОГЛОЩЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ CdTe<Se>

Н. И. Кучма, Е. С. Никонюк, Д. И. Олексин, В. Ф. Орленко

Оптические спектры в области хвоста краевого поглощения чувствительны к состоянию примесно-дефектной подсистемы кристалла, которая может значительно изменяться вследствие изовалентного легирования [1]. Поэтому изучение влияния изовалентных примесей (ИВП) на краевое поглощение теллурида кадмия представляет определенный интерес в связи с выявленной в [2] «очисткой» CdTe<Se> от фоновых примесей.

В настоящей работе представлены результаты исследования краевого поглощения света кристаллов *p*-CdTe, легированных примесью селена. Кристаллы выращивались методом Бриджмена и легировались в процессе роста. Концентрация Se, вводимого в расплав, изменялась в диапазоне  $10^{18}$ – $10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Измерения спектров поглощения проводились на химически полированных образцах толщиной 0.1–0.03 см в температурном диапазоне 77–295 К с помощью спектрометра GDM-1000. Результаты измерений обрабатывались на вычислительной машине EMG-666 с использованием стандартных программ.

На рис. 1 изображен спектр поглощения кристаллов CdTe<Se> с концентрацией селена  $N_{\text{Se}}=3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> при  $T=294$  (1), 223 (2), 205 (3), 139 (4) и 78 К (5). Качественно характер спектра одинаков как в нелегированных образцах, так и в образцах, легированных селеном во всем диапазоне концентраций. Спектральная зависимость коэффициента поглощения в измеренном интервале температур состоит из двух участков. Длинноволновой участок каждой кривой формируется электронными переходами с акцепторного уровня в зону проводимости [3]. Энергия ионизации локального уровня порядка 50–60 мэВ. Примесная полоса хорошо видна в спектре при низких температурах ( $T \leq 140$  К), при более высоких температурах она маскируется размытием коротковолнового участка хвоста.

На коротковолновом участке кривой коэффициент поглощения резко возрастает. Как правило, в этом спектральном интервале хвост оптического поглощения описывают экспоненциальной зависимостью коэффициента поглощения от энергии фотона (правило Урбаха) [4]

$$\alpha = \alpha_0 \exp(-\Delta/W), \quad (1)$$

где  $\Delta=(E_g-h\nu)$  — дефицит энергии фотона  $h\nu$  по сравнению с шириной запрещенной зоны  $E_g$ ;  $W$  — характеристическая энергия. Однако в нашем

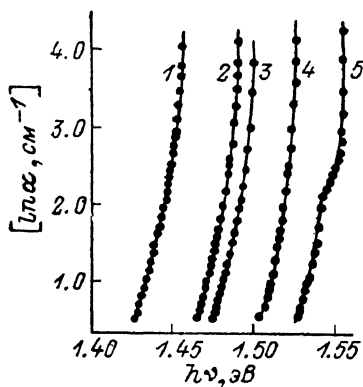


Рис. 1.

случае экспериментальные данные описываются более сильной зависимостью

$$\alpha = \alpha_0 \exp(-\Delta/W)^{3/2}. \quad (2)$$

Выражение, аналогичное формуле (2) и совпадающее с асимптотикой Келдыша—Франца, было получено для коэффициента поглощения света в однородном электрическом поле [5]. Электрическое поле в кристаллах создается заряженными примесями, и межзонное поглощение света сопровождается туннелированием носителей между хвостами зон.

На рис. 2 показана концентрационная зависимость характеристической энергии  $W$  при комнатной температуре (кривая 1). Величина  $W$  получена по наклону прямолинейного участка зависимости  $\ln \alpha = f(\Delta^{3/2})$ . Значения  $E_g(T)$  для нахождения  $\Delta$  определяли, считая изменение ширины запрещенной зоны линейным в диапазоне температур 77—295 К с температурным коэффициентом  $-dE_g/dT = 4.2 \cdot 10^{-4}$  эВ/К и  $E_g(77 \text{ К}) =$

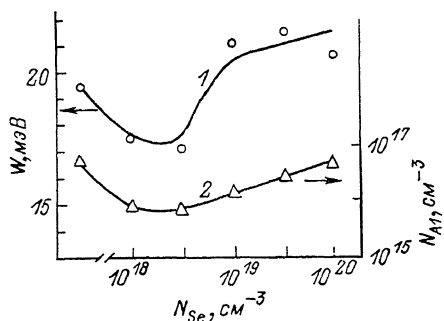


Рис. 2.

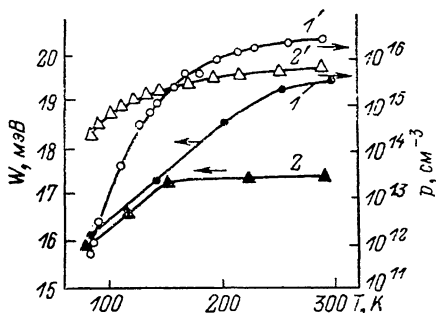


Рис. 3.

$= 1.595$  эВ [6]. Систематическая ошибка, вносимая в определение величины  $\Delta$ , одинакова для образцов с разной концентрацией селена, поэтому характер концентрационной зависимости  $W$  не искажается.

Из рис. 2 видно, что  $W$  имеет минимум при низких концентрациях селена  $N_{\text{Se}} = (1-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и возрастает при увеличении содержания примеси. На этом же рисунке (кривая 2) изображена зависимость концентрации  $N_{A1}$  мелких акцепторов с уровнем энергии  $E_v + (0.05-0.06)$  эВ от концентрации введенной примеси селена. Кривая 2 рассчитана по максимуму интенсивности примесной полосы при 77 К и известному значению сечения захвата фотона водородоподобным акцептором  $q = 1.4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  [3]. Видно, что зависимости  $W(N_{\text{Se}})$  и  $N_{A1}(N_{\text{Se}})$  подобны, хотя полное соответствие отсутствует. Зависимость  $N_{A1}(N_{\text{Se}})$  подтверждает выводы работы [2] об «очистке» кристаллов  $\text{CdTe}\langle\text{Se}\rangle$  от фоновых примесей. Эффект «очистки» характеризовался отношением подвижностей дырок при  $T=80$  и  $300$  К,  $m = \mu_p(80)/\mu_p(300)$ . Параметр  $m=3-5$  в нелегированных материалах и  $m=6-10$  в кристаллах, легированных селеном. Максимальные значения  $m$  соответствовали концентрации селена в расплаве  $(1-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Рис. 3 иллюстрирует температурные зависимости  $W$  нелегированного образца (1) и образца с концентрацией селена  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  (2). Цифрами 1', 2' обозначены температурные зависимости концентрации дырок в соответствующих образцах. В кристаллах с концентрацией селена  $10^{18} \text{ см}^{-3}$   $W \sim T$  при  $T < 140$  К и практически не изменяется при дальнейшем росте температуры. Температурно-независимый участок  $W$  соответствует истощению акцепторных центров  $A1$ , так как концентрация дырок при  $T \geq 160$  К практически не изменяется. Совершенно другой ход зависимости  $W(T)$  наблюдается в нелегированном кристалле. Характеристическая энергия  $W \sim T$  до температур порядка 220—240 К и проявляет тенденцию к насыщению при комнатной температуре.

В нелегированном образце, а также в  $\text{CdTe}\langle\text{Se}\rangle$  с  $N_{\text{Se}} > 10^{19} \text{ см}^{-3}$  уровень  $N_{\text{A1}}$  полностью компенсирован и проводимость контролируется более глубоким уровнем  $E_{\text{A2}} = E_{\text{V}} + 0.12 \text{ эВ}$ , который начинает истощаться при комнатных температурах. Из рис. 3 ясно, что  $W(T)$  повторяет температурную зависимость заряда акцепторов. В случае полной ионизации акцепторов  $W$  перестает зависеть от температуры. Аналогичный вывод сделан в работе [7], в которой исследовался экспоненциальный край поглощения кристаллов  $p\text{-GaAs}$ .

Таким образом, сравнение электрических и оптических данных приводит к выводу, что ближний хвост поглощения ( $\Delta = 0.03 \div 0.05 \text{ эВ}$ ) в кристаллах теллурида кадмия обуславливается ионизированными основными примесями. В формировании ближнего хвоста принимают участие не только мелкие акцепторы с энергией ионизации  $E_{\text{A1}} = (0.05 - 0.06) \text{ эВ}$ , но и более глубокие  $E_{\text{A2}} = (0.11 - 0.13) \text{ эВ}$ . Компенсирующие доноры, возможно, вносят температурно-независимый вклад в размытие края поглощения.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Баженов В. К., Фистуль В. И. // ФТП. 1984. Т. 18. № 8. С. 1345—1362.
- [2] Заячковский В. П., Кучма Н. И., Орленко В. Ф., Троцюк Н. И. // Тез. докл. II Всес. конф. «Материаловедение халькогенидных и кислородосодержащих полупроводников». Черновцы, 1986. Ч. 1. С. 236.
- [3] Агринская Н. В., Матвеев О. А. // ФТП. 1983. Т. 17. № 3. С. 394—397.
- [4] Urbach F. // Phys. Rev. 1953. V. 92. N 5. P. 1325—1327.
- [5] Меркулов Н. А. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 6. С. 2314—2323.
- [6] Zanio K. // Semiconductors and Semimetals. V. 13. Cadmium Telluride. N. Y., 1978. 235 p.
- [7] Redfield D., Afromowitz M. A. // Appl. Phys. Lett. 1967. V. 11. N 4. P. 138—140.

Украинский институт  
инженеров водного хозяйства  
Ровно

Поступило в Редакцию  
3 декабря 1987 г.

УДК 539.14.43+538.6

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

## РАСЩЕПЛЕНИЕ ЛИНИИ ЯМР ЯДЕР $^{57}\text{Fe}$ В ДОМЕНАХ $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ ПРИ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ

С. П. Кунцевич, А. А. Безлепкин

Процесс спиновой переориентации в доменных границах (ДГ) гексаферрита  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  ( $\text{BaM}$ ) обуславливает ряд особенностей внутриграницных спектров ЯМР. В работах [1-3] было показано, что, изучая ЯМР в ДГ, можно получить полезную информацию относительно анизотропии локальных частот, ее температурных изменений и взаимосвязи этих изменений с величиной локальной намагниченности в ДГ.

В данной работе изучается влияние процесса спиновой переориентации, обусловленного внешним магнитным полем, на ЯМР ядер  $^{57}\text{Fe}$  в доменах  $\text{BaM}$ .

Исследования проводились на монокристаллах, выращенных из раствора в расплаве флюса  $\text{BaO}-\text{B}_2\text{O}_3$ . Образцы имели 95%-ное обогащение изотопом  $^{57}\text{Fe}$ . Фазовый состав кристаллов контролировался рентгенографически. ЯМР наблюдался методом спинового эха с помощью некогерентного спектрометра, позволяющего фиксировать амплитуду эхосигналов в зависимости от частоты заполнения радиочастотных импульсов. Исследованные образцы имели форму, близкую к сферической.

Было выяснено, что при намагничивании кристалла в базисной плоскости спектр ЯМР может состоять из одной, двух или трех линий в за-