

[6] Кричевцов Б. Б., Писарев Р. В., Рувинштейн М. М. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 7. С. 2128—2133.

[7] Москвин А. С., Зенкова А. В. // Природа магнитооптических эффектов в ферритах. ВИНТИ. Свердловск, 1986.

Грузинский политехнический институт им. В. И. Ленина
Тбилиси

Поступило в Редакцию
26 июля 1988 г.
В окончательной редакции
18 января 1989 г.

УДК 621.315.592.3

Физика твердого тела, том 31, в. 5, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 5, 1989

СИЛА ОСЦИЛЛЯТОРА ЭКСИТОННОГО РЕЗОНАНСА В ЛЕГИРОВАННОМ СУЛЬФИДЕ КАДМИЯ

С. В. Богданов

Экранирование кулоновского взаимодействия примесными электронами в CdS : Cl приводит к трансформации связанного состояния электрона и дырки — свободного экситона, — что экспериментально проявляется как уширение и ослабление экситонных особенностей в спектре отражения с ростом концентрации N легирующей примеси [1-3]. Экспериментально наблюдаемую трансформацию спектров можно описать уменьше-

Параметры, полученные моделированием
экспериментальных спектров CdS : Cl

$N_D - N_A,$ см^{-3}	$\Delta_{LT},$ мэВ	$4\pi\alpha_0$	α	
			экспер.	расчет
10^{16}	2.0	0.013	1.00	0.99
$3 \cdot 10^{17}$	2.05	0.0134	0.78	0.69
$5 \cdot 10^{17}$	2.0	0.013	0.70	0.54
10^{18}	1.95	0.0127	0.40	0.29

нием силы осциллятора экситонного резонанса $4\pi\alpha_0$ с одновременным увеличением константы затухания Γ в комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\hbar\omega)$ [2, 4]

$$\varepsilon(\hbar\omega) = \varepsilon_b + \frac{i^2 4\pi\alpha_0 E_T^2}{E_T^2 - (\hbar\omega)^2 - i\hbar\omega\Gamma}, \quad (1)$$

где E_T — энергия поперечного экситона, $\hbar\omega$ — энергия фотона, ε_b — фоновая диэлектрическая проницаемость. Однако вызывает сомнение правомерность применения понятия экситонной поляризуемости и формулы (1) при концентрации примеси выше критической для перехода диэлектрик—металл $N_c = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [5]. В то же время возможно иное объяснение трансформации спектров отражения в предположении, что сила осциллятора остается неизменной вплоть до металлизации: из-за хаотического распределения примеси в кристалле образуются диэлектрические и металлизированные области и вклад в экситонную структуру обусловлен диэлектрической фазой, а металлическая фаза ответственна за фоновое отражение. Нами проведено экспериментальное определение силы осциллятора и показано, что островковая модель позволяет непротиворечиво описать спектры отражения и пропускания CdS : Cl.

Эксперимент проведен на пластинчатых слабокомпенсированных монокристаллах CdS с $N_D - N_A = 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при температуре 5 К. Монохроматор ДФС-24 снабжен модулятором длины волны — подвижной выходной щелью.

Спектры отражения CdS : Cl в области А-экситона приведены на рис. 1. При высоких уровнях легирования происходит синий сдвиг энергии экситона [1, 3], поэтому для удобства сравнения на рисунках спектры немного сдвинуты. С ростом концентрации примеси происходит уширение и сглаживание экситонных особенностей. Трансформацию спектров отражения удается смоделировать увеличением константы Γ в (1) и уменьшением диэлектрической доли кристалла α , не прибегая к уменьшению $4\pi\alpha_0$. В таблице приведены экспериментальные и расчетные [3] значения α .

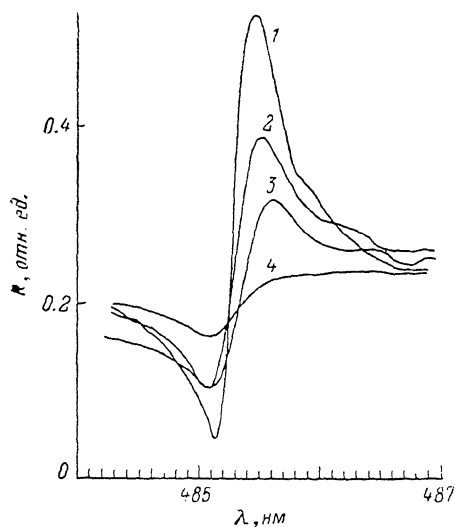


Рис. 1. Спектры отражения CdS : Cl. Концентрация примеси, см^{-3} : 1 — 10^{16} , 2 — $3 \cdot 10^{17}$, 3 — $5 \cdot 10^{17}$, 4 — 10^{18} , $E \parallel c$, $k \perp c$.

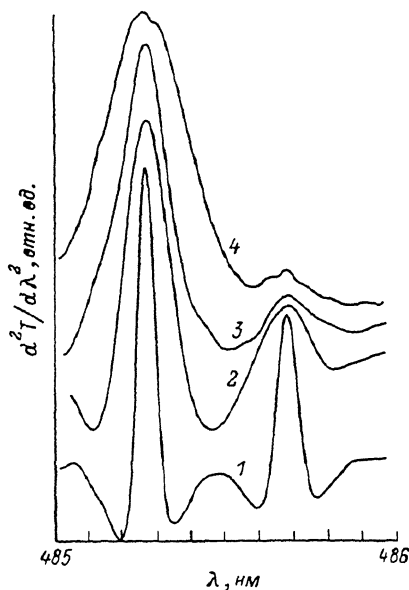


Рис. 2. Спектр второй производной пропускания по длине волны CdS : Cl. Концентрация примеси, см^{-3} : 1 — 10^{16} , 2 — $3 \cdot 10^{17}$, 3 — $5 \cdot 10^{17}$, 4 — 10^{18} , $E \parallel c$, $k \perp c$.

Расхождение обусловлено, на наш взгляд, тенденцией примеси и дефектов в CdS собираться в ассоциаты, что приводит к увеличению доли диэлектрической фазы. Для разрешения линий поглощения при высоком уровне легирования мы регистрировали вторую производную пропускания по длине волны (рис. 2). В спектре видны особенности, связанные с продольным A_L и триплетным A_F экситонами. Уширение A_L и A_F структур с ростом уровня легирования не сопровождается изменением энергетического расстояния между ними. В таблице приведены значения продольно-поперечного расщепления $\Delta_{LT} = E_L - E_T$ (где энергия продольного экситона E_L определена из спектров второй производной пропускания, а E_T — из спектров отражения) и рассчитанной, исходя из выражения $4\pi\alpha_0 = 2\Delta_{LT} \epsilon_b / E_T$, величины силы осциллятора. Заметим, что моделирование, согласно (1), спектра при $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ дает $4\pi\alpha_0 = 0.0051$, что явно противоречит данным таблицы.

Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют о неизменности силы осциллятора вплоть до металлизации. Однако в кристалле с соответствующей вероятностью из-за хаотического распределения примеси реализуются различные локальные уровни легирования. Это указывает на скачкообразный характер зависимости силы осциллятора от уровня легирования и на скачок плотности свободных носителей при переходе через N_C [5], связанный со сменой характера экранирования ку-

лоновского взаимодействия (появлением конечного числа делокализованных электронов). В самом деле, неизменность силы осциллятора при $N < N_c$ говорит о неэкранированном (или слабоэкранированном) характере кулоновского взаимодействия, и при достаточно низких температурах свободные электроны будут связаны на заряженных примесях. Качественное же изменение экранирования кулоновского взаимодействия, приводящее к исчезновению экситона, вызвано появлением конечного числа свободных носителей и экранирования взаимодействия электрон—заряженная примесь. Непрерывный характер изменения определенной по холловским измерениям плотности свободных носителей при переходе через N_c [5, 6] объясняется неизбежным при таких измерениях макроскопическим усреднением.

В заключение автор выражает благодарность В. Г. Лысенко за плодотворные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Kukimoto H., Shionoya S., Toyotomi S., Morizaki K. // J. Phys. Soc. Jap. 1970. V. 28. N 1. P. 110—119.
- [2] Ермаков В. Н., Кроншевский И. Н., Ницович В. М. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 9. С. 2802—2805.
- [3] Богданов С. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 2. С. 452—456.
- [4] Ермаков В. Н., Ницович В. М., Кроншевский И. Н. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 3. С. 911—913.
- [5] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1972. 472 с.
- [6] Касиян В. А., Недсогло Д. Д., Симапневич А. В., Тимченко И. Н. // Тезисы докл. Всес. конф. физике п/п. Кишинев, 1988. Т. 1. С. 66—67.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особых
материалов АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
9 ноября 1988 г.
В окончательной редакции
18 января 1989 г.

АНОМАЛИИ ТЕРМОЭДС СПЛАВОВ Ti—V ПРИ МАЛЫХ КОНЦЕНТРАЦИЯХ ВАНАДИЯ

Н. В. Башкатов, Н. Л. Сорокин

Интерес к изучению концентрационного поведения термоэдс в неупорядоченных сплавах возрос после появления теоретической работы [1], в которой было показано, что изучение термоэдс является простым и удобным инструментом исследования электронных топологических переходов. Такие исследования были выполнены на сплавах Li—Mg и Cd—Mg [2, 3].

Чрезвычайно интересным классом объектов служат титановые сплавы, демонстрирующие разнообразные аномалии решеточных и электронных свойств [4—8]. Термоэдс титановых сплавов до сих пор не изучена, поэтому была поставлена задача экспериментального исследования концентрационной зависимости сплава Ti—V.

Измерения термоэдс S_T проводились на образцах сечением 1×1 мм и длиной 25 мм. К образцам на расстоянии 3 мм от обоих концов приваривались медь-константановые термопары. Термопары были изготовлены и проградуированы в Свердловском филиале ВНИИМ и применялись при температурах 300 и 78 К.