

ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЗМА ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭКСИТОНОВ В $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ ПРИ СТРУКТУРНОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ РЕШЕТКИ

Бабенцов В. Н., Буденная Л. Д., Горбань С. И., Друзь Б. Л.,
Евтухов Ю. Н.

Как известно, микрофлуктуации распределения изовалентных компонент полупроводниковых твердых растворов $\text{AB}_x\text{C}_{1-x}$ приводят к образованию точечных или пространственно размерных дефектов (типа кластеров). Энергетические уровни таких дефектов попадают или в запрещенную, или в разрешенные C -, V -зоны. В первом случае они могут локализовать свободные частицы (электроны, дырки), во втором — быть для них центрами рассеивания. Эта ситуация в общем виде рассмотрена в [1].

Поскольку ширина запрещенной зоны (E_g) и энергетическое положение уровня (E) изменяются в зависимости от состава твердого раствора (x), то изовалентный дефект при одних значениях x может быть центром локализации, а при других — центром рассеивания. Так, комплексы Mn в $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ эффективно локализируют экситоны при $x > 0.4$, что в спектре фотолюминесценции (ФЛ) вызывает появление новой полосы свечения [2]. Такой же характер преобразования спектров ФЛ имеет место в $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x : \text{Te}$ [3] и, по-видимому, в $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$, поскольку спектры, приведенные в работах [4, 5] для этого соединения при $x < 0.2$ и $x > 0.8$, существенно различаются.

В данной работе проведено изучение влияния различных технологий получения монокристаллов $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ (как гексагональной, так и кубической фаз) на люминесценцию с целью определения доминирующего механизма локализации экситонов в этих фазах.

При исследовании ФЛ $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ гексагональной фазы ($0 < x < 0.7$) мы использовали монокристаллические слои, полученные изовалентным замещением серы на теллур в реакции газ—твердое тело в проточной системе [6]. Получение этих слоев при более низких температурах (700—800 °С), чем температуры получения монокристаллов сублимацией [4], может способствовать образованию Te комплексов из-за снижения растворимости теллура. Для исследования отбирались образцы $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$, которые, по данным микрорентгеновского анализа, были стехиометрическими с точностью до 0.5 % состава.

Аналогичного качества были и монокристаллы $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ ($0.8 < x < 1$) кубической фазы, которые получались кристаллизацией газообразных компонент в потоке аргона при 650—700 °С. Для сравнения результатов были использованы и монокристаллы, полученные из расплава по методу Бриджмена.

Регистрация спектров ФЛ осуществлялась при 4.2 К на установке КСВУ-23. Источником возбуждения служили He—Ne- и He—Cd-лазеры с длинами волн 632.8 и 441.6 нм соответственно. В качестве приемника использовались охлаждаемые ФЭУ-83 и ФЭУ-100.

Представленные на рис. 1, а спектры ФЛ $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ показывают, что в них вплоть до 10 % теллура наблюдается две полосы свечения с полушириной $\Delta H \sim 250$ мэВ. Максимумы этих полос расположены примерно при $E_1 = 2.00$ и $E_2 = 1.65$ эВ. Основываясь на результатах работы [4], можно заключить, что в исследованных монокристаллических слоях $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ локализация экситонов происходит в основном на таких дефектах, как отдельные атомы теллура (полоса 1) и теллуровые кластеры (полоса 2).

Эти дефекты являются доминирующими центрами излучательной рекомбинации в материале гексагональной фазы до $x \approx 0.15$. При дальнейшем увеличении x интенсивность ФЛ резко уменьшается, и в интервале $0.2 < x < 0.7$ она практически не наблюдается. После прохождения точки фазового структурного перехода ($x \approx 0.8$) в кубических монокристаллах $\text{CdS}_{1-x}\text{Te}_x$ интегральная интенсивность ФЛ восстанавливается независимо от технологии их получения. Однако вид спектра излучения в кубической фазе иной по сравнению с его видом

гексагональной фазе (рис. 1, б). В нем присутствуют типичные для соединений $A^{IV}VI$ полосы краевой $D-A$ -эмиссии ($W_{кр}$) и излучение связанных экситонов (I_x). Полосы ФЛ, обусловленные теллурием, в спектре не проявляются, что свидетельствует о выходе уровней из запрещенной зоны в разрешенную.

Рассмотрим подробнее свойства экситонного излучения I_x . Зависимость полуширины линии I_x от состава приведена на рис. 2. Там же приведена расчетная зависимость ΔH (x), полученная в предположении о флуктуационной природе изменений ΔE_g от состава $CdS_{1-x}Te_x$ в работе [7]. Значительное различие экспериментальных и теоретических кривых непротворительно можно объяснить тем,

что в кубической фазе $CdS_{1-x}Te_x$ при $0.9 > x > 0.8$ имеются микровключения гексагональной фазы с большей величиной E_g [8, 9]. Такое уширение линий при смешивании двух соединений с разной структурой кристаллической решетки рассмотрено в работе [10]. На основе полученных в ней выражений можно оце-

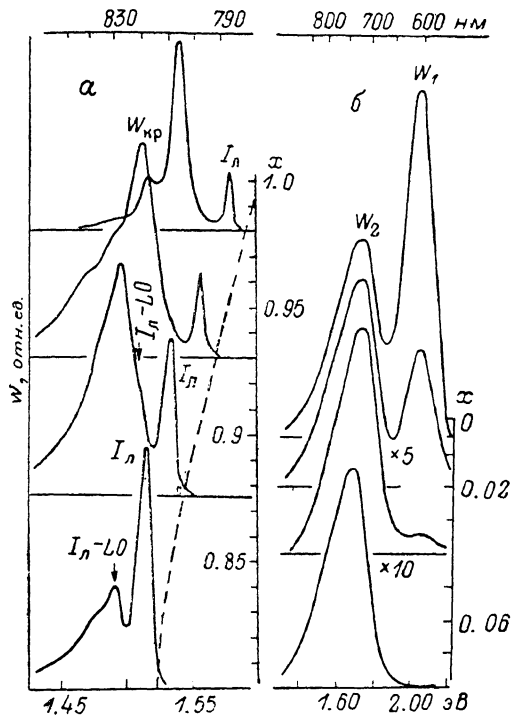


Рис. 1. Спектры ФЛ монокристаллических слоев $CdS_{1-x}Te_x$ гексагональной фазы в интервале $0 < x < 0.1$ при 4.2 К (а); изменение спектров ФЛ монокристаллов кубической фазы $CdS_{1-x}Te_x$ ($0.8 < x < 1$) (б).

Штриховой линией показано смещение ширины запрещенной зоны по данным [9].

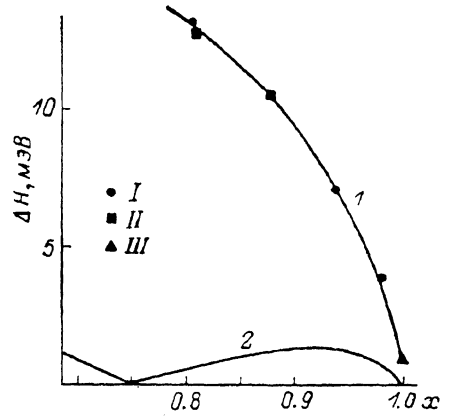


Рис. 2. Зависимость полуширины линии экситонного свечения I_x от состава $CdS_{1-x}Te_x$.

1 — эксперимент (I — из газовой фазы, II — методом Бриджмена, III — $CdTe$). 2 — расчет [7].

нить процентное содержание гексагональной фазы в кубической. Оценка, проведенная в предположении о линейном изменении E_g от фазового состава, дает (при $x=0.8$) 10–15 % гексагональной фазы. Это удовлетворительно согласуется с данными рентгеноструктурного анализа.

Как видно из рис. 1, в интервале изменений $1 > x > 0.8$ в $CdS_{1-x}Te_x$ возрастает относительная интенсивность полосы I_x по сравнению с интенсивностью $W_{кр}$. Это свидетельствует о повышении эффективности локализации экситонов с ростом числа крупномасштабных флуктуаций состава ($L > R_{экс}$). Возможно, это происходит за счет непосредственного захвата экситона потенциалом флуктуации состава, а не акцепторной примесью. Тот факт, что линию I_x нельзя объяснить наличием в кристалле только остаточных акцепторов, отмечался и в [5].

Таким образом, в работе показано, что при структурном преобразовании решетки $CdS_{1-x}Te_x$ механизм локализации экситонов претерпевает существенные изменения в кристаллах, полученных различными способами. В гексагональном монокристаллическом $CdS_{1-x}Te_x$ экситоны локализируются в основном на комплексах теллура, а затем излучательно рекомбинируют. В кубической фазе

$CdS_{1-x}Te_x$ локализация экситонов происходит на точечных дефектах и, вероятно, флуктуациях состава.

Авторы выражают благодарность Е. А. Салькову за полезное обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Сальков Е. А. // Основы полупроводниковой фотоэлектроники. Киев, 1988. 278 с.
- [2] Lay K. Y., Neff H., Bachman K. J. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 92. N 2. P. 567—571.
- [3] Goede O., Heimbrodt W. // Phys. St. Sol. (b). 1982. V. 11. N 1. P. 175—181.
- [4] Goede O., Heimbrodt W., Muller R. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 105. N 2. P. 543—550.
- [5] Витриховский Н. И., Кипень А. А., Пляцко Г. В., Франив О. В. // УФЖ. 1978. Т. 23. В. 3. С. 464—469.
- [6] Булах Б. М., Друзь Б. Л., Евтухов Ю. Н. // Тез. докл. VII Всес. конф. по росту кристаллов. М., 1988. Т. 1. С. 290—291.
- [7] Goede O., John L., Hennig D. // Phys. St. Sol. (b). 1978. V. 89. N 2. P. K183—K186.
- [8] Витриховский Н. И., Кипень А. А., Мыхальский О. В., Пляцко Г. В. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 6. С. 1193—1195.
- [9] Tai H., Nakashima S., Hori S. // Phys. St. Sol. (a). 1975. V. 30. N 2. P. K115—K119.
- [10] Маслов А. Ю., Суслина Л. Г. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 11. С. 3394—3400.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 21.08.1989
Принято к печати 28.09.1989

ФТП, том 24, вып. 2, 1990

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА НАКОПЛЕНИЕ К-ЦЕНТРОВ В КРЕМНИИ

Колесников Н. В., Ломасов В. Н., Мальханов С. Е.

К-центры характеризуются значительной скоростью введения в кремний при его облучении. Однако механизм их образования по настоящее время остается неясным. В данной работе приводятся экспериментальные результаты и расчеты, направленные на обоснование выбора модели образования К-центров в р-кремнии, облученном быстрыми электронами.

Образцы для исследования из КДБ-10 размерами $0.3 \times 2 \times 5$ мм имеют слои из p^+ и n^+ , нанесенные на плоские грани с противоположных сторон методом ионного легирования бором и фосфором. Облучение проводилось на ускорителе типа РТЭ-1В. Доза варьировалась в пределах $6 \cdot 10^{14} - 6 \cdot 10^{16}$ см⁻². Концентрация К-центров измерялись по методу фотоемкости [1, 2].

Заметим, во-первых, что, согласно [2], скорость введения К-центров зависит от интенсивности по квадратичному закону.

На рисунке представлена зависимость концентрации К-центров от дозы облучения при двух разных значениях интенсивности. Нетривиальный характер зависимостей на рисунке состоит в том, что при большей интенсивности облучения насыщение концентрации достигается при меньших значениях дозы облучения. Два указанных факта используются в данной работе для обоснования модели образования К-центров.

В работах [3-5] предложены и обсуждаются следующие реакции образования К-центров: 1) захват вакансии комплексом C_2O_2 , 2) захват междоузельного углерода А-центром, 3) захват междоузельного углерода комплексом V_2O . Здесь C_2 — углерод в узле, O_2 — кислород в междоузлии, V_2 — дивакансия, V_2O — комплекс дивакансия—кислород. Поскольку скорость введения К-центров находится в квадратичной зависимости от интенсивности облучения, то, по нашему мнению, предпочтительна реакция 3. В облученном кремнии КДБ-10 реализуются К-центры в нейтральном зарядовом состоянии, следовательно,