

зательно, и увеличение энергии электронов, входящих до полупроводника) приводит к сглаживанию зависимости $i_{кс}(d_{SiO_2})$ (рис. 1, б). Во-вторых, в отличие от фотоэлектрического случая, когда $i_{кс}$ линейно, а V_{xx} логарифмически увеличивается с увеличением мощности падающего света W [8], для случая датчика электронов и V_{xx} , и $i_{кс}$ сублинейно зависят от W (рис. 2). Величина КПД уменьшается при увеличении падающей мощности пучка (для случая малых энергий электронов $\sim 1-3$ кэВ и малых W наблюдался рост КПД [9]).

Таким образом, на работу кремниевых структур с барьером Шоттки в качестве датчика электронов можно распространить выводы, вытекающие из рассмотрения фотоэлектрического режима, в частности о введении дополнительного промежуточного слоя между металлом и полупроводником. В то же время необходимо учитывать особенности, связанные с большой энергией возбуждения.

Список литературы

- [1] Shewchun J. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1980. V. ED-27. N 4. P. 705—724.
- [2] Саченко А. В., Снитко О. В. Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников. Киев, 1984. 232 с.
- [3] Вуль А. Я., Саченко А. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1364.
- [4] Зинец О. С., Кильчицкая С. С., Стриха В. И. // Гелиотехника. 1982. № 1. С. 15—19.
- [5] Victorovich P., Kamarinas G., Even P., Fabre E. // Phys. St. Sol. (a). 1978. V. A48. N 1. P. 137—147.
- [6] Green M. A., Godfrey P. B. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 29. N 9. P. 610—612.
- [7] Кильчицкая С. С., Литвиненко С. В., Стриха В. И., Мехел А. И. // Гелиотехника. 1983. № 3. С. 17—19.
- [8] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. М., 1984. 456 с.
- [9] Kalibjian R., Maeda K. // Sol. St. Electron. 1971. V. 14. N 3. P. 529—540.

Киевский государственный
университет им. Т. Г. Шевченко

Получено 15.03.1990
Принято к печати 18.06.1990

ФТП, том 24, вып. 10, 1990

О ПРИРОДЕ 0.8 эВ ПОЛОСЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ЛЕГИРОВАННОМ ТЕЛЛУРИДЕ КАДМИЯ

Крусток Ю. И., Лью А. Э., Пайбе Т. Э.

Систематические исследования фотолюминесценции (ФЛ) CdTe в настоящее время в основном сосредоточены на излучательных переходах, обусловленных относительно мелкими уровнями, однако многие оптоэлектронные свойства определяются глубокими центрами. Вопрос о природе глубоких центров и связанных с ними полос ФЛ с $h\nu \leq 1.1$ эВ остается дискуссионным. Это касается и полосы с положением максимума при 0.8 эВ (1.55 мкм) [1-8]. Приведенные модели рекомбинационных процессов для этой полосы не позволяют однозначно объяснить все экспериментальные факты, что подтверждает необходимость дальнейших исследований. Наиболее перспективными, на наш взгляд, были бы исследования влияния химических условий приготовления материалов на их люминесцентные и электрические свойства. В данной работе исследуется влияние отжига легированного CdTe под контролируемым давлением паров компонентов на ФЛ в области 0.8 эВ.!

Исходным материалом¹ служил порошок CdTe, прошедший вакуумную сублимацию при 873 К в течение 3 ч. Медь вводили из водного раствора $CuCl_2$ в объеме, обеспечивающем расчетную концентрацию меди в CdTe ($N_{Cu} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Дополнительное легирование хлором ($N_{Cl} = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) проводили из раствора $CdCl_2$. Диффузию меди и хлора в CdTe осуществляли при 1073 К в течение 20 ч в эвакуированных кварцевых ампулах под собственным давлением паров компонентов. Приготовленные таким образом порошки под-

вергались термообработке при 1073 К в двухзонных ампулах под разным давлением паров кадмия или теллура в течение 1 ч [9, 10]. После этого ампулы мгновенно охлаждались до комнатной температуры и помещались в криостат для измерения ФЛ. ФЛ CdTe : Cu : Cl измеряли при 77 К через стенки кварцевой ампулы. Источником возбуждающего излучения служила ртутная лампа ДРШ-250 с $\lambda < 600$ нм. Спектральное распределение ФЛ измерялось с помощью монохроматора СРМ-2 (ширина щели в области 0.8 эВ составляла 0.04 эВ), детектором служил германиевый фотодиод. Все спектры ФЛ поступали на ЭВМ, с помощью которой проводили дальнейшую обработку данных.

На рис. 1 приведен типичный спектр ФЛ CdTe : Cu : Cl в длинноволновой области. Как видно из рис. 1, компьютерный анализ исходного спектра методом

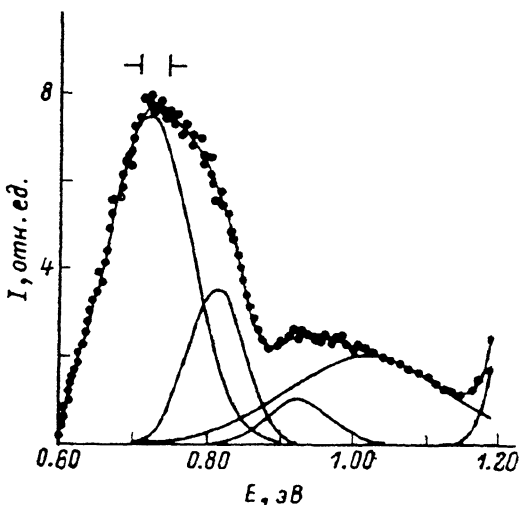


Рис. 1. Длинноволновый спектр ФЛ CdTe : Cu : Cl ($P_{\text{Cd}}=2240$ Па) и его разложение на элементарные полосы.

притушенных наименьших квадратов позволил выделить несколько элементарных гауссовых полос с положениями максимумов при 0.72, 0.81, 0.96, 1.1 эВ. Кроме этих полос, во всех спектрах наблюдалась несимметричная полоса с положением максимума при 1.38 эВ. Проведенные нами многочисленные эксперименты показали возможность значительной деформации формы спектра ФЛ в области 0.8 эВ при изменении условий приготовления материалов. Так, при высоких давлениях паров кадмия в спектрах можно наблюдать только слабую подполосу 0.81 эВ, а при отжиге материалов при 1173 К интенсивность подполосы 0.81 эВ превосходила интенсивность подполосы 0.72 эВ. Все эти экспериментальные факты подтверждают неэлементарность спектра ФЛ в области 0.8 эВ и свидетельствуют в пользу справедливости использования данного метода анализа. Тем самым подтверждаются и результаты работы [6] о неэлементарности спектра ФЛ в области 0.8 эВ. Анализ наших спектров показал, что положение максимума и полуширина обеих подполос не зависят от давления паров компонентов.

На рис. 2 приведена зависимость интегральной интенсивности подполос от давления паров компонентов. Для сравнения аналогичная зависимость приведена и для полосы 1.38 эВ. Как видно из рис. 2, все зависимости можно разделить на четыре области, при этом наблюдается тушение обеих подполос при высоких давлениях паров как теллура (*I* область), так и кадмия (*IV* область). Поскольку интенсивность полосы 1.38 эВ в этих областях существенно не изменяется, можно утверждать, что тушение подполос не связано с каналом безызлучательной рекомбинации, а, скорее всего, обусловлено уменьшением рекомбинационного потока через соответствующие центры излучательной рекомбинации. Известно, что при изменении давления паров компонентов изменяется и положение уровня Ферми. Так, при высоких давлениях паров теллура (*I* область) уровень Ферми приближается к валентной зоне, а при высо-

ких давлениях паров кадмия (*IV* область) он находится непосредственно под зоной проводимости. Такое изменение уровня Ферми приводит к перезарядке соответствующих дефектов и тем самым существенно влияет на комплексообразование между донорными и акцепторными дефектами. Если предположить, что рассматриваемые подполосы связаны именно с такими комплексами, то в *I* области уровень Ферми должен находиться ниже уровня изолированного акцепторного дефекта. Это приводит к его нейтрализации и к уменьшению кулоновских сил притяжения. То же самое происходит и с донорным дефектом в *IV* области. Следовательно, образование тесных *D—A*-ассоциаций возможно только при средних давлениях паров компонентов (*II* и *III* области). Очевидно, соответствующие уровни донорных и акцепторных дефектов должны быть довольно глубокими, поскольку только в этом случае возможно образование

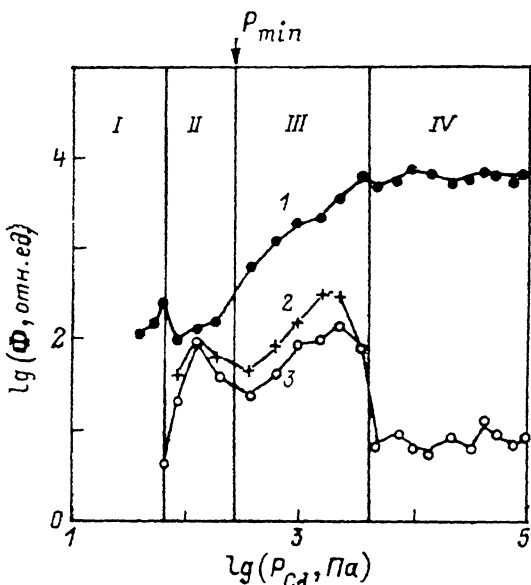


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности полос Ф.И CdTe : Cu : Cl от давления паров кадмия.

Полоса, эВ: 1 — 1.38, 2 — 0.72, 3 — 0.81.

тесных *D—A*-пар, уровни которых находились бы в запрещенной зоне, и соответствующее излучение имело бы внутрицентральной характер, о чем свидетельствуют результаты работ [4, 5]. В то же время образование только тесных *D—A*-пар подтверждается независимостью положения максимума полосы 0.8 эВ от интенсивности возбуждающего света, обнаруженной в работе [7]. Кроме того, при температуре отжига 800 °C образование ассоциатов с $r > 7 \text{ \AA}$ становится маловероятным, поскольку энергия теплового движения будет больше кулоновской энергии притяжения дефектов.

Как видно из рис. 2, поведение интенсивности подполос от давления паров компонентов одинаковое. Из этого можно заключить, что соответствующие центры излучательной рекомбинации имеют единую химическую природу, но различную физическую структуру. Поскольку мы имеем дело с *D—A*-парами, наиболее вероятной причиной этого может быть существование пар с различным расстоянием между компонентами. Известно, что в случае *D—A*-пар энергия излучаемого фотона $h\nu$ вычисляется из соотношения

$$h\nu = E_g - E_A - E_D + \frac{e^2}{\epsilon r}, \quad (1)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны ($E_g \approx 1.59 \text{ эВ}$ [3, 11]), E_A , E_D — энергии ионизации изолированных акцепторных и донорных дефектов соответственно, ϵ — диэлектрическая проницаемость ($\epsilon = 10.9$ [12]), r — расстояние между компонентами пар.

Однако если допустить, что акцепторные и донорные дефекты занимают соответственно катионные и анионные узлы в кубической решетке CdTe с $a = 6.481 \text{ \AA}$ [11], то возможно образование пар только в первых трех координационных сферах с $r_1 = 2.806$, $r_2 = 5.373$ и $r_3 = 7.063 \text{ \AA}$ соответственно. Вычисленные по (1) энергетические расстояния между такими парами не соответствуют наблюдаемому в эксперименте расстоянию 0.09 эВ . Аналогичные результаты мы получили, учитывая и междоузельные донорные дефекты. Следовательно, можно предположить, что в данном случае мы имеем дело с $D-A$ -парами, которые находятся в решетке с различной кристаллической структурой. Как известно, CdTe кристаллизуется в основном в кубической модификации типа сфалерита. Однако при $T > 1000 \text{ К}$ наблюдалось и проявление доли гексагональной фазы типа вюрцита с параметрами решетки $a = 4.57$ и $c = 7.47 \text{ \AA}$ [11]. Именно с одновременным присутствием различных фаз объясняется и неэлементарность многих полос ФЛ в ZnS [13].

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность М. Э. Алтосаар и Я. Э. Мядассону за помощь в приготовлении образцов.

Список литературы

- [1] Halsted R. E., Aven M., Coghil H. D. // J. Electrochem. Soc. 1965. V. 112. N 2. P. 177—181.
- [2] Bryant F. J., Webster E. // Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D). 1968. V. 1. N 2. P. 965—971.
- [3] Паносян Л. Р. // Тр. ФИ АН СССР. 1973. Т. 68. С. 147—201.
- [4] Ермолович И. Б., Шейнкман М. К., Санитаров В. А., Калинин И. П., Александрова Л. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1454—1458.
- [5] Гепш П., Воробьев Ю. В., Захарченко В. Н., Ильяшенко А. Г. // УФЖ. 1983. Т. 28. В. 2. С. 297—299.
- [6] Косяченко Л. А., Махний В. П. // УФЖ. 1986. Т. 31. В. 2. С. 253—258.
- [7] Nan H., Feldman B. J., Wroge M. L., Leopold D. J., Ballingall J. M. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 7. P. 2670—2671.
- [8] Feldman B. J., Wroge M. L., Leopold D. J. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 4. P. 1516—1518.
- [9] Герасимов Я. И., Крестовников А. Н., Горбов С. И. Химическая термодинамика в цветной металлургии. Т. VI. М., 1974. 312 с.
- [10] Крегер Ф. Химия несовершенных кристаллов. М., 1969. 654 с.
- [11] Физика и химия соединений $A^{IV}B^{VI}$ / Под ред. С. А. Медведева. М., 1970. 624 с.
- [12] Физика соединений $A^{IV}B^{VI}$ / Под ред. А. Н. Георгобиани, М. К. Шейнкмана. М., 1986. 320 с.
- [13] Крусток Ю. Й., Мядассон Я. Э. // Тр. Таллинск. политех. ин-та. 1984. Т. 587. С. 11—16.

Таллинский технический университет

Получено 28.04.1990
Принято к печати 18.06.1990