

## ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ШИРОКОЗОННЫХ СОЕДИНЕНИЙ ЭЛЕМЕНТОВ II–VI ГРУПП С ПРИМЕСЬЮ ОЛОВА

© 2012 г. В. П. Махний\*, доктор физ.-мат. наук; Ю. Н. Бойко\*, канд. физ.-мат. наук; Е. В. Протопопов\*\*, канд. хим. наук

\* Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича, г. Черновцы, Украина

\*\* Институт медико-биологических проблем РАН, Москва

E-mail: evgen.protopopov@gmail.com

Исследованы люминесцентные свойства слоев халькогенидов кадмия и цинка, полученных диффузией олова в закрытом объеме из паровой фазы. Установлено, что легирование подложек ZnSe, CdS и CdSe вызывает увеличение эффективности краевого излучения, а ZnTe – к его исчезновению и появлению новой полосы в области энергий 1,8–2,1 эВ. Отсутствие люминесценции слоев CdTe:Sn в диапазоне 0,6–1,6 эВ объясняется эффектом гофрирования зон.

*Ключевые слова:* диффузия, амфотерная примесь, люминесценция, экситоны, донорно-акцепторная пара.

Коды OCIS: 310.0310, 310.1210, 310.6860

Поступила в редакцию 11.02.2011

### Введение

Элементы IV группы таблицы Менделеева могут входить по схеме замещения в обе подрешетки соединений III–V и II–VI групп, образуя одновременно донорные и акцепторные центры [1]. В связи с этим легирование полупроводника амфотерной примесью неизбежно приводит к его самокомпенсации. Обратим внимание на то, что эта ситуация отличается от взаимокompенсации различными примесями, поскольку вызывает образование зависимых энергетических уровней. Следовательно, легирование амфотерным элементом одновременно содержит черты простой компенсации и многовалентной примеси.

Указанные различия должны приводить к особенностям в распределении носителей заряда на уровнях и, как следствие, к изменению физических свойств материала, в том числе и оптических. Последние не только лежат в основе работы многих полупроводниковых приборов и устройств, но и широко используются для установления энергетического спектра твердых тел. Отметим, что в отличие от соединений III–V групп, влияние элементов IV группы на формирование оптических свойств халькогенидов кадмия и цинка изучено недо-

статочно [1, 2]. В связи с этим представляется важным расширение исследований в данной области для широкозонных соединений II–VI групп. Настоящая работа посвящена анализу особенностей люминесцентных свойств указанных материалов, вызванных легированием амфотерной примесью олова.

### Образцы и методика эксперимента

Для решения поставленной задачи необходим правильный выбор объектов исследований, что обусловлено следующими причинами. Первая из них состоит в том, что эволюция энергетического спектра, вызванная примесью олова, определяется ее локализацией в каждой подрешетке базового материала. При этом вероятность вхождения олова, в свою очередь, зависит от метода получения кристалла, ансамбля собственных точечных дефектов (СТД), наличия других легирующих и неконтролируемых примесей. Вторая причина обусловлена разнообразием используемых полупроводниковых соединений, большинство из которых вообще не исследовали с этой точки зрения. Указанные трудности могут быть устранены путем использования беспримесных кристаллов, полученных одинаковым методом, а легирование

всех подложек оловом проводится при одних и тех же технологических условиях.

Исследуемые кристаллы широкозонных соединений (CdTe, CdSe, CdS, ZnTe и ZnSe) были выращены методом Бриджмена из расплава стехиометрического состава и в процессе роста специально не легировались. Из объемных булей вырезали пластинки размером 4×4×1 мм, которые проходили механическую и химическую полировки с последующей отмывкой в деионизированной воде. Качество обработки контролировали по появлению объемной фотолюминесценции, которая отсутствовала на механически полированных образцах. Легирование оловом осуществлялось путем диффузии из паровой фазы в закрытом объеме. Процесс проводили в откачанной до  $10^{-4}$  Торр запаянной кварцевой ампуле, причем пластинка и диффузانت находились в ее противоположных концах. Температура и время диффузии для всех образцов были одинаковыми и составляли соответственно 1120 К и 1 час.

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) измеряли на установке, которая содержала монохроматор МДР-23 и стандартную систему синхродетектирования. ФЛ возбуждалась азотным лазером ( $\lambda_m = 0,337$  мкм), а изменение уровня возбуждения  $L$  осуществлялось при помощи калиброванного набора нейтральных светофильтров. Спектры излучения записывались автоматически с учетом нелинейностей оптических элементов измерительной системы и представлены в координатах: число фононов в единичном интервале энергий  $N_\omega$  – энергия фотона  $\eta\omega$ . Поскольку наибольший практический интерес представляет излучение образцов в области комнатных температур, измерения в большинстве случаев проведены при 300 К.

Отметим, что энергетические положения пиков в дифференциальных спектрах отражения  $R'_\omega$  в области фундаментального поглощения базовых и легированных образцов одинаковы. При этом низкоэнергетический максимум на кривых  $R'_\omega$  соответствует ширине запрещенной зоны  $E_g$  соответствующего  $A^{II}B^{IV}$  соединения. Это свидетельствует об отсутствии твердых растворов типа  $A_x^{II}Sn_{1-x}B^{IV}$  (или  $A^{II}Sn_{1-x}B^{IV}$ ), в связи с чем концентрация олова в диффузионных слоях не может превышать  $10^{19}$  см $^{-3}$ . Определение конкретной величины концентрации олова в образцах требует дополнительных исследований, выходящих за рамки данной работы. Обратим внимание на то, что выбранные условия легирования не влияют на состав

ансамбля и концентрацию точечных дефектов базовых кристаллов. Это подтверждается рядом экспериментальных фактов, первый из которых состоит в том, что спектры люминесценции образцов после удаления диффузионного слоя тождественны спектрам излучения исходных пластинок. Во-вторых, отжиг практически не влияет на интенсивность и соотношение полос излучения, а также не изменяет тип и величину проводимости легированной оловом части образца.

## Обсуждение результатов исследований

**Селенид цинка.** Спектр ФЛ базовых кристаллов при 300 К состоит из двух полос – голубой (В) и красно-оранжевой (R), обусловленных собственными точечными дефектами (рис. 1). В первую очередь отметим, что разница ширины запрещенной зоны и положения максимума  $\eta\omega_m$  В-полосы составляет 0,03 эВ и неплохо коррелирует с энергетическим положением вакансий селена  $V_{Se}$  [3]. Расчеты показывают, что их концентрация в расплавленных кристаллах ZnSe при комнатных температурах достаточно большая [4]. Вместе с тем, это не полностью согласуется с более низкой интенсивностью В-полосы по сравнению с красно-оранжевой (рис. 1), хотя число ассоциатов ( $V_{Zn}''V_{Se}^{\cdot}$ ), отвечающих за ее формирование, намного меньше, чем  $V_{Se}$  [4]. Противоречие устраняется, если до-

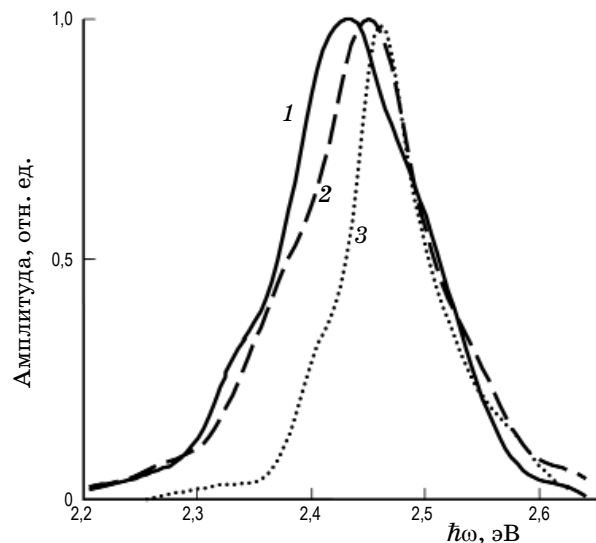


Рис. 1. Нормированные в максимумах спектры ФЛ образцов ZnSe (1) и слоев ZnSe:Sn (2, 3) при разных уровнях возбуждения: 1, 2 –  $10^{18}$  кв/с, 3 –  $10^{15}$  кв/с.  $T = 300$  К.

пустить, что время жизни электрона, захваченного уровнем  $V_{\text{Se}}$ , значительно меньше времени рекомбинации со свободной дыркой. Это вполне реальная ситуация, поскольку при комнатных температурах вакансии селена являются центрами прилипания, а не рекомбинации.

В отличие от рассмотренной R-полоса имеет донорно-акцепторную природу, а в состав комплексов входят двухзарядные отрицательные вакансии цинка  $V_{\text{Zn}}''$  и однозарядные положительные вакансии селена  $V_{\text{Se}}'$ . Понятно, что изменение соотношения между концентрациями  $V_{\text{Zn}}''$  и  $V_{\text{Se}}'$  должно привести к соответствующему изменению ансамбля СТД и деформации спектра люминесценции. Поскольку спектр излучения диффузионных слоев ZnSe:Sn содержит только В-полосу, то это означает, что олово, главным образом “залечивает” акцепторные центры  $V_{\text{Zn}}''$ . Это вызывает соответствующее изменение концентрации ассоциатов ( $V_{\text{Zn}}'' V_{\text{Se}}'$ ), ответственных за формирование R-полосы и, как результат, практически ее гашение, рис. 1. Расчеты показывают [5], что концентрация этих ассоциатов в слоях составляет всего  $\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что на два порядка ниже, чем в базовых кристаллах [4].

Обратим внимание на то, что легирование оловом вызывает не только гашение красно-оранжевого излучения, но и вызывает изменения параметров В-полосы. В первую очередь отметим значительный (более чем на порядок) рост ее интенсивности по сравнению с базовыми подложками. Второе отличие состоит в увеличении полуширины В-полосы, а также ее зависимости от уровня возбуждения. И наконец, максимум голубой полосы слоев ZnSe:Sn с ростом уровня возбуждения смещается в низкоэнергетическую область.

Указанные особенности свидетельствуют о сложной структуре В-полосы, которая отчетливо проявляется в спектрах люминесценции при 77 К [6]. Анализ показывает, что доминирующая составляющая этой полосы обусловлена аннигиляцией свободных экситонов при их неупругом рассеянии на свободных носителях заряда [7]. Излучение с энергиями фотонов и электронов из зоны проводимости  $\eta\omega \geq E_g$  вызвано межзонной рекомбинацией, а полоса с  $\eta\omega_m \approx 2,6 \text{ эВ}$  – переходам на акцепторный уровень. Последний обусловлен атомами замещения олова в анионной подрешетке  $\text{Sn}_{\text{Se}}$  и имеет энергию ионизации  $\approx 70 \text{ мэВ}$ . Основанием для этого служит отсутствие данной составляющей излучения в исходных подложках,

а также достаточно высокая концентрация центров  $\text{Sn}_{\text{Se}}$  в слоях ZnSe:Sn [5].

**Сульфид кадмия.** Влияние примеси олова на спектральное распределение люминесценции слоев CdS:Sn по сравнению с селенидом цинка несколько иное. Из рис. 2 видно, что максимум основной полосы излучения смещается в область больших энергий, а ее полуширина уменьшается. Отметим, что положение  $\eta\omega_m$  этой полосы для слоев CdS:Sn в отличие от максимума доминирующей полосы базовых кристаллов существенно зависит от уровня возбуждения. Как видно из рис. 2 при минимальном значении  $L$  он находится в области энергий, близких к ширине запрещенной зоны сульфида кадмия ( $E_g \approx 2,5 \text{ эВ}$  при 300 К [8]).

Детальный анализ поведения этой полосы излучения позволяет выделить ряд особенностей. Первая из них состоит в том, что увеличение уровня возбуждения приводит к смещению  $\eta\omega_m$  в сторону меньших энергий фотонов. Во-вторых, высокоэнергетическое “крыло” практически не претерпевает изменений в отличие от низкоэнергетического, которое с ростом уровня возбуждения существенно сдвигается в длинноволновую область. Первая особенность характерна для излучения, обусловленного аннигиляцией экситонов при их неупругом рассеивании на свободных носителях заряда [7]. Отметим, что разность энергий  $E_g - \eta\omega_m$  при минимальном уровне возбуждения равна

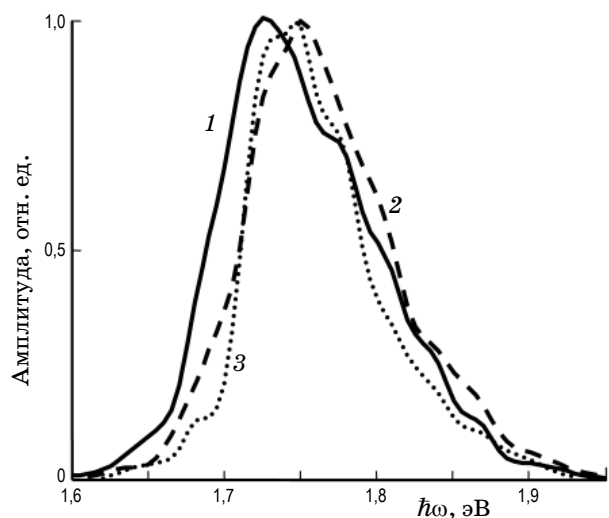


Рис. 2. Нормированные в максимумах спектры ФЛ образцов CdS (1) и слоев CdS:Sn (2, 3) при разных уровнях возбуждения: 1, 2 –  $10^{18} \text{ кв/с}$ , 3 –  $10^{15} \text{ кв/с}$ .  $T = 300 \text{ К}$ .

$\approx 20$  мэВ и близка к энергии связи свободного экситона в CdS [9].

Значительный рост доли низкоэнергетического излучения при увеличении  $L$  может быть обусловлен включением других рекомбинационных центров или (и) рассеянием на оптических фононах. Вместе с тем, наличие в базовых подложках излучения с максимумом при  $\eta\omega_m \approx 2,44$  эВ и перегиба в этой области энергий на кривых  $N_\omega$  легированных слоев свидетельствует в пользу рекомбинации через локальный центр. Данным центром, вероятнее всего, является междоузельный кадмий  $Cd_i$ , который в CdS образует донорные уровни с энергией ионизации  $E_d \approx 60-70$  мэВ [8]. Подтверждением этого служит ряд экспериментальных фактов. Во-первых, разность энергий  $E_g - \eta\omega_m$  согласуется с глубиной залегания уровней  $Cd_i$ . Во-вторых, легирование подложек CdS оловом слабо влияет на концентрацию  $Cd_i$ , поскольку оно входит в подрешетки матрицы по вакансионному механизму, образуя соответствующие донорные  $Sn_{Zn}$  и акцепторные  $Sn_{Se}$  центры. В пользу рекомбинации через локальный уровень указывает и независимость  $\eta\omega_m$  от  $L$ , которая четко наблюдается в  $\lambda$ -модулированных спектрах люминесценции образцов CdS и CdS:Sn.

**Селенид кадмия.** В отличие от рассмотренных выше материалов легирование оловом селенида кадмия приводит только к перераспределению интенсивностей отдельных составляющих, которые формируют основную полосу люминесценции (рис. 3). В первую очередь отметим рост интенсивности полосы с  $\eta\omega_m \approx 1,73$  эВ в образцах CdSe:Sn, которая на кривой  $N_\omega$  базовых кристаллов наблюдается только в виде перегиба. Во-вторых, увеличение уровня возбуждения не вызывает смещение этого максимума, что свидетельствует в пользу рекомбинации через локальный центр. В-третьих, уменьшение  $L$  приводит к росту интенсивности полосы, которая является доминирующей в спектре излучения исходных подложек. Указанные особенности позволяют сделать вывод о том, что в формировании большинства полос как базовых, так и легированных Sn образцов CdSe принимают участие одни и те же центры рекомбинации.

Детальный анализ  $\lambda$ -модулированных спектров излучения слоев CdSe:Sn подтверждает вывод об участии локального центра в формировании полосы с  $\eta\omega_m \approx 1,73$  эВ. Разность  $E_g - \eta\omega_m \approx 20$  мэВ может соответствовать

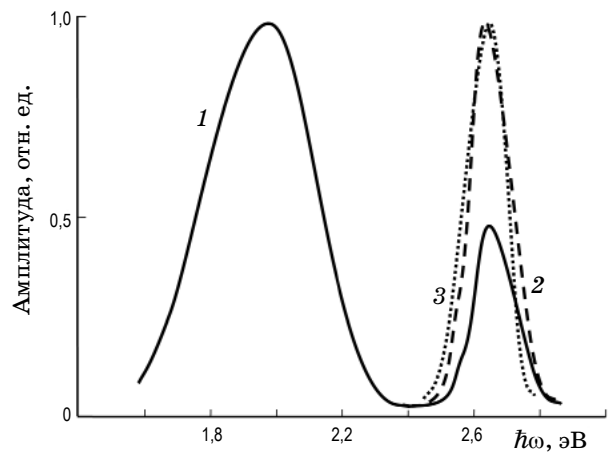


Рис. 3. Нормированные в максимумах спектры ФЛ образцов CdSe (1) и слоев CdSe:Sn (2, 3) при разных уровнях возбуждения: 1, 2 –  $10^{18}$  кв/с, 3 –  $10^{15}$  кв/с.  $T = 300$  К.

энергии ионизации мелкого донорного уровня, поскольку диффузионные слои при 300 К обладают достаточно высокой ( $\approx 10$  Ом $^{-1}$  см $^{-1}$ ) электронной проводимостью. Такими центрами, вероятнее всего, являются атомы замещения олова в катионной подрешетке селенида кадмия, т. е.  $Sn_{Sd}$ . В отличие от рассмотренного положение максимума основной полосы люминесценции базовых подложек при  $\eta\omega_m \approx 1,71$  эВ (рис. 3) зависит от уровня возбуждения. Увеличение последнего приводит к смещению  $\eta\omega_m$  в область низких энергий, и возрастанию доли длинноволнового излучения. Как уже отмечалось раньше, такие свойства имеет люминесценция, обусловленная аннигиляцией экситонов при их неупругом рассеянии на свободных носителях заряда. Ослабление этого канала рекомбинации в диффузионных слоях, по-видимому, связано с ростом концентрации точечных дефектов, вызванных легированием и соответствующим уменьшением вероятности образования экситонов.

**Теллурид цинка.** Спектр фотолюминесценции базовых кристаллов при 300 К в видимой области представлен одной полосой с максимумом вблизи  $E_g$  теллурида цинка (рис. 4). Легирование подложек Sn приводит не только к существенному смещению излучения в низкоэнергетическую область, но и к увеличению ширины полосы люминесценции. Последнее свидетельствует о ее сложной структуре, что

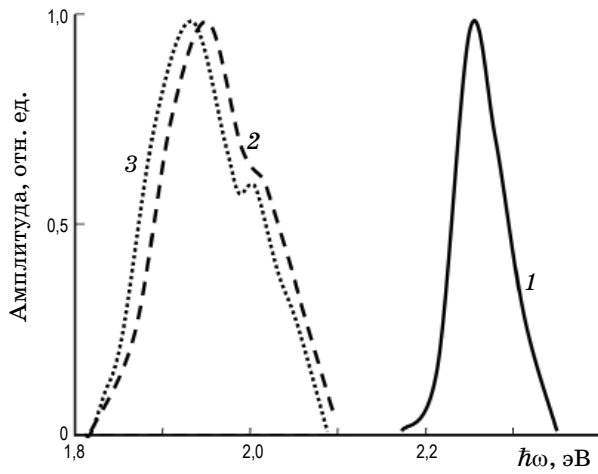


Рис. 4. Нормированные в максимумах спектры ФЛ образцов ZnTe (1) и слоев ZnTe:Sn (2, 3) при разных уровнях возбуждения: 1, 2 –  $10^{18}$  кв/с, 3 –  $10^{15}$  кв/с.  $T = 300$  К.

подтверждается перегибом на кривой  $N_{\omega}$ , обозначенного символом  $Y$ . Разность между  $E_g$  и энергетическим положением перегиба  $Y$  близка к глубине залегания донорных центров ( $E_d \approx 0,26$  эВ) в слоях ZnTe:Sn [10]. С учетом электронной проводимости последних это позволяет допустить, что  $Y$ -полоса обусловлена рекомбинацией неосновных носителей (дырок) через указанные центры. Участие в образовании данной полосы локальных центров подтверждается независимостью  $\eta_{\omega_m}$  от  $L$ , вытекающей из анализа  $\lambda$ -модулированных спектров люминесценции слоев ZnTe:Sn.

Более низкоэнергетическая  $R$ -полоса имеет донорно-акцепторную природу, на что указывает смещение ее максимума в область больших энергий с ростом уровня возбуждения. Согласно теории [11], спектр излучения донорно-акцепторных пар охватывает широкий диапазон энергий, а ее низкоэнергетическая граница  $\hbar\omega_{\min}$  определяется соотношением

$$\eta_{\omega_{\min}} = E_g - E_d - E_a. \quad (1)$$

Величину  $\eta_{\omega_{\min}}$  легко найти экспериментально из рис. 4 и она оказалась равной 1,82 эВ. Подстановка известных значений  $E_g \approx 2,3$  эВ,  $E_d \approx 0,26$  эВ и  $\eta_{\omega_{\min}} \approx 1,82$  эВ в формулу (1) дает энергию ионизации акцепторных уровней  $E_a \approx 0,22$  эВ. Поскольку в базовых кристаллах отсутствуют рассмотренные выше уровни, то разумно предположить, что в состав донорно-акцепторных пар входят атомы олова, занимаю-

щие катионные  $\text{Sn}_{\text{Zn}}$  и анионные  $\text{Sn}_{\text{Te}}$  узлы решетки. Поскольку слои ZnTe:Sn (в отличие от базовых кристаллов  $p$ -ZnTe) имеют электронную проводимость, а  $E_d > E_a$ , то в первом приближении следует допустить неравенство концентраций атомов замещения  $[\text{Sn}_{\text{Zn}}] > [\text{Sn}_{\text{Te}}]$ .

**Теллурид кадмия.** В области комнатных температур базовые кристаллы CdTe имеют слабую люминесценцию, эффективность которой возрастает на 1–2 порядка при понижении температуры до 77 К. При 300 К спектр излучения представлен одной широкой полосой с максимумом вблизи 1,48 эВ, обусловленной рекомбинацией через уровень с  $E_d \approx 0,02$  эВ. Поскольку базовые кристаллы имеют электронную проводимость и в процессе роста специально не легировались, то данный центр связан с междоузельным кадмием, имеющим близкую энергию ионизации [12].

Наиболее неожиданным результатом легирования является полное отсутствие люминесцентного излучения слоев CdTe:Sn в диапазоне энергий 0,6–1,6 эВ при температурах 77–300 К (рис. 5). Для объяснения этого эффекта, на наш взгляд, следует привлечь модель, основой которой является искажение кристаллической решетки вблизи глубоко-уровневого атома. (Обратим внимание, что слои CdTe:Sn являются полуизолирующими при 300 К, а энергия ионизации электрически активных центров составляет величину  $\approx 0,75$  эВ [13].) Искажение приводит к тому, что для обратно-

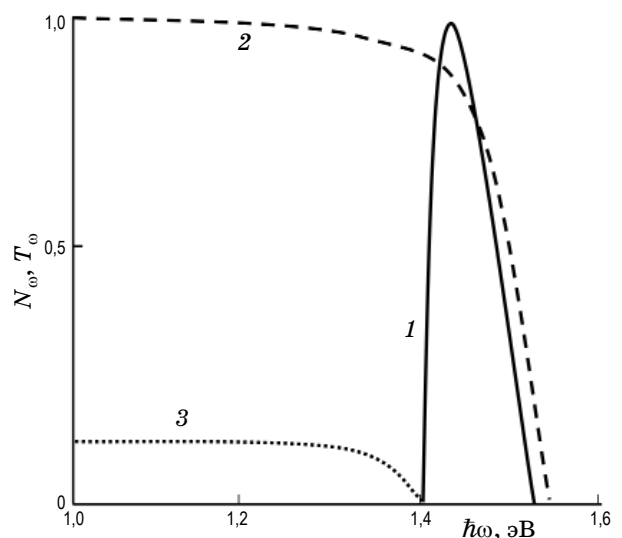


Рис. 5. Спектры ФЛ (1) и спектр пропускания (2, 3) исходной пластинки CdTe (1, 2) с диффузионным слоем CdTe:Sn (3).  $T = 300$  К.

го перехода из зоны проводимости на глубокий центр носителю необходимо преодолевать определенный потенциальный барьер  $E_p$ . Следствием этого является резкое увеличение времени жизни электрона, которое описывается выражением [2]

$$\tau = \tau_0 \exp(E_p/kT), \quad (2)$$

где  $\tau_0$  – время жизни электрона в кристалле, который не содержит глубокой примеси. В нашем случае “гигантское” увеличение  $\tau$  возникает вследствие одновременного легирования глубоким  $E_\Gamma$  и мелким  $E_M$  уровнями, которые образует амфотерная примесь олова. Если допустить, что их концентрации определяются неравенством  $N_\Gamma > N_M$ , то некомпенсированные глубокие центры с концентрацией  $(N_\Gamma - N_M)$  вследствие большей  $E_\Gamma$  вообще не будет ионизирована. Степень компенсации при этом будет близка к единице, а кристалл станет полупроводником, что и наблюдается на опыте [13].

Если мелкая и глубокая примеси будут еще и сильно растворимыми в полупроводнике, то кристалл может оказаться также и сильно легированным. Известно, что в условиях сильного легирования в компенсированных кристаллах возникают крупномасштабные флуктуации примесного потенциала, приводящие к гофрированию зон разрешенных энергий [14]. В результате неравновесные электроны и дырки в соответствующих зонах оказываются пространственно разделенными, а для их рекомбинации необходимо преодолеть потенциальный барьер  $E_i$ . В данном случае время жизни также описывается выражением (2), однако физический смысл  $\tau_0$  иной и определяется как время жизни при отсутствии сильной компенсации. Косвенным подтверждением сильного легирования и гофрирования зон является наблюдаемое на опыте уменьшение абсолютной величины пропускания (в 5–7 раз) и смещение высокоэнергетического края спектра пропускания до 1,4 эВ, что на 0,1 эВ меньше величины  $E_g$  теллурида кадмия [8].

Еще одной из причин отсутствия люминесценции слоев CdTe:Sn может быть увеличе-

ние концентрации поверхностных дефектов вследствие легирования. Обычно они служат эффективными центрами безизлучательной рекомбинации, которая и “гасит” люминесцентное излучение. Для выяснения этого вопроса было проведено сравнение люминесцентных свойств образцов с зеркальной и модифицированной (квантово-размерной) поверхностями. Отметим, что модифицирование поверхности приводит к существенному увеличению эффективности краевого излучения [15], что можно трактовать как снижение скорости поверхностной рекомбинации. В связи с этим логично допустить, что создание квантово-размерной поверхности в слоях CdTe:Sn в принципе должно вызвать появление люминесценции. Вместе с тем, в диффузионных слоях с модифицированной поверхностью так и не удалось зарегистрировать ФЛ в области энергий 0,6–1,6 эВ, даже при 77 К. Таким образом, можно считать, что основной причиной отсутствия излучения в образцах CdTe:Sn является аномально большое время жизни неравновесных носителей заряда, а не высокая скорость поверхностной рекомбинации.

## Выводы

Исследования показали, что спектральный состав и эффективность люминесценции диффузионных слоев с примесью олова определяются типом используемого полупроводникового соединения. При этом излучение в области энергий фотонов меньше ширины запрещенной зоны материала формируется переходами с участием локальных центров и донорно-акцепторных пар, а также экситонами при их неупругом рассеянии на свободных носителях заряда. Наличие в спектрах люминесценции фотонов с  $\eta\omega > E_g$  обусловлено рекомбинацией свободных электронов и дырок. Отсутствие излучения слоев CdTe:Sn в диапазоне энергий 0,6–1,6 эВ объясняется гофрированием зон, вызванного эффектами сильного легирования и самокомпенсации амфотерной примесью олова.

\* \* \* \* \*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Фистуль В.И.* Амфотерные примеси в полупроводниках. М.: Металлургия, 1992. 240 с.
2. *Фистуль В.И.* Атомы легирующих примесей в полупроводниках. М.: Физ.-мат. лит., 2004. 432 с.

3. *Недеогло Д.Д., Симашкевич А.В.* Электрические и люминесцентные свойства селенида цинка. Кишинев: Штиинца, 1984. 152 с.
  4. *Ткаченко І.В.* Механізми дефектоутворення та люмінесценції у бездомішкових і легованих телуром кристалах селеніду цинку // Дис. канд. фіз.-мат. наук, 2005. 136 с.
  5. *Gryvul V.I., Makhniy V.P., Tkachenko I.V.* Defect formation in diffusive layers of ZnSe:Sn and ZnSe:Mg // *Function Materials*. 2007. V. 14. № 3. P. 48–52.
  6. *Гривул В.І., Махний В.П., Слетов М.М.* Природа краевой люминесценции диффузионных слоев ZnSe:Sn // *ФТП*. 2007. Т. 47. В. 7. С. 806–807.
  7. *Koh Era, Langer D.W.* Luminescence of ZnSe near the band edge under strong laser light excitation // *J. Luminescence*. 1970. V. 1–2. P. 514–527.
  8. *Гавриленко В.И., Грехов А.М., Корбутяк Д.В., Литовченко В.Г.* Оптические свойства полупроводников: Справочник. Киев: Наукова думка, 1987. 607 с.
  9. *Физика и химия соединений А<sup>II</sup>В<sup>VI</sup>* / Под ред. Медведева С.А. М.: Мир, 1970. 624 с.
  10. *Махний В.П., Гривул В.И.* Диффузионные слои ZnTe:Sn с электронной проводимостью // *ФТП*. 2006. Т. 40. В. 7. С. 794–795.
  11. *Середюк В.В., Ваксман Ю.Ф.* Люминесценция полупроводников. Киев–Одесса: Вища школа, 1988. 200 с.
  12. *Корбутяк Д.В., Мельничук С.В., Корбут Е.В., Борисюк М.М.* Телурид кадмію: домішково-дефектні стани та детекторні властивості. Київ: Іван Федоров, 2000. 198 с.
  13. *Махний В.П.* Полуизолирующие слои теллурида кадмия // *ЖТФ*. 2005. Т. 75. В. 11. С. 122–123.
  14. *Фистуль В.И.* Сильно легированные полупроводники. М.: Наука, 1967. 415 с.
  15. *Makhniy V.P., Slyotov M.M., Skrypnyk N.V.* Peculiar optical properties of modified surface of monocrystalline cadmium telluride // *Ukr. J. Rhys. Opt.* 2009. V. 10. № 1. P. 54–60.
-