

©1995 г.

## ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ЧЕРЕЗ СОСТОЯНИЯ СВЯЗАННЫХ И СВОБОДНЫХ ЭКСИТОНОВ В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ ТЕЛЛУРИДЕ КАДМИЯ

*М.В.Стрижа, Н.И.Тарбаев, Г.А.Шепельский*

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,  
252650, Киев, Украина

(Получена 28 июля 1994 г. Принята к печати 21 ноября 1994 г.)

Проведены экспериментальные и теоретические исследования сдвига, расщепления и изменения интенсивности линий излучения связанных и свободных экситонов в одноосно деформированном CdTe. Обнаруженный нелинейный сдвиг энергетического положения пиков акцепторных экситонов обусловлен сильным спин-спиновым взаимодействием в системе двух тяжелых дырок. Обнаружены также немонотонная зависимость и резкое гашение интенсивности излучения акцепторных экситонов в области больших деформаций (давление  $P > 1$  кбар) при одновременном разгорании линии излучения свободного экситона. Теоретическая модель рассматривает два основных механизма рекомбинации — излучательную и оже-рекомбинацию. Полученные результаты позволяют идентифицировать типы дефектов в CdTe, а также определять локальные механические напряжения в гетероструктурах на основе CdTe.

Теллурид кадмия (CdTe) в последнее десятилетие резко выделяется среди других полупроводниковых соединений  $A^{II}B^{VI}$  как по числу публикаций, посвященных физическим свойствам материала, так и количеством технологических и прикладных разработок. Это связано в первую очередь с применением CdTe в качестве основного материала подложек для выращивания фоточувствительных эпитаксиальных слоев  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , а в случае альтернативных подложек — для нанесения буферных слоев. Кроме того CdTe стал широко применяться для создания неохлаждаемых приемников ионизирующих излучений. Качество монокристаллов CdTe и структур на его основе в значительной степени определяется собственными дефектами кристаллической структуры и примесями. Однако традиционные электрофизические методы исследования примесных состояний по отношению к высокоомному, полуизолирующему, теллуриду кадмия оказываются практически трудно применимыми. Поэтому широкое распространение получили низкотемпературные измерения спектров излучательной рекомбинации или низкотемпературный фотолюминесцентный анализ.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований излучательных рекомбинационных переходов через состояния экситонно-примесных комплексов, т.е. связанных экситонов, в одноосно напряженном CdTe. Одновременно измерялись спектры фотолюминесценции (ФЛ) и оптического отражения в области свободных экситонов. Это дает возможность установить сдвиги и расщепление энергетических зон CdTe при одноосном давлении, а также исследовать воздействие деформации на интенсивность межзонных излучательных переходов.

Необходимо подчеркнуть, что в последнее время появилось значительное число работ, например [1,2], в которых делается попытка оценивать локальные напряжения в гетероструктурах на основе CdTe по линиям излучения связанных экситонов. Однако до последнего времени в литературе отсутствуют исследования ФЛ связанных экситонов в CdTe в зависимости от величины и направления упругой деформации. Между тем, как будет видно из результатов данной работы, такие зависимости имеют сложный, немонотонный характер.

### Эксперимент

Образцы изготавливались из монокристаллического CdTe, выращенного методом Бриджмена. Конечные размеры образцов составляли  $2 \times 3 \times 8 \text{ мм}^3$ . Фотолюминесценция возбуждалась излучением He-Ne-лазера мощностью 30 мВт. Для получения спектров оптического отражения использовалась лампа накаливания. Спектры ФЛ и оптического отражения записывались на установке, собранной на основе спектрального комплекса КСВУ-2 с обратной линейной дисперсией 2.6 нм/мм.

Спектральное распределение ФЛ исследуемых образцов CdTe в отсутствие деформации (давление  $P = 0$  кбар) при температуре  $T = 4.2 \text{ К}$  (рис. 1) включает линии экситонов, связанных на нейтральных акцепторах,  $I_1'$  и  $I_1''$ , и на нейтральном доноре,  $I_2$ , полосу излучения донорно-акцепторных пар (DA) и, наконец, широкую структурную полосу излучения, связанную с излучательными переходами через состояния глубоких центров (полоса DL). Считается, что донорные и акцепторные состояния, на которых связываются экситоны, являются водородоподобными, но при этом акцепторный уровень оказывается значительно более глубоким (энергия  $E_A = 50 \text{ мэВ}$ ), чем уровень обычного мелкого кулоновского центра [3]. Отметим, что в исходных кристаллах линия излучения свободных экситонов (энергия  $E_{ex} = 1.596 \text{ мэВ}$ ) практически отсутствует.

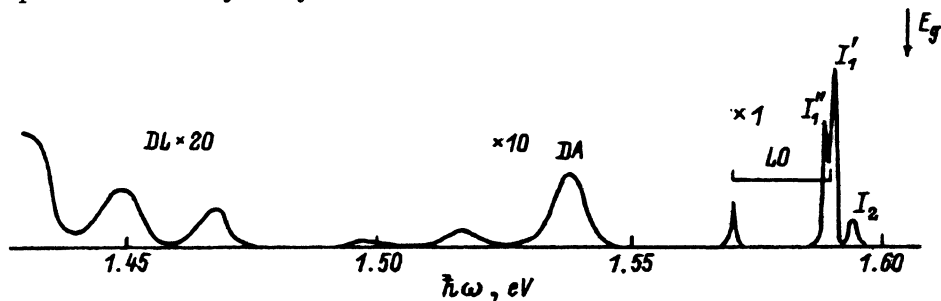


Рис. 1. Спектральное распределение фотолюминесценции кристаллов CdTe. 4.2 К. LO — фононные повторения. Обозначения линий см. в тексте.

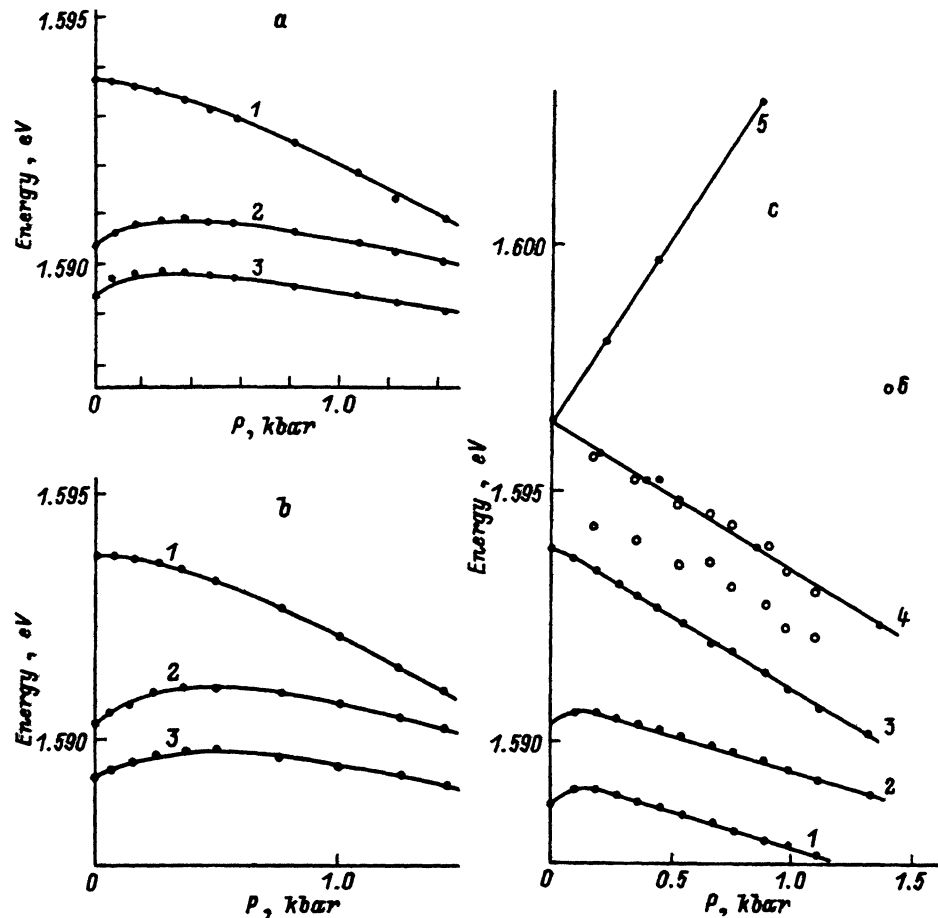


Рис. 2. Деформационные зависимости энергетического положения линий связанных экситонов при  $T = 4.2$  К для направлений приложения упругих напряжений  $\langle 111 \rangle$  (а),  $\langle 110 \rangle$  (б),  $\langle 100 \rangle$  (с). 1 —  $I_1'$ , 2 —  $I_1''$ , 3 —  $I_2$ . 4, 5 — расщепленные линии свободного экситона в спектре отражения. Точки б — положение линий фотолюминесценции, проявляющихся при деформации.

Деформационные зависимости энергетического положения линий излучения связанных экситонов для направлений одноосной упругой деформации  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$  приведены на рис. 2. Как видно из рисунка, они оказываются качественно схожими для всех направлений. Этот результат согласуется с данными [4], свидетельствующими об одинаковых сдвиге и расщеплении энергетических зон CdTe для разных направлений деформации.

Главная особенность приведенных кривых — нелинейная зависимость энергетического положения линий  $I_1'$  и  $I_1''$  от величины приложенного давления. В то же время линия  $I_2$  сдвигается с деформацией практически линейно и ее сдвиг оказывается близким к деформационному изменению ширины запрещенной зоны. Последнее определялось нами по расщеплению и сдвигу линии свободного экситона в спектре оптического отражения (рис. 2, с, кривая 4).

Приведенные зависимости могут быть поняты на качественном уровне при рассмотрении трансформации зонной структуры кубического кристалла под действием одноосной упругой деформации. Как известно [5], из-за понижения симметрии кристаллической решетки происходит расщепление четырехкратно вырожденной в точке  $k = 0$  валентной зоны на две подзоны,  $V_+$  и  $V_-$ , с анизотропными эффективными массами. При этом в соответствии с расчетами [6] эффективная масса дырок в верхней из расщепленных подзон оказывается меньше массы тяжелых дырок зоны  $\Gamma_8$  исходного кристалла. Как следствие, глубина залегания акцепторного уровня будет изменяться с деформацией. Кроме того, происходит и расщепление энергетического уровня акцептора: четырехкратно вырожденный (с учетом спина) уровень расщепляется на два (рис. 3).

Отсутствие расщепления линий излучения акцепторного экситона в эксперименте связано с термализацией дырок на верхнем из расщепленных уровней, поскольку при 4.2 К энергия расщепления уровней  $E_{12} \gg kT$  уже при слабых давлениях. Что касается донорного уровня, то он формируется главным образом состояниями дна невырожденной зоны  $\Gamma_6$  (зоны проводимости) и поэтому не может испытывать расщепления. При этом его энергетический сдвиг должен соответствовать сдвигу дна зоны проводимости от деформации, что соответствует результатам эксперимента.

На рис. 3 приведены зависимости интенсивности линий и полос излучения от величины давления для направления  $\langle 111 \rangle$ . Для других кристаллографических направлений зависимости оказываются качественно похожими. Как видно из рисунка, интенсивность линии  $I_2$  слабо изменяется с увеличением нагрузки, интенсивности полос  $DA$  и  $DL$  практически не зависят от деформации, а интенсивности линий акцепторных экситонов  $I'_1$  и  $I''_1$  имеют более сложную деформационную зависимость.

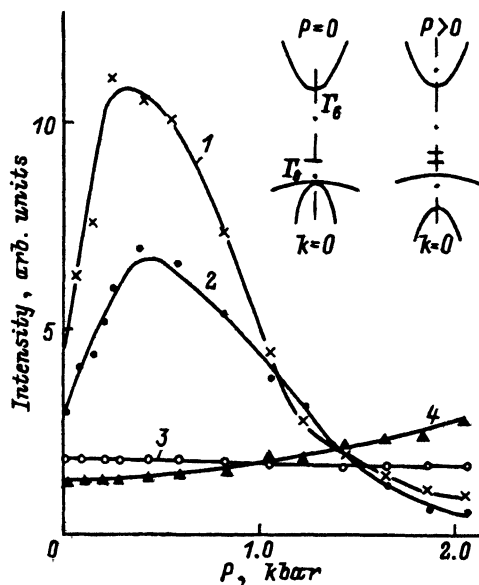


Рис. 3. Деформационные зависимости относительных интенсивностей различных линий и полос излучения для  $P \parallel \langle 111 \rangle$ : 1 —  $I'_1$ , 2 —  $I''_1$ , 3 —  $DL$ , 4 —  $I_2$ .  $T = 4.2$  К. На вставке — схема расщепления энергетических уровней в CdTe при одноосной деформации.

Изменение интенсивности излучательных переходов от деформации в общем случае может быть обусловлено воздействием деформации на некоторый неконтролируемый безызлучательный канал рекомбинации, не связанный с исследуемыми дефектами. Однако в этом случае интенсивности излучательных полос и линий должны испытывать одинаковые относительные изменения, чего не наблюдается. Напротив, как видно из рис. 3, деформационные зависимости интенсивности линий акцепторных экситонов резко выделяются в спектре ФЛ. В области  $P < 0.5$  кбар наблюдается рост интенсивности линий  $I_1'$  и  $I_1''$ , а в области больших деформаций ( $P > 1.5$  кбар) происходит резкое (более чем на порядок величины) гашение линий акцепторного экситона. Столь сильная и немонотонная зависимость линии  $I_1$  наряду с отсутствием деформационной зависимости интенсивностей других полос излучения указывает на то, что в данном случае деформация воздействует непосредственно на рекомбинационные переходы внутри комплекса «нейтральный акцептор-экситон». Наблюдаемую немонотонность можно объяснить конкуренцией двух механизмов рекомбинации, имеющих различную зависимость от величины деформации. В качестве двух основных механизмов рекомбинации через состояния связанных экситонов мы будем рассматривать излучательную рекомбинацию и оже-рекомбинацию. Гашение излучения связанных экситонов может быть объяснено включением эффективного безызлучательного канала оже-рекомбинации [7] с передачей энергии аннигиляции связанного экситона носителю заряда, локализованному на нейтральном центре.

Из рис. 4 видна еще одна важная особенность воздействия упругой деформации на спектральное распределение ФЛ в CdTe. Как уже

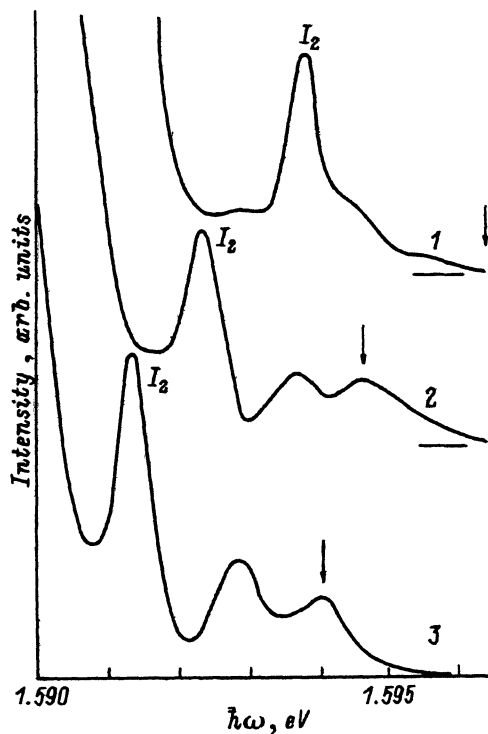


Рис. 4. Разгорание линий излучения свободного экситона и линии возбужденного состояния связанного на доноре экситона при приложении одноосного давления  $P$ , кбар: 1 — 0, 2 — 0.53, 3 — 0.88.  $P \parallel (100)$ .  $T = 4.2$  К. Стрелки указывают положение линии свободного экситона при разных значениях давления по данным рис. 2, с (кривая 4).

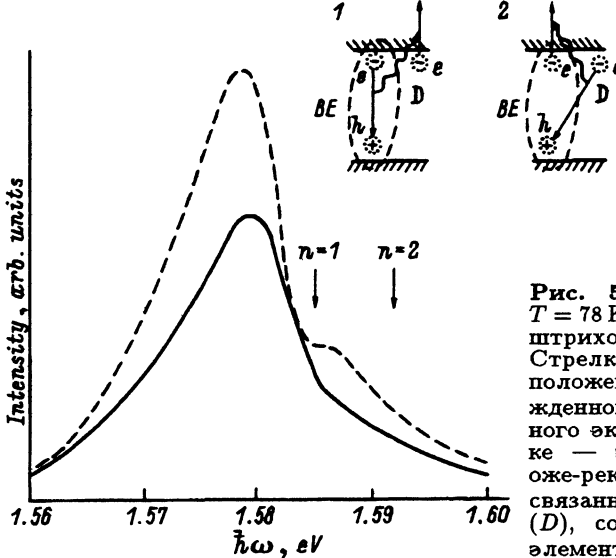


Рис. 5. Краевое излучение при  $T = 78$  К. Сплошная линия —  $P = 0$ , штриховая —  $P = 0.5$  кбар.  $P \parallel (100)$ . Стрелками показано энергетическое положение основного ( $n = 1$ ) и возбужденного ( $n = 2$ ) состояний свободного экситона при  $P = 0$ . На вставке — электронные переходы при оже-рекомбинации экситона ( $B\bar{E}$ ), связанного на нейтральном доноре ( $D$ ), соответствующие матричным элементам переходов  $V_a$  (1) и  $V_b$  (2).

упоминалось, в отсутствие деформации излучение свободного экситона в исследуемых кристаллах не обнаруживается (рис. 4, кривая 1). Однако в условиях деформации с коротковолновой стороны линии  $I_2$  в спектре ФЛ появляется излучение, которое можно надежно идентифицировать как линию свободного экситона, поскольку ее положение в точности совпадает с линией свободного экситона в спектре отражения во всем диапазоне приложенных давлений (рис. 2, кривая 4). Наряду с линией свободного экситона при упругой деформации отчетливо проявляется и более длинноволновая линия излучения, которая с ростом давления сдвигается практически параллельно линии свободного экситона (рис. 2, с, нижний ряд точек б). Такой деформационный сдвиг, а также очень малое энергетическое расстояние между двумя линиями ( $< 1.5$  мэВ) позволяет идентифицировать указанную линию как возбужденное состояние экситона, связанного на мелком нейтральном доноре [8]. Ее разгорание имеет, очевидно, ту же природу, что и разгорание линии свободного экситона из-за близости состояний на энергетической шкале.

При повышении температуры кристалла происходит гашение и тепловое размытие линий связанных экситонов, так что при  $T = 78$  К излучение в области края зоны представляет собой широкую полосу сложной формы (рис. 5). Излучение при 78 К, как правило, приписывают экситонно-примесным комплексам [9], хотя существуют противоречивые мнения о типе дефектов, на которых связываются экситоны. На коротковолновом крыле широкой полосы проявляется излучение, которое попадает в область основного и возбужденного состояний свободного экситона:  $E_{n=1} = 1.5855$  эВ,  $E_{n=2} = 1.5920$  эВ [10]. При этом происходит разгорание излучения свободного экситона, так что свободный экситон проявляется в виде отчетливой структуры на фоне основной линии излучения (рис. 5, штриховая кривая). Этот результат согласуется с данными полученными при  $T = 4.2$  К.

Кроме того, в условиях упругой деформации происходит расщепление в максимуме основной полосы излучения. При этом длинноволновая компонента оказывается поляризованной преимущественно в направлении сжатия, а коротковолновая — перпендикулярно этому направлению. Эти данные позволяют сделать вывод о том, что основной вклад в наблюдаемую широкую полосу излучения в CdTe вносят акцепторные, а не донорные состояния, поскольку донорный уровень не должен испытывать расщепления.

## Теория

Рассмотрение оже-рекомбинации связанных экситонов является достаточно сложной многочастичной задачей, решаемой только в рамках определенных модельных приближений. Так, оже-распад связанных экситонов на нейтральных донорах в полупроводниках, описываемых моделью Кейна, исследовался в [11]. При этом начальное состояние связанного экситона рассчитывалось в рамках адиабатического приближения: находилась волновая функция  $\Psi(r_1, r_2)$  и энергия  $E(r_h)$  двух электронов с координатами  $r_1$  и  $r_2$  (быстрая подсистема) при фиксированной координате дырки  $r_h$  (медленная подсистема), а затем решалась задача о движении дырки в потенциальном поле  $E(r_h)$ . Такой подход может быть обобщен и на случай одноосно деформированного полупроводника.

Уравнение Шредингера для волновой функции донора  $\Psi_D$  в этом случае может быть записано как

$$\left[ \hat{\epsilon} + \hat{\mathbf{V}}\mathbf{p} - \frac{p^2}{2m_h} + U(\mathbf{r}) \right] \Psi_D = E_D \Psi_D, \quad (1)$$

здесь  $U(\mathbf{r})$  — потенциал донора,  $\hat{\mathbf{V}}$  — оператор скорости, введенный аналогично [12] (мы используем трехзонную модель Кейна, для которой  $\hat{\mathbf{V}}$  является матрицей  $6 \times 6$ ),  $m_h$  — эффективная масса тяжелых дырок в недеформированном полупроводнике,  $\hat{\epsilon}$  — деформационная матрица, явное выражение для которой приводится, например, в [13].

В пределе малых деформаций, определяемых соотношением  $\sigma = (c - a)\hat{\epsilon}/E_g \ll 1$  (здесь  $c$ ,  $a$  — деформационные потенциалы,  $\hat{\epsilon} = \sum_{i=1}^3 \epsilon_{ii}$ , где  $\epsilon_{ii}$  — тензор деформации), которое выполняется в CdTe для всех экспериментально возможных значений деформации, учет члена  $\hat{\epsilon}$  в левой части (1) дает малые по параметру  $\sigma$  поправки к результатам, полученным в [11].

В рамках использованного подхода можно объяснить нелинейность сдвига с давлением (рис. 2). Отметим, что аналогичный эффект нелинейности ранее наблюдался в GaP [14], однако не мог быть объяснен там в рамках простой модели, учитывающей только сдвига краев зон проводимости и валентной.

Более строгое рассмотрение трехчастичной задачи предусматривает учет  $j$ - $j$ -расщепления в трехчастичной системе. Для донорного связанного экситона энергией электронно-дырочного спин-орбитального расщепления в кубическом кристалле можно пренебречь, и поэтому эффект нелинейности для него практически отсут-

ствует. Однако в случае акцепторного связанного экситона спин-орбитальное взаимодействие двух дырок является значительным [15], давая искомую нелинейность в деформационной зависимости энергии основного состояния акцепторного связанного экситона, наблюдавшуюся в эксперименте.

С учетом вида волновых функций начального и конечного состояний  $|i\rangle$  и  $|f\rangle$  с энергиями  $E_i$ ,  $E_f$  соответственно время оже-распада донорного связанного экситона  $\tau_A$  задается стандартным выражением

$$\frac{1}{\tau_A} = \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar} \int d^3 k_f |\langle f|V(\mathbf{r})|i\rangle|^2 \delta(E_f - E_i). \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{k}_f$  — волновой вектор конечного состояния электрона в зоне проводимости. Записав явные выражения для двухэлектронных функций  $|i\rangle$  и  $|f\rangle$ , уравнение (2) можно преобразовать к виду

$$\frac{1}{\tau_A} = \frac{2\pi}{\hbar} \rho(E_f) n_t |V_a + V_b|^2. \quad (3)$$

Здесь  $\rho(E_f)$  — плотность конечного свободного электронного состояния в зоне проводимости с энергией  $E_f$  порядка  $E_g$ ;  $n_t$  — вероятность заполнения начального донорного состояния электроном. Ввиду тождественности электронов матричный элемент  $V_a$  соответствует аннигиляции связанного экситона с передачей энергии электрону на доноре и его переходом в зону проводимости; слагаемое  $V_b$ , напротив, соответствует рекомбинации связанного электрона с «экситонной» дыркой, с передачей энергии рекомбинации «экситонному» электрону (рис. 5, вставка).

Ранее в [11] было показано, что в случае оже-рекомбинации связанного экситона на водородоподобном мелком доноре преобладает вклад в (3) матричного элемента  $V_a$ , в то время как оже-распад связанного на глубоком доноре экситона происходит преимущественно по каналу  $V_b$ . Поэтому в исследуемом случае можно ограничиться рассмотрением вклада  $V_a$  в (3).

При этом, как было показано в [16], можно воспользоваться разложением кулоновского потенциала взаимодействия  $V(r) = e^2/(\kappa|\mathbf{r} - \mathbf{R}|)$  в (5) (где  $\mathbf{r}$  — координата электрона на доноре,  $\mathbf{R}$  — координата «экситонного» электрона) в дипольном приближении, оставив только первый член разложения по параметру  $\mathbf{r} \cdot \mathbf{R}/r^3$ . При этом

$$V_a = \frac{e^2}{\kappa} \langle f | \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{R}}{r^3} | i \rangle. \quad (4)$$

Записывая в явном виде  $\langle f |$  и  $|i\rangle$  через функции локализованного электрона,  $\Psi_D(\mathbf{r})$ , свободного электрона в зоне,  $\Psi_{k_f}(\mathbf{r})$ , а также «экситонных» электрона и дырки,  $\Psi_c(\mathbf{R})$  и  $\Psi_v(\mathbf{R})$ , можно показать, что  $V_a$  (4) разлагается на два сомножителя — матричный элемент излучательного распада связанного экситона  $\langle \Psi_v(\mathbf{R}) | \mathbf{R} | \Psi_c(\mathbf{R}) \rangle$  и функцию, зависящую только от модуля волнового вектора  $|\mathbf{k}_f|$ .



Отсюда видно, что соотношения времени оже- и излучательной рекомбинации связанного экситона определяются выражением  $\tau_A/\tau_R \sim \rho(E_f)n_t$ . Энергия связи донора с давлением практически не изменяется, поэтому  $n_t = \text{const}$ . Одноосное давление также мало изменяет плотность конечных электронных состояний в зоне проводимости  $\rho(E_f)$ . Поэтому в рассматриваемом случае  $\tau_A/\tau_R \approx \text{const}$ . Этот результат качественно соответствует слабому изменению интенсивности линий  $I_2$  с одноосной деформацией (рис. 3).

Однако рассмотрение темпа оже-рекомбинации связанного экситона на глубоком акцепторе сложнее. В этом случае следует принимать во внимание расщепление уровня глубокого акцептора  $E_{12}$ , обусловленное одноосным сжатием. Как было показано в [17],

$$\delta E_{12} = \varepsilon_0 A(\beta), \quad A(\beta) = 0.1 + 8\beta/5. \quad (5)$$

Здесь  $\beta = m_c/m_h$ ,  $m_c$  — эффективная масса электронов в отсутствие деформации,  $\varepsilon_0$  — индуцированное одноосным сжатием расщепление между зонами  $V_+$  и  $V_-$  в точке  $\Gamma_8$ . Учет реального значения  $\beta$  для CdTe дает  $A = 0.6$ . Существенным следствием (5), а также результатом уменьшения эффективной массы дырок в зоне  $V_+$  по сравнению с  $m_h$  [13] является то, что энергия связи верхнего (более глубокого для дырки) состояния акцептора с одноосным сжатием уменьшается.

Для рассматриваемого случая темп оже-рекомбинации описывается выражением, аналогичным по структуре (3), где матричный элемент  $V_a$  соответствует аннигиляции связанного экситона с передачей энергии порядка  $E_g$  дырке, связанной на более глубоком состоянии акцептора, а  $V_b$  описывает рекомбинацию «экситонного» электрона со связанной дыркой, с переходом «экситонной» дырки в глубь валентной зоны. Оценка с учетом реального значения  $E_A$  показывает, что в отсутствие деформации в CdTe  $V_a \approx V_b$  при  $E_A = 50$  мэВ.

При этом в силу соотношения (5)  $V_b > V_a$  для области малых давлений,  $P < P_0$ , где  $P_0$  определяется условием  $V_a(P_0) = V_b(P_0)$ , и, наоборот,  $V_a > V_b$  для области  $P > P_0$ . В силу различных зависимостей  $V_a$  и  $V_b$  от  $P$ , а также в силу того что  $\tau_R$  для связанного экситона с  $P$  уменьшается по причинам, рассмотренным в [6], должно происходить разгорание экситонных линий  $I_1'$ ,  $I_1''$  в области  $P < P_0$  и их гашение в области более высоких давлений. Это качественное рассмотрение также соответствует наблюдаемым экспериментально максимумам на зависимостях  $I_1'$ ,  $I_1''$  от  $P$  (рис. 3).

Отметим, что наблюдаемое возгорание интенсивности свободного экситона (рис. 4) также хорошо объясняется в рамках рассмотрения, проведенного в [6]. Напомним, что увеличение вероятности излучательного процесса связано с индуцированным давлением и увеличением эффективной плотности дырочных состояний в зоне  $V_+$  вблизи ее экстремума.

### Заключение

Идея настоящей работы основана на избирательном воздействии одноосной деформации на электронные состояния зоны проводимости и валентной зоны полупроводников с кубической кристаллической структурой и, как следствие, на состояниях соответствующих акцепторных и донорных примесей а также экситонно-примесных ком-

плексов. Поэтому особенности деформационных зависимостей энергетического положения и интенсивности излучательных линий связанных экситонов позволяют идентифицировать типы связанных экситонов и соответствующих дефектов в кристаллах CdTe. В частности, нелинейный сдвиг энергетических пиков акцепторных экситонов обусловлен сильным спин-спиновым взаимодействием в системе из двух тяжелых дырок. Экспериментально обнаружены также немонотонная зависимость и резкое гашение интенсивности излучения акцепторных экситонов в области больших деформаций ( $P > 1$  кбар). Наряду с этим происходит разгорание линии излучения свободного экситона и возбужденного состояния донорного экситона. Указанные зависимости интерпретированы в рамках построенной микроскопической теории, учитывающей два основных механизма рекомбинации — излучательную и оже-рекомбинацию. Помимо идентификации типов оптических переходов и типов дефектов результаты настоящих исследований позволяют определять величину и знак локальных упругих напряжений в структурах на основе CdTe.

Авторы выражают благодарность Государственному фонду фундаментальных исследований при Государственном комитете по науке и технологиям Украины, при поддержке которого выполнена эта работа.

#### Список литературы

- [1] T. Schmidt, H. Sitter, K. Lischka. *J. Cryst. Growth*, **101**, 190 (1990).
- [2] D.J. Olego, J. Petruzzello, S.K. Gandhi, N.R. Taskar, B. Bhat. *Appl. Phys. Lett.*, **51**(2), 127 (1987).
- [3] R.H. Halsted, M. Aven. *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 64 (1964).
- [4] D.G. Thomas. *J. Appl. Phys., Suppl.*, **32**, 2298 (1961).
- [5] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., 1972).
- [6] Ф.Т. Васьюк, С.Г. Гасан-заде, М.В. Стриха, Г.А. Шепельский. *Письма ЖЭТФ*, **50**, 287 (1981).
- [7] C.W. Henry, K. Nassau. *Phys. Rev. B*, **2**, 977 (1970).
- [8] Z.C. Feng, M.G. Burke, W.I. Choyke. *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 128 (1988).
- [9] T. Taguchi, I. Shirafuji, Y. Inuishi. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **12**, 1557 (1973).
- [10] Е.Ф. Гросс, Г.М. Григорович, В.Г. Средин. *ФТТ*, **12**, 2913 (1970).
- [11] Д.Л. Гельмонт, В.А. Харченко, И.Н. Ясиевич. *ФТТ*, **29**, 2351 (1987).
- [12] M. Zawadski, *Lect. Nov. Phys.*, **133**, 85 (1980).
- [13] Ф.Т. Васьюк, М.В. Стриха. *ФТП*, **24**, 1227 (1990).
- [14] M. Mathieu, B. Archilla, B. Merle. *I. Camassel. Phys. Rev. B*, **20**, 4268 (1979).
- [15] C. Benoit a la Guillaume, P. Lavallard. *Phys. Rev. B*, **5**, 4900 (1972).
- [16] I.M. Langer. *J. Luminesc.*, **40-41**, 589 (1988).
- [17] M.V. Strikha, F.T. Vasko. *Phys. St. Sol. (b)*, **181**, 447 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

# Radiative recombination transitions via the states of bound and free excitons in a uniaxially stressed Cadmium Telluride

*M.V.Strikha, N.I.Tarbaev, G.A.Shepelski*

Semiconductor Institute, Ukrainian Academy of Sciences, 252650 Kiev, The Ukraine

Line shift, splitting and intensity variation in spectra of bound and free exciton's radiative recombination were studied on a uniaxially stressed CdTe crystal. The observed nonlinear energy peak position shift of the acceptor-bound exciton is attributed to a strong spin-spin interaction in the two heavy-hole systems. A nonmonotonic dependence and abrupt quenching of the acceptor-bound exciton radiative line intensity was also found within the range of larger stresses ( $P > 1$  kBar) alongside with simultaneous appearance of the free exciton radiative line. Theoretical treatment takes into consideration two basic recombination mechanisms: the radiative and Auger ones. The results obtained make it possible to identify types of defects in CdTe as well as evaluate local mechanical stresses in CdTe-heterostructures.

---