

Определение концентрации глубоких уровней в полуизолирующих монокристаллах CdS методом фотоэлектрической нестационарной спектроскопии

© А.П. Одринский[†]

Институт технической акустики Национальной академии наук Белоруссии,
210017 Витебск, Белоруссия

(Получена 13 июля 2004 г. Принята к печати 9 сентября 2004 г.)

Методом фотоэлектрической нестационарной спектроскопии (PICTS) исследовались глубокие уровни в полуизолирующих монокристаллах CdS, выращенных с варьированием стехиометрического состава. Обнаружен ряд глубоких уровней с энергией термической активации 0.066–0.54 эВ. Обнаружено, что соотношение сигнала в наборе спектров не соответствует базовой модели PICTS. Разработана методика оценки концентрации глубоких уровней в данной ситуации.

1. Введение

В настоящее время для исследования глубоких уровней (ГУ) в высокоомных полупроводниках эффективно используется предложенный в [1,2] метод фотоэлектрической нестационарной спектроскопии ГУ (ФЭНСГУ [3], или PICTS). Метод основан на анализе температурной зависимости кинетики релаксации фототока и выгодно отличается от метода термостимулированных токов (ТСТ) более высокой чувствительностью [4] и точностью определения параметров ГУ [5], позволяя получать ту же информацию (E_t — энергетическое положение ГУ и S_{th} — сечение захвата неравновесных носителей) при однократном сканировании по температуре.

Вместе с тем нет единого мнения о применимости метода для оценки концентрации, что не позволяет считать его полноценным методом исследования ГУ. Так, в [6–9] метод используют для оценки концентрации ГУ, а сравнение оценок [10], проведенных методами PICTS и оптического поглощения, совпали с расхождением в пределах 25%. С другой стороны, часто концентрацию ГУ определяют менее эффективными методами. Так, авторы [11] применяли PICTS для оценки относительной концентрации ГУ, а калибровку оценки проводили, используя измерения тока, ограниченного пространственным зарядом. В [11–15] отмечается, что многие параметры базовой модели на практике трудно оценить, и метод нельзя использовать для оценки концентрации ГУ. Часто такое мнение связано с несоответствием сигналов от ГУ (высоты пика) в наборе PICTS-спектров¹ феноменологической модели [5]. В настоящей работе на примере исследования серии полуизолирующих монокристаллов CdS демонстрируется возможность оценки концентрации в данном случае.

2. Экспериментальные результаты

Методом PICTS исследовалась серия полуизолирующих (удельное сопротивление 10^8 – 10^{12} Ом·см) моно-

кристаллов CdS, выращенных по методу [16] с варьированием стехиометрического состава. Кристаллы растелились [17] в условиях фиксации всех технологических параметров, за исключением отношения парциальных давлений паров кадмия и серы p_S/p_{Cd} на фронте кристаллизации. В [18] опубликованы результаты исследований с использованием возбуждения светом с энергией фотонов $h\nu = 2.55$ эВ. Исходя из требования более равномерного возбуждения объема образца и уменьшения влияния поверхности проведены PICTS-измерения с возбуждением квазимонохроматическим светом с $h\nu \leq E_g$ ($h\nu = 2.3$ – 2.5 эВ), где E_g — ширина запрещенной зоны. Использовалось излучение ксеноновой лампы ДКСШ500, пропущенное через монохроматор МСД1. Ширина входной и выходной щели 5 мм (соответствует спектральному диапазону ~ 300 Å). Частично результаты при возбуждении с $h\nu \leq E_g$ опубликованы в [4]. Был сделан вывод о недостаточности рассматриваемого в PICTS-модели механизма заполнения ловушки за счет термозахвата неравновесных носителей из зоны („термического“ механизма) для объяснения регистрации доминировавшего в спектрах ГУ и предложен „оптический“ механизм заполнения (за счет прямых оптических переходов между уровнем и зонами).

При возбуждении с $h\nu = 2.35$ эВ обнаружен ряд ГУ (спектры образцов приведены на рис. 1), не регистрировавшихся при возбуждении с $h\nu = 2.55$ эВ, и замечены особенности в изменении высоты пиков в PICTS-спектрах.

1. С уменьшением энергии квантов возбуждающего излучения на всех образцах доминирующим в спектрах остается пик A_1 в области 80–110 К. При этом структура спектров усложняется — наблюдаются пики, обозначенные A_2 – A_7 , имеющие меньшую высоту в сравнении с A_1 . Однако если теперь их высоты сравнимы с пиком A_1 , то при возбуждении с $h\nu = 2.55$ эВ высота пика A_1 по крайней мере на 2 порядка больше. Измерениями с сэндвич-контактами установлено, что пики A_1 – A_7 соответствуют донорным ГУ.

2. На рис. 2 приведено сравнение высоты пика A_1 в наборе спектров, снятых на образце N_4 при раз-

[†] E-mail: odra@mail333.com

¹ В Приложении приведен вывод соотношения высоты пика в наборе спектров.

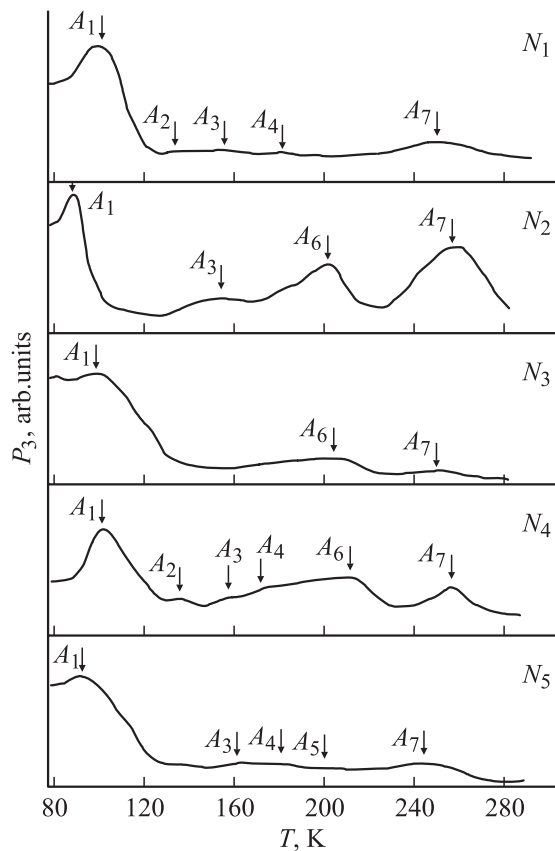


Рис. 1. Спектры PICTS по кристаллам при возбуждении светом с $h\nu = 2.35$ эВ (соответствует темпу термоэмиссии ~ 230 с $^{-1}$). Кривые нормированы по высоте доминирующего пика. Кристаллы выращены при отношениях парциальных давлений паров кадмия и серы p_S/p_{Cd} : N_1 — 0.8, N_2 — 1.7, N_3 — 4.2, N_4 — 6.3, N_5 — 7.6.

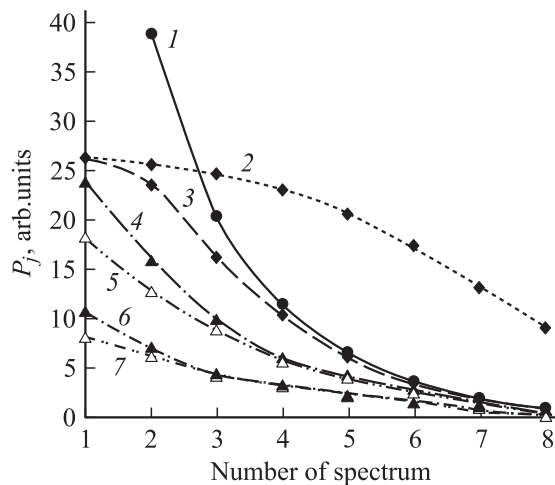


Рис. 2. Высота доминирующего пика A_1 в наборе спектров, снятых на образце N_4 . Кривые 1 и 3 получены при планарной схеме расположения контактов и возбуждении светом с $h\nu = 2.35$ и 2.55 эВ соответственно. Пары кривых 4–5 и 6–7 получены с sandwich-контактами (для различной полярности напряжения на освещаемом электроде) и при возбуждении светом с $h\nu = 2.35$ и 2.55 эВ соответственно. Кривая 2 — расчет высоты пиков по уравнению (1) с учетом значения высоты пика P_1 кривой 3.

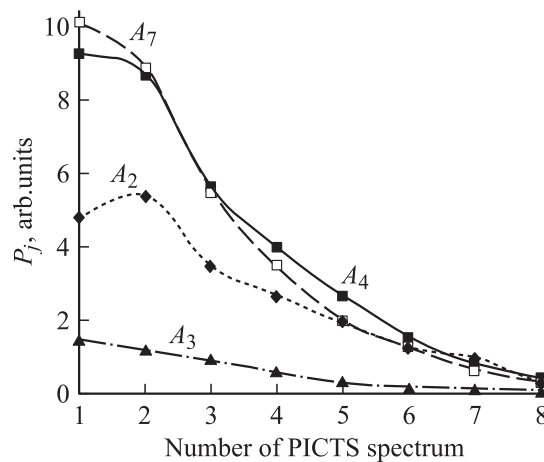


Рис. 3. Высота пиков в наборе PICTS-спектров, снятых на образце N_4 при возбуждении светом с $h\nu = 2.35$ эВ.

личном возбуждении и схемах расположения контактов. Использовались sandwich-контакты (полупрозрачный электрод на освещаемой грани и второй — на тыльной грани образца) и планарные (полосковые электроды на освещаемой грани). Заметно, что при возбуждении с $h\nu = 2.35$ эВ сигнал возрастает. Такое увеличение высоты пика A_1 наблюдалось для всех образцов.

3. Из феноменологической модели PICTS следует (см. Приложение A), что соотношение высоты пика в i -м и j -м спектрах

$$(P_i)_{\max}/(P_j)_{\max} = W_i/W_j, \quad (1)$$

где W — характерный числовой коэффициент спектра. На рис. 2 (кривая 2) рассчитана из условия выполнения уравнения (1) для кривой 3. Заметно, что изменение высоты пика A_1 в наборе спектров не подчиняется уравнению. На рис. 3 приведены изменения высоты пика в наборе спектров для других ГУ, регистрируемых на образце N_4 при возбуждении с $h\nu = 2.35$ эВ. Заметно, что практически для всех ГУ справедливо неравенство

$$(P_i)_{\max}/(P_j)_{\max} < W_i/W_j, \quad (2)$$

где i -й спектр соответствует меньшему темпу термоэмиссии.

3. Оценка темпа фотогенерации неравновесных носителей

Для корректного сравнения данных с использованием различающегося светового возбуждения предлагается в качестве критерия, характеризующего степень возбуждения образца, использовать темп фотогенерации неравновесных носителей — g_l . Удобство использования g_l в сравнении со световым потоком Φ обусловлено следующим: 1) изменение глубины проникновения света при постоянстве Φ (измеряемого в фотон \cdot см $^{-2}$ с $^{-1}$)

изменяет концентрацию свободных неравновесных носителей, характеризующую степень возбуждения образца; 2) g_l входит в выражение для регистрируемого сигнала от ГУ (см. уравнение П.5), выступая в качестве калибровочного параметра при оценке концентрации ГУ.

В работах [11,19], считая, что поглощается весь свет, попавший в образец, темп фотогенерации неравновесных носителей определяли через падающий световой поток:

$$g_l = Q\Phi\alpha(1 - R), \quad (3)$$

где Q — квантовый выход фотопроводимости, α — коэффициент поглощения света, R — коэффициент отражения. Такая оценка требует проведения фотометрических измерений падающего и отраженного световых потоков. Причем образцы часто имеют небольшие размеры, и оценка представляет сложную задачу. Дополнительная погрешность связана с наличием поверхностной рекомбинации и отсутствием информации о величине Q .

В то же время темп фотогенерации можно оценить из измерений стационарного фототока. Здесь поверхностная рекомбинация, эффекты, связанные с отражением, а также квантовый выход фотопроводимости учитываются автоматически. Для стационарного светового возбуждения

$$g_l = n_0/\tau_0, \quad (4)$$

где n_0 — концентрация неравновесных носителей заряда при стационарном световом возбуждении, τ_0 — их время жизни; g_l от температуры не зависит, в то время как n_0 и τ_0 могут иметь явно выраженную температурную зависимость. Тогда, проведя измерение времени жизни неравновесных носителей по частотной зависимости фототока и зная величину стационарного фототока при той же температуре, можно получить оценку темпа фотогенерации. Такая методика позволяет получать более точную оценку по сравнению с оптическими измерениями.

4. Анализ изменения PICTS-сигналов от ГУ

При уменьшении энергии квантов возбуждающего излучения увеличивается глубина проникновения света в образец, и рост высоты пика от ГУ должен свидетельствовать об увеличении концентрации соответствующей ловушки. Оценка темпа фотогенерации неравновесных носителей для образца N_4 составила $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ при возбуждении с $h\nu = 2.55 \text{ эВ}$ и $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ при $h\nu = 2.35 \text{ эВ}$. Поскольку во втором случае темп фотогенерации на 2 порядка меньше, следует предположить изменение концентрации более чем на 2 порядка для доминирующего ГУ при увеличении глубины проникновения света и по крайней мере на 3 порядка больше для ГУ, регистрируемых только при возбуждении с $h\nu = 2.35 \text{ эВ}$. Но в данном случае образцы после приготовления (механическая обработка и травление в полирующем травителе) не подвергались какой-либо

термической обработке, которая могла бы создать градиент концентрации ГУ вблизи поверхности. Такие неоднородности могли возникнуть при росте одного кристалла, но поскольку увеличение высоты пиков характерно для всей серии образцов, объяснение на основе возникших в процессе роста кристаллов неоднородностей концентрации неубедительно.

В феноменологической модели [5] нормировка сигнала релаксации фототока позволяет при оценке энергетического положения и сечения захвата ГУ не рассматривать размеры области кристалла, в которой происходят процессы возбуждения и релаксации фототока. Однако геометрический фактор может играть существенную роль при определении концентрации ГУ. При обработке данных фактически сравниваются измеряемые величины: фототок в стационарном состоянии и фототок при релаксации в некий момент времени после выключения освещения. Вторая величина пропорциональна концентрации неравновесно заполненных ГУ, а стационарный фототок определяется концентрацией свободных неравновесных носителей. Переход к рассмотрению концентраций справедлив, если области образца, в которых происходят рассматриваемые процессы, совпадают. В зависимости от условий проведения измерений: расположения контактов и используемого возбуждения (из области собственного поглощения либо примесного) — следует различить три области образца, которые могут не совпадать: область фотогенерации неравновесных носителей, область, в которой создана избыточная концентрация носителей заряда, и область, где происходят процессы неравновесного заполнения ГУ. Область фотогенерации определяется глубиной проникновения света в кристалл, равной $1/\alpha$. За время действия светового возбуждения, генерируемые неравновесные носители диффундируют на некоторую глубину, а также могут дрейфовать под действием поля. Тогда область с избыточной концентрацией неравновесных носителей будет отличаться от области фотогенерации носителей.

Если ГУ заполняются за счет захвата неравновесных носителей из зоны, то геометрически область кристалла с избыточной концентрацией носителей совпадает с областью неравновесного заполнения ГУ. Если, согласно [4], работает „оптический“ механизм заполнения ГУ, то область фотогенерации совпадает с областью, в которой происходит заполнение ГУ при световом возбуждении. Тогда при оценке концентрации ГУ следует ввести коэффициент, учитывающий соотношение размеров области избыточной концентрации неравновесных носителей и области заполнения ГУ.

При использовании сэндвич-контактов анализ сложнее [20], поэтому далее рассматриваем планарную схему расположения контактов. Когда генерируются свободные носители обоих знаков, амбиполярная диффузия определяется длиной диффузии неосновных носителей:

$$L_p = (D_p\tau_p)^{1/2}, \quad (5)$$

где τ_p — время жизни, а D_p — коэффициент диффузии неосновных носителей. Из соотношения Эйнштейна

следует

$$D_p = \mu_p kT/q. \quad (6)$$

Здесь μ_p — подвижность, k — постоянная Больцмана, T — температура. При $\mu_p = 29 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ (по данным [21]) $D_p = 0.25 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. При типичном значении $\tau_p = 10^{-6} - 10^{-10} \text{ с}$ (по данным [22]) для $T = 100 \text{ К}$ длина диффузии неосновных носителей составляет $5 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, что сопоставимо с размерами области фотогенерации $1/\alpha = 10^{-5} \text{ см}$ при возбуждении с $h\nu = 2.55 \text{ эВ}$. Тогда изменение сигнала при смене возбуждения (рис. 2, кривые 1, 3) можно объяснить влиянием диффузии. Такое объяснение с натяжкой подходит для интерпретации изменения высоты пика A_1 , но не может объяснить отсутствие сигнала от остальных ГУ при возбуждении с $h\nu = 2.55 \text{ эВ}$.

Возможно иное объяснение. Если ощутимый вклад в заполнение ГУ дает „оптический“ механизм (не зависящий от концентрации свободных неравновесных носителей), то при возбуждении с $h\nu = 2.35 \text{ эВ}$ больше ловушек заполняется по мере увеличения глубины проникновения в результате прямых оптических переходов, что должно приводить к росту сигнала от ГУ. Проведем мысленный эксперимент. Пусть глубина проникновения света увеличилась в K раз при неизменном световом потоке, поглощаемом в образце. Тогда темп фотогенерации уменьшится в K раз. Концентрация неравновесно заполненных ГУ при стационарном световом возбуждении

$$n_{i0} = N_i / (1 + \beta), \quad (7)$$

где N_i — концентрация ГУ, β — отношение темпов опустошения (заполнения) уровня:

$$\beta = (e_{nt}^{th} + e_{nt}^o) / (g_l^* \tau_n^* C_{nt} + e_{pt}^o), \quad (8)$$

где e_{nt}^{th} — темп термоэмиссии с ГУ, e_{nt}^o — темп оптического опустошения ГУ (перехода электронов с ГУ в зону проводимости с поглощением фотона), e_{pt}^o — темп оптического заполнения ГУ (перехода электронов из валентной зоны на ГУ с поглощением фотона), C_{nt} — коэффициент захвата электрона из зоны проводимости. Если работает только „термический“ механизм, то согласно уравнениям (7) и (П.5), при частично заполненных ГУ² ($\beta \gg 1$)

$$(P_j)'_{\max} = N_i W_j K / [g_l (1 + \beta K)] \approx (P_j)_{\max} \quad (9)$$

— сигнал не изменяется. При „оптическом“ механизме заполнения, поскольку при увеличении глубины проникновения света темпы оптического заполнения (опустошения) не изменяются, высота пика возрастет в K раз. Таким образом, при наличии конкуренции двух механизмов заполнения ГУ увеличение глубины проникновения света в K раз должно привести к увеличению сигнала в $1 - K$ раз. Тогда увеличение сигнала при увеличении глубины проникновения возбуждающего

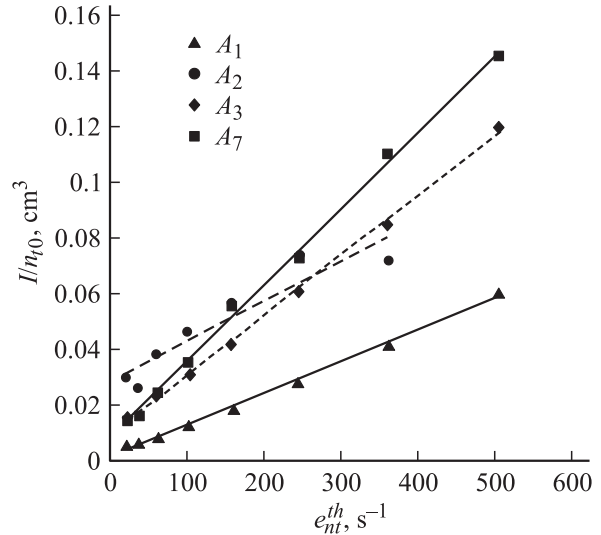


Рис. 4. Определение концентрации ГУ по изменению светового заполнения уровня. Пересечение прямой $1/n_{i0} = f(e_{nt}^{th})$ с осью ординат даст величину обратную концентрации.

света можно объяснить не изменением концентрации соответствующего ГУ, а участием „оптического“ механизма в заполнении ГУ неравновесными носителями. Отсюда также следует, что наиболее достоверную оценку концентрации ГУ по данным PICTS можно получить, используя световое возбуждение с глубиной проникновения, соизмеримой с толщиной образца. Тот факт, что при возбуждении в области примесного поглощения „многие ГУ лучше обнаружимы“, отмечали авторы [23]. А рекомендация использовать световое возбуждение с глубиной проникновения, соизмеримой с толщиной образца, приведена в [19], но без убедительного обоснования.

Проанализируем несоответствие соотношения высоты пика в наборе спектров феноменологической модели. По зависимости фототока от интенсивности возбуждающего света установлено, что имеет место линейная рекомбинация. Регистрируются ловушки основных носителей заряда. Тогда для объяснения замены уравнения (1) неравенством следует предположить зависимость стационарного светового заполнения ГУ — n_{i0} от температуры, искажающую соотношение высот пика и связанную с частичным заполнением уровня при световом возбуждении. В [9,11,24] оценка концентрации ГУ по данным PICTS основывается на предположении их насыщенного заполнения. Но заполнение ловушек зависит от их параметров, и всегда можно столкнуться с ситуацией, когда принципиально невозможно создать достаточный уровень светового возбуждения.

При частичном заполнении ГУ также можно оценить концентрацию. Из уравнений (7) и (8), учитывая, что в температурной области регистрации сигнала от ГУ — T_{PICTS} — темп термоэмиссии, опустошающий ловушки, изменялся в нашем случае в ~ 50 раз, логично предположить, что изменение n_{i0} связано именно с температурной зависимостью темпа термоэмиссии. Тогда

² Оценка заполнения ГУ A_1 проведена в [4].

| | $T_{\text{PICTS}}, \text{K}$ | Знак | $E_i, \text{эВ}$ | $S_m, \text{см}^2$ | Концентрация ГУ — $N_i, \text{см}^{-3}$ | | | | |
|-------|------------------------------|----------|------------------|----------------------|---|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| | | | | | N_1 | N_2 | N_3 | N_4 | N_5 |
| A_1 | 80–110 | Основных | 0.066 | 10^{-19} | $2.2 \cdot 10^{+16}$ | $1.2 \cdot 10^{+14}$ | $6.4 \cdot 10^{+13}$ | $8.5 \cdot 10^{+13}$ | $1.1 \cdot 10^{+14}$ |
| A_2 | 120–130 | « | 0.27 | 10^{-12} | $1.3 \cdot 10^{+15}$ | $8.0 \cdot 10^{+13}$ | – | $2.6 \cdot 10^{+12}$ | $3.7 \cdot 10^{+12}$ |
| A_3 | 130–150 | « | 0.28 | 10^{-13} | $1.4 \cdot 10^{+15}$ | – | – | $1.4 \cdot 10^{+11}$ | $2.9 \cdot 10^{+12}$ |
| A_4 | 150–170 | « | 0.39 | $1.1 \cdot 10^{-12}$ | $1.9 \cdot 10^{+15}$ | $6.4 \cdot 10^{+13}$ | – | – | $2.1 \cdot 10^{+12}$ |
| A_5 | 170–185 | « | 0.32 | 10^{-13} | – | – | – | $4.6 \cdot 10^{+12}$ | $2.1 \cdot 10^{+12}$ |
| A_6 | 190–200 | « | 0.27 | 10^{-12} | $1.9 \cdot 10^{+15}$ | $5.6 \cdot 10^{+13}$ | $7.8 \cdot 10^{+11}$ | $6.0 \cdot 10^{+11}$ | $6.8 \cdot 10^{+11}$ |
| A_7 | 220–260 | « | 0.54 | 10^{-13} | $2.9 \cdot 10^{+15}$ | $4.8 \cdot 10^{+13}$ | $2.6 \cdot 10^{+11}$ | $5.5 \cdot 10^{+12}$ | $5.3 \cdot 10^{+11}$ |

для i -го спектра по высоте пика $(P_i)_{\text{max}}$, используя уравнение (П5), можно оценить стационарное световое заполнение уровня при соответствующем темпе термоэмиссии. В результате получим набор пар значений e_{nt}^{th} , n_{t0} для температурных точек положения пика в наборе спектров. Сделав „классическое“ предположение³ о пренебрежении темпом оптического опустошения ГУ:

$$e_{nt}^o / (g_i^* \tau_n^* C_m + e_{pt}^o) \ll 1 \quad (10)$$

и линеаризовав формулу (6), можно оценить концентрацию ГУ методом наименьших квадратов, используя набор значений e_{nt}^{th} , n_{t0} . На рис. 4 приведены графические построения для определения концентрации ГУ на образце N_4 . Для большинства ГУ экспериментальные точки ложатся на прямую в координатах e_{nt}^{th} , $1/n_{t0}$. Заметный разброс точек для глубокого уровня A_2 связан, по-видимому, с тем, что A_2 наблюдается на высокотемпературном крыле более интенсивного пика A_1 .

5. Обсуждение

В таблице приведены параметры ГУ, регистрируемых при возбуждении светом с $h\nu = 2.35$ эВ, и дана оценка их концентрации для кристаллов, выращенных с варьированием стехиометрического состава. На рис. 5 показано изменение концентрации нескольких регистрируемых ГУ в зависимости от отношения давлений паров S и Cd при росте кристалла. Для ГУ, ответственного за доминирующий пик A_1 , полученные данные согласуются с рассчитанными [25] равновесными концентрациями собственных дефектов в зависимости от отношения давлений паров исходных компонент. Можно выделить участок вблизи стехиометрического состава $p_S/p_{Cd} = 4-5$, где наблюдается наименьшая концентрация данного ГУ. Рост концентрации при уменьшении давления паров серы согласуется с донорной природой ГУ. Уровень

³ Темпом оптического опустошения ловушек в явном или неявном виде пренебрегают в любом методе, использующем световое возбуждение образца для оценки концентрации (методы ТСП, PICTS и др.). Обосновать предположение можно следующим. В [19] отмечено, что франк-кондоновский сдвиг не может быть слишком большим, и при использовании фотовозбуждения с $h\nu \approx E_g$ для уровня, расположенного в верхней половине запрещенной зоны, разумно предположить $e_{nt}^o < e_{pt}^o$. „Термический“ механизм также может давать ощутимый вклад в заполнение ГУ.

идентифицирован как связанный с межузельным кадмием [18] Cd_i и наблюдался также методом PICTS в [5,26].

В работе [27] донор с энергетическим положением A_2 интерпретируют как примесный литий, находящийся в межузлии, либо как межузельную медь [28]. Аналогично можно интерпретировать пик A_3 слабой интенсивности, также наблюдавшийся PICTS-методом в [26].

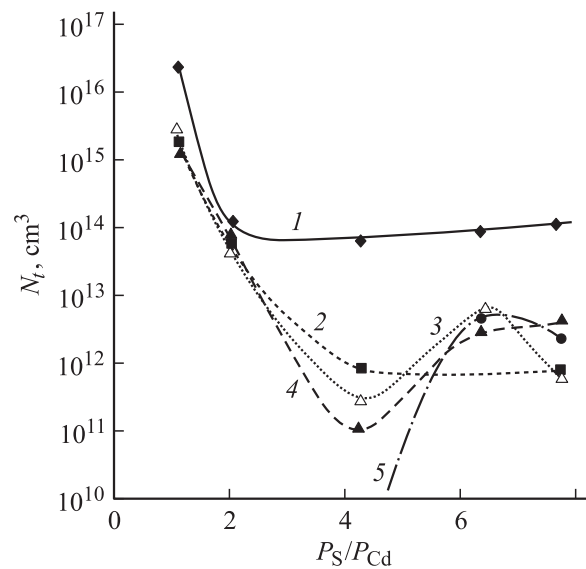


Рис. 5. Концентрация регистрируемых ГУ в зависимости от соотношения парциальных давлений паров собственных компонент Cd и S при росте кристаллов. Соответствие кривых глубоким уровням: 1 — A_1 , 2 — A_6 , 3 — A_7 , 4 — A_2 , 5 — A_5 .

Донорный ГУ, ответственный за пик A_5 , наблюдался только на кристаллах N_4 и N_5 , выращенных при повышенном давлении паров серы относительно стехиометрического состава. Согласно диаграмме концентрационного равновесия собственных дефектов [25], возможно, ему соответствует дважды ионизованная вакансия серы.

6. Заключение

Таким образом, соотношение высоты пика в наборе спектров свидетельствует, что при регистрации сигнала от ГУ ловушки заполнены лишь частично. Предложена

методика оценки концентрации ловушек основных носителей заряда для случая их частичного заполнения. Увеличение сигнала от ГУ при переходе от возбуждения с $h\nu \geq E_g$ к $h\nu < E_g$ объясняется участием „оптического механизма“ (прямых оптических переходов между уровнями и зонами) в заполнении ГУ.

Приложение

Для анализа температурной зависимости кинетики релаксации используют множество различного вида обработок сигнала [29], развитых в рамках DLTS-метода [30]. Суть анализа сводится к расчету набора данных, описывающих температурную зависимость темпа термоэмиссии и позволяющих рассчитать параметры ГУ. Описание феноменологической модели метода PICTS [5,19] проведено с использованием „двухточечной“ („double-gate“) обработки. Обсуждаемые экспериментальные данные получены с использованием обработки иного вида,⁴ аналогичной „двухточечной“, но позволяющей улучшить отношение сигнал-шум. Для случая линейной рекомбинации и пренебрежения перезавхватом неравновесное заполнение ловушки основных носителей, согласно модели [5], даст составляющую в кинетике релаксации фототока, описываемую

$$i'_n(t) = (n_{i0}/g_l)e^{th} \cdot \exp(-e^{th}t). \quad (\text{П.1})$$

Здесь сигнал нормирован на величину стационарного фототока.

В эксперименте по методу PICTS в процессе медленного нагрева при периодическом световом возбуждении образца из обработки кинетики релаксации фототока строится набор спектров. Использована обработка, описываемая

$$P_j(T) = \int_0^{\infty} i_n(t)F_j(t) dt, \quad (\text{П.2})$$

где $j = 1-8$ -й номер спектра, $i_n(t)$ — нормированный сигнал релаксации фототока, $F_j(t)$ — весовая функция. Использовались:

$$F_j(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } \Delta t + \tau_j \geq t > \Delta t + 3\tau_j, \\ +1 & \text{при } \Delta t + \tau_j < t \leq \Delta t + 2\tau_j, \\ -1 & \text{при } \Delta t + 2\tau_j < t \leq \Delta t + 3\tau_j, \end{cases} \quad (\text{П.3})$$

где τ_j — характеристический параметр j -го спектра, Δt — временная задержка. Можно найти, что для такой обработки при наличии в кинетике релаксации составляющей, описываемой уравнением (П.1), в j -м спектре

⁴ Это связано с развитием вычислительной техники, изменившим схему реализации обработки больших массивов данных, характерных для экспериментов по методам кинетических спектроскопий. Если ранее „двухточечная“ обработка кинетики релаксации реализовывалась в аналоговом виде на основе специализированного экспериментального оборудования („double box car integrator“), то в настоящее время используют математическую обработку кинетики релаксации в цифровом виде, на базе персонального компьютера.

будет наблюдаться максимум при температуре, при которой темп термоэмиссии с ГУ достигнет значения

$$e^{th} = 1/\tau_j \ln[1 + 2\tau_j/(\tau_j + \Delta t)]. \quad (\text{П.4})$$

Можно найти, что высота пика в j -м спектре

$$(P_j)_{\max} = n_{i0}W_j/g_l, \quad (\text{П.5})$$

где W_j — характерный числовой коэффициент спектра, определяемый параметрами обработки

$$W_j = 4\alpha^\alpha/(\alpha + 2)^{(\alpha+2)}, \quad (\text{П.6})$$

где $\alpha \equiv (\Delta t/\tau_j + 1)$.

Считая, вместе с авторами [11,19], что при обеспечении достаточного уровня светового возбуждения можно достичь насыщения заполнения ГУ ($n_{i0} = N_t$), из уравнения (П.5) получим уравнение (1), описывающее соотношение высоты пика в наборе спектров. Таким образом, критерием правомерности оценки концентрации по методике, аналогичной работам [9,11,24], с использованием уравнения (П.5), является выполнение соотношения (1).

Список литературы

- [1] Ch. Hurter, M. Boilou, A. Mitonneau, D. Bois. Appl. Phys. Lett., **32**, 821 (1978).
- [2] G.M. Martin, D. Bois. In: *Semiconductor Characterization Techniques*, ed. by P.A. Barnes, G.A. Rozgonyi, PV 78-3, p. 32 (The Electrochemical Society, Inc., Princeton, NJ, 1978).
- [3] В.П. Кузнецов, Э.М. Омеляновский, А.Я. Поляков, В.А. Фридман, Т.В. Шепекина. ФТП, **19**, 735 (1985).
- [4] А.П. Одринский. ФТП, **38**, 310 (2004).
- [5] O. Yoshie, M. Kamihara. Jap. J. Appl. Phys., **22** (4), 621 (1983).
- [6] N. Benjelloun, M. Tapiero, J.P. Zielinger, J.C. Launay, F. Marsaud. J. Appl. Phys., **64** (8), 4013 (1988).
- [7] A. Blondeel, P. Clauws. J. Appl. Phys., **86** (2), 940 (1999).
- [8] S. Gariazzo, A. Serpi. Phys. Rev. B, **41** (11), 7718 (1990).
- [9] R. Kozłowski, P. Kamiński, E. Nossarzewska-Orłowska. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Section A, **476** (3), 639 (2002).
- [10] Э.М. Омеляновский, А.Я. Поляков, Н.С. Рытова, В.И. Райхштейн. ФТП, **20**, 1428 (1986).
- [11] M. Ayoub, M. Hage-Ali, J.M. Koebel, R. Regal, C. Rit, F. Klotz, A. Zumbichli, P. Siffert. Mater. Sci. Engin. B, **83**, 173 (2001).
- [12] S.R. Blight, H. Thomas. J. Appl. Phys., **65** (1), 215 (1989).
- [13] A. Zerrai, G. Marrakohi, G. Bremond. J. Appl. Phys., **87**, 4294 (2000).
- [14] A. Castaldini, A. Cavallini, B. Fraboni, P. Fernandez, J. Piqueas. Phys. Rev. B, **56**, 14 897 (1997).
- [15] D. Seghier. J. Phys. D: Appl. Phys., **29**, 1071 (1996).
- [16] Е.В. Марков, А.А. Давыдов. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **11** (10), 1755 (1975).
- [17] О.В. Богданкевич, Н.Н. Костин, Е.М. Красавина, И.В. Крюкова, Е.В. Марков, Е.В. Матвиенко, В.А. Теплицкий. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **23** (10), 1618 (1987).

- [18] О.Ф. Вывенко, И.А. Давыдов, А.П. Одринский, В.А. Теплицкий. ФТП, **28**, 721 (1994).
- [19] J.P. Zielinger, M. Tapiero. J. de Physique III France, **3**, 1327 (1993).
- [20] Э.М. Омеляновский, А.Я. Поляков, Н.С. Рыгов, В.И. Райхштейн. ФТП, **20**, 1428 (1986).
- [21] R. Vaubinas, V.P. Kietris, R. Reksnys, A. Sakalas. Phys. Status Solidi A, **50**, K63 (1978).
- [22] В.Е. Лашкарев, А.В. Любченко, М.К. Шейнкман. *Неравновесные процессы в фотопроводниках* (Киев, Наук. думка, 1981).
- [23] Kousuke Ikeda, Yoshikazu Ishii. Jap. J. Appl. Phys., **26**, 377 (1987).
- [24] J.C. Balland, J.P. Zielinger, M. Tapiero, J.G. Gross, C. Noguet. J. Phys. D: Appl. Phys., **19**, 71 (1986).
- [25] А.Н. Георгобиани, М.К. Шейнкман. *Физика соединений А^{IV}В^{VI}* (М., Наука, 1986).
- [26] H. Ashour, F. El Akkad. Phys. Status Solidi A, **184** (1), 175 (2001).
- [27] М.К. Шейнкман, Н.Е. Корсунская, И.В. Маркевич, Т.Г. Торчинская. ФТП, **14**, 438 (1980).
- [28] Ю.И. Эмиров, С.С. Остапенко, М.А. Ризаханов, М.К. Шейнкман. ФТП, **16**, 1371 (1982).
- [29] А.А. Istratov, O.F. Vyvenko, H. Hleslmair, E.R. Weber. Meas. Sci. Technol., **9**, 477 (1998).
- [30] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).

Редактор Л.В. Беляков

Determination of the deep level concentration in a semi-insulating CdS by photoinduced current transient spectroscopy

A.P. Odrinsky

Institute of Technical Acoustics,
National Academy of Sciences,
210717 Vitebsk, Belarus

Abstract The deep levels in semi-insulating single crystals of CdS with variable nonstoichiometric compositions have been investigated by photoinduced current transient spectroscopy (PICTS). Electron traps located in range 0.066–0.54 eV below the conductance band have been detected. The relationship between amplitudes of signal from different deep levels in a set of spectra was found to be in conflict with the basic model of PICTS. For this case the procedure of evaluation of traps concentration was developed.