

# Критический анализ исследования глубоких уровней в высокоомных монокристаллах CdS методом фотоэлектрической нестационарной спектроскопии

© А.П. Одринский<sup>¶</sup>

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

(Получена 26 июня 2003 г. Принята к печати 26 августа 2003 г.)

Обсуждается исследование высокоомных монокристаллов CdS методом фотоэлектрической нестационарной спектроскопии глубоких уровней (ФЭНСГУ). Проведено компьютерное моделирование эксперимента, позволившее сравнить результаты экспериментов, полученные методами ФЭНСГУ и термостимулированной проводимости. Сравняются экспериментальные возможности этих методов.

## 1. Введение

В ряде областей применения полуизолирующих полупроводников (разработка полупроводниковых детекторов радиационного излучения, различных фотоэлектрических преобразователей, полупроводниковых лазеров, технологическом контроле подложек при производстве микросхем) требуется исследование влияния дефектов, дающих глубокие уровни (ГУ) в запрещенной зоне, на электрические свойства материала.

В настоящее время существует два основных метода исследования ГУ в высокоомных (до  $10^{13}$  Ом) полуизолирующих полупроводниках, позволяющих получать „электрически измеренные“ параметры ГУ. Это традиционный метод термостимулированной проводимости (ТСП) и относительно недавно предложенный [1,2] метод PICTS — photoinduced current transient spectroscopy, известный также в русской транскрипции как ФЭНСГУ — фотоэлектрическая нестационарная спектроскопия ГУ [3]. Область применения обоих методов не ограничивается высокоомными полупроводниками, но для более низкоомных материалов существует множество других методов исследования. Поэтому представляет интерес применение данных методов именно к высокоомным полупроводникам.

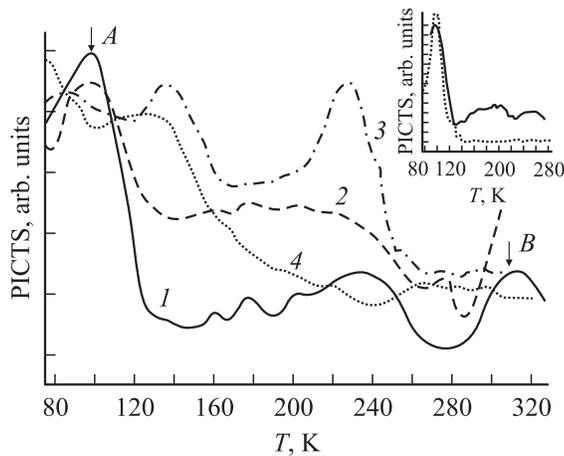
В данной работе обсуждаются результаты исследования высокоомных монокристаллов CdS методом PICTS. Существующая на настоящий момент теоретическая модель метода [4,5] не лишена некоторых противоречий. В модели рассматриваются объемные свойства кристалла, в то же время неравновесные носители в зоне создаются излучением с  $h\nu = E_g$ , поглощающимся в сравнительно узком приповерхностном слое. Это требует особой осторожности при проведении эксперимента, дополнительных оценок и всегда остается открытым вопрос — с какими именно свойствами кристалла — поверхностными или объемными — связаны наблюдаемые явления. Другое противоречие модели — вопрос обнаружимости ГУ в эксперименте или заполненности ГУ неравновесными носителями в температурной области,

где должен регистрироваться PICTS-сигнал. В настоящей работе проведено компьютерное моделирование эксперимента по методу PICTS, позволившее уточнить теоретическую модель.

## 2. Экспериментальная часть

Исследовалась серия монокристаллов CdS, выращенных методом Чохральского при контролируемом соотношении давлений паров исходных компонент. Предварительные результаты исследований опубликованы в работе [6], более полное описание готовится к печати. Подробное описание установки опубликовано в [7]. В эксперименте использовалось возбуждение аргоновым лазером на длине волны  $\lambda = 4880 \text{ \AA}$ . В работе [4] при возбуждении кристаллов CdS, легированных Ag, аргоновым лазером с  $\lambda = 4880 \text{ \AA}$ , получали спектры со сложной структурой, где пики от нескольких уровней перекрываются. Наши исследования, проведенные с использованием аналогичного возбуждения на кристаллах CdS высокой степени чистоты, показали, что такой выбор возбуждающего излучения не совсем удачный. Использование лазерного возбуждения на одних образцах дает хорошо структурированные спектры, а на других образцах приводит к „замытым“, бесструктурным спектрам. По-видимому, это связано с качеством обработки поверхности. Световое возбуждение с  $\lambda = 4880 \text{ \AA}$  поглощается в узкой приповерхностной области, которая может полностью находиться в приповерхностной зоне пространственного заряда, где анализ процессов рекомбинации неравновесных носителей более сложный. Исходя из требования равномерности возбуждения всего объема образца автором были проведены измерения по методу PICTS с возбуждением квазимонохроматическим светом с  $h\nu < E_g$  ( $h\nu = 2.3\text{--}2.5 \text{ эВ}$ ). Использовалось излучение ксеноновой лампы ДКСШ-500, пропущенное через монохроматор МСД-1 при ширине входной и выходной щели 5 мм (соответствует спектральному диапазону  $\sim 300 \text{ \AA}$ ). Наложение от других порядков дифракционной решетки убиралось соответствующими светофильтрами. На вставке к рис. 1 приведе-

<sup>¶</sup> E-mail: odra@mailru.com



**Рис. 1.** PICTS-спектры кристалла  $N_4$  (соответствует темпу термоэмиссии  $\sim 10^3 \text{ c}^{-1}$ ) при энергии квантов возбуждающего излучения  $h\nu$ , эВ: 1 — 2.40, 2 — 2.45, 3 — 2.50, 4 — 2.54 (возбуждение аргоновым лазером). Вертикальными стрелками отмечены пики, для которых проводилось компьютерное моделирование. На вставке даны PICTS-спектры (темп термоэмиссии  $\sim 10^3 \text{ c}^{-1}$ ) для кристалла  $N_3$  при возбуждении с  $h\nu = 2.40 \text{ эВ}$  — сплошная кривая и с лазерным возбуждением с  $h\nu = 2.54 \text{ эВ}$  — пунктирная кривая.

ны PICTS-спектры, полученные на монокристалле CdS, выращенном при соотношении парциальных давлений паров  $P(S)/P(Cd) = 4$  (в работе [6] этот образец обозначен как  $N_3$ ), с использованием лазерного возбуждения и возбуждения с  $h\nu < E_g$ . Можно заметить, что уменьшение энергии квантов возбуждающего излучения для монокристалла  $N_3$  не дает коренного изменения вида спектра (в спектре по-прежнему доминирует пик в районе 80–120 К, от ГУ с  $E_t = 0.06 \text{ эВ}$  и  $S_{nt} = 10^{-19} \text{ см}^2$ ), но в то же время позволяет выявить некоторые особенности в более высокотемпературной области. На рис. 1 приведены спектры, полученные на монокристалле CdS, выращенном при  $P(S)/P(Cd) = 7.5$  (в работе [6] этот образец обозначен  $N_4$ ) при различной энергии квантов возбуждающего излучения. Для кристалла  $N_4$  с уменьшением энергии квантов возбуждающего излучения вид спектра изменяется коренным образом — от „замытого“ бесструктурного спектра к хорошо разрешимому, практически идентичному структуре спектра кристалла  $N_3$  с аналогичным возбуждением. Таким образом, при уменьшении энергии квантов возбуждающего излучения вид PICTS-спектров улучшается, при этом сигналы от ГУ обнаружимы и надежно регистрируются.

Использование в качестве возбуждающего излучения лампы накаливания со светофильтрами, отсекающими отдельные участки спектра излучения, показало, что от спектрального состава возбуждающего излучения зависит наличие либо отсутствие в PICTS-спектре отдельных пиков, приписываемых различным ГУ, а также соотношение интенсивности пиков. Температурное

положение пиков и параметры ГУ, определяемые из данных спектров, от спектрального состава возбуждающего излучения практически не зависят. Отметим, что в ряде работ [1,4,8–10] в эксперименте по методу PICTS также использовалось возбуждение светом с  $h\nu < E_g$ , часто позволяя получать сигналы от ГУ, неразличимые при использовании возбуждения с  $h\nu \geq E_g$ . При этом негласно использовалось предположение неравновесного заполнения ГУ за счет захвата из зоны носителей, создаваемых световым возбуждением.

В работе [5] дана оценка возможности обнаружения ГУ в PICTS-измерениях, основанная на оценке смещения квазиуровня Ферми при световом возбуждении. Смещение квазиуровня Ферми для электронов при фотовозбуждении с  $h\nu \approx E_g$ , оцененное по фотопроводимости, составляет 0.03–0.08 эВ. Тем не менее ГУ с  $E_t \approx 0.6 \text{ эВ}$  обнаружимы. В работе [5] рассматривался кристалл, находящийся в состоянии термодинамического равновесия. Возбуждающие импульсы света периодически выводят образец из равновесия, а за время темнового периода образец релаксирует к равновесному состоянию. В полуизолирующих кристаллах CdS даже при 300 К характерные времена релаксации примесной фотопроводимости могут быть порядка  $10^2 \text{ с}$  и более. Следовательно, в процессе измерений, при характерной периодичности светового возбуждения не более 0.1–1 с образец постоянно находится в неравновесном состоянии и модель, развитая в работе [5], требует уточнения.

### 3. Теоретическая модель метода PICTS

Рассмотрим высокоомный полупроводник  $n$ -типа с одним уровнем захвата основных носителей. Обозначим:  $E_t$  — энергетическое положение уровня центра захвата электронов относительно зоны проводимости;  $N_t$  — концентрация центров захвата;  $e_{nt}$  — темп эмиссии электронов с уровня (далее в изложении, когда необходимо подчеркнуть, употребляются обозначения:  $e_{nt}^{\text{th}}$  — темп термоэмиссии и  $e_{nt}^{\text{op}}$  — темп оптической эмиссии),  $C_{nt}$  — коэффициент захвата электронов из зоны проводимости,  $g_1$  — темп генерации электронов при фотовозбуждении,  $n_t$  — концентрация электронов на уровне,  $n$  — концентрации свободных носителей в зоне. При фотовозбуждении образца концентрацию электронов в зоне проводимости и на ГУ можно записать [4]:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = g_1 + e_{nt}n_t - C_{nt}n(N_t - n_t) - \frac{n}{\tau_n}, & (1) \\ \frac{dn_t}{dt} = C_{nt}n(N_t - n_t) - e_{nt}n_t, & (2) \end{cases}$$

где  $\tau_n$  — время жизни электронов в зоне. Здесь и далее пренебрегаем термоэмиссией дырок с уровня  $E_t$  (ловушки электронов), а также темновой концентрацией носителей в высокоомном материале.

Решая кинетические уравнения (1), (2) для времени, когда достигнуто стационарное состояние при фотовозбуждении, стационарную заселенность уровня  $E_i$  можно представить в виде

$$n_{i0} = \frac{N_i}{(1 + \beta)}, \quad (3)$$

где введен параметр  $\beta$ , определяющий неравновесное заполнение уровня. Физический смысл параметра  $\beta$  — отношение скорости опустошения уровня к скорости его заполнения. Релаксация фототока после выключения освещения описывается системой уравнений (1), (2) при  $g_1 = 0$ .

В работе [4] авторы, используя ряд упрощающих предположений, решают систему уравнений (1), (2) в аналитическом виде, демонстрируя, что при определенных температурах в кинетике релаксации фототока после быстрого спада, обусловленного рекомбинацией неравновесных носителей из зоны, имеется экспоненциальная составляющая с характеристическим временем  $\tau_x = 1/e_m^{\text{th}}$ , обусловленная термоэмиссией неравновесных носителей из ГУ. Из принципа детального равновесия темпа термоэмиссии имеем

$$e_m^{\text{th}} = \frac{S_{nt} v_{\text{th}} N_c}{g \exp(E_i/kT)}, \quad (4)$$

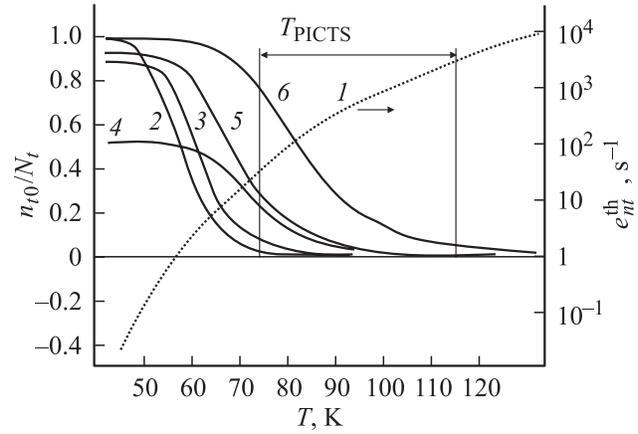
где  $S_{nt}$  — сечение захвата электрона на ГУ,  $v_{\text{th}}$  — тепловая скорость электрона,  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $g$  — фактор вырождения уровня захвата. Получив из эксперимента температурную зависимость  $\tau_x$ , можно, используя уравнение (4), найти  $S_{nt}$ ,  $E_i$ . Для определения  $\tau_x$  при различных температурах обычно используется анализ формы кинетики релаксации фототока с применением обработок сигнала, позаимствованных из метода DLTS (deep level transient spectroscopy) [11].

#### 4. Анализ заполнения глубоких уровней

В работах [1,2,4,5] предполагалось, что заполнение ГУ осуществляется за счет захвата неравновесных носителей из зоны за время освещения образца (темпом оптического заполнения либо опустошения ГУ пренебрегали). Назовем такой механизм заполнения ГУ „термическим“. Тогда стационарное заполнение ГУ при фотовозбуждении описывается формулой (3), в которой  $\beta$  имеет вид

$$\beta = \frac{e_m}{g_1 \tau_n C_{nt}}. \quad (5)$$

Оценим заполнение ГУ с  $E_i = 0.06$  эВ и  $S_{nt} = 10^{-19}$  см<sup>2</sup> (параметры ГУ взяты из эксперимента, см. пик А на рис. 1) при следующих значениях:  $g_1 = 3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup> и  $\tau_n = 10^{-3}$  с. На рис. 2 приведены температурные зависимости темпа термоэмиссии и заполненности ГУ



**Рис. 2.** Расчет температурных зависимостей темпа термоэмиссии с глубоких уровней (пунктирная кривая 1) и заполненности глубоких уровней (сплошные кривые) 2 — при „термическом механизме“ заполнения уровней; 3–6 — при „оптическом механизме“. Параметры расчета: 3 —  $\alpha = 1$ ,  $\beta_0 = 0.1$ ; 4 —  $\alpha = 0.1$ ,  $\beta_0 = 1$ ; 5 —  $\alpha = 0.1$ ,  $\beta_0 = 0.1$ ; 6 —  $\alpha = 0.01$ ,  $\beta_0 = 0.1$ . Вертикальными линиями отмечена температурная область ( $T_{\text{PICTS}}$ ), где должен регистрироваться PICTS-сигнал от рассматриваемого глубокого уровня.

(кривые 1 и 2), рассчитанные по формулам (4), (5). Анализируя температурную зависимость заполненности ГУ, можно выделить три температурные области. В области низких температур темп термоэмиссии с уровня пренебрежимо мал и ГУ за время темнового периода не опустошаются, постоянно находясь в заполненном состоянии. В области высоких температур ГУ находятся в хорошем термодинамическом равновесии с зоной, частично заполняясь во время светового возбуждения образца и быстро опустошаясь ( $\tau_x \ll \tau_n$ ) в темновой период, не внося ощутимых изменений в форму кинетики релаксации фототока. Регистрируемым значениям  $e_m \approx 50\text{--}5000$  с<sup>-1</sup> соответствует температурная область (на рис. 2 отмечена вертикальными линиями и обозначена  $T_{\text{PICTS}}$ ), где можно зарегистрировать сигнал от рассматриваемого ГУ. В области  $T_{\text{PICTS}}$  происходит существенное изменение заполнения ГУ при периодическом световом возбуждении образца. Заметно, что при „термическом“ механизме заполнения в области  $T_{\text{PICTS}}$  глубокий уровень практически опустошен. Но сигнал от данного ГУ является доминирующим в PICTS-спектрах на всех исследуемых кристаллах, как в примесном, так и при собственном световом возбуждении образца.

Рассмотрим другой механизм заполнения ГУ, который назовем „оптическим“. Под действием света уровень с энергией  $E_i$  может опустошаться вследствие прямых оптических переходов в зону проводимости с темпом  $e_m^{\text{op}}$  или заполняться вследствие переходов электронов из валентной зоны на уровень с темпом  $e_{pi}^{\text{op}}$ . Если при решении уравнений (1), (2) для стационарного фотовозбуждения учесть оба эти процесса, то получим

выражение

$$\beta = (e_{nt}^{th} + e_{nt}^{op}) / (g_1 \tau_n C_{nt} + e_{pt}^{op}). \quad (6)$$

Пренебрегая перезахватом (считая  $e_{pt}^{op} > g_1 \tau_n C_{nt}$ ), параметр  $\beta$  можно представить в виде

$$\beta = \beta_0 + \alpha e_{nt}^{th}, \quad (7)$$

где  $\beta_0 = e_{nt}^{op} / e_{pt}^{op}$  определяет начальное заполнение ГУ при низких температурах (когда темпом термоэмиссии можно пренебречь),  $\alpha = 1 / e_{pt}^{op}$  — нормировочный коэффициент. Пренебрегая температурной зависимостью темпов оптического заполнения и опустошения ГУ, считаем, что  $\beta_0$  и  $\alpha$  от температуры не зависят. Величины темпов  $e_{nt}^{op}$  и  $e_{pt}^{op}$  мы не знаем. В работе [12] отмечено, что франк–кондоновский сдвиг не может быть слишком большим и при использовании фотовозбуждения с  $h\nu = E_g$  (либо  $h\nu$  меньше  $E_g$ , но близко к этому значению) разумно предположить, что  $e_{nt}^{op} < e_{pt}^{op}$ .

На рис. 2 показаны температурные зависимости заполненности ГУ (кривые 3–6), рассчитанные по формуле (7) при приведенных выше значениях  $S_{nt}$ ,  $\tau_n$ ,  $E_t$  для различных значений  $\beta_0$  и  $\alpha$ . Видно, что при „оптическом“ механизме заполнения в области  $T_{PICTS}$  глубокий уровень имеет некоторое заполнение, зависящее от величины  $\alpha$  и слабо зависящее от  $\beta$  (ср. кривые 4, 5). Для преобладания оптического механизма заполнения рассматриваемого ГУ над термическим необходимо  $\alpha \leq 10$ . Оценить величину  $\alpha$  экспериментально сложно, поскольку трудно выделить вклад одного конкретного перехода в общем сигнале фототока. Оценка общего темпа оптической эмиссии по начальному наклону кривой нарастания фототока [13] при примесном возбуждении показала, что при использовавшемся уровне светового возбуждения темп эмиссии неравновесных носителей заряда составлял более или порядка  $0.2 \text{ с}^{-1}$ .

Для более детального анализа проведено компьютерное моделирование эксперимента с оптическим механизмом заполнения ГУ, используя приведенные выше исходные данные. При моделировании в выбранном температурном диапазоне для каждой температуры в этом диапазоне с шагом в 1 градус по уравнениям (1), (2) рассчитывалась кинетика релаксации фототока при выключении освещения и проводилась стандартная двухточечная обработка кинетики („double boxcar“) — получение PICTS-сигнала. В выбранном температурном диапазоне строились два PICTS-спектра, соответствующие  $\tau_x = 1/1314$  и  $1/657$  с. Для упрощения при моделировании предполагалось, что время жизни электронов от температуры не зависит. Справедливость данного утверждения рассмотрим далее. Считаем, что на протяжении всего термосканирования достигается стационарное состояние фототока и к моменту выключения освещения начальная концентрация неравновесных электронов в зоне проводимости  $n = g_1 / \tau_n$ , а заполнение ГУ определяется уравнением (7).

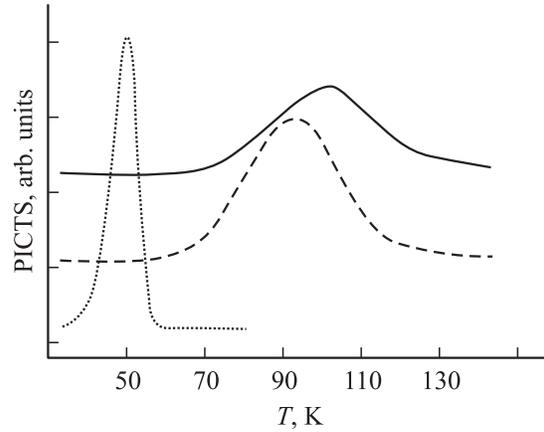


Рис. 3. Модельные PICTS-спектры (сплошная кривая соответствует  $\tau_x = 1/657$  с, штриховая кривая —  $\tau_x = 1/1314$  с) и модельный спектр термостимулированной проводимости — пунктирная кривая.

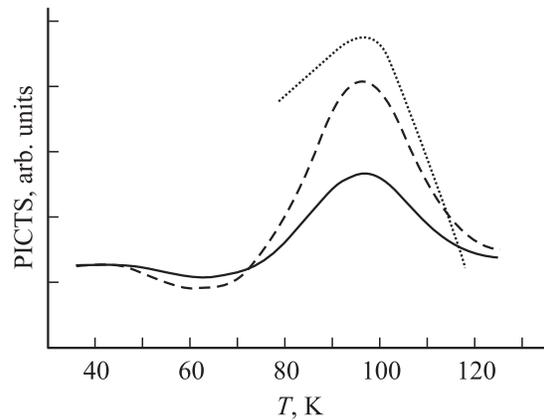


Рис. 4. PICTS-спектры, соответствующие темпу термоэмиссии  $\sim 1000$  для  $\alpha = 5$  (сплошная кривая) и  $\alpha = 1$  (штриховая кривая). Для сравнения приведена экспериментальная кривая (пунктирная).

Спектры, полученные при моделировании эксперимента с оптическим механизмом заполнения (приведены на рис. 3), демонстрируют максимум в температурной области  $T_{PICTS}$ . На рис. 4 приведен полученный при моделировании PICTS-спектр для  $\alpha = 5$  и  $\alpha = 1$ . Видно, что при уменьшении  $\alpha$ , приводящем к увеличению заполненности ГУ, регистрируемые сигналы возрастают. Для сравнения на рис. 4 приведен соответствующий экспериментально полученный PICTS-спектр. Определенные из обработки спектров параметры ГУ хорошо согласуются с принятыми при моделировании значениями. В результате моделирования установлено, что сигнал от рассматриваемого ГУ мог наблюдаться в эксперименте при оптическом механизме заполнения ГУ при  $\alpha \leq 10$  и не мог наблюдаться при термическом механизме заполнения.

Данный ГУ обладает достаточно малым сечением захвата, что свидетельствует о слабом взаимодействии с зоной проводимости. Аналогично был рассмотрен ГУ с  $E_t = 0.56$  эВ и  $S_{ni} = 10^{-13}$  см<sup>2</sup> (пик  $B$  на рис. 1). Оценка заполнения ГУ показала, что для обнаружения данного ГУ в эксперименте достаточно термического заполнения его неравновесными носителями.

При освещении образца светом с  $h\nu < E_g$  энергии фотонов недостаточно для прямых зона-зонных переходов. Наличие неравновесных носителей заряда в зоне проводимости обусловлено оптическим возбуждением электронов из заполненных акцепторных ГУ. С другой стороны, при освещении образца ГУ донорного типа также заполняются электронами, возбуждаемыми оптически из валентной зоны. Оба этих процесса — равновероятные, и преобладание одного из них определяется сечениями фотоионизации и концентрацией центров, образующих ГУ. Поскольку время жизни неосновных носителей в CdS очень мало, неравновесные дырки, создаваемые во втором случае, быстро захватываются на акцепторные уровни. Оба процесса оптического возбуждения приводят к накоплению неравновесных дырок в нижней половине запрещенной зоны на акцепторных ГУ. Это может привести к сложной температурной зависимости времени жизни основных носителей. При моделировании в целях упрощения предполагалось, что время жизни от температуры не зависит. Предложенный в модели механизм „оптического“ заполнения ГУ не зависит от  $\tau_n$ . Температурная зависимость  $\tau_n$  определяет только зависимость величины стационарного фототока от температуры и соответственно начальную амплитуду кинетики релаксации фототока. В эксперименте для избавления от данной зависимости обычно используется нормировка PICTS-сигнала на величину стационарного фототока [4], позволяющая при анализе формы кинетики релаксации фототока считать начальную величину кинетики постоянной.

## 5. Сравнение методов PICTS и термостимулированной проводимости

Для идентификации уровня с  $E_t = 0.06$  эВ и  $S_{ni} = 10^{-19}$  см<sup>2</sup> проведено компьютерное моделирование эксперимента по термостимулированной проводимости с теми же исходными данными, что и при моделировании PICTS-эксперимента. На рис. 3 приведена расчетная кривая для скорости термосканирования 1 град/с. Оказывается пик, регистрируемый методом PICTS в области 80–100 К, соответствует ГУ, ответственному за пик ТСП при температуре 53 К. Этот результат можно объяснить, анализируя заселенность ГУ, приведенную на рис. 2. Хотя условия возбуждения образца в обоих методах отличаются, пик ТСП располагается в области температур интенсивного изменения темновой заселенности ГУ в PICTS-эксперименте, при темпах термоэмис-

сии, меньших, чем регистрируемые в методе PICTS. Методом ТСП в области температур  $\sim 50$  К на CdS наблюдался ГУ с  $S_{ni} = 10^{-19}$  см<sup>2</sup> и  $E_t = 0.06$  эВ в ряде работ [14,15] и обычно интерпретируется как ГУ, связанный с межузельным кадмием. Аналогичным образом было проведено компьютерное моделирование экспериментов по ТСП для уровня, ответственного за пик  $B$  на рис. 1 (параметры ГУ, определенные из эксперимента по методу PICTS:  $E_t = 0.58$  эВ и  $S_{ni} = 10^{-13}$  см<sup>2</sup>). Найдено, что данному ГУ соответствует пик ТСП при температуре  $\sim 263$  К.

Уместно провести аналогию PICTS-измерений с методом ТСП. В обоих методах образец выведен из состояния термодинамического равновесия в процессе эксперимента. Для обнаружения ГУ необходимо его заполнить неравновесными носителями заряда. В процессе термосканирования ГУ „проявляет себя“, когда достигается температура, при которой темп термоэмиссии с ГУ становится существенным. В методе ТСП сигналом, несущим информацию о параметрах ГУ, служит изменение концентрации свободных носителей, обусловленное термоэмиссией с ГУ, заполненных однократно длительным освещением перед началом термосканирования. При этом, чем больше скорость нагрева, тем больше величина сигнала. В методе PICTS циклы заполнения—опустошения ГУ производятся многократно в процессе нагрева. Схема проведения эксперимента позволяет использовать принцип накопления сигнала, когда отдельные реализации кинетики релаксации фототока суммируются. В методе упрощены требования к стабильности термосканирования. В методе PICTS к условиям термосканирования предъявляется только одно требование — скорость нагрева должна быть достаточно медленной, чтобы считать, что  $K$  циклов фотовозбуждения образца с последующей релаксацией проведены при одной и той же температуре. При этом отношение сигнал/шум при регистрации кинетики релаксации фототока увеличивается в  $K^{1/2}$  раз.

Следует отметить, что в методе PICTS набор кинетик релаксации фототока (измеренных при различных температурах в процессе термосканирования) является промежуточными данными, к которым применяется корреляционная обработка. При такой обработке, если в кинетике релаксации фототока имеется составляющая, обусловленная термоэмиссией электронов из ГУ вида  $A_0 \exp(-t/\tau_x)$ , то величина полезного сигнала в максимуме имеет вид  $A_0 F_i / \tau_x$ , где  $F_i$  — некоторый числовой коэффициент, зависящий от конкретного вида весовых функций, используемых при обработке. Например, для часто используемых на практике весовых функций вида

$$W_i(t) = \begin{cases} 1, & \text{при } t_0 < t \leq t_0 + \tau_i, \\ -1, & \text{при } t_0 + \tau_i < t \leq t_0 + 2\tau_i, \\ 0, & \text{при } t < t_0 \text{ или } t > t_0 + 2\tau_i \end{cases}$$

величина  $F_i$  имеет значение 0.1–0.8. Таким образом, в методе PICTS интенсивность полезного сигнала, выра-

женная через число свободных электронов в зоне проводимости, равна  $n_{i0}\tau_n R$ , где  $R = F_i K^{1/2}$  — коэффициент, учитывающий статическую обработку сигнала. Отсюда следует, что метод PICTS по сравнению с методом ТСП более чувствителен для ГУ с меньшей концентрацией. Частично преимущества метода PICTS (более информативен; при измерениях достаточно одного термосканирования) были отмечены в работе [4]. Обработка сигнала релаксации фототока, аналогичная методу DLTS (аппаратно- либо программно-реализованные корреляторы с различными весовыми функциями [16]; методы регуляризации, позволяющие выделить в сигнале вклады от нескольких ГУ, проявляющихся одновременно [17]), позволяет в методе PICTS получать существенно лучшее разрешение по температуре. Отметим, что температурное положение сигнала от одного и того же ГУ в методах ТСП и PICTS отличается, и при сравнении данных следует использовать компьютерное моделирование эксперимента.

## 6. Заключение

Проведение компьютерного моделирования эксперимента по методу PICTS позволило сопоставить полученные результаты с известными из литературы данными, полученными методом ТСП. Установлена связь пиков ТСП при температуре 53 К и пиков PICTS в диапазоне 80–100 К, а также пиков ТСП при 263 К и пиков PICTS при 250–300 К. На примере ГУ с  $E_t = 0.06$  эВ и  $S_{nt} = 10^{-19}$  см<sup>2</sup> показано, что в CdS, в отличие от рассматривавшегося в феноменологической модели метода PICTS „термического“ механизма заполнения уровня, может работать „оптический“ механизм заполнения ГУ. Проведено сравнение экспериментальных возможностей методов ТСП и PICTS, из которого следует, что при исследовании полуизолирующих материалов последний метод предпочтительнее.

## Список литературы

- [1] Ch. Hurter, M. Boulon, A. Mitonneau, D. Bois. Appl. Phys. Lett., **32**, 821 (1978).
- [2] G.M. Martin, D. Boisin. Electrochem. Soc., **78**, 32 (1978).
- [3] Э.М. Омеляновский, А.Я. Поляков, Н.С. Рытов, В.И. Райхштейн. ФТП, **20**, 1428 (1986).
- [4] O. Yoshie, M. Kamihara. Jap. J. Appl. Phys., **22**(4), 621 (1983).
- [5] J.C. Bolland, J.P. Zielinger, C. Nogueta, M. Tapiero. J. Phys. D: Appl. Phys., **19**, 57 (1986).
- [6] О.Ф. Вывенко, И.А. Давыдов, А.П. Одринский, В.А. Теплицкий. ФТП, **28**, 721 (1990).
- [7] И.А. Давыдов, А.П. Одринский. Деп. в ВИНТИ 27.06.90, № 6285-B90 (М., 1990).
- [8] K. Ikeda, Y. Ishii. Jap. J. Appl. Phys., **26**(3), 377 (1987).
- [9] A. Zerrai, G. Bremond. J. Appl. Phys., **84**(10), 5554 (1993).
- [10] A. Cavallini, B. Fraboni, W. Dusi, M. Zanarini, P. Siffert. Appl. Phys. Lett., **77**(20), 3212 (2001).

- [11] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [12] J.P. Zielinger, M. Tapiero. J. Phys. III France, **3**, 1332 (1993).
- [13] H.G. Grimmeiss. Ann. Rev. Mater. Sci., **7**, 341 (1977).
- [14] А.П. Здебский, Н.В. Миронюк, С.С. Остапенко, А.У. Савчук, М.К. Шейкман. ФТП, **20**, 1861 (1986).
- [15] Н.Е. Корсунская, И.В. Маркевич, И.Ю. Шаблий, М.К. Шейкман. ФТП, **15**, 279 (1981).
- [16] A.A. Istratov, O.F. Vyvenko, H. Hleslmair, E.R. Weber. Meas. Sci. Technol., **9**, 477 (1998).
- [17] C. Eiche, D. Maier, M. Schneider, D. Sinerius, J. Weese, K.W. Benz, J. Honerkamp. J. Phys.: Condens. Matter, **4**, 6131 (1992).

Редактор Т.А. Полянская

## The critical analyzing the research of deep levels in CdS high-resistance monocrystals photoinduced current transient spectroscopy

A.P. Odrinsky

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

**Abstract** The research of high-resistance monocrystals CdS by the photoinduced current transient spectroscopy (PICTS) method is discussed. The computer modelling (simulation) of the experiment has allowed us to compare results of experiment on the method PICTS and the thermally stimulated current. The comparison of experimental possibilities of both PICTS and TSC is made.