

©1995 г.

ЭЛЕКТРОФОТОГРАФИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В As_2Se_3 И As_2S_3

А.М. Андриеш, С.А. Малков, В.И. Верлан

Институт прикладной физики Академии наук Молдовы,
277028, Кишинев, Молдова

(Получена 20 июля 1994 г. Принята к печати 3 октября 1994 г.)

Методом электрофотографической спектроскопии глубоких уровней измерены параметры энергетического распределения локализованных состояний $N(E)$ в пленках сульфида и селенида мышьяка. Подобраны оптимальные экспериментальные условия зарядки: период циклирования, величина напряжения зарядки, температурный интервал. В приближении произвольного квазинепрерывного распределения получены $N(E)$, характеризующиеся несимметричными широкими максимумами в областях 0.85–0.87 эВ и 0.98–1.0 эВ для As_2Se_3 и As_2S_3 соответственно. Из температурной зависимости произведения дрейфовой подвижности на время жизни $\mu\tau$ определены $N(E)$, характеризующиеся максимумами в областях 0.6 и 0.75 эВ для селенида и сульфида мышьяка соответственно.

Введение

Локализованные состояния в запрещенной зоне халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) оказывают влияние на механизм переноса, захват свободных носителей заряда на ловушки, оптические переходы в области энергий, меньших ширины запрещенной зоны, рекомбинацию и другие электронные процессы. Однако до сих пор не определено однозначно энергетическое распределение плотности локализованных состояний $N(E)$ в таких известных модельных ХСП какими являются селенид и сульфид мышьяка. Малоизученными остаются наиболее глубокие состояния, имеющие энергии вблизи уровня Ферми.

При измерении $N(E)$ в As_2Se_3 методы измерения времени пролета и переходного фототока [1], фотоиндуцированного оптического поглощения [2] указывают на экспоненциальное распределение локализованных состояний, в то время как другие методы измерения, такие как методы температурной зависимости стационарной фотопроводимости [3], токов, ограниченных пространственным зарядом [4], фотолюминесценции [5], термостимулированной деполяризации [6] показывают отдельно расположенные дискретные уровни. Аналогичные результаты по-

лучены для As_2S_3 [7]. Указанное противоречие можно разрешить применением более информативных прямых спектроскопических методов количественного расчета $N(E)$.

В последнее время для изучения сложного энергетического распределения плотности локализованных состояний в запрещенной зоне аморфных и высокоомных полупроводников интенсивно разрабатываются спектроскопические релаксационные методы. Одним из таких методов является метод электрофотографической спектроскопии глубоких уровней (ЭСГУ), который был предложен Абковичем [8] как альтернативный широко известному методу релаксационной спектроскопии глубоких уровней (известный под названием DLTS) ввиду невозможности применимости последнего к широкозонным высокоомным ХСП. Оригинальность метода ЭСГУ заключается в предложенной методике полного заполнения глубоких ловушек. Данный метод заполнения позволяет точно оценить концентрацию глубоких заполненных ловушек и их энергетическое распределение.

Цель представленной работы — определение концентрации глубоких локализованных состояний и их $N(E)$ в сульфиде и селениде мышьяка методами ЭСГУ и температурной зависимости произведения дрейфовой подвижности на время жизни $\mu_d\tau$.

Методика эксперимента

ЭСГУ осуществлялась в электродном режиме. Заполнение глубоких локализованных состояний в методе ЭСГУ производилось периодическим подключением верхнего контакта образца к источнику питания (темновая зарядка), а затем к электрометрическому измерителю потенциала. Причем во время измерения потенциала электрометром на образец подавался импульс сильно поглощаемого света, который приводил к резкому падению потенциала до так называемого остаточного потенциала V_R (фотоиндуцированная разрядка поверхностного потенциала). Диаграмма циклирования представлена на рис. 1,а.

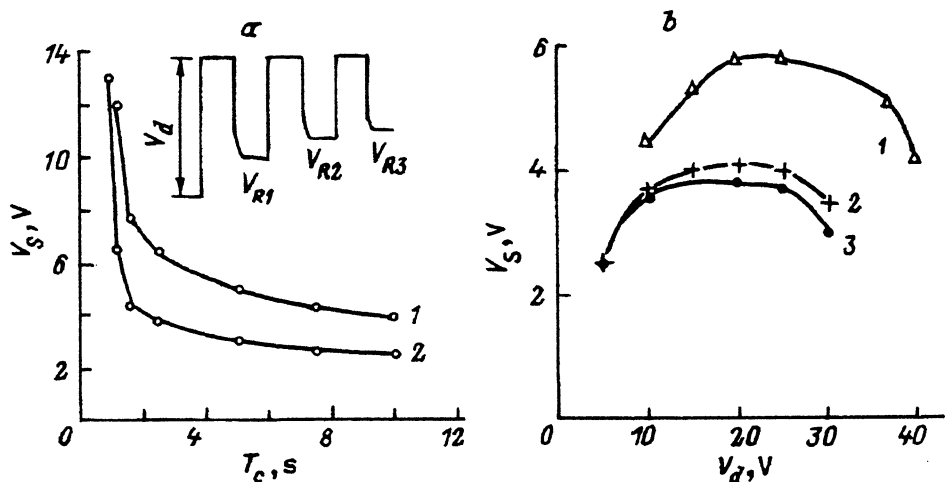


Рис. 1. Зависимость остаточного потенциала насыщения от периода циклирования при температурах T, K : 1 — 293, 2 — 302 (а) и от напряжения зарядки при температурах T, K : 1 — 293, 2 — 298, 3 — 300 (б); профиль потенциала в процессе циклирования (вставка на рис. 1,а).

Переключение образца осуществлялось с помощью высокоомного ключа на основе герконового реле в стеклянном корпусе. Циклирование производилось до насыщения V_R . Как правило, выполнялось несколько сотен циклов.

Измерения проводились в вакуумированном криостате, который позволял поддерживать температуру образца с точностью 0.2 К. В качестве источника света использовалась галогенная лампа с интерференционным фильтром $\lambda = 0.34$ мкм, а также импульсный лазер ЛГИ-21 с $\lambda = 0.334$ мкм.

Пленки селенида и сульфида мышьяка были получены методом термического испарения в вакууме на стеклянные подложки с предварительно нанесенным слоем алюминия. В качестве верхнего электрода использовался полупрозрачный слой алюминия. Приготовленные образцы отжигались в вакууме при $T = 150^\circ\text{C}$ в течение 1 ч.

Определение параметров $N(E)$ в As_2Se_3 и As_2S_3

1. *Выбор экспериментальных условий зарядки.* Варьированием таких параметров как температура, период циклирования (T_c), электрический потенциал зарядки (V_d), доза облучения были найдены оптимальные условия осуществления заполнения ловушек в образце. Для расчета концентрации заполненных ловушек из величины остаточного потенциала насыщения (V_S) необходимо знание пространственного распределения накопленного заряда в пленке ХСП. В приближении однородного распределения концентрация (N) выражается в виде [8]

$$N = 2V_S \epsilon_s \epsilon_0 / e d_s^2, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, $\epsilon_0 \epsilon_s$ и d_s — диэлектрическая постоянная и толщина ХСП. Для получения качественной картины пространственного распределения заряда использовался метод толщинной зависимости остаточного потенциала насыщения. Проведенные измерения зависимости V_R от толщины слоя ХСП показали наличие выполнения соотношения $V_S - d_s^2$, откуда на основании (1) можно сделать вывод о приблизительно однородном пространственном распределении заряда, захваченного на ловушки после достижения состояния насыщения.

На рис. 1, *a, b* приведены зависимости V_S от напряжения зарядки и периода циклирования при нескольких температурах. Полевая зависимость V_S характеризуется зависимостью колоколообразного типа. Зависимость V_S от периода циклирования имеет два выраженных участка — резкое возрастание при $T_c < 1.5$ с и участок плавного изменения при $T_c > 1.5$ с. Исходя из вышеприведенных зависимостей все измерения $N(E)$ методом ЭСГУ осуществлялись только для значений напряжения зарядки, находящихся на участке зависимости $V_S(V_d)$, когда V_S практически не зависел от V_d , и при периоде циклирования, большем 2 с. Предполагается, что в выбранных интервалах напряжения зарядки и периода циклирования влияние контактов и токов утечки за счет инжекции из нижнего контакта минимально, и доза облучения обеспечивает достаточный резервуар инжектируемых носителей заряда (Q) для нейтрализации темнового потенциала зарядки ($Q > C_s V_d$, где C_s — емкость пленки ХСП). При изучении зависимости V_S от температуры в методе ЭСГУ наблюдался непрерывный рост V_S при понижении температуры для изучаемых пленок селенида и сульфида мы-

Состав	T, K	$\mu\tau, \text{см}^2/V$	$\tau, \text{с}$	$\mu_d, \text{см}^2/V \cdot \text{с} [7,9]$	$N, 10^{14} \text{см}^{-3}$	$N(E)_{\text{max}}$
As_2Se_3	300	$2.1 \cdot 10^{-7}$	0.053	$4 \cdot 10^{-6}$	8.5	$1.2 \cdot 10^{16}$
	289	$0.93 \cdot 10^{-7}$	0.049	$2 \cdot 10^{-6}$	16	$2.2 \cdot 10^{16}$
	280	$0.42 \cdot 10^{-7}$	0.049	$0.9 \cdot 10^{-6}$	22	$2.5 \cdot 10^{16}$
As_2S_3	321	$1.4 \cdot 10^{-9}$	12	$1.2 \cdot 10^{-10}$	110	$5.8 \cdot 10^{16}$
	331	$3.4 \cdot 10^{-9}$	14	$2.3 \cdot 10^{-10}$	78	$5.1 \cdot 10^{16}$
	342	$4.8 \cdot 10^{-9}$	11	$4.2 \cdot 10^{-10}$	65	$5 \cdot 10^{16}$

шьяка. Концентрации заполненных глубоких ловушек после достижения состояния насыщения при зарядке, рассчитанные из величин остаточного потенциала V_S по формуле (1) для As_2S_3 и As_2Se_3 при различных температурах, представлены в таблице. Предполагается, что при достижении насыщения зарядки происходит полное заполнение локализованных состояний ниже уровня Ферми до группы ловушек с постоянной времени высвобождения, равной полупериоду циклирования. При этом потенциал насыщения образуется в результате баланса процессов высвобождения и захвата, определяемых периодом циклирования. Это предположение кажется правомерным, так как постоянная времени высвобождения дырок для изучаемых глубоких ловушек намного больше T_c .

2. *Расчет $N(E)$ при различных приближениях.* Расчет энергетического распределения производился на основе обработки кривых изотермического темного спада остаточного потенциала после достижения состояния насыщения. Были использованы три модели: 1) квазинепрерывное энергетическое распределение, 2) два дискретных уровня и 3) сравнение теоретической зависимости с экспериментальной кривой спада потенциала, используя предварительно выбранные виды энергетического распределения. При расчете $N(E)$ предполагалось, что: 1) определяемое $N(E)$ для заполняемых ловушек повторяет истинное энергетическое распределение исследуемых ХСП; 2) время транзита меньше характерного времени релаксации накопленного заряда; 3) влияние повторного захвата пренебрежимо мало, и все дырки, эмиттированные с ловушек, покидают объем пленки; 4) сечение захвата не зависит от энергии в измеряемом интервале энергий.

В приближении произвольного квазинепрерывного распределения плотность состояний оценивалась по формуле [10]

$$N(E) = \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 t}{ed^2 kT} \frac{dV_R}{dt}, \quad (2)$$

где $E = kT \ln(\nu t)$ — демаркационная энергия, k — постоянная Больцмана, T — температура измерений, ν — частота фоновой релаксации, t — время релаксации.

Физически выражение (2) означает, что в любой момент времени t релаксация остаточного потенциала осуществляется за счет высвобождения носителей с ловушек, находящихся в узком интервале энергий dE на уровне с энергией E . При этом ловушки, расположенные при энергиях, меньших E , уже свободны, а ловушки, лежащие на уровнях энергий, больших E , еще остаются заполненными в данный момент времени. Таким образом, зная временную зависимость скорости

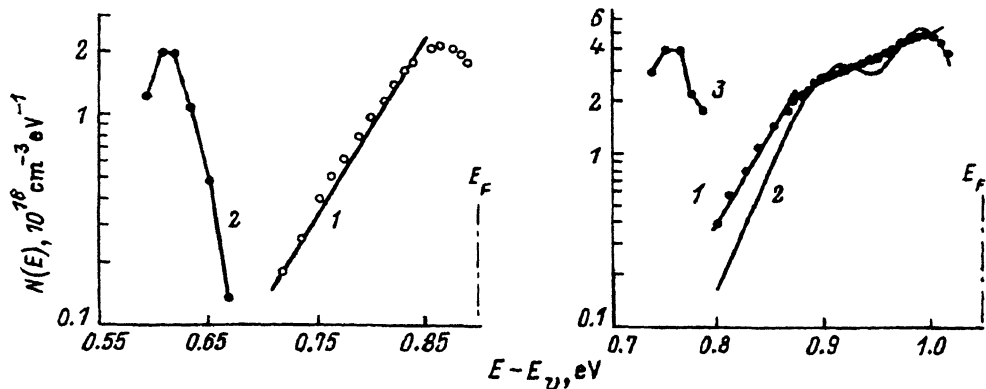


Рис. 2. Энергетические распределения плотности заполненных локализованных состояний в As_2Se_3 (а) и As_2S_3 (б), полученные с помощью следующих методов обработки: а, б, кривые 1 — приближение квазинепрерывного произвольного распределения (точки) и сравнение экспериментальных данных с зависимостями, рассчитанными исходя из предварительно заданного вида распределения (сплошные линии); б, кривая 2 — приближение двух дискретных уровней; а, кривая 2 и б, кривая 3 — расчет температурной зависимости произведения дрейфовой подвижности на время жизни (относительно единицы).

спада потенциала, можно определить значения $N(E)$, при этом шкала времен переводится в энергетический масштаб на основании формулы для демаркационной энергии. Величина ν для селенида и сульфида мышьяка принимались одинаковой и равной 10^{12} Гц. Полученные $N(E)$ характеризуются несимметричными широкими максимумами при $E - E_v \cong 0.85-0.87$ эВ для As_2Se_3 и $E - E_v \cong 0.98-1.00$ эВ для As_2S_3 , причем в As_2Se_3 на возрастающем участке в области энергий 0.90–0.92 эВ наблюдается особенность (рис. 2, б). Величины концентраций и $N(E)$ в максимуме для As_2S_3 и As_2Se_3 , оцененные с помощью метода ЭСГУ, представлены в таблице.

Для обработки распределения сложного вида (например, изображенного на рис. 2, б, кривая 1 для As_2S_3) и нахождения параметров возможных дополнительных уровней мы использовали расчет в приближении двух отдельно расположенных дискретных уровней, предложенный в [11]. Данный расчет позволяет выявить вид распределения — дискретные уровни или квазинепрерывное распределение. Вычисление было проведено методом сравнения распределений, полученным из экспериментальных кривых по формуле (2) и вычисленным по формуле, описанной в [11] и характеризующей два дискретных уровня:

$$p_t(E_m) = t/kT \sum p_{ti} \theta_p(E_{ti}) \exp(-\theta_p(E_{ti})t), \quad (3)$$

где

$$\theta_p(E_{ti}) = \nu \exp(-E_{ti}/kT) \quad (4)$$

есть скорость высвобождения дырок из локализованных состояний с энергией E_{ti} . На основании проделанных расчетов методом наименьших квадратов были оценены плотности $p_{t1} = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $p_{t2} = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и энергии $E_{t1} = 0.91$ эВ, $E_{t2} = 0.99$ эВ для двух глубоких уровней. Для сравнения на рис. 2, б изображены $N(E)$: рассчитанное

из экспериментальной зависимости $V_R(t)$ по формуле (2) (кривая 1) и полученное на основании уравнения для двух дискретных уровней (3) (кривая 2). Как видно из рис. 2, использование упрощенного приближения для двух отдельно расположенных уровней не приводит к удовлетворительному описанию экспериментально полученных данных для сульфида мышьяка. Следовательно интерпретация результатов по $N(E)$ должна осуществляться только в рамках приближения квазипрерывного распределения состояний в запрещенной зоне.

Кривые спада потенциала были обработаны также с помощью методики, предложенной в работе [12], которая связана с решением обратной задачи. В этом случае анализ экспериментальных данных осуществляется с помощью аналитических выражений, описывающих временные зависимости потенциала и скорости его темновой релаксации для конкретных, предварительно выбранных $N(E)$. В частности, для экспоненциально возрастающей зависимости плотности с ростом энергии от дна валентной зоны в [12] получено следующее соотношение:

$$-dV_R/dt = V_0 \nu e^{-(E_F/E_0)} (kT/E_0) (\nu t)^{-1+(kT/E_0)}, \quad t < (1/\nu) e^{(E_F/kT)}. \quad (5)$$

Анализируя экспериментальные результаты зависимости скорости спада остаточного потенциала от его величины, времени разрядки и температуры измерения, можно получить достоверную информацию о параметрах глубоких объемных локализованных состояний в ХСП. На рис. 3 представлены графики кинетики скорости спада остаточного потенциала в слоях As_2Se_3 и As_2S_3 в двойном логарифмическом масштабе при различных температурах. На этой временной зависимости для As_2S_3 можно выделить три линейных участка: первый и второй с показателем степени меньше единицы $n_1 = 0.55$ и $n_2 = 0.85$ соответственно, и третий участок — с $n_3 = 2.1$. Основываясь на закономерностях скорости спада остаточного потенциала [12], мы попытались аппроксимировать три отрезка на временной зависимости к конкретным видам распределений, и определить энергетический интервал с помощью уравнения для демаркационной энергии. Первый участок соот-

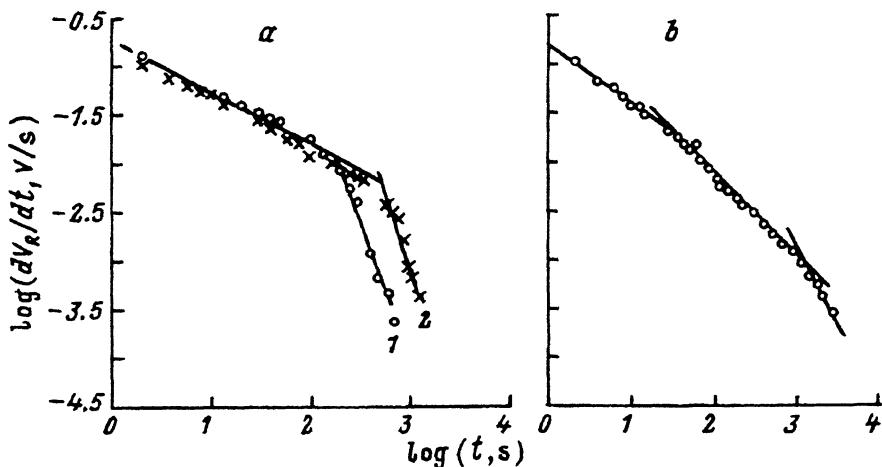


Рис. 3. Кинетика спада остаточного потенциала As_2Se_3 при температурах, К: 1 — 304, 2 — 299 (а) и As_2S_3 при $T = 331$ К (б).

ветствует возрастающей экспоненте при отсчете от дна валентной зоны. На основе уравнения (5) была найдена характеристическая энергия $E_0 \approx 0.06$ эВ экспоненциального распределения из соотношений

$$dV_R/dt \approx t^{-(1-kT/E_0)}, \quad n = 1 - kT/E_0 < 1. \quad (6)$$

На втором участке также наблюдается возрастающая экспонента, но с меньшим наклоном, такого вида распределение близко к однородному. Характеристическая энергия в этом случае принимает значение $E_0 = 0.18$ эВ.

В отличие от сульфида мышьяка в As_2Se_3 кинетика скорости спада остаточного потенциала описывается двумя участками. Первый участок имеет показатель степени $n_1 = 0.55$ и соответствует высвобождению дырок с ловушек, $N(E)$ которых характеризуется возрастающей экспонентой с параметром $E_0 \cong 0.06$ эВ. Далее следует второй участок, характеризующийся резким изменением наклона и показателем $n_2 = 2.5$, причем при понижении температуры n увеличивается. На рис. 2 представлены $N(E)$, полученные исходя из обработки экспериментальных данных по формулам (5), (6). Как можно видеть, наблюдается удовлетворительное совпадение результатов с данными, полученными в приближении произвольного распределения в интервале энергий $0.7-0.85$ эВ для As_2Se_3 и $0.8-1.0$ эВ для As_2S_3 . В то же время поведение кинетики спада на временном участке с показателем $n > 1$ как для сульфида, так и для селенида мышьяка не может быть удовлетворительно описано в рамках зависимостей, приведенных в работе [12]: убывающей и возрастающей экспоненты, равномерного распределения и дискретного уровня. На данном участке предполагается наличие распределения более сложного типа. Таким образом анализ обработки, основанный на конкретных, предварительно выбранных $N(E)$, является дополнительным методом, подтверждающим результаты, получаемые в приближении произвольного квазинепрерывного распределения, но в то же время уступает последнему по информативности в случае $N(E)$ сложного вида.

3. *Произведение дрейфовой подвижности на время жизни.* Дополнительным преимуществом метода ЭСГУ является также возможность определения очень важного параметра — произведения дрейфовой подвижности на время жизни $\mu_d\tau$. Электрофотографический метод позволяет непосредственно из величины остаточного потенциала после первого цикла V_{R1} , измеренного на выдержанных в темноте образцах, определить $\mu_d\tau$. Произведение $\mu_d\tau$ рассчитывалось по формуле, полученной в работе [13] в приближении слабого захвата ($V_{R1} \ll V_d$),

$$V_R/V_d = (0.5d_s^2/\mu_d\tau V_d) [-\ln(2V_R/V_d)]. \quad (7)$$

Расчеты по формуле (7) показали, что величины $\mu_d\tau$ уменьшаются от значений $5.6 \cdot 10^{-9}$ до $1.4 \cdot 10^{-9}$ см²/В · с при понижении температуры, соответственно от 347 до 300 К для As_2S_3 , и от $1.5 \cdot 10^{-7}$ до $1.6 \cdot 10^{-8}$ см²/В · с при понижении температуры, соответственно от 315 до 273 К для As_2Se_3 . Вследствие того что произведение $\mu_d\tau$ характеризует захват дырок на глубокие ловушки, представляется возможным использовать данный параметр для изучения локализованных состояний в запрещенной зоне ХСП в определенном диапазоне энергий. Для

этого применялся метод, предложенный в [14], где использовалась температурная зависимость $\mu_d \tau$ для определения $N(E)$ аморфных полупроводников. Предлагаемая авторами [14] методика расчета основывается на соотношении $\mu_0 \tau_0 = \mu_d \tau$, где μ_0 — подвижность в зоне проводимости, τ_0 — время жизни до захвата свободного электрона на ловушку, μ_d — дрейфовая подвижность, τ — время жизни на глубокой ловушке. Для τ_0 использовалось выражение обратно пропорциональное интегралу $N(E)$ по энергии. Окончательная формула, с помощью которой производился расчет $N(E)$, представляется в виде [14]

$$N(E) = -\frac{\mu_d}{\ln(t_{\max})\sigma v_T} \frac{d(I/\mu_d \tau)}{d(kT)}, \quad E = kT \ln(\nu t_{\max}), \quad (8)$$

где t_{\max} — время наблюдения дрейфа пакета дырок, в течение которого наступает нейтрализация поверхностного потенциала до остаточного потенциала V_{R1} , σ — сечение захвата локализованного центра, v_T — тепловая скорость свободных дырок (10^5 см/с). Достоинством данного метода является то, что используемый параметр V_{R1} является интегральной характеристикой, измеряемой после окончания первого цикла, и поэтому не зависит от того, какой тип переноса преобладал в процессе фотоиндуцированной разрядки: дисперсионный или гауссовский. Рассчитанные по формуле (8) $N(E)$ для селенида и сульфида мышьяка представлены на рис. 2. Глубина залегания уровня сканировалась с помощью изменения температуры при постоянном времени t_{\max} . В расчетах использовались значения t_{\max} , равные 10^{-1} с и 1 с для As_2Se_3 и As_2S_3 соответственно. К сожалению, точное значение $N(E)$ оценить по формуле (8) невозможно ввиду неопределенности используемых при расчетах величин μ_0 , σ , v_T . Но данный метод может быть полезен при сравнительных измерениях распределения после воздействия на изучаемые пленки различных внешних факторов. Как следует из рис. 2, в зондируемом интервале энергий имеются максимумы $N(E)$ с $E \cong 0.6$ и 0.75 эВ для селенида и сульфида мышьяка соответственно.

Знание произведения $\mu \tau$ при известных значениях напряженности электрического поля E позволяет оценить величину свободного пробега дырок $l = \mu_d \tau E$, т.е. расстояние, которое проходит носитель заряда до того момента, пока он не захватится на глубокую ловушку. Проведенные расчеты длины свободного пробега показывают, что в диапазоне температур, используемых в экспериментах по ЭСГУ в изучаемых пленочных образцах сульфида мышьяка, l сравнимо или превышает толщину слоев сульфида мышьяка, а в селениде мышьяка длина свободного пробега почти на порядок больше толщины пленки. Этот факт подтверждает правомерность предположения о пренебрежении процессами перезахвата в измерениях изотермической релаксации остаточного потенциала на большей части участка спада V_R , за исключением области очень больших времен, когда V_R сравнимо по величине с V_{R1} . Из полученных значений $\mu_d \tau$, используя величину дрейфовой подвижности из других экспериментов, были также определены времена жизни дырок на наиболее глубоких состояниях, участвующих в процессе переноса при фотоиндуцированном спаде поверхностного потенциала. Температурные зависимости дрейфовой подвижности для As_2Se_3 были взяты из работы [9], где дрейфовая подвижность определялась из

электрофотографических измерений. Для As_2S_3 использовалась температурная зависимость дрейфовой подвижности, оцененная на основе измерений времен пролета [7]. Используемые величины дрейфовой подвижности и рассчитанные значения τ представлены в таблице.

Выводы

Методами ЭСГУ и температурной зависимости $\mu_d \tau$ были определены концентрация заполненных локализованных состояний и $N(E)$ сульфида и селенида мышьяка. В случае сульфида мышьяка метод ЭСГУ позволил расширить энергетический диапазон зондирования состояний в запрещенной зоне в сторону более глубоких состояний по сравнению с другими методами [7] и впервые определить $N(E)$ в интервале 0.8–1.1 эВ. Результаты, полученные в изучаемых нами соединениях с помощью анализа температурной зависимости $\mu_d \tau$, согласуются с данными по $N(E)$ из измерений фотоэлектрических свойств, токов, ограниченных пространственным зарядом, и термостимулированной деполаризацией, которые также обнаруживают группу дискретных уровней с $E - E_v \cong 0.55-0.6$ эВ для As_2Se_3 и $E - E_v \cong 0.75-0.8$ эВ для As_2S_3 [3,4,7]. Кроме того, полученные нами $N(E)$ для As_2Se_3 согласуются с картиной энергетических уровней, приведенных в [3], где авторы представили серию дискретных уровней в запрещенной зоне. Максимум $N(E)$ вблизи уровня Ферми в области $E - E_v \cong 0.85-0.87$ эВ, по-видимому, соответствует дефектным центрам O^+ , регистрируемым в люминесцентных измерениях [5], в то время как максимум при $E \cong 0.6$ эВ соответствует энергии дефектных центров T^- , получаемой из измерений температурной зависимости стационарной фотопроводимости [3]. В то же время методы ЭСГУ и температурной зависимости $\mu_d \tau$ в отличие от других вышеприведенных методов определения параметров глубоких локализованных состояний являются более информативными, так как дают детальную картину профиля $N(E)$ и прямое измерение концентрации заполняемых локализованных состояний.

Список литературы

- [1] J. Orenstein, M. Kastner. Phys. Rev. Lett., **46**, 1421 (1981).
- [2] D. Monroe, M.A. Kastner. Phys. Rev. B, **33**, 8881 (1986).
- [3] G.J. Adriaenssens. Phil. Mag. B, **62**, 79 (1990).
- [4] Б.С. Вакаров, Л.Е. Стыс, М.Г. Фойгель, Л.Б. Цыбесков. ФТП, **19**, 931 (1985).
- [5] S.P. Depinna, B.C. Cavenett, W.E. Lamb. Phil. Mag. B, **47**, 99 (1983).
- [6] В.Т. Колومیєтс, В.М. Лjubин, В.Л. Авержанов. Mater. Res. Bull., **5**, 655 (1970).
- [7] А.М. Андриеш, М.С. Юову, Д.И. Пиуляну, С.Д. Шутув. *Стеклообразный сульфид мышьяка и его сплавы* (Кишинев, Штиинца, 1981).
- [8] M. Abkowitz, R.C. Enck. Phys. B, **25**, 2567 (1982).
- [9] A.R. Melnyk. J. Non-Cryst. Sol., **77/78**, 1233 (1985).
- [10] M. Abkowitz, J.M. Marcovics. Phil. Mag. B, **49**, L31 (1984).
- [11] H. Naito, K. Motomura, M. Okuda. Jpn. J. Appl. Phys., **22**, L531 (1983).
- [12] А. Кубилюс, Б. Петретис, В.И. Архипов, А.И. Руденко. ФТП, **20**, 2183 (1986).
- [13] K.K. Kazanava, I.P. Batra. J. Appl. Phys., **43**, 1845 (1972).
- [14] D.S. Shen, J.P. Conde, V. Chu, J.Z. Liu, S. Aljishi, Z.E. Smith, A. Maruama, S. Wagner. Appl. Phys. Lett., **53**, 1542 (1988).

Electrophotographic spectroscopy of deep levels in As_2Se_3 and As_2S_3

A.M.Andriesh, S.A.Malkov, V.I.Verlan

Institute of Applied physics, Academy of Sciences of Moldova, 277028 Kishinev, Moldova
