

03,04

Релаксация тока в монокристаллах $\text{TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2$ ($x = 0.01; 0.03$)

© С.Н. Мустафаева¹, К.М. Гусейнова¹, М.М. Асадов²

¹ Институт физики НАНА,
Баку, Азербайджан

² Институт катализа и неорганической химии им. М.Ф. Нагиева НАНА,
Баку, Азербайджан

E-mail: solmust@gmail.com

Поступила в Редакцию 23 января 2020 г.

В окончательной редакции 23 января 2020 г.

Принята к публикации 28 января 2020 г.

Представлены экспериментальные результаты по исследованию низкотемпературных релаксационных процессов в монокристаллах $\text{TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2$ ($x = 0.01; 0.03$). С помощью эстафетного механизма переноса заряда, образованного на глубоких ловушках за счет инжекции носителей с контакта, определены физические параметры, характеризующие протекающие электронные процессы в образцах $\text{Ag-TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2\text{-Ag}$: эффективная подвижность заряда, переносимого с помощью глубоких центров; контактная емкость образцов; область сосредоточения заряда в образцах; постоянная зарядки контакта; время пролета носителей заряда через образец.

Ключевые слова: релаксация тока, механизм переноса заряда, $\text{TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2$, инжекция, глубокие ловушки, аккумуляция заряда.

DOI: 10.21883/FTT.2020.07.49466.010

1. Введение

Исследование релаксационных электронных процессов, связанных с эффектом накопления заряда, является одним из методов изучения физических свойств различных материалов и используется для определения важных физических характеристик [1,2]. Такие исследования имеют также прикладное значение для создания различных полупроводниковых приборов и устройств. Изучение природы и расположения локализованных состояний в полупроводниках представляет научный интерес для понимания физической основы протекающих процессов [3–5]. Эти исследования нужны также для установления природы деградации полупроводниковых материалов и приборов на их основе под действием внешнего электрического поля.

Полупроводниковые тройные халькогенидные соединения и материалы на их основе на протяжении нескольких десятилетий исследуются в качестве материалов для изготовления фоторезисторов, фотовольтаических ячеек солнечных элементов [6]. Одним из важных соединений является TlGaSe_2 , которое имеет слоистую структуру и характеризуется сильной анизотропией физических свойств [7,8]. Монокристаллы TlGaSe_2 представляют интерес также в связи с высокой фоточувствительностью, эффектом памяти и тем, что в них наблюдается последовательность фазовых переходов [9,10].

Малоизученными являются монокристаллы TlGaSe_2 , содержащие лантаноиды (Ln) [11]. В полупроводниковых материалах, содержащих Ln^{3+} , проявляются различные фазовые превращения. Имеют место обменные взаимодействия ионов Ln^{3+} и металлов халькогенидов,

валентные электроны которых с наивысшей энергией занимают p -орбиталь. Например, селениды Ln^{3+} характеризуются взаимодействием и гибридизацией между локализованными $4f$ - и блуждающими $5d$ -электронами [12]. Поэтому, частичное замещение галлия диспрозием (Dy), может заметно влиять на физические свойства TlGaSe_2 . Однако, закономерности электрической релаксации в TlGaSe_2 , содержащем редкоземельный элемент, не изучены. Цель работы — установление закономерностей и механизма электрической релаксации в монокристаллических образцах $\text{TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2$ ($x = 0.01; 0.03$).

2. Методика эксперимента

В качестве исходных компонентов использовали: Tl (Тл 00), Ga (Ga 5N), Se (ОСЧ 15-2), Dy (99.99%). Поликристаллические образцы $\text{TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2$ ($x = 0.01; 0.03$) синтезировали из взятых в стехиометрических соотношениях элементов путем непосредственного их сплавления в вакуумированных до 10^{-2} Па кварцевых ампулах при 1043 ± 5 К в течение 5–7 h. Индивидуальность синтезированных составов на основе соединения TlGaSe_2 контролировали дифференциально-термическим анализом (ДТА; NETZSCH 404 F1 Pegasus system) и рентгенофазовым анализом (РФА). РФА синтезированных образцов проведен на дифрактометре марки D8-ADVANCE в режиме $0.5^\circ < 2\Theta < 100^\circ$ ($\text{CuK}\alpha$ -излучение, $\lambda = 1.5406$ Å) при 40 kV и 40 mA. Из синтезированных образцов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2$ ($x = 0.01; 0.03$) методом Бриджмена выращивали монокристаллы, аналогично описанному в [11].

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) и релаксационные процессы изучали стандартной методикой [7]. Скальванием по плоскости естественного скола от массивных монокристаллов $TiGa_{1-x}Dy_xSe_2$ ($x = 0.01; 0.03$) готовили образцы, которые имели толщину (L) порядка от 10 до $40 \mu m$. В качестве электродов использована серебряная паста. Образцы $Ag-TiGa_{1-x}Dy_xSe_2-Ag$ готовили в сэндвич-варианте так, что постоянное электрическое поле к ним прикладывали в направлении, параллельном оси „Сс“ образца. Измеряемый образец помещался в азотный криостат. Электрические измерения образцов проведены при фиксированной температуре 85 К. Напряжение на образец подавалось от стабилизированного источника питания. Значение тока через образец $Ag-TiGa_{1-x}Dy_xSe_2-Ag$ определяли электрометром по величине падения напряжения на известном нагрузочном сопротивлении. Погрешность измерения тока составляла 3–5%.

3. Результаты и их обсуждение

По данным ДТА температура плавления синтезированного $TiGaSe_2$ составляет 1143 ± 1 К. На дифрактограммах РФА образцов $TiGa_{1-x}Dy_xSe_2$ ($x = 0.01; 0.03$) имеющиеся рентгеновские рефлексы соответствовали фазе $TiGaSe_2$ и рефлексы других фаз отсутствовали. Структура синтезированных кристаллов $TiGaSe_2$ и $TiGa_{1-x}Dy_xSe_2$ соответствует моноклинной сингонии с пространственной группой C_2^6 ($C 2/c$) при 298 К. Определенные параметры элементарной ячейки образцов $TiGa_{1-x}Dy_xSe_2$ ($a = 15.623$ (0.0002), $b = 10.773$ (0.0002), $c = 10.744$ (0.0002) Å) согласуются с данными для $TiGaSe_2$ [11].

Релаксационные явления в образцах $TiGa_{1-x}Dy_xSe_2$ проявляются в области низких температур. Ниже приведены результаты изучения релаксационных явлений в монокристаллах $TiGa_{1-x}Dy_xSe_2$ ($x = 0.01; 0.03$), измеренных на постоянном токе (I) при $T = 85$ К. Темновое удельное омическое сопротивление (ρ) монокристаллов $TiGa_{1-x}Dy_xSe_2$ при 85 К составляло $7.5 \cdot 10^{10}$ при $x = 0.01$ и $5.2 \cdot 10^{10} \Omega \cdot cm$ при $x = 0.03$. Т.е. с увеличением концентрации диспрозия, введенного в матрицу $TiGaSe_2$, проводимость образцов увеличивалась.

Протекание темного электрического тока в образцах $Ag-TiGa_{1-x}Dy_xSe_2-Ag$ сопровождалось релаксацией при постоянном приложенном напряжении (U). Проведены измерения временных изменений темновых токов при различных приложенных электрических полях.

На рис. 1, *a, b* представлены временные изменения тока в $Ag-TiGa_{1-x}Dy_xSe_2-Ag$ ($x = 0.01; 0.03$) при электрических напряжениях от 100 до 250 В и $T = 85$ К. При этом наблюдается спад тока со временем с последующим установлением стационарного уровня тока. Вследствие изменения величины тока со временем ВАХ образцов обнаруживали гистерезис. Увеличение време-

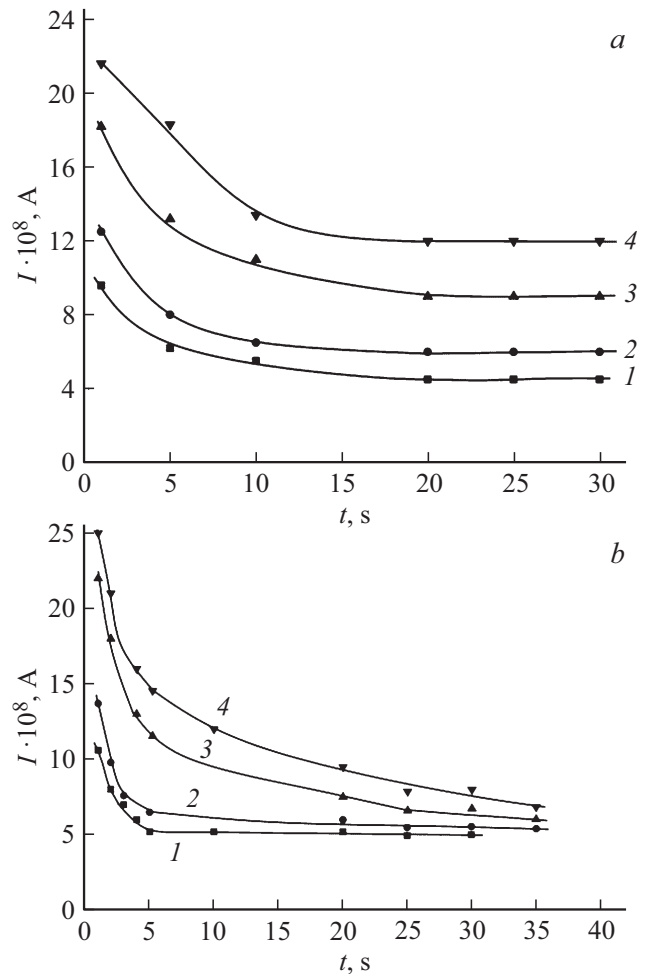


Рис. 1. Релаксация темного тока (I) в монокристаллических образцах $Ag-TiGa_{0.99}Dy_{0.01}Se_2-Ag$ (толщина образца $L = 10 \mu m$) (*a*) и $Ag-TiGa_{0.97}Dy_{0.03}Se_2-Ag$ ($L = 40 \mu m$) (*b*) при различных приложенных напряжениях U , В: 1 — 100; 2 — 150; 3 — 200; 4 — 250. $T = 85$ К.

ни действия напряжения приводило к смещению ВАХ в сторону меньших токов.

На рис. 2 показаны установившиеся ВАХ образцов $Ag-TiGa_{0.99}Dy_{0.01}Se_2-Ag$ (кривая 1) и $TiGa_{0.97}Dy_{0.03}Se_2$ (кривая 2). Кривая 1 при напряженности приложенного постоянного электрического поля $F = 10^4 - 10^5$ В/см характеризовалась линейным участком $I \sim F$, а при напряжении $U > 10^5$ В/см после небольшого „горба“ наблюдалась квадратичная область $I \sim F^2$ вплоть до $3 \cdot 10^5$ В/см. Для $Ag-TiGa_{0.97}Dy_{0.03}Se_2-Ag$ (кривая 2) линейный участок был короче, а квадратичная область ВАХ наблюдалась начиная с $F = 5 \cdot 10^4$ В/см. При этом здесь (кривая 2) также квадратичному участку предшествовал небольшой „горб“.

Спадающая релаксация тока, наблюдаемая в образцах $Ag-TiGa_{1-x}Dy_xSe_2-Ag$, сопровождалась накоплением заряда. При отключении внешнего электрического напряжения и закорачивании контактов (электродов из Ag) в цепи протекал ток разрядки, направление которого

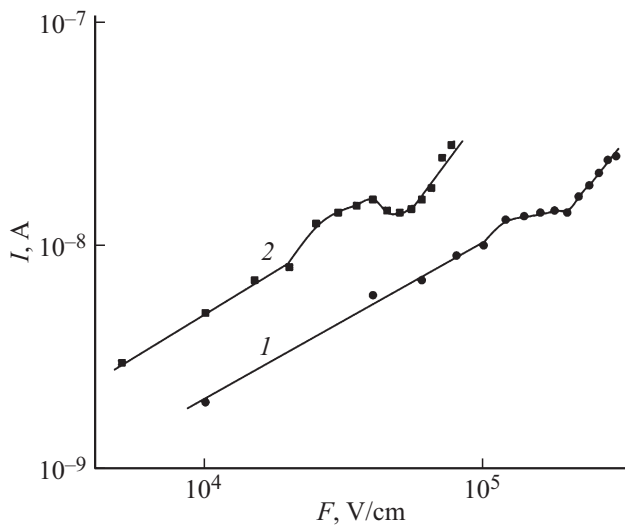


Рис. 2. Стационарные ВАХ образцов $\text{Ag-TlGa}_{0.99}\text{Dy}_{0.01}\text{Se}_2\text{-Ag}$ (толщина образца $L = 10\ \mu\text{m}$) (кривая 1) и $\text{Ag-TlGa}_{0.97}\text{Dy}_{0.03}\text{Se}_2\text{-Ag}$ ($L = 40\ \mu\text{m}$) (кривая 2) при $T = 85\ \text{K}$.

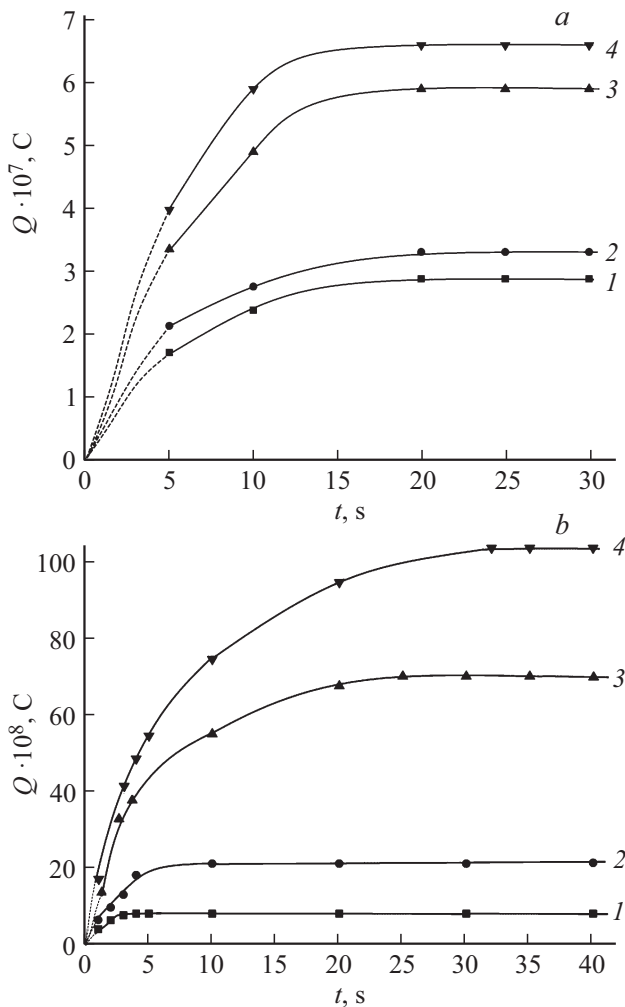


Рис. 3. Зависимость величины заряда (Q), накопленного в образцах $\text{Ag-TlGa}_{0.99}\text{Dy}_{0.01}\text{Se}_2\text{-Ag}$ ($L = 10\ \mu\text{m}$) (a) и $\text{Ag-TlGa}_{0.97}\text{Dy}_{0.03}\text{Se}_2\text{-Ag}$ ($L = 40\ \mu\text{m}$) (b), от времени выдержки (t) приложенных электрических напряжений U , V: 1 — 100; 2 — 150; 3 — 200; 4 — 250. $T = 85\ \text{K}$.

было противоположно направлению тока при внешнем напряжении. Чтобы полностью разрядить образец $\text{Ag-TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2\text{-Ag}$, последний либо прогревали до высокой температуры, либо освещали светом. Заряд, накапливаемый в изученных образцах, вычисляли по площади, лежащей под кривой зависимости тока от времени: $Q = \int_0^t I dt$.

На рис. 3 приведены зависимости величины заряда, накопленного в образцах $\text{Ag-TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2\text{-Ag}$ ($x = 0.01$ и 0.03), от времени выдержки различных приложенных напряжений. Величины напряжений от 100 до 250 V соответствовали неомическим участкам ВАХ образцов $\text{Ag-TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2\text{-Ag}$, т.е. это те приложенные напряжения, когда в $\text{TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2$ имела место спадающая релаксация тока. При увеличении времени действия напряжения на образцах $\text{Ag-TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2\text{-Ag}$ заряд накапливался медленнее и постепенно достигал насыщения.

Изменение приложенного электрического напряжения при фиксированном времени его действия влияло на величину накапливаемого заряда в $\text{Ag-TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2\text{-Ag}$. На рис. 4 для $\text{Ag-TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2\text{-Ag}$ представлены зависимости накопленного заряда (Q) от напряжения (U) при фиксированных временах его приложения $t = 3$ и $10\ \text{s}$. Из рис. 4 видно, что для $\text{Ag-TlGa}_{0.99}\text{Dy}_{0.01}\text{Se}_2\text{-Ag}$ зависимость $Q(U)$ носит линейный характер: $Q \sim U$, а для образца состава $\text{TlGa}_{0.97}\text{Dy}_{0.03}\text{Se}_2$ наблюдается квадратичная зависимость $Q \sim U^2$.

Для интерпретации полученных результатов нами привлечена модель эстафетного механизма переноса инжектированного в кристалл заряда [13], учитывающая указанные выше особенности протекания тока в систе-

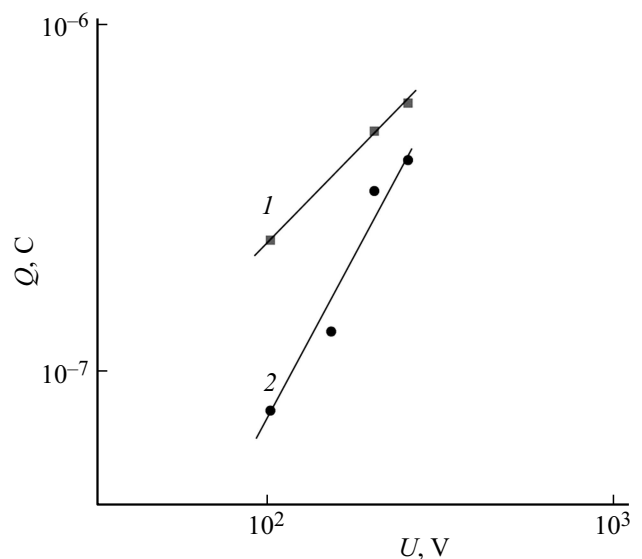


Рис. 4. Зависимости величины накопленного заряда (Q) от напряжения, приложенного к образцам $\text{Ag-TlGa}_{0.99}\text{Dy}_{0.01}\text{Se}_2\text{-Ag}$ ($L = 10\ \mu\text{m}$) и $\text{Ag-TlGa}_{0.97}\text{Dy}_{0.03}\text{Se}_2\text{-Ag}$ ($L = 40\ \mu\text{m}$) в течение времени t , s: 1 — 10 и 2 — 3. $T = 85\ \text{K}$.

ме металл–полупроводник–металл (М–П–М). Модель предполагает наличие в полупроводниковом кристалле центров с глубокими уровнями захвата, по которым возможна прыжковая проводимость. При высокой концентрации таких центров перенос с их помощью инжектированного в кристалл заряда вносит преобладающий вклад в электрическую проводимость кристалла. Используемые образцы $TiGa_{1-x}Dy_xSe_2$ характеризуются высокой плотностью локализованных вблизи уровня Ферми состояний $(2.97-7.14) \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$, по которым осуществляется прыжковая проводимость. При переносе заряда такими локальными центрами в образце $Ag-TiGa_{1-x}Dy_xSe_2-Ag$ на аноде, согласно модели [13], имеется барьер, затрудняющий перетекание на него инжектированных с катода электронов. Энергетический барьер на границе с анодом возникает вследствие разности энергии сродства электрона к локальному центру и работы выхода металла анода. Вследствие этого ток ограничивается как пространственным зарядом в объеме $Ag-TiGa_{1-x}Dy_xSe_2-Ag$, так и барьером на аноде. В результате этого вблизи анода скапливается заряд, что приводит к перераспределению приложенного к монокристаллу $TiGa_{1-x}Dy_xSe_2$ электрического напряжения. А это, в свою очередь, приводит к тому, что падение напряжения на контакте возрастает со временем, а сила тока через $Ag-TiGa_{1-x}Dy_xSe_2-Ag$ спадает.

Теория нестационарного инжекционного тока с учетом уровней захвата в запрещенной зоне кристаллов известна [14]. Но в этой теории инжекционный ток, как и в [15], обусловлен переносом заряда через зону проводимости кристалла. Особенностью тока, ограниченного пространственным зарядом [14,15], является то, что заряд, переносимый током, не превышает значение $C_g U$, где C_g — геометрическая емкость образца, U — приложенное к нему напряжение. Геометрическая емкость изученных образцов $Ag-TiGa_{1-x}Dy_xSe_2-Ag$ составляла $(40-45) \cdot 10^{-12}$ Ф. Максимальное напряжение, при котором наблюдалась спадающая релаксация тока в $Ag-TiGa_{1-x}Dy_xSe_2-Ag$, составляло 250 В, а это значит, что оцененный максимальный заряд, который может быть накоплен в системе $Ag-TiGa_{1-x}Dy_xSe_2-Ag$, составляет $1.1 \cdot 10^{-8}$ С. Однако, из экспериментов получены значительно большие значения $Q = (4-6) \cdot 10^{-7}$ С при 250 В (рис. 3 и 4). При напряжении, соответствующем квадратичному участку ВАХ образца $TiGa_{0.99}Dy_{0.01}Se_2$ заряд, накопленный в нем, изменялся по закону: $Q \sim U$ (рис. 4), что соответствует модели [13]:

$$Q = C_c \cdot U. \tag{1}$$

По формуле (1) оценена контактная емкость образца $Ag-TiGa_{0.99}Dy_{0.01}Se_2-Ag$: $C_c = 2.4 \cdot 10^{-9}$ Ф. Знание емкости C_c позволило по формуле $C_c = \epsilon \epsilon_0 S / d_c$ определить толщину области сосредоточения заряда в образце $TiGa_{0.99}Dy_{0.01}Se_2$: $d_c = 6.7 \cdot 10^{-5}$ см.

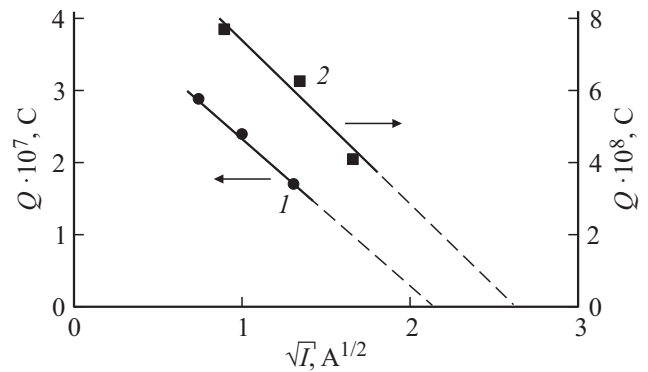


Рис. 5. Зависимости заряда Q от тока \sqrt{I} в образцах $Ag-TiGa_{0.99}Dy_{0.01}Se_2-Ag$ ($L = 10 \mu\text{m}$) (кривая 1) и $Ag-TiGa_{0.97}Dy_{0.03}Se_2-Ag$ ($L = 40 \mu\text{m}$) (кривая 2) при напряжении $U = 100$ В.

В [13] для величины накопленного заряда в системе М–П–М при малых временах поляризации получена формула

$$Q = \mu_f \epsilon \epsilon_0 S \frac{U^2}{L^3} \cdot t, \tag{2}$$

где μ_f — подвижность заряда, переносимого через запрещенную зону полупроводника; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная; ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника; S — площадь контакта; L — толщина полупроводника; U — поляризующее напряжение; t — время поляризации.

Квадратичная зависимость $Q(U)$ экспериментально получена для образца состава $TiGa_{0.97}Dy_{0.03}Se_2$ (рис. 4). По наклону графика зависимости $Q \sim U^2$ оценена величина подвижности заряда, переносимого при помощи локальных центров в запрещенной зоне монокристалла $TiGa_{0.97}Dy_{0.03}Se_2$ при $T = 85$ К: $\mu_f = 8.8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$.

Величина тока, протекающего через систему М–П–М, и величина накопленного заряда связаны следующим уравнением [13]:

$$Q = UC_c - \sqrt{\frac{C_c L^3 I}{\mu_f \cdot d}}. \tag{3}$$

Из уравнения (3) видно, что в каждый момент времени заряд пропорционален корню квадратному из величины тока, протекающего через систему М–П–М. Такая зависимость (3) соблюдается для времен и напряжений, соответствующих спадающим ветвям инерционных характеристик. Причем, чем меньше напряжения и соответствующие времена, тем точнее выполняется указанная зависимость.

На рис. 5 представлены зависимости величины заряда, аккумулированного в $Ag-TiGa_{1-x}Dy_xSe_2-Ag$ ($x = 0.01$ и 0.03) за различные промежутки времени, от величины тока, измеренного при тех же временах. Полученные зависимости относятся к фиксированному напряжению в области спадающих инерционных характеристик

($U = 100 \text{ V}$). Здесь значения тока I соответствуют экспериментальным значениям тока за вычетом величины фонового тока I_{ph} , которая соответствует току утечки. В опытах величину I_{ph} выбирали равной минимальному значению тока на долговременной спадающей инерционной характеристике при указанном напряжении. Линейность построенных графиков на рис. 5 в координатах Q от \sqrt{I} находится в согласии с формулой (3). Экстраполяцией прямых 1 и 2 на рис. 5 получены значения токов отсечки (I_c) при $Q = 0$: $4.4 \cdot 10^{-8} \text{ A}$ для образца $\text{TlGa}_{0.99}\text{Dy}_{0.01}\text{Se}_2$ и $6.8 \cdot 10^{-8} \text{ A}$ для $\text{TlGa}_{0.97}\text{Dy}_{0.03}\text{Se}_2$. Тогда из формулы (3) получим

$$\mu_f = \frac{L^3 I_c}{U^2 C_c d_c}, \quad (4)$$

Вычисленное по формуле (4) значение μ_f для $\text{TlGa}_{0.99}\text{Dy}_{0.01}\text{Se}_2$ составило $2.7 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Как показано выше, для $\text{TlGa}_{0.97}\text{Dy}_{0.03}\text{Se}_2$ получено значение $\mu_f = 8.8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. По формуле [13]:

$$\tau = \frac{L^3}{\mu_f d_c \cdot U}, \quad (5)$$

для $\text{Ag-TlGa}_{0.99}\text{Dy}_{0.01}\text{Se}_2\text{-Ag}$ вычислена постоянная зарядки контакта: $\tau = 5.5 \text{ s}$. Время пролета носителей заряда (t_t) через $\text{Ag-TlGa}_{0.99}\text{Dy}_{0.01}\text{Se}_2\text{-Ag}$ определили по формуле:

$$t_t = \frac{\tau \cdot d_c}{L}. \quad (6)$$

Вычисленное значение t_t составило 0.37 s .

Наличие на ВАХ образцов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2$ (рис. 2) участков $I \sim U^2$ соответствует формуле [13]:

$$I = \mu_f \varepsilon \varepsilon_0 S \cdot \frac{U^2}{L^3}. \quad (7)$$

Формула (7) напоминает формулу для тока, ограниченного пространственным зарядом, когда инжекционный ток обусловлен переносом заряда по разрешенной зоне [15]. Отличие в том, что в теории эстафетной проводимости [13] инжекционный ток обусловлен переносом носителей заряда через запрещенную зону кристалла. Если электропроводность полупроводника осуществляется по состояниям в разрешенных зонах, то ее экспоненциальную зависимость от температуры определяет, в основном, температурная зависимость концентрации носителей заряда, а температурной зависимостью подвижности можно пренебречь ($\sigma = ne\mu$). В случае прыжкового (или эстафетного) механизма переноса заряда по локализованным состояниям основной вклад в проводимость дает термическая активация подвижности [16]:

$$\mu_f \sim \exp(-\Delta E/kT), \quad (8)$$

где ΔE — энергия активации процесса переноса.

4. Заключение

Таким образом, обнаружено, что в выращенных монокристаллических образцах $\text{TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2$ ($x = 0.01$; 0.03) при $T = 85 \text{ K}$ в постоянном электрическом поле протекают релаксационные электронные процессы, обусловленные аккумуляцией в них зарядов. Установлено, что спадающая релаксация тока при различных электрических полях, гистерезис ВАХ и накопление заряда в образцах $\text{Ag-TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2\text{-Ag}$, изготовленных в сэндвич-варианте, согласуются с эстафетным механизмом переноса заряда, образованного на глубоких энергетических уровнях в запрещенной зоне за счет инжекции носителей с контакта. Определены физические параметры, характеризующие электронные релаксационные процессы в образцах $\text{Ag-TlGa}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2\text{-Ag}$ ($x = 0.01$; 0.03): эффективная подвижность заряда, переносимого с помощью глубоких центров $\mu_f = 2.7 \cdot 10^{-8}$ для $\text{TlGa}_{0.99}\text{Dy}_{0.01}\text{Se}_2$ и $8.8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ для $\text{TlGa}_{0.97}\text{Dy}_{0.03}\text{Se}_2$ при 85 K ; контактная емкость образцов $C_c = 2.4 \cdot 10^{-9} \text{ F}$; область сосредоточения заряда в кристаллах $d_c = 6.7 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$; постоянная зарядки контакта $\tau = 5.5 \text{ s}$; время пролета носителей заряда через образец $t_t = 0.37 \text{ s}$.

Финансирование работы

Авторы работы выражают благодарность Фонду развития науки при Президенте Азербайджанской Республики (гранты № E-F-BGM-3-BRFTF-2+/2017-15/05/1-M-13 и № E-F-BGM-4-RFTF-1/2017-21/05/1-M-07) и научному фонду государственной нефтяной компании Азербайджанской Республики (SOCAR проект № 12LR — АМЕА. 2018).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] I.M. Hodge. *Classical Relaxation Phenomenology*. Springer Nature Switzerland AG (2019). DOI: org/10.1007/978-3-030-02459-8
- [2] *Relaxation Phenomena*/ Eds W. Haase., S. Wróbel. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg GmbH (2003). DOI: org/10.1007/978-3-662-09747-2
- [3] X. Wang, Q. Zhou, H. Li, C. Hu, L. Zhang, Yu Zhang, Y. Zhang, Yu Sui, Bo Song. Citation: Appl. Phys. Lett. **112**, 122103 (2018). DOI: org/10.1063/1.5019759
- [4] X. Jiang, P. Sun, Q. Peng, W. Sima. J. Phys. D **51**, 015306 (2018). DOI: org/10.1088/1361-6463/aa9a6e
- [5] A. Zhao, L. Xu, X. Zhang, J. Deng, G. Zhang, X. Zhao. AIP Adv. **8**, 075323 (2018). DOI: org/10.1063/1.5027686
- [6] O. Madelung. *Semiconductors: Data Handbook. 3rd ed.* Springer-Verlag. Berlin–Heidelberg (2004). 705 p. DOI: org/10.1007/978-3-642-18865-7

- [7] С.Н. Мустафаева, А.И. Гасанов. ФТТ **46**, 11, 1937 (2004).
- [8] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов. ФТТ **55**, 12, 2346 (2013).
- [9] О.Б. Плющ, А.У. Шелег. Кристаллография **44**, 6, 873 (1999).
- [10] А.У. Шелег, К.В. Иодковская, Н.Ф. Курилович. ФТТ **40**, 7, 1328 (1998).
- [11] С.Н. Мустафаева, С.М. Асадов. Неорган. материалы **54**, 7, 662 (2018).
- [12] Gmelin Handbook of Inorganic Chemistry. Sc, Y, La–Lu Rare Earth Elements. Compounds with Sc/ Ed. H. Bergmann, Ed., (Springer, Berlin (1986), 8th ed. System N 39. 555 p.
- [13] Б.Л. Тиман. ФТП **7**, 2, 225 (1973).
- [14] A. Manu, G. Rakavy. Phys. Rev. **126**, 1980 (1962).
- [15] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах*. Мир, М. (1973). 416 с.
- [16] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. Мир, М. (1974). 472 с.

Редактор Т.Н. Василевская