

## Вольт-амперные характеристики монокристаллов соединения $MnGa_2Se_4$

© Б.Г. Тагиев\*, О.В. Тагиев\*<sup>†</sup>, С.Г. Асадуллаева\*, Г.Й. Эйюбов\*

\* Институт физики Национальной академии наук Азербайджана, AZ-1143 Баку, Азербайджан

<sup>†</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Бакинский филиал, AZ-1143 Баку, Азербайджан

(Получена 14 марта 2011 г. Принята к печати 1 сентября 2011 г.)

Представлены результаты исследований вольт-амперных характеристик образцов монокристаллов  $MnGa_2Se_4$ . Измерения проводились в интервале электрических полей от выполнения закона Ома до 10 В/см и температур 300–400 К. Полученные данные обсуждены в рамках теорий инжекционно-контактных явлений и полевой ионизации ловушек за счет эффекта Пула–Френкеля.

Тройные соединения с общей формулой  $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$  являются перспективными кристаллами для создания управляемых магнитным полем лазеров, модуляторов света, элементов электрической и оптической памяти и др. функциональных устройств, применяемых в оптоэлектронике. В последние несколько лет появились работы с увеличением внимания главным образом к их структурным [1], магнитным [2,3] и оптическим свойствам [4–6].

На рис. 1 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) монокристаллов  $MnGa_2Se_4$ . На ВАХ четко выделяются следующие участки: а) резкий рост тока от напряжения, б) сублинейная зависимость тока от напряжения, в) квадратичная зависимость тока с напряжением, г) обнаруженная особенность ВАХ образцов монокристаллов  $MnGa_2Se_4$  характерна для многих высокоомных полупроводников и структур на их основе [7–12]. При анализе ВАХ образцов монокристаллов  $MnGa_2Se_4$ , измеренных в широком интервале электрических полей, принято во внимание выполнение следующих условий.

Наличие различных участков на ВАХ структур  $In-MnGa_2Se_4-In$  достаточно хорошо выделяется на зависимости дифференциальной степени  $\alpha$  ВАХ от приложенного к структуре электрического потенциала ( $I \propto V^\alpha$ ).

Из ВАХ, представленных на рис. 1, определены зависимости  $\alpha(V)$  в монокристаллах  $MnGa_2Se_4$  и результаты показаны на рис. 2. Видно, что  $\alpha$  при низких напряжениях резко уменьшается, проходит через минимум, а с дальнейшим ростом напряжения увеличивается и достигает максимума. Минимальные значения дифференциальной степени обозначим через  $\alpha_m$ , максимальные через  $\alpha_M$ , а соответствующие им токи и напряжения как  $I_m$ ,  $V_m$  и  $I_M$ ,  $V_M$ . По данным, представленным на рис. 2, для образца толщиной  $L = 7 \cdot 10^{-3}$  см, контактной площадью  $S = 4 \cdot 10^{-2}$  см<sup>2</sup> при 300 К найдены экстремальные значения  $\alpha$ ,  $I$ ,  $V$ :

$$\alpha_m = 0.6, \quad I_m = 10^{-13} \text{ А}, \quad V_m = 10.1 \text{ В};$$

$$\alpha_M = 6.5, \quad I_M = 8 \cdot 10^{-12} \text{ А}, \quad V_M = 365 \text{ В}.$$

Подобные результаты были получены для других образцов и при других температурах. Зная величины  $\alpha_m$ ,  $I_m$  и  $V_m$ , из следующих формул определены концентрация носителей тока  $n_k$  у катода, длина спада потенциала  $d_k$  у катода, прозрачность катода  $D_k^*$ , концентрация объемного заряда  $N_k$  в прикатодной области, квазиуровни Ферми  $E_F$  и другие параметры:

$$n_k = \frac{1}{1 - \sqrt{1 - \alpha_m}} \exp[-\sqrt{1 - \alpha_m}(1 - \sqrt{1 - \alpha_m})] \frac{LI_m}{e\mu U_m S}, \quad (1)$$

$$d_k = \sqrt{1 - \alpha_m} (1 - \sqrt{1 - \alpha_m}) \frac{kTL}{e\epsilon U_m}, \quad (2)$$

$$N_k = \frac{\epsilon_k T}{8\pi e^2} \frac{1}{d_k^2}, \quad (3)$$

$$E_F = kT \ln \left[ \frac{N_c}{n_k} \right], \quad (4)$$

$$D_k^* = \frac{1 - \sqrt{1 - \alpha_m}}{\sqrt{1 - \alpha_m}} \frac{\mu U_m}{LU_n}. \quad (5)$$

По величине минимальной дифференциальной степени  $\alpha_m$ , тока  $I_m$  и напряжения  $V_m$ , были определены энергия активации глубоких уровней и время жизни носителей относительно рекомбинационного уровня по следующим формулам [13]:

$$E_t = kT \ln \left[ 2 \frac{2\pi m^* kT^{2/3}}{h^2} \frac{3(1 + \alpha_m)e\mu S U_m}{2\alpha_m^2(5 - 8\alpha_m^2)L I_m} \right], \quad (6)$$

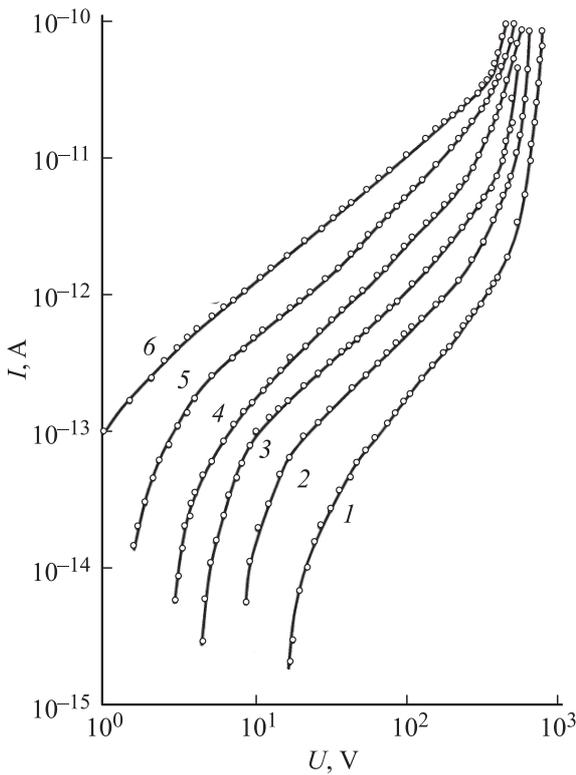
$$\tau = \frac{3L^2\sigma_0}{32(1 - \alpha_m)^2\mu I_m}, \quad (7)$$

где  $\sigma_0$  — равновесная проводимость;  $L$  — толщина образца,  $S$  — площадь контакта;  $\mu$  — подвижность основных носителей тока,  $m^*$  — эффективная масса основных носителей тока,  $T$  — температура образца,  $e$  — заряд электрона,  $h$  — постоянная Планка.

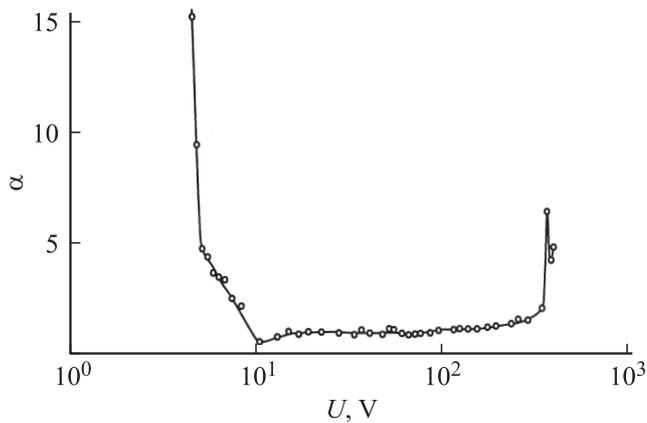
Зная концентрацию носителей тока  $n_k$  в приконтактной области и в объеме  $n_0$ , можно оценить положение электронного квазиуровня Ферми на контакте в объеме:

$$E_{F_{0,k}} = kT \ln N_c/n_{0,k}. \quad (8)$$

<sup>†</sup> E-mail: oktay58@mail.ru



**Рис. 1.** ВАХ структур In– $MnGa_2Se_4$ –In в температурах  $T$ , К: 1 — 350, 2 — 355, 3 — 360, 4 — 370, 5 — 380, 6 — 390.



**Рис. 2.** Зависимость параметра  $\alpha$  от напряжения  $U$   $MnGa_2Se_4$ .

Анализ экспериментальных данных показывает, что преимущественным механизмом в изменении тока (электропроводности) в монокристаллах  $MnGa_2Se_4$  в электрических полях  $10^3$ – $10^4$  В/см является ЭПФ.

Экспериментальные данные, представленные на рис. 1, перестроены в координатах  $\lg I$  и  $F^{1/2}$  и приведены на рис. 3. Видно, что в электрических полях  $10^3$ – $10^4$  В/см результаты измерения ВАХ в монокристаллах  $MnGa_2Se_4$  в координатах  $\lg I$ – $F^{1/2}$  укладываются в прямую. На рис. 3, показано, что с уменьшением

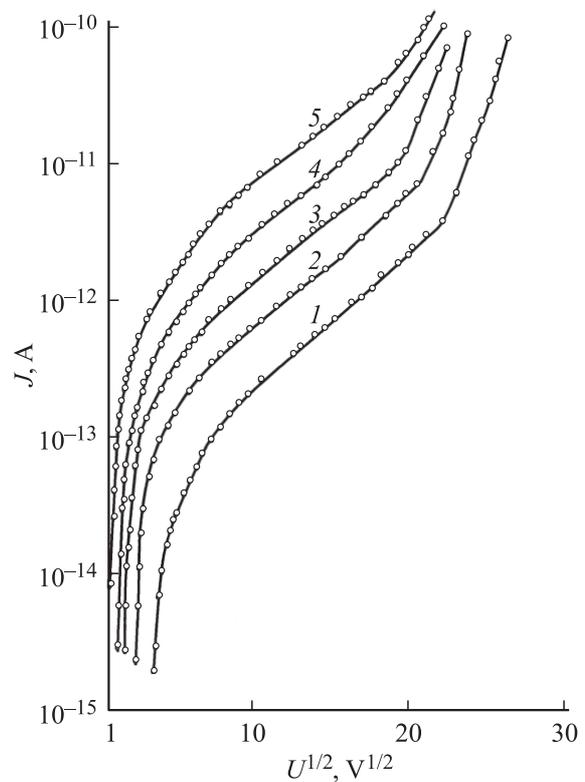
температуры наклон прямых  $\lg I \approx F^{1/2}$ , т.е. коэффициент Френкеля увеличивается. Это увеличение согласуется с теоретическим выражением для  $\beta$ :

$$\beta = \frac{\left(\frac{e^3}{\pi \epsilon \epsilon_0}\right)^{1/2}}{kT}.$$

На рис. 4 представлена зависимость  $\beta$  от температуры. Нетрудно заметить, что наблюдается не только рост  $\beta$  с уменьшением температуры, а также соблюдается закономерность  $\beta \propto 1/T$ , т.е. экстраполяция прямой  $\beta \propto f(1/T)$  и  $1/T = 0$  проходит через начало координат. Это означает, что ионизация ловушек происходит только за счет температуры. Другими словами, при высоких температурах, достаточных для ионизации ловушек, наличие сильного электрического поля существенной роли не играет.

Монокристаллы  $MnGa_2Se_4$  являются высокоомными полупроводниками ( $\rho \approx 10^{10}$ – $10^{12}$  при 300 К в зависимости от режима выращивания монокристаллов) и поэтому измерение электропроводности при температурах ниже комнатной сопровождалось затруднениями. Отметим также, что до сих пор отсутствуют данные об эффекте Холла в этих кристаллах. Поэтому измерение тока в монокристаллах  $MnGa_2Se_4$  велось в интервале температур 284–400 К.

Результаты измерений тока при различных напряжениях представлены на рис. 5. Основные особенности



**Рис. 3.** ВАХ структур In– $MnGa_2Se_4$ –In в координатах  $\lg I$  от  $U^{1/2}$  при температурах  $T$ , К: 1 — 350, 2 — 355, 3 — 360, 4 — 370, 5 — 380.

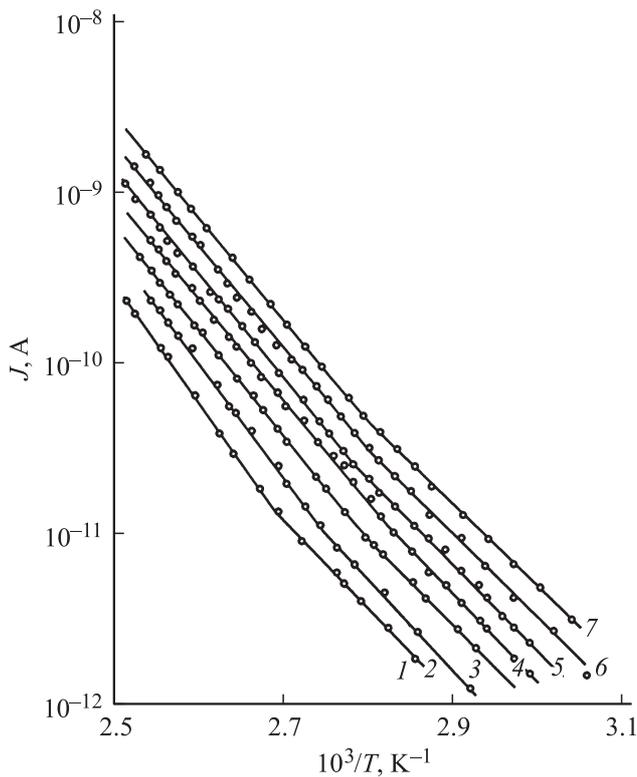


Рис. 4. Температурная зависимость тока при различных значениях напряжения  $U$ , В: 1 — 40, 2 — 70, 3 — 100, 4 — 130, 5 — 180, 6 — 220, 7 — 270.

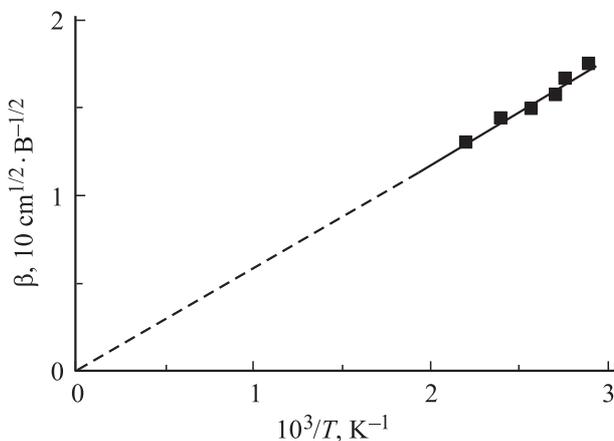


Рис. 5. Зависимость коэффициента  $\beta$  от обратного значения температуры  $1/T$ .

температурной зависимости тока заключаются в следующем: в координатах  $\lg I$  и  $10^3/T$  зависимость  $I(T)$  состоит из двух участков, которые плавно переходят друг в друга. При высоких температурах (380–400 К) энергия активации носителей тока с ростом приложенного к образцу напряжения уменьшается. В интервале температур 284–300 К энергия активации носителей тока не зависит от напряжения, приложенного к образцу.

Для различных образцов энергия активации, определенная из зависимости  $\lg I$  от  $10^3/T$ , для высокотемпературного участка в зависимости от электрического поля составляет 1.20–1.24 эВ. Энергия активации носителей тока, определенная из относительно низкотемпературного участка, в зависимости  $\lg I$  от  $10^3/T$  равна 0.4–0.7 эВ.

Учитывая выводы теории [8], на основании полевой зависимости энергии активации носителей тока можно получить выражение, связывающее изменение  $E_t$  в электрическом поле с концентрацией ловушек  $N_t$ .

В [8] получено выражение, связывающее критический радиус  $\rho_0$  электронной орбиты, с которой электрон ионизируется совместным действием температуры и электрического поля, с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ :

$$\rho_0 = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon\epsilon_0kT}. \quad (9)$$

Здесь  $Z$  — кратность ионизации ловушек. Если известно  $\rho_0$ , то можно оценить  $N_t$  по формуле

$$N_t = \frac{1}{V_0} = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{\rho_0^3}. \quad (10)$$

Критический радиус  $\rho_0$  легко можно определить на основании экспериментальных данных по зависимости  $E_t(F)$ . С этой целью выражение пишем для двух значений  $F_M$  критического радиуса:

$$E_t(F_1) = E(0) - \sqrt{\frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0}} F_1.$$

Для  $\rho_0$  находится следующее выражение:

$$\rho_0 = \frac{[E_t(E_1) - E_t(F_0)]^2}{8ekT(\sqrt{F_2} - \sqrt{F_1})^2}. \quad (11)$$

С учетом (11) концентрация ловушек  $N_t$  получится:

$$N_t = \frac{3}{4\pi} \frac{(F_2^{1/2} - F_1^{1/2})^3}{(E'_t - E''_t)^3}.$$

По формуле (9) для концентрации глубоких ловушек в монокристаллах  $\text{MnGa}_2\text{Se}_4$  найдена величина  $N_t = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики — Грант № EIF — 2011-1(3)-82/01/1.

## Список литературы

- [1] R. Cadenas, M. Quintero, E. Quintero, R. Tovar, M. Morocoima, J. González, J. Ruiz, J.M. Broto, H. Rakoto, J.C. Woolley, G. Lamarche. *Physica B: Condens. Matter*, **346–347**, 413 (2004).
- [2] M. Morocoima, M. Quintero, E. Quintero, J. González, R. Tovar. *J. Appl. Phys.*, **100** (5), 053 907 (2006).

- [3] M. Quintero, A. Barreto, P. Grima, R. Tovar, G. Slanchez, J. Ruiz, J.C. Woolley, G. Lamarche, A.-M. Lamarche. *Mater. Res. Bull.*, **34**, 2263 (1999).
- [4] N.N. Niftiev. *Intermetallics*, **11** (9), 975 (2003).
- [5] J. González, R. Rico, E. Calderón, M. Quintero, M. Morocoima. *Phys. Status Solidi B*, **211** (1), 46 (1999).
- [6] P. Alonso-Gutiérrez, M.L. Sanjuán. *Phys. Rev. B*, **78** (4), 045 212 (2008).
- [7] W. Mehl, J.M. Hale. In: *Advances in Electrochemistry and Electrochemical Engineering* (eds P. Delahay, C.W. Tobias) **6**, 399 (1967).
- [8] J.S. Bonham, L.E. Lyons. *Aus. J. Chem.*, **26** (3), 489 (1973).
- [9] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан. *ФТП*, **10** (10), 1839 (1976).
- [10] Н.И. Бочкарева, Л.Г. Парицкий, Н.Л. Тихомирова. *ФТП*, **11**, 1143 (1977).
- [11] К. Као, В. Хуанг. *Перенос электронов в твердых телах* (М., Мир, 1984) ч. 1 и 2.
- [12] В.К. Малиновский, О.А. Гулаев, В.А. Гусев, С.И. Даменко. *Фотоиндукционные явления в селенитах* (Новосибирск, Наука, 1990).

Редактор Л.В. Беляков

## Current–voltage characteristics of $ZnGa_2Se_4$ compounds

B.G. Tagiev\*, O.B. Tagiev\*+, S.G. Asadullayeva\*, Q.Y. Eyyubov\*

Institute of Physics of Azerbaijan  
National Academy of Sciences,  
AZ-1143 Baku, Azerbaijan  
Baku Branch of Lomonosov Moscow State University,  
AZ-1143 Baku Azerbaijan

**Abstract** The current–voltage characteristics of monocrystalline samples  $MnGa_2Se_4$  are represented in the work. The investigation has been made in electric fields range from the fulfilling the Ohm's law to the 10 V/cm within temperature range 300–400 K. The experimental data have been discussed in the limits of the theory injection contact phenomena and field trap ionization due to Poole–Frenkel effects.