

# ПОЛЕВАЯ И ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$

Б.Г.ТАГИЕВ<sup>1,2</sup>, Х.Б.ГАНБАРОВА<sup>1</sup>, Ф.А. КЯЗИМОВА<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт Физики НАН Азербайджана  
Баку / АЗЕРБАЙДЖАН

*oktay@physics.ab.az*

<sup>2</sup> Национальная Академия Авиации

## ABSTRACT

The detailed investigations of a strong electric field effect on the electroconductivity of  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  single crystals have been carried out for the first time. The obtained results were analyzed on the base of injection-contact phenomena, space-charge limited currents, thermal field Pooley-Frenkel effect theories.

**Key words:** current-voltage characteristics, electroconductivity, Pool-Frenkel effect, electrical field, solid solutions

## XÜLASƏ

İlk dəfə qüvvətli elektrik sahəsinin  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  monokristal nümunələrinin elektrik keçiriciliyinə təsiti ətraflı tədqiq olunmuşdur. Alınan nəticələr injeksiyon-kontakt hadisələrinin, həcmi yüklə məhdudlaşan cərəyanların və Pul-Frenkel effektinin nəzəriyyələri əsasında təhlil edilmişdir.

**Açar sözlər:** Volt-ampere xarakteristikası, elektrik keçiriciliyi, Pul-Frenkel effekti, elektrik sahəsi, bərk məhlullar

## Введение

Соединение  $\text{Ga}_2\text{S}_3$ , активированные  $\text{Eu}$ , и твердые растворы  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  ( $0,01 < x < 0,07$ ) являются эффективными люминесцентными материалами. Эти материалы представляют большие научные и практические интересы для создания различных источников света. Поэтому, исследования электрических свойств монокристаллов указанного соединения в сильных электрических полях (до  $10^5$  В/см) в широком интервале температур ( $77 \div 300$  К) позволят определить энергии активации ловушек, играющих важную роль в процессах люминесценции.

В настоящей работе представлены результаты исследований электропроводности монокристаллов  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  и  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}$

$(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  ( $0,01 < x < 0,07$ ) в зависимости от электрического поля ( $3 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$  В/см) и температуры ( $77 \div 300$  К). Полученные данные обсуждены на основе термополевого эффекта Пула-Френкеля (ЭПФ). Соответствие экспериментальных данных термополевному ЭПФ позволило определить энергию активации и концентрацию ловушек, длину свободного пробега электронов, а также форму потенциальных ям электронных ловушек и другие параметры.

## Электропроводность монокристаллов $\text{Ga}_2\text{S}_3$ и $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}$ $(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$ в сильных электрических полях.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  и  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  ( $0,01 < x < 0,07$ ) были измерены в широком

интервале электрических полей ( $3 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$  В/см) и температур ( $77 \div 300$  К). Анализ полученных данных ВАХ в соответствии с теорией инжекционно-контактных явлений [1-4] показывает, что коэффициент дискриминации  $Q_e > I$ , т.е. в данном интервале электрических полей возникают процессы ионизации ловушек. Поэтому, с целью выяснения механизма полевой ионизации в исследуемых образцах экспериментальные данные анализированы с помощью различных теорий [8-10], в том числе, в соответствии с ЭПФ [11]:

$$I(F) = I(0)e^{\beta\sqrt{F}} \quad (1)$$

или

$$\sigma = \sigma(0)e^{\beta\sqrt{F}} \quad (1a)$$

$I$ ,  $\sigma$ -ток, электропроводность в сильных электрических полях,  $I(0)$ ,  $\sigma(0)$ - значения указанных параметров при  $F=0$  или в области электрических полей, где выполняется закон Ома,  $\beta$ -коэффициент Френкеля. Этот коэффициент зависит от природы материала полупроводника и температуры:

$$\beta = \frac{\sqrt{e^3}}{kT\sqrt{\pi\epsilon\epsilon_0}} \quad (2)$$

здесь  $e$ - заряд электрона,  $k$ - постоянная Больцмана,  $\epsilon_0$ -электрическая постоянная,  $\epsilon$ -диэлектрическая проницаемость полупроводника, относящаяся к электронной части поляризации, т.е.  $\epsilon = n^2$  ( $n$  - коэффициент преломления света).

На рис 1÷3 в координатах  $\lg \sigma - F^{1/2}$  представлена зависимость электропроводности образцов монокристаллов  $\text{Ga}_2\text{S}_3$ ,  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$ . Анализ полученных данных показывает, что в монокристаллах  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  в интервале электрических полей  $3 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$  В/см имеет место термополевой ЭПФ. В электрических полях порядка  $10^5$  В/см наблюдалось

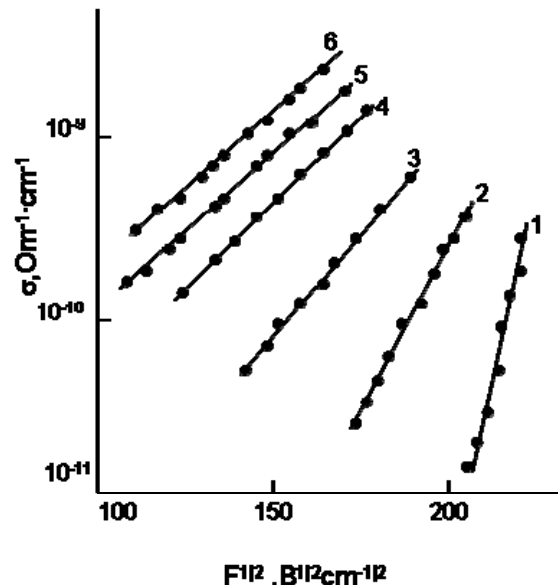


Рис. 1. Зависимость электропроводности  $\sigma(F^{1/2})$  образца монокристалла  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  в координатах  $\lg \sigma - F^{1/2}$  при разных температурах  $T$ , К: 1-85, 2-150, 3-230, 4-294, 5-324, 6-355.

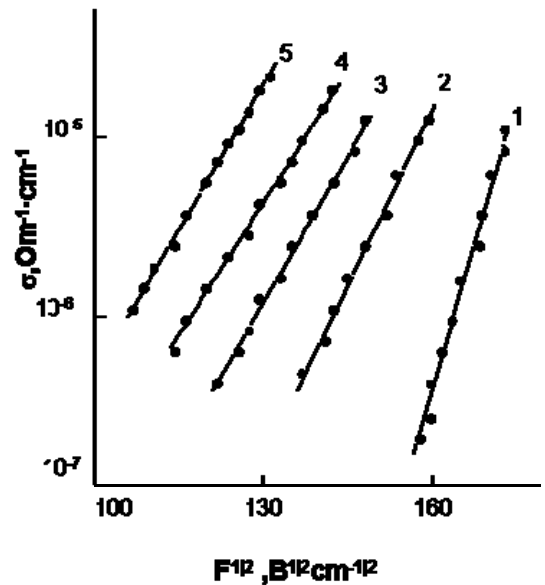


Рис. 2. Зависимость электропроводности  $\sigma(F^{1/2})$  образца монокристалла  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0.96}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0.04}$  в координатах  $\lg \sigma - F^{1/2}$  при разных температурах  $T$ , К: 1-145, 2-160, 3-180, 4-215, 5-270.

отклонение от термополевой ЭПФ и более крутого роста тока. Нетрудно заметить, что с уменьшением температуры наклон прямых  $\lg \sigma = f(F^{1/2})$  возрастает. Температурная зависимость  $\beta$  для образцов  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  и твердых растворов  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$ , определенная из зависимости

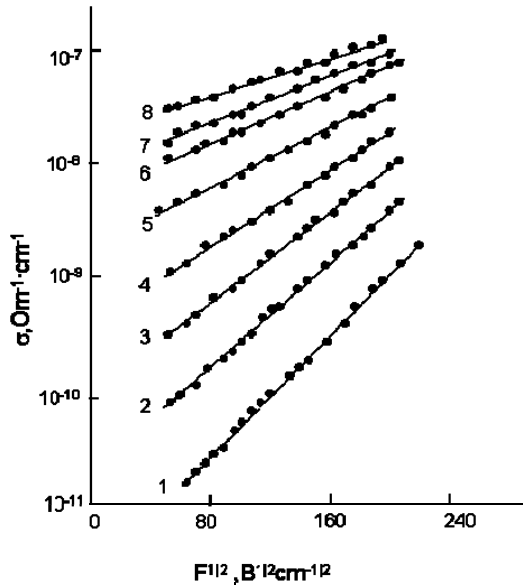


Рис. 3. Зависимость электропроводности  $\sigma(F^{1/2})$  образца монокристалла  $(Ga_2S_3)_{0.95}(Eu_2O_3)_{0.05}$  в координатах  $\lg\sigma-F^{1/2}$  при разных температурах  $T$ , К: 1-177, 2-190, 3-200, 4-220, 5-240, 6-270, 7-290, 8-300.

$\lg \sigma$  от  $F^{1/2}$ , представлена на рис. 4÷6. Следует отметить, что наблюдается не только рост  $\beta$  с уменьшением температуры образца, но и для интервала температур  $77 \div 400$  К достаточно хорошо выполняется закономерность  $\beta \sim \frac{1}{T}$ , т.е. экстраполяция прямой  $\beta = f\left(\frac{1}{T}\right)$  согласно формуле (2) проходит через начало координат.

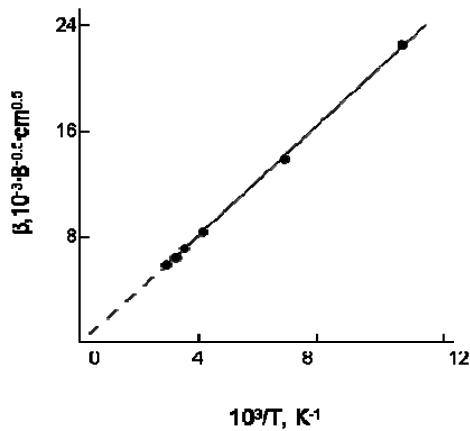


Рис. 4. Температурная зависимость коэффициента Френкеля  $\beta$  для образца монокристалла  $Ga_2S_3$ .

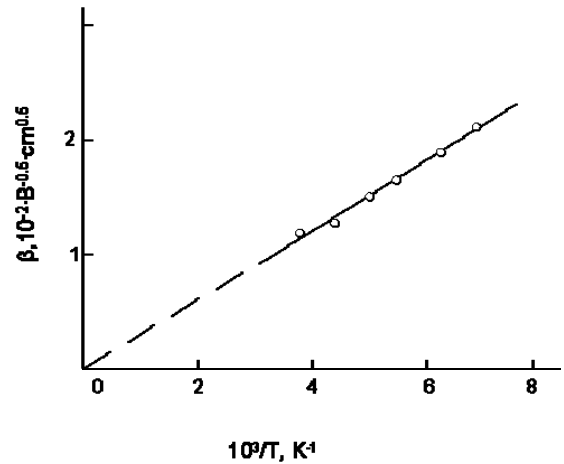


Рис. 5. Температурная зависимость коэффициента Френкеля  $\beta$  для образца монокристалла  $(Ga_2S_3)_{0.96}(Eu_2O_3)_{0.04}$ .

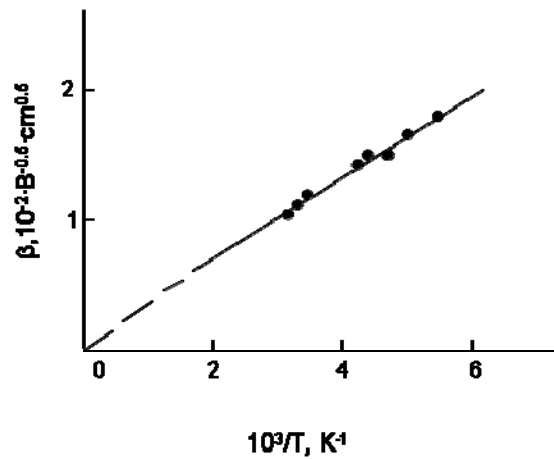


Рис. 6. Температурная зависимость коэффициента Френкеля  $\beta$  для образца монокристалла  $(Ga_2S_3)_{0.95}(Eu_2O_3)_{0.05}$ .

Подставляя экспериментальные значения в формулу (2), была определена электронная часть диэлектрической проницаемости, которая в зависимости от состава твердых растворов  $(Ga_2S_3)_{1-x}(Eu_2O_3)_x$  менялось от 7 до 10.

### Влияние электрического поля на температурную зависимость электропроводности монокристаллов твердых растворов $(Ga_2S_3)_{1-x}(Eu_2O_3)_x$ .

Температурная зависимость электропроводности монокристаллов твердых растворов в системе  $Ga_2S_3 - Eu_2O_3$  не изучена. Имеющиеся экспериментальные работ [12,13] посвящены исследованию электро-

проводности и эффекта Холла в кристаллах  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  и показано, что подвижность электронов и дырок в зависимости от температуры изменяется по закону  $\mu_n \sim T^{-2,4}$  и  $\mu_p \sim T^{-2,4}$ .

Соединение  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  и твердые растворы на его основе являются дефектными полупроводниками с стехиометрическими катионными вакансиями, и эта особенность проявляется в температурной зависимости электропроводности подобных полупроводников [14, 15].

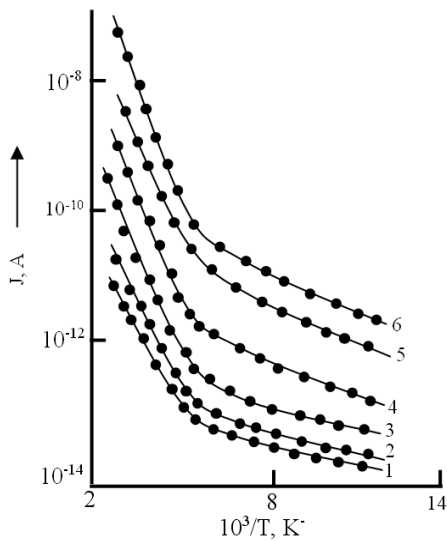


Рис. 7. Температурная зависимость тока образца монокристалла  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  толщиной 95 мкм при разных напряжениях  $U$ , В: 1-30, 2-40, 3-60, 4-100, 5-150, 6-200.

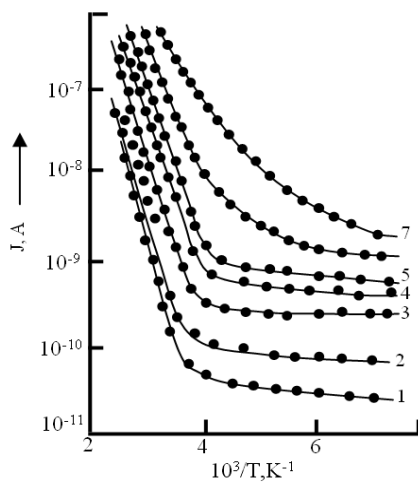


Рис. 8. Температурная зависимость тока образца монокристалла  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,99}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,01}$  толщиной 110 мкм при разных напряжениях  $U$ , В: 1-10, 2-20, 3-60, 4-90, 5-120, 6-200, 7-300.

Зависимость электропроводности (тока) монокристаллов твердых растворов  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  ( $0,01 < x < 0,07$ ) и  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  от температуры исследованы как в области выполнения закона Ома, так и в интервале электрических полей, где существенную роль играет полевая ионизация ловушек. Характерные данные для образцов  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  и  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  представлены на рис. 7÷11.

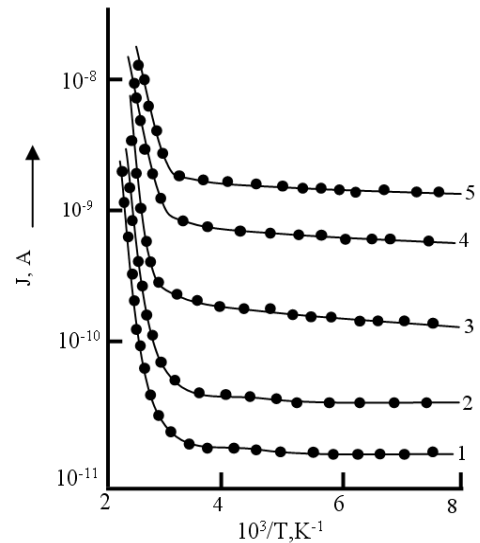


Рис. 9. Температурная зависимость тока образца монокристалла  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,99}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,01}$  толщиной 130 мкм при разных напряжениях  $U$ , В: 1-20, 2-30, 3-50, 4-60, 5-200.

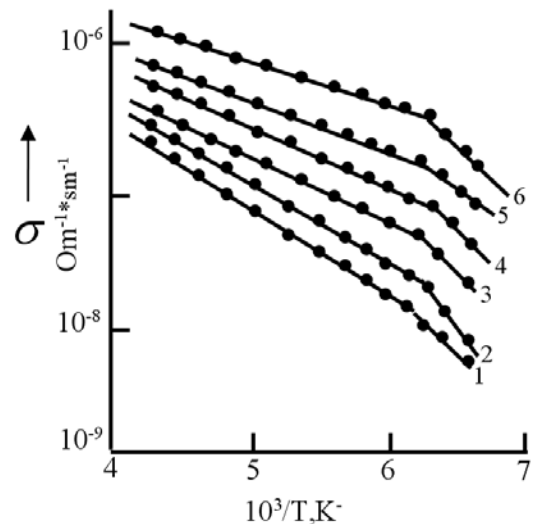


Рис. 10. Температурная зависимость электропроводности образца монокристалла  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,96}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,04}$  толщиной 90 мкм при разных напряжениях  $U$ , В: 1-3, 2-7, 3-15, 4-30, 5-60, 6-90.

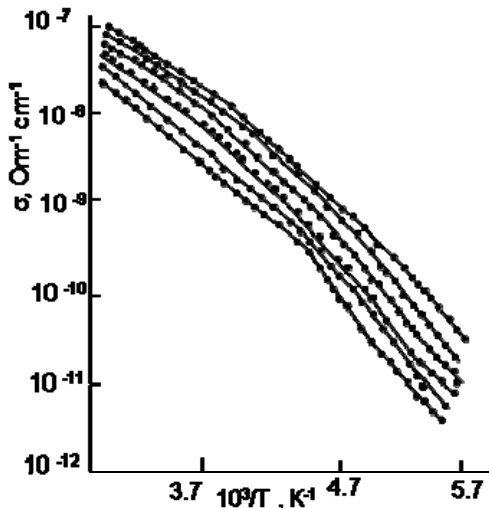


Рис. 11. Температурная зависимость электропроводности образца монокристалла  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0.95}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0.05}$  толщиной 70 мкм при разных напряжениях  $U$ , В: 1-30, 2-60, 3-90, 4-140, 5-200, 6-290.

Измерение электропроводности проводилось в интервале температур 77÷400 К. для большинства исследуемых образцов на зависимости  $\lg \sigma$  от  $\frac{10^3}{T}$  выделяются три участка: высокотемпературный (250÷400К), промежуточный (160÷250) и низкотемпературный (77÷160 К).

Рис. 7÷11 показывают, что при высоких температурах  $\lg \sigma$  линейно зависит от обратной температуры. Это означает, что в сильных электрических полях электропроводность монокристаллов твердых растворов  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  и  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  экспоненциально зависит от температуры.

Действительно, в области выполнения закона Ома температурная зависимость электропроводности полупроводников выражается формулой:

$$\sigma(0) = \sigma_0 e^{-\frac{E_t}{rkT}} \quad (3)$$

где  $\sigma_0$  - электропроводность полупроводника при  $-\frac{10^3}{T} = 0$ ,  $r$  - параметр компенсации, который меняется от 1 до

2. Если в формуле Френкеля (1а) вместо  $\sigma(0)$  подставить ее значение, определяемое из формулы (3), то получим:

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 e^{-\frac{E_t}{2kt}} e^{\beta\sqrt{F}} = \sigma_0 e^{-\frac{E_t}{2kt} + \frac{\sqrt{e^3 F |\epsilon|}}{kT}} \\ &= \sigma_0 e^{-\frac{1}{kT} (E_t - \frac{e^3}{\pi \epsilon \epsilon_0})^{1/2} F^{1/2}} \end{aligned}$$

Если

$$E_t(F) = E_t(0) - \left( \frac{e^3}{\pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} F^{1/2} \quad (4)$$

тогда

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_t}{kT}} \quad (5)$$

В случае компенсации имеем:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_0(F)}{kT}} \quad (6)$$

или

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_t - 2e\sqrt{eF|\epsilon|}}{kT}} \quad (6a)$$

Здесь  $e$ - заряд электрона,  $F$ - напряженность электрического поля,  $\epsilon$ -диэлектрическая проницаемость,  $E_t$ -энергия активации ловушек в монокристаллах  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  и  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  при сильных электрических полях.

Формула (5) показывает, что при любой напряженности электрического поля температурная зависимость электропроводности в полупроводниках должна иметь одинаковый характер, т.е. должна быть справедлива формула (3).

Из (6а) видно, что при  $E(F) = 0$ , т.е.

$$E_t(0) = \left( \frac{e^3}{\pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} F^{1/2}, \quad \text{электропроводность полупроводников не должна зависеть от температуры.}$$

Как видно из рис. 7 ÷ 11, наклон высокотемпературного участка зависимости  $\lg \sigma$   $\left( \frac{10^3}{T} \right)$  с ростом напряженности электрического поля уменьшается. Выражение (6а) показывает, что наклон

прямых  $\lg \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$  или эффективная энергия активации носителей тока при наличии сильного электрического поля уменьшается на величину  $\left(\frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0}\right)^{1/2} F^{1/2}$ .

Зависимость энергии активации  $E_t$  от  $F^{1/2}$  представлена на рис.12. Видно, что согласно выражению (6а)  $E_t$  линейно уменьшается с ростом  $F^{1/2}$ .

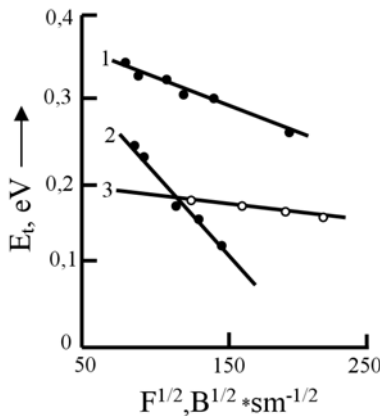


Рис. 12. Зависимость энергии активации ловушек  $E_t$  от электрического поля  $F$  для образцов монокристаллов: 1- $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0.99}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0.01}$ , 2- $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0.95}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0.05}$  3- $(\text{Ga}_2\text{S}_3)$ .

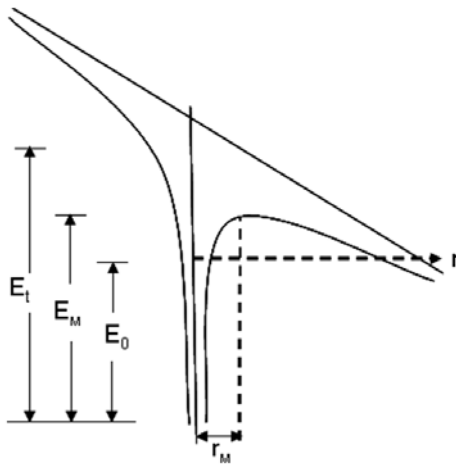


Рис. 13. Энергетическая диаграмма ловушек в электрическом поле.  $E_t$ -энергия активации ловушек в отсутствии поля;  $E_M$ - энергия активации ловушек определяемая выражением  $E_M = E_t - \sqrt{\frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0}} F^{1/2}$ ;  $E_0 < E_M$ , энергия ловушек, при котором происходит туннелирование.

Принимая во внимание выводы теории [16,17] о том, что ЭПФ в полупроводниках и диэлектриках имеет место тогда, когда минимальное расстояние между соседними ловушками равно  $2r_m$  ( $r_m$ -расстояние от центра ловушек до максимума кривой потенциальной энергии в электрическом поле, рис.13), можно оценить их концентрацию из следующего выражения:

$$N_t = (\pi\epsilon\epsilon_0 F_{кр} e^{-1})^{3/2} \quad (7)$$

где  $F_{кр}$ - величина электрического поля, при котором наблюдается ЭПФ, другие величины известны (см.формулу (2)).

Используя формулу (4), можно видоизменить формулу (6). Как уже было отмечено, в соответствии с формулами (5) и (6а)  $E_t$  линейно уменьшается с ростом  $F^{1/2}$ .

Выражение (4) перепишем двух величин электрического поля:

$$E_t(F_1) = E_t(0) - \left(\frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0}\right)^{1/2} F_1^{1/2}$$

$$E_t(F_2) = E_t(0) - \left(\frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0}\right)^{1/2} F_2^{1/2} \quad (8)$$

Отсюда получим:

$$\pi\epsilon\epsilon_0 = \frac{e^3 (F_2^{1/2} - F_1^{1/2})}{[E_t(F_1) - E_t(F_2)]^2} \quad (9)$$

Учитывая (9) в (7), находим:

$$N_t = \frac{e^3 F_{кр}^{3/2} (F_2^{1/2} - F_1^{1/2})}{[E_t(F_1) - E_t(F_2)]^2} \quad (10)$$

В отличие от (7) формула (10) позволяет без знания величины диэлектрической проницаемости оценить концентрацию ловушек по экспериментальным данным из полевой зависимости (см.рис.12). Из расчета по формуле (10) для концентрации ловушек получены значения величины  $N_t = 6 \cdot 10^{13} \div 4 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$  в зависимости

от состава твердых растворов  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$ . Эти результаты хорошо совпадают с расчетами по теории инжекционно-контактных явлений и ТОПЗ [1-6].

Как показывают рис 10, 11 промежуточный участок зависимости  $\lg \sigma \left( \frac{10^3}{T} \right)$  характеризуется непрерывным уменьшением энергии активации носителей заряда с понижением температуры. Этот участок по мере роста электрического поля расширяется (см.рис.8 кривую 6 и 7). Подобная зависимость обнаружена во многих полупроводниках [17-20] и объясняется механизмом прыжковой проводимости.

На низкотемпературном участке зависимости  $\lg \sigma \left( \frac{10^3}{T} \right)$  наблюдается слабый

термоактивационный процесс, и ток (электропроводность) с ростом электрического поля растет. Одним из возможных механизмов слабой зависимости тока от температуры при различных электрических полях является облегченное температурой туннелирование электронов через барьер, уменьшенный на величину  $\sqrt{\frac{e^3 F}{\pi \epsilon \epsilon_0}}$ . В этом случае, как показано в [16,17], зависимость плотности тока от температуры и электрического поля выражается закономерностью:

$$I = \exp - \left\{ \frac{E_0}{kT} + \frac{A}{\sqrt{2eF}} [E_t(0) - E_0]^{3/2} \right\} \quad (11)$$

где  $E_0 < E_t(0) - \sqrt{\frac{e^3}{\pi \epsilon \epsilon_0}}$ , А-постоянная.

Из (11) видно, что между  $\lg I$  и  $\frac{1}{F}$  существует линейная зависимость, которая наблюдается и на эксперименте (рис 14). Формула (11) подобна формуле Фаулера-

Нордгемма с той лишь разницей, что множитель  $F^2$  перед экспонентой отсутствует. Низкотемпературный участок также характерен для прыжковой проводимости в области сильных электрических полей и полевой ионизации примесных уровней, приводящей к туннелированию без участия температуры.

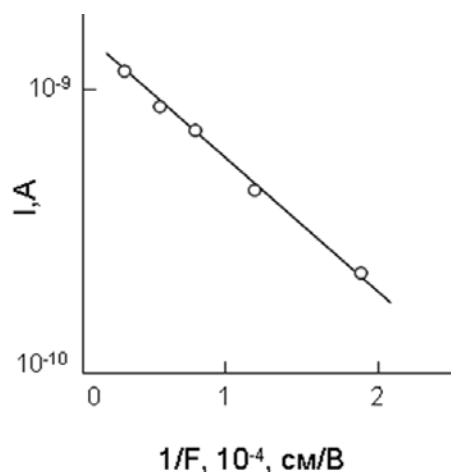


Рис. 14. Зависимость  $\lg I$  от  $1/F$  для образца монокристалла  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0.99}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0.01}$  толщиной 110 мкм.

Для большинства образцов, начиная с некоторой температуры, обнаружено увеличение энергии активации носителей тока с понижением температуры. Это хорошо иллюстрируется на рис. 10, 11. Для образца  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0.96}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0.04}$  обнаружен один, а для образца  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0.95}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0.05}$  - два наклона. Как уже было отмечено, подобная зависимость характерна для дефектных и компенсированных полупроводников [14,15].

**Коэффициент Френкеля и определение концентрации ловушек и диэлектрической проницаемости полупроводников.**

Согласно теории ЭПФ зависимость  $\lg \sigma$  от  $F^{1/2}$  представляет собой прямую линию с наклоном, определяемым формулой (2). Как отмечалось выше, в соответствие с этой формулой по экспериментальным данным, полученным для  $\beta$ ,

можно определить  $\varepsilon$ . Если сопоставить формулу (2) с формулой (7), также можно оценить концентрацию ловушек по формуле:

$$N_t = \left( \frac{2e}{kT\beta} F^{1/2} \right)^3$$

Из выражение (2) следует, что величина  $\beta$  связана с природой полупроводника, т.е. диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ . Относительно  $\varepsilon$  необходимо отметить следующее. И.Я.Френкель [21] считает, что электрон в полупроводнике ведет себя также, как и в изолированном атоме. При этом предполагается, что изолированный атом находится в среде с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ , равной квадрату показателя преломления видимого света и обусловленной электронной частью поляризации. Другими словами, в выражение для  $\beta$  входит значение  $\varepsilon$ , определяемое при высоких частотах.

Как уже отмечено, экспериментальные данные подтверждают наличие между  $\beta$  и  $T$  обратной пропорциональности, что находится в хорошем согласии с теоретическим выражением для  $\beta$ . Следовательно, произведение  $\beta$  на  $kT$  не должно зависеть от температуры.

Действительно, из (2) следует, что

$$\beta kT = \frac{\sqrt{e^3}}{\sqrt{\pi\varepsilon\varepsilon_0}}$$

Правая часть этого равенства содержит величины, которые не зависят от температуры.

Многие авторы [16, 22-25] наблюдавшие и теоретически исследовавшие ЭПФ в аморфных и кристаллических полупроводниках, величину  $z = \beta kT$  называют коэффициентом Френкеля. По-видимому, это связано с тем, что согласно теории Френкеля в сильных электрических

полях энергия активации примесных уровней изменяется согласно формула (4). Другими словами, электрическое поле облегчает процесс термоэлектронной ионизации. Как видно из (7),  $E_t$  с ростом  $F$  уменьшается на величину  $ZF^{1/2}$ .

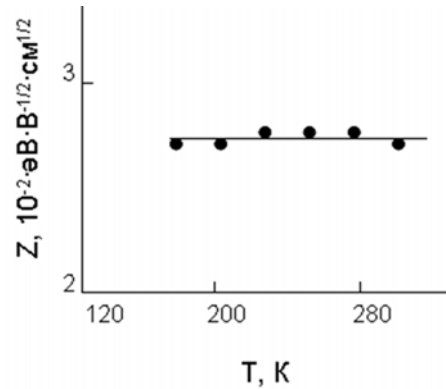


Рис. 15. Зависимость  $Z$  от температуры образца монокристалла  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0.95}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0.05}$ .

Результаты исследования показывают, что в пределах погрешности измерения в исследуемых образцах монокристаллов  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  и  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  значения  $Z$  от  $T$  не зависят (рис.15). Однако, как отмечается в [36], когда акцепторные или донорные уровни окружены нейтральными ловушками в зависимости от концентрации последних наблюдается зависимость  $Z$  от  $T$ . При учете экранирования ионизируемых примесных уровней ловушками, статически заполненными электронами, для температурной зависимости эффективной величины  $Z_{\text{эфф}}$  получено следующее выражение:

$$Z_{\text{эфф}} = Z_0 \left[ \frac{FT}{FT + cN_t} \right] \quad (12)$$

Где  $c = \frac{e^3}{8\pi\varepsilon^2 k} N_t$  - концентрации нейтральных ловушек). Эксперименты и расчеты по (12) показывают, что зависимость  $Z$  от  $T$  имеет место при концентрации нейтральных ловушек  $N_t > 10^{17} \text{см}^{-3}$ .

Эффект сильного электрического поля в полупроводниках, в которых наблюда-



ется закон Френкеля, имеет преимущество перед другими методами при определении  $\varepsilon$ , в частности, ее электронной части. Отметим, что знание величины  $\varepsilon$  играет важную роль при интерпретации оптических свойств полупроводников и при определении емкости в полупроводниковых преобразователях.

**Определение формы потенциальных ям электронных ловушек и длины свободного пробега электронов.**

Исследование электропроводности полупроводников в широком интервале температур и электрических полей позволяет получить ценную информацию о структуре центров захвата электронов и дырок [19,26]. Результаты измерений электропроводности монокристаллов Ga<sub>2</sub>S<sub>3</sub> и твердых растворов (Ga<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>1-x</sub>(Eu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>x</sub> обработаны на основе теории термополевого ЭП, развитой в [28]. В этой работе на оснований зависимости энергии активации ловушек от электрического поля получены выражения для определения формы потенциальной ямы электронных ловушек и длины свободного пробега электронов:

$$f(F) = kT \ln \frac{P(F)}{P(0)} \tag{13}$$

$$\varphi(x) = Ff'(F) - f(F); x = \frac{1}{e} f'(F) \tag{14}$$

где P(F) и P(0)- концентрация носителей тока в сильных и слабых электрических полях, e- основание натурального логарифма. Ценная информация о структуре центров захвата может быть получена, если известна форма кривой потенциальной энергии  $\phi(r)$ . Авторы работы [38], решая задачу в общей форме по заданной функции  $\Delta E = -f(F)$ , отыскивают  $\phi(r)$ . Здесь  $\Delta E$ -изменение энергии ионизации ловушек, вызванное электрическим полем.

Выражение (13) позволяет выяснить следующие свойства функции  $f(F)$  [38]:

- 1)  $f(0)=0$  ;
- 2) поскольку  $x \geq 0$ ,  $f'(F) \geq 0$ ;
- 3) поскольку  $\phi(x)$  всегда отрицательна,  $f'(F) \leq \frac{f(F)}{F}$ , т. е. прямая, проведенная из начала координат в любую точку кривой, имеет больший наклон к оси абсцисс, чем касательная к  $f(F)$  в этой же точке;

- 4) если F - фиксировано, то  $x = \frac{1}{e} f'(F)$  -

это та точка, в которой расположен максимум потенциального барьера при данном F. С увеличением F эта точка должна монотонно перемещаться к началу координат. Отсюда следует, что  $f'(F)$  - монотонно убывающая функция, или  $f''(F) \leq 0$ , т.е.  $f'(F)$  не имеет перегибов на всем интервале  $0 \leq F < \infty$ . Функция  $f(F)$  обладает перечисленными свойствами тогда, когда длина свободного пробега электронов  $\lambda$  больше величины  $r_m$  (расстояние от максимума потенциального барьера до ядра). При соблюдении неравенства  $\lambda > r_m$  имеет место термополевой ЭПФ, на что впервые указал А.И.Губанов [27]. Таким образом, если известна величина критического поля  $F_{кр}$ , при котором закон Ома сменяется законом Френкеля, то длину свободного пробега можно оценить по формуле:

$$\lambda = \frac{1}{e} f(F_{кр}) \tag{15}$$

Параметры, входящие в уровни (13) и (14), выражаются через экспериментально определенные величины. Функцию  $f(F) = kT \ln \frac{P(F)}{P(0)}$  можно представить в следующем виде:

$$f(F) = kT \ln \frac{\sigma(F, T)}{\sigma(0, T)} \quad (16)$$

Таким образом, функция  $f(F)$  определяется из измерений электропроводности  $\sigma(F, T)$  и  $\sigma(0, T)$  в сильных и слабых электрических полях, соответственно (здесь принимается во внимание, что подвижность носителей тока не зависит от величины электрического поля).

Учитывая выражение (1а) в (16) для  $f(F)$ , получим:

$$f(F) = kT\beta\sqrt{F} \quad (17)$$

Первая производная от  $f(F)$  по электрическому полю:

$$f'(F) = \frac{kT}{2} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{F}} \quad (18)$$

Подставляя (13) и (14) в уравнения (10), получим:

$$\psi(x) = -\frac{kT}{2} \beta \sqrt{F} \quad (19)$$

$$x = \frac{kT}{2e} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{F}} \quad (20)$$

Вышеуказанные основные свойства функции  $f(F)$  также согласуются с расчетными формулами (17) и (18). Одно из свойств функции  $f(F)$  связано с тем, что при нулевом поле, как видно из (17),  $f(0) = 0$ .

Другие свойства характеризуют первую и вторую производные функции  $f(F)$  по электрическому полю. Действительно, из (17) и (18) следует, что

$$\begin{aligned} f'(F) &\leq \frac{f(F)}{F} = \frac{kT\beta}{F^{1/2}} \\ f'(F) &\leq \frac{f'(F)}{2} = \frac{\beta}{F^{1/2}} \geq 0 \\ f''(F) &= -\frac{kT\beta}{4F^{3/2}} \leq 0 \end{aligned} \quad (21)$$

(здесь  $\beta$  – всегда положительная величина).

Из экспериментальных данных вычислена величина

$$\Delta E = E_i(0) - E_i(F),$$

выражающая уменьшение энергии активации примесных уровней электрическим полем. Для этого формулу (13) с учетом выражения для  $\beta$  переписем в следующем виде:

$$\lg \frac{\sigma(F)}{\sigma(0)} = 0.43 \frac{\Delta E}{kT} \quad (22)$$

Из этой формулы следует, что с понижением температуры отношение  $\frac{\sigma(F)}{\sigma(0)}$  увеличивается. Зависимость  $\lg \frac{\sigma(F)}{\sigma(0)}$  от  $\frac{1}{T}$  при различных значениях электрического поля представлена на рис.16. Видно, что с ростом электрического поля наклон прямой  $\lg \frac{\sigma(F)}{\sigma(0)} = f\left(\frac{1}{T}\right)$  увеличивается. Этот наклон характеризует уменьшение энергии активации примесных уровней на величину  $\Delta E_i$ .

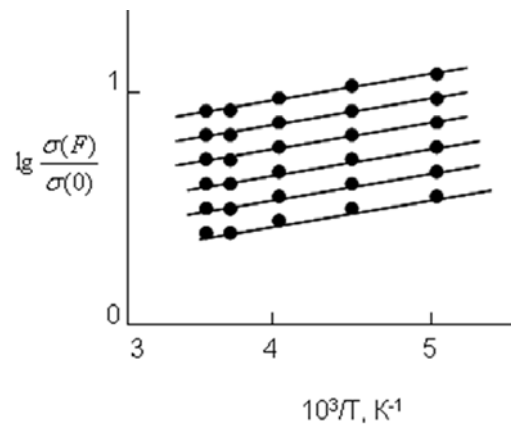


Рис. 16. Зависимость  $\lg \frac{\sigma(F)}{\sigma(0)}$  от  $\frac{1}{T}$  образца монокристалла  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0.95}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0.05}$  при разных значениях электрического поля  $F$ ,  $10^4\text{В/см}$ : 1-0,64; 2-1; 3-1,44; 4-1,96; 5-2,56; 6-3,24.

Рост  $\Delta E_i$  с увеличением электрического поля хорошо иллюстрируется на рис.17. На зависимости  $\Delta E_i(F)$  наблюдается пе-

региб. Анализ экспериментальных данных показывает, что величина электрического поля, при котором в зависимости  $\Delta E_i(F)$  наблюдается перегиб, соответствует значению критического электрического поля, когда закон Ома сменяется законом Френкеля. Зная величину электрического поля, соответствующую точке перегиба по формуле (20), оценена длина свободного пробега электронов в кристаллах  $Ga_2S_3$  и  $(Ga_2S_3)_{1-x}(Eu_2O_3)_x$  ( $\lambda=10^{-4}\div 10^{-6}cm$ ).

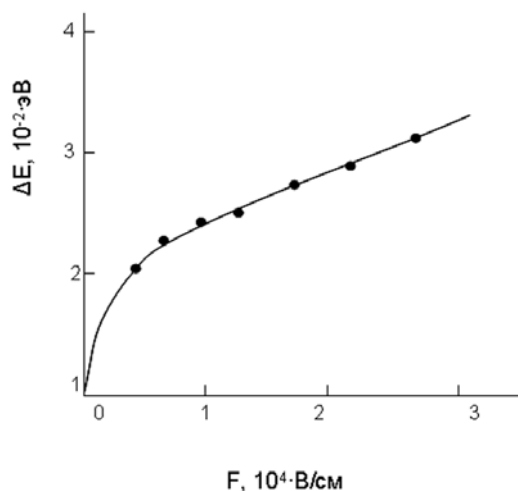


Рис. 17. Зависимость  $\Delta E$  от электрического поля  $F$  для образца монокристалла  $(Ga_2S_3)_{0.95}(Eu_2O_3)_{0.05}$ .

Метод определения формы потенциальных ям и длины свободного пробега получил дальнейшее развитие в [26-28/.

### Обсуждение результатов.

Результаты измерения электропроводности монокристаллов  $Ga_2S_3$  и  $(Ga_2S_3)_{1-x}(Eu_2O_3)_x$  ( $0,01 \leq x \leq 0,07$ ) показывают, что между  $\lg \sigma$  и  $\sqrt{F}$  существует линейная зависимость.

Экспоненциальная зависимость в виде  $\sigma \sim \exp \sqrt{F}$  для изменения электропроводности в сильных электрических полях следует из теории Шоттки [27] и Френкеля [21]. По теории Шоттки в сильных электрических полях электропроводность растет за счет термоэлек-

тронной эмиссии электронов из металла в диэлектрик или полупроводник. Это означает, что ток в полупроводниках должен зависеть от работы выхода металла, что не наблюдается экспериментально в кристаллах  $Ga_2S_3$  и  $(Ga_2S_3)_{1-x}(Eu_2O_3)_x$ .

В теории Френкеля развита для компенсированных полупроводников, какими являются  $Ga_2S_3$  и  $(Ga_2S_3)_{1-x}(Eu_2O_3)_x$ .

Согласно теории Шоттки и Френкеля зависимость плотности тока от напряженности электрического поля и температуры выражается следующими формулами:

$$I_{ш} = AT^2 e^{-\frac{\phi - e\sqrt{eF/\epsilon}}{kT}} \quad (23)$$

$$I_{\phi} = e\mu n_0 F e^{-\frac{E_i - 2e\sqrt{eF/\epsilon}}{kT}} \quad (24)$$

где  $\phi$  - высота барьера на границе металл-полупроводник,  $A$  - постоянная,  $E_i$  - энергия активации носителей тока.

При анализе экспериментальных данных по электропроводности компенсированных полупроводников можно рассмотреть два предельных случая.

1. Концентрация акцепторных уровней мала по сравнению с концентрацией донорных (в n-полупроводнике) и свободных электронов. В этом случае температурная зависимость концентрации электронов определяется выражением:

$$n = n_0 e^{-\frac{\Delta E_i}{2kT}} \quad (25)$$

2. Концентрация возбужденных электронов мала по сравнению с концентрацией донорных и акцепторных уровней. В этом случае температурную зависимость концентрации электронов можно представить в следующем виде:

$$n = [N_c(N_d - N_a) / 2N_a] \exp[-E_t / kT] \quad (26)$$

В соответствии с этими предельными случаями плотность тока, обусловленного эффектом Френкеля, равна:

$$I = e\mu n_0 F e^{-\frac{E_t - 2e\sqrt{eF/\epsilon}}{2kT}}, N_a \ll N_d, N_a \ll n. \quad (27)$$

$$I = e\mu n_0 F e^{-\frac{E_t - 2e\sqrt{eF/\epsilon}}{kT}}, n \ll N_a, n \ll N_d. \quad (28)$$

Для того, чтобы выяснить соответствие экспериментальных данных эффекту Шоттки и Френкеля необходимо рассмотреть предъ-экспоненциальные множители в равенствах (23) и (24),  $\phi$ ,  $E_t$  и параметр компенсации  $r$ .

Формулы (24) и (25) перепишем в следующем виде:

$$I_{\text{ш}} = I_0 e^{\beta_{\text{ш}} \sqrt{F}} \quad (29)$$

$$I_{\text{ф}} = F \sigma_0 e^{\beta_{\text{ф}} \sqrt{F}} \quad (30)$$

где

$$I_0 = AT^2 e^{-\frac{\phi}{kT}}, \sigma(0) = e\mu n_0 \quad (n = n_0 e^{-\frac{E_t}{rkT}}) \quad (31)$$

$$\beta = \frac{e\sqrt{e}}{kT\sqrt{\epsilon}} \quad (32)$$

$$\beta = \frac{2e\sqrt{e}}{kT\sqrt{\epsilon}} \quad (33)$$

Из формул (32) и (33) следует, что  $\beta_{\text{ф}} = 2\beta_{\text{ш}}$ .

Выражение (31) для  $I_0$  называется уравнением Ричардсона-Дешмана,  $\sigma(0)$  – электропроводность в слабых электрических полях, а формулы (32) и (33) являются теоретическими выражениями наклонов Шоттки и Френкеля, соответственно.

Величина  $I_0$  экспоненциально зависит от высоты барьера металл-полупроводник, в то время, как  $\sigma_0$  экспоненциально зависит от величины энергии активации

примесных уровней в полупроводнике. Вольтамперная характеристика структуры типа МПМ, в которой использованы металлы с различной работой выхода, будет симметричной в случае преобладания эффекта Френкеля, что имело место во всех исследованных монокристаллах  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$ . Для эффекта Шоттки ВАХ, в основном, являются несимметричными. Симметричность характеристики может сохраниться в случае эмиссии Шоттки, если за счет присутствия посторонних примесей выравниваются потенциальные барьеры на обеих границах слоя полупроводника. Наличие эмиссии Шоттки можно проверить еще следующим образом. Во-первых, высоту барьера между металлическим электродом и полупроводником можно определить по температурной зависимости  $I_0$ , описываемой формулой (31), во-вторых,  $\phi$  можно найти по точке пересечения линейных участков графика  $\lg I - \sqrt{F}$  с осью  $\lg I$ , полученных при различных температурах, и таким же образом находится  $E_t$  в случае эффекта Френкеля из графика  $\lg(\frac{I}{F}) - \sqrt{F}$ . В этой точке, согласно (24) и (25),

$$\phi = e\sqrt{eF/\epsilon} \quad (34)$$

$$E_t = 2e\sqrt{eF/\epsilon} \quad (35)$$

При этом значение  $F$  берется в точке пересечения.

Результаты измерений электропроводности образцов  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  и  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  были обработаны в координатах Шоттки и Френкеля. Температурная зависимость точки пересечения прямых Шоттки с осью  $\lg I$  в соответствии с формулой (35) в координатах  $\lg(\frac{I}{T^2}) - \frac{1}{T}$  позволила оценить  $\phi$  для контакта индия с исследуемыми нами образцами. Найденная ве-

личина  $\phi=0,7$  эВ не соответствует величине барьера между индием и твердыми растворами. Следовательно, экспериментальные данные по исследованию электропроводности  $\text{Ga}_2\text{S}_3$  и  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  в сильных электрических полях количественно не могут быть объяснены эффектом Шоттки, т.е. за счет уменьшения высоты барьера между индиевым контактом и указанными кристаллами.

Кроме того, количественное соответствие экспериментальных данных эффектам Шоттки и Френкеля можно проверить по значениям наклонов  $\beta_{ш}$  и  $\beta_{ф}$ .

Если в полупроводнике имеет место частичная компенсация, то  $\beta_{ф}$  определяется по (33). Теоретическое выражение (23) позволяет по экспоненциально найденным значением  $\beta_{ф}$  определить степень компенсации полупроводника.

В (33) входит электронная часть диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ , равная квадрату коэффициента преломления света в видимой области. Из оптических и емкостных измерений для диэлектрической проницаемости найдены значения  $\epsilon=7\div 10$  в зависимости от состава  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  ( $0,01\leq x\leq 0,07$ ), что также хорошо согласуется с данными, полученными из ЭПФ.

Экспериментальные данные также анализированы на основе модифицированной теории ЭПФ [17], в которой предложена модель, основанная на объемной ионизации ловушек. Если расстояние между соседними ионизируемыми центрами велико, то они не взаимодействуют друг с другом и преобладает термополевой ЭПФ. Исходя из этих предположений, для плотности тока получено следующее выражение:

$$J = 2eN_t(kT)^3 Z^{-1} \mu f(\phi, \sinh \phi) \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right), \quad (36)$$

где  $e$ -заряд электрона,  $N_t$ - концентрация ловушек,  $k$ - постоянная Больцмана,  $T$ -

абсолютная температура,  $Z = \sqrt{\frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0}}$ ,  $\mu$ - подвижность носителей тока,  $E_t$ -энергия ионизации ловушек и  $\phi = \frac{ZF^{1/2}}{kT}$ . Для эмиссии в направлении поля функция  $f(\phi, \sinh \phi) = \phi \sinh \phi$ , а для эмиссии в замкнутой сфере, окружающей центр,  $f(\phi, \sinh \phi) = \phi^{-1}(\phi \cosh \phi - \sinh \phi)$ .

Уравнение (36) перепишем в следующем виде:

$$JT^{-3} \exp\frac{E_t}{kT} = 2eN_t k^3 Z^{-1} \mu f(\phi, \sinh \phi). \quad (37)$$

Левую сторону (37) обозначим через  $J = JT^{-3} \exp\frac{E_t}{kT}$ . Уравнение (37) позволяет представить экспериментальные данные в нормализованных координатах  $\lg J - F^{1/2}T^{-1}$ . При этом удобнее зависимость  $J$  от  $F^{1/2}T^{-1}$  построить в координатах  $\lg J - \lg(F^{1/2}T^{-1})$ .

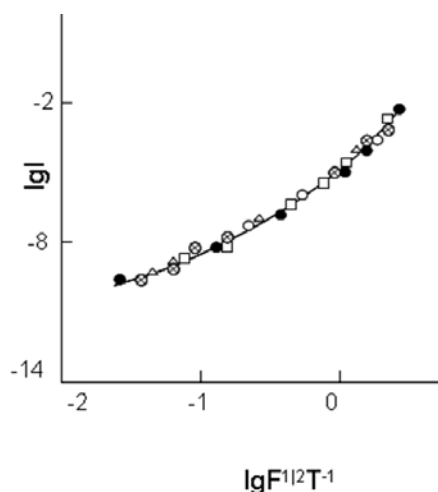


Рис. 18. Зависимость плотности тока от электрического поля в нормализованных координатах для образца монокристалла  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,95}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,05}$  при разных температурах  $T$ , К:  $\circ$  – 177 К,  $\bullet$  – 200 К,  $\Delta$  – 220 К,  $\otimes$  – 240 К

Экспериментальные данные для образца монокристалла твердого раствора  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,95}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,05}$  перестроена в нормализованных координатах и изображена

на рис. 18. Видно, что результаты измерений плотности тока, полученные при различных температурах, в нормализованных координатах укладываются на одну прямую. Это свидетельствует о том, что рост электропроводности монокристаллов твердых растворов  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_x$  с увеличением электрического поля при различных температурах обусловлен ионизацией одних и тех же ловушек.

Как выше было отмечено, сущность ЭПФ заключается в уменьшении энергии активации ловушек  $E_t$  на величину  $\sqrt{\frac{e^3 F}{\pi \epsilon \epsilon_0}}$ .

Однако, этого условия недостаточно, чтобы электрон покинул кулоновский центр. Как отмечено в [38, 39], необходимо, чтобы электрон сохранил энергию, которая больше, чем  $E_t - \sqrt{\frac{e^3 F}{\pi \epsilon \epsilon_0}}$ ,

когда он минует максимум потенциальной энергии в электрическом поле и после соударения с тепловыми колебаниями. Это условие может иметь место в случае, если длина свободного пробега электрона  $\lambda > r_m$ . Принимая во внимание выводы теории [38] нами получены следующие выражения для оценки

$\lambda = \frac{\beta k T}{2eF^{1/2}}$ . Подставляя в выражение  $r_m$

и  $\lambda$ , значение  $\beta = 0,02 \text{ см}^{1/2} \text{ В}^{1/2}$ ,  $T = 160 \text{ К}$ ,  $K = 0,86 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$ ,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ ,  $F = 10^4 \text{ В/см}$ , получим  $r_m = 2,25 \cdot 10^{-7} \text{ см}$  и  $\lambda = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ см}$  для монокристалла  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,96}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,04}$ . Таким образом, в монокристаллах  $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,96}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,04}$  в электрических полях порядка  $10^4 \text{ В/см}$  выполняется условие понижения энергии активации ловушек  $E_t$  на

величину  $\sqrt{\frac{e^3 F}{\pi \epsilon \epsilon_0}}$  и  $\lambda > r_m$ . Аналогичные

данные получены и для других составов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Георгобиани, П. А. Пипинис. Туннельные явления в люминесценция полупроводников. Издательство «Мир» Российское физическое общество, Москва, 1994, 220.
2. В. И. Фистуль. Атомы легирующих примесей в полупроводниках, Москва, Физматлит, 2004.
3. Зюганов А.Н., Свечников С.В., Инжекционно-контактные явления в полупроводниках.- Киев. Наукова Думка, 1981, с. 256.
4. А.Н. Зюганов, А.М. Иванов, С.В. Свечников. Новый метод диагностики функциональных зависимостей в классе стандартных физических аппроксимаций. Электрон. моделирование, т 12, 6, с. 55, (1990).
5. M. I. Török. On the Poole-Frenkel constant. Phys. Stat. Sol (b), 126, k 97, 1984.
6. W. K. Choi, I. I. Delima and A. E. Owen. A Mode for the Variations in the Field-Dependent Behaviour. Phys. Stat. Sol (b), 137, 345, 1986.
7. Гусев М. Ю., Зюганов А.Н., Иванов А.М., Свечников С. В., Смертенко П. С., Оптимальный шаг измерения Вольт-амперной характеристики с целью минимизации степенной погрешности. Республиканский межведомственный сборник научных трудов «Оптоэлектроника и полупроводниковая техника», №14, 26-32, 1987, Наукова Думка, 1988, Киев.
8. Stoskman F, An Exact Evaluation of Stearly-State Spase-Charge-Limited Currents for Arbitrary Trap Distributions-Phys. Stat. Sol. (a), 1981, V. 64, №2, P. 475-483.
9. Godlewski J. Electrode-Limited Photoinjection in Aqueous Electrode- Organic Crystal Systems. – Phys. Stat. Sol. (a), 1981, v.64, N2, p.499-507.
10. Chen Y.F. Commtyn on the Determination of the Midgap Density of States in Amorphous Semiconductors Using the Spase- Charge- Limited-Current Method. - Phys. Stat. Sol. (b), 1989, v.153, N2, p.695-701.
11. Френкель Я.И. К теории электрического пробоя в диэлектриках и электронных полупроводниках-ЖЭТФ, 1938, 8, в.12, с.1292-1301.
12. Kipperman A.H.M., Vermij C.J. Hall-effect measurements on gallium-Silphide Single crystals – Nuova Cimento, 1969, B63, N1, p.29-35
13. Мушинский В.П., Караман М.И., Кутищев И.В. Эффекты накопления зарядов в структурах МДПМ в сб.: Неравновесные в полупроводниках и диэлектриках. Кишнев «Штинца», 1983, с.73-78.
14. Винецкий В. Л., Холодарь Г. А. Статистическое взаимодействие электронов и дефектов полупроводниках– Киев, Наукова Думка, 1969. - 86с.

15. Цэндин К. Д.. Особенности примесной проводимости в неупорядоченных в полупроводниках,–имеющих собственне дефекты с отрицательной корреляционной энергией и электрически активные примесные атомы. ФТР, 1990, т. 24, В. 6, с. 1019-1025.
16. Hill R.M. Poll-Frenkel conduction in Amorphous Solids. – Phil Mag., 1971, v.23, N181, p.59-86.
17. Hill R.M. Hopping Conduction in Amorphous Solids. –Phil.Mag., 1971,v.24, N 192, p.1307-1325
18. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Глубокие хвосты плотности состояний и поглощение света в полупроводниках. ЖЭТФ, 1970, т.58, вып.2,с. 657-665
19. Валеев Х.С. Квасков В.Б. Нелинейные металло-оксидные полупроводники. –М. Энергоиздат, 1983, 180с.
20. Квасков В.Б. Полупроводниковые приборы с биполярной проводимостью. – М:Энергоатомиздат, 1988, -128с.
21. Френкель Я.И. О предпробивном состоянии диэлектриков. ЖЭТФ, 1952, т.23, вып.6(12), с.619-625.
22. Jonsher A.K., Loh C.K. Poole-Frenkel conduction in high alternating electric fields. J.Phys. C. Solild State Phys., 1971, v.4, p.1341-1347.
23. Jonsher A.K., Ansari A.A. Photo-currents in Silicon Monoxide Films. Phil Mag., 1971, v.23, N181, p.205-223.
24. Murgatround P.N. Theory of Space- Charge-Limited Current Enhanced by Frenkel Effect. J. Phys.1970., D.3, N2 p.151-156.
25. Hill R.M. The Poole-Frenkel constant. –Thin Solid Films, 1971, v.8 p.R21-R24.
26. Chan Y., Jayadevaiah T.S. Sereening effect on Poole-Frenkel conduction in amorphous Solids. Phys.Stat. Sol. (b), 1972, v.49, N2, p.K129-K133.
27. Губанов А.И. К теории эффекта сильного поля в полупроводниках. ЖЭТФ, 1954, т.24, вып.2, с.308-319
28. ВолковФ.И., Ляпидевский Б.К. Расчет потенциальной ямы электронной ловушки с помощью термополевого эффекта Френкеля. ФТТ, 1972, т.14, вып.5, с.1337-1341.