

## ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>

**Б.Г. ТАГИЕВ, Н.Н. МУСАЕВА**  
 Институт Физики АН Азербайджана  
 370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Представлены результаты исследований темнового тока, спектрального распределения фототока и температурного гашения, также коэффициента оптического поглощения в монокристаллах PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>, выращенных методом Бриджмена-Стокбаргера.

В спектре фототока обнаружены интенсивные максимумы при 530, 760 и 1000 нм. По правилу Мосса из коротковолнового максимума определена ширина запрещенной зоны PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> равная 2.35 эВ. С ростом электрического поля до 10<sup>4</sup> В/см максимумы фототока увеличиваются на два порядка. Из температурного гашения фототока определена энергия рекомбинационных r-центров (0.89 эВ).

Спектр оптического поглощения в монокристаллах PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> исследован в интервале энергии фотонов 2.280÷2.350 эВ и 2.350÷2.460 эВ, имеют место непрямые и прямые оптические переходы, которым соответствуют E<sub>g1</sub>=2.228 и E<sub>g2</sub>=2.350 эВ, соответственно. Температурные коэффициенты E<sub>g1</sub> и E<sub>g2</sub> соответственно, равны -0.6·10<sup>-4</sup> и 4.75·10<sup>-4</sup> эВ/К.

Соединение PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> впервые синтезировано авторами [1,2], которые установили, что этот полупроводник имеет орторомбическую структуру с параметрами a=10.64 Å, b=10.94 Å, c=6.36 Å и пространственной группой Bbmm. PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> является фоточувствительным в области 0.4÷1.2 мкм с кратностью 10<sup>3</sup>÷10<sup>4</sup> и высокоомным полупроводником с удельным сопротивлением около 10<sup>11</sup> Ом·см при 300 К.

Выяснение механизмов электронных явлений в монокристаллах PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> требует исследования электрических, фотоэлектрических и оптических свойств в широком интервале температур и энергии фотонов. Насколько нам известно, эти свойства монокристаллов PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> не изучены. В настоящей работе представлены результаты исследований электрических и фотоэлектрических свойств и коэффициента оптического поглощения α в монокристаллах PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>.

Соединение PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> синтезировано сплавлением компонентов в вакуированных кварцевых ампулах (10<sup>-5</sup> мм рт.ст.), взятых в стехиометрических соотношениях. Монокристаллы PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> с размерами 1×1×2 см<sup>3</sup> выращены методом Бриджмена-Стокбаргера. Это соединение обладает цепочечно-слоистой структурой, его цвет меняется от желто-оранжевого до темно-красного в зависимости от толщины.

### Результаты измерений и их обсуждение

#### а. Электрические свойства

Зависимость темнового тока от температуры измерена в интервале 200÷400 К в электрическом поле 7.5·10<sup>3</sup> В/см и результаты представлены на рис. 1. Видно, что в указанном интервале температур темновой ток изменяется от 10<sup>-6</sup> до 10<sup>-11</sup> А. В полулогарифмическом масштабе зависимость lg I от 10<sup>3</sup>/T состоит из трех участков, с наклонами равными 0.22, 0.60 и 0.72 эВ.

Показано, что при изменении электрического поля от 50 до 3·10<sup>4</sup> В/см темновой ток, проходящий через структуру In-PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>-In увеличивается от 10<sup>-12</sup> до 10<sup>-6</sup> А. ВАХ, в области нарушения закона Ома, с увеличением температуры смещается в сторону низких электрических полей.

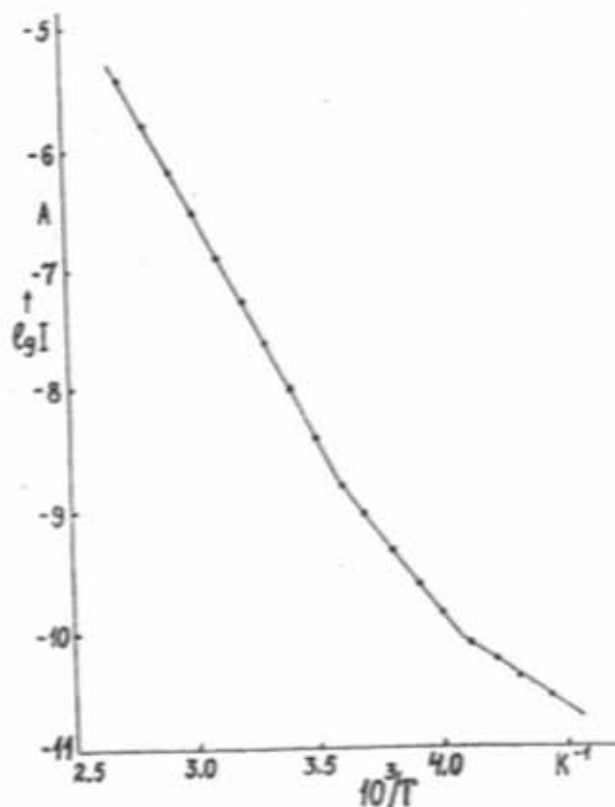


Рис. 1. Температурная зависимость темнового тока в монокристаллах PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> при электрическом поле 7·10<sup>3</sup> В/см.

Анализ экспериментальных данных (измерения проводились на пяти образцах с разными толщинами) показывает, что в интервале электрических полей 10<sup>3</sup>÷10<sup>5</sup> В/см в структуре In-PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>-In имеет место ток, ограниченный пространственным зарядом [3].

Из температурных зависимостей инжекционных токов [4] для монокристаллов PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> найдены концентрация свободных носителей n<sub>c</sub>=1.65·10<sup>6</sup> см<sup>-3</sup>, квазиуровень Ферми E<sub>F</sub>=0.76 эВ, подвижность носителей μ = 20 см<sup>2</sup>/В·сек, концентрация ловушек N<sub>t</sub>=1.35·10<sup>12</sup> см<sup>-3</sup>, энергия активации ловушек E<sub>t</sub>=0.72 эВ. При оценке указанных величин

использована диэлектрическая проницаемость PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>,  $\epsilon=8$ , определенная нами из емкостных измерений.

**б. Фотоэлектрические свойства**

Спектральное распределение фототока (СРФТ) для монокристаллов PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> измерено в интервале энергии фотонов 1.13-3.10 эВ. Результаты измерений СРФТ при 300 К для различных электрических полей представлены на рис. 2. На зависимости фототока от длины волны падающего излучения выявлены интенсивные максимумы при 530 нм, 760 и 1000 нм. Видно, что энергетическое положение этих максимумов не зависит от внешнего электрического поля. Кроме того, с изменением электрического поля от 10 до 5·10<sup>4</sup> В/см фототок увеличивается на два порядка. Максимум при 530 нм соответствует собственной проводимости, а длинноволновые максимумы обусловлены примесями в монокристаллах PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>.

По правилу Мосса [5] из коротковолнового максимума фототока можно определить ширину запрещенной зоны PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>. В соответствии с этим правилом, спектральная чувствительность  $S(h\nu)$  фотопроводника определяется отношением фототока (фотопроводимости)

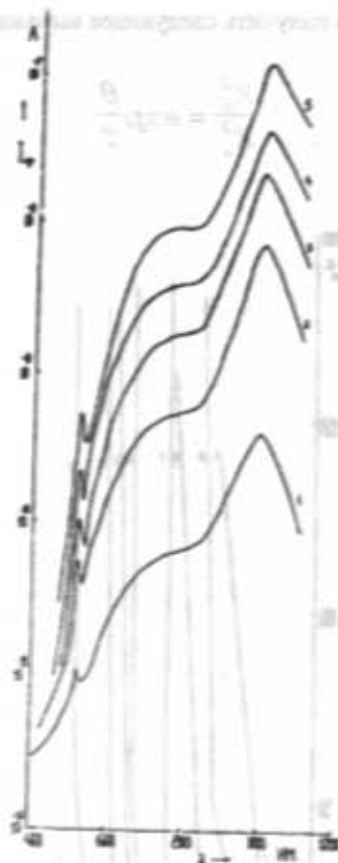


Рис. 2. Спектральное распределение фототока монокристалла PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> при 300 К и приложенном электрическом поле E (В/см): 5,0·10<sup>2</sup> (1), 2,5·10<sup>3</sup> (2), 5·10<sup>3</sup> (3), 7,5·10<sup>3</sup> (4), 1,5·10<sup>4</sup> (5).

$I_g(h\nu)$  к максимуму фототока (фотопроводимости) по следующей формуле:

$$S(h\nu) = \frac{I_g(h\nu)}{I_{gmax}(h\nu)} = \frac{1}{1 + \exp\left[C(E_g - h\nu)\right]}, \quad (1)$$

где C - постоянная,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны полупроводника. Из формулы видно, что  $S(h\nu)$  уменьшается в два раза, когда  $E_g = h\nu$ . По данным представленным на рис.2 вычислено значение  $E_g=2.35$  эВ для PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>. Применение указанной формулы в [6,7] позволило из спектральной зависимости фототока (фотопроводимости) определить ширины запрещенных зон для FeS<sub>2</sub> (0.86 эВ), GeSe (1.144±0.011 эВ и 1.167±0.025 эВ в направлениях осей a и c, соответственно), которые хорошо согласуются с оптическими данными.

Исследованием температурной зависимости фототока обнаружено, что фототок увеличивается с ростом температуры до 365 К, а затем начинает уменьшаться и наблюдается ПГ фототока. Это дает основание считать, что в запрещенной зоне монокристалла PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> имеется два типа рекомбинационных уровней [8]: быстрые (s-центры) и медленные (r-центры). При температурах, соответствующих максимуму фототока, основной рекомбинационный поток проходит через r-центры, и это является фоточувствительной областью для монокристалла PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>. Повышение температуры приводит к генерации неосновных носителей заряда с r-центров и способствует переходу этих зарядов на s-центры, в связи с чем уменьшается время жизни свободных электронов и наблюдается ПГ фототока. Определено энергетическое положение центров рекомбинации (r-центров), равное 0.89 эВ.

**с. Оптические свойства**

Результаты измерений  $\alpha(h\nu)$  для образца толщиной 35 мкм при восьми значениях температуры представлены на рис.3.а. Аналогичные результаты получены и для других 5 образцов. Как видно из рисунка зависимость  $\alpha(h\nu)$  смещается в коротковолновую область с понижением температуры от 300 до 86 К. При этом  $\alpha(h\nu)$  в интервале энергии фотонов 2.24-2.46 эВ изменяется от 1000 до 2500 см<sup>-1</sup>. Зависимость  $\alpha(h\nu)$  состоит из трех участков: 1 - в интервале энергии фотонов 2.24-2.28 эВ  $\alpha$  почти не зависит от  $h\nu$  или имеет место относительно слабый ее рост; 2 - заметный рост  $\alpha$  в интервале 2.28-2.35 эВ; 3 - резкий рост  $\alpha$  в интервале энергии фотонов 2.35-2.46 эВ.

Полученные результаты проанализированы в соответствии с теорией непрямых и прямых оптических переходов [9-11].  $\alpha(h\nu)$  можно представить в следующем виде:

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3, \quad (2)$$

где  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  - коэффициенты оптического поглощения при непрямых, прямых переходах и при фоновом поглощении, соответственно.

При анализе экспериментальных данных было учтено, что фоновое поглощение  $\alpha_3$  линейно зависит от  $h\nu$ . Зависимость (2) была экстраполирована в сторону высоких энергий фотонов и при разных  $h\nu$  определены  $\alpha - \alpha_3 = \alpha_1 + \alpha_2$ . Принимая во внимание, что в малой области изменения энергии фотонов зависимости  $(\alpha - \alpha_3)^{1/2}$  и  $[(\alpha - \alpha_3)^{1/2} h\nu]$  от  $h\nu$  почти одинаковы [9], экспериментальные данные на рис.3.б. представлены в координатах  $(\alpha - \alpha_3)^{1/2} - h\nu$ . На этой зависимости выделяются два

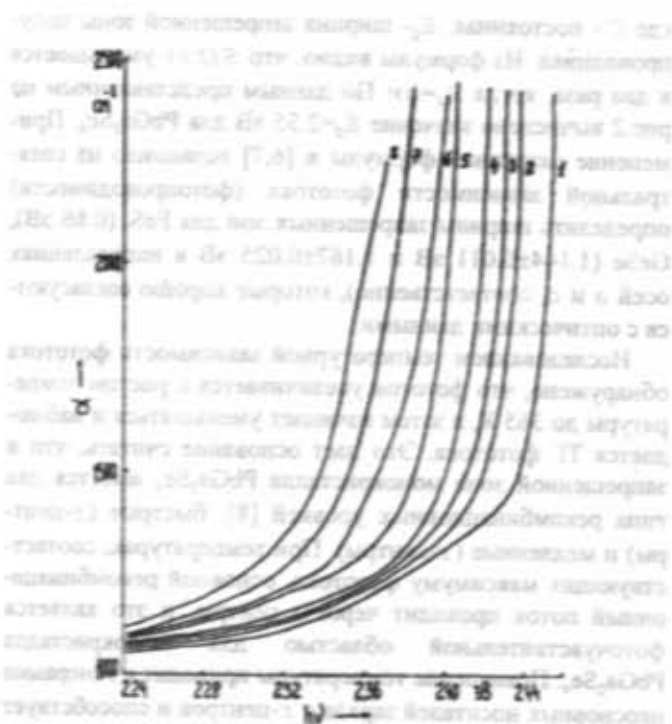


Рис.3.5. Спектральная зависимость коэффициента оптического поглощения в монокристалле PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> при температурах T, К: 1 - 86, 2 - 112, 3 - 134, 4 - 157, 5 - 214, 6 - 258, 7 - 271, 8 - 294.

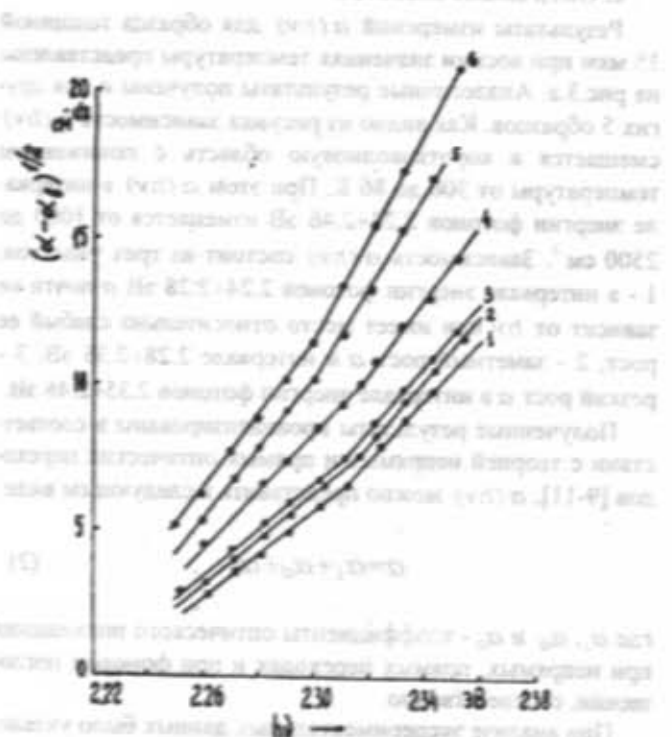


Рис.3.6. Зависимость  $(\alpha - \alpha_0)^{1/2} - h\nu$  при температурах T, К: 1 - 86, 2 - 112, 3 - 134, 4 - 157, 5 - 214, 6 - 258, 7 - 271, 8 - 294.

прямойлинейных участка с различными наклонами, величины которых с понижением температуры уменьшаются. Появление этих участков обусловлено поглощением и испусканием фононов и в этом случае коэффициент оптического поглощения определяется по формуле:

пусканием фононов и в этом случае коэффициент оптического поглощения определяется по формуле:

$$\alpha(h\nu) = A \left( \frac{(h\nu - E_{gr} + k\theta)^2}{e^{\frac{\theta}{T}} - 1} + \frac{(h\nu - E_{gr} - k\theta)^2}{1 - e^{-\frac{\theta}{T}}} \right), \quad (3)$$

где  $h\nu$  - энергия фотона,  $E_{gr}$  - ширина запрещенной зоны при непрямых переходах,  $k\theta$  - энергия фонона,  $\theta$  - характеристическая температура,  $T$  - абсолютная температура,  $A$  - постоянная, слабо зависящая от  $h\nu$  и  $T$ . Если учесть, что первое слагаемое связано с поглощением ( $\alpha_s$ ), а второе - с испусканием фонона ( $\alpha_a$ ), тогда наклоны прямых  $\alpha_s^{1/2} = h\nu$  и  $\alpha_a^{1/2} = h\nu$  можно определить следующими выражениями:

$$K_s = \left( \frac{A}{e^{\frac{\theta}{T}} - 1} \right)^{1/2}; \quad K_a = \left( \frac{A}{1 - e^{-\frac{\theta}{T}}} \right)^{1/2} \quad (4)$$

Из (3) легко получить следующее выражение:

$$\frac{K_s^2}{K_a^2} = \exp \frac{\theta}{T} \quad (5)$$

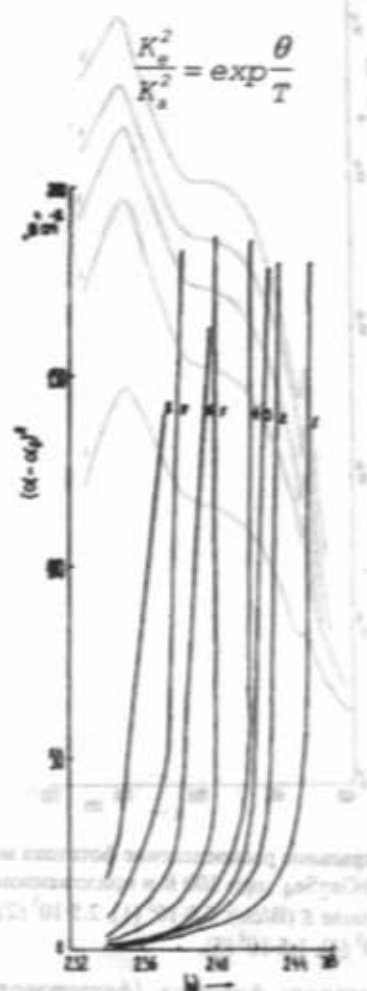


Рис.4.4. Зависимость  $(\alpha - \alpha_0)^2 - h\nu$  при температурах T, К: 1 - 86, 2 - 112, 3 - 134, 4 - 157, 5 - 214, 6 - 258, 7 - 271, 8 - 294.

Используя эти формулы и на основе экспериментальных данных при разных температурах, определены величины  $E_{g1}$ ,  $\theta$ ,  $k\theta$ .

При больших энергиях ( $h\nu = 2.35$  эВ) имеет место резкий рост коэффициента поглощения. Для определения характера оптических переходов в монокристалле  $PbGa_2Se_4$  эта часть зависимости проанализирована согласно работе [12]. Установлено, что экспериментальные значения коэффициента поглощения хорошо укладываются в прямую в координатах  $(\alpha - \alpha_0)^2 - f(h\nu)$

(рис.4.а). Линейная зависимость  $(\alpha - \alpha_0)^2$  от  $h\nu$  свидетельствует о том, что край собственного поглощения в монокристаллах  $PbGa_2Se_4$  формируется прямыми разрешенными оптическими переходами в области больших энергий фотонов. При различных температурах ширина запрещенной зоны определена экстраполяцией прямых  $(\alpha - \alpha_0)^2 = f(h\nu)$  к значению  $(\alpha - \alpha_0) = 0$  (рис.4.а).

Температурные зависимости  $E_{g1}$  и  $E_{g2}$  представлены на рис.4.б, из которого для температурных коэффициен-

тов этих величин, соответственно, получены значения:  $-0.6 \cdot 10^{-4}$  и  $-4.75 \cdot 10^{-4}$  эВ/К.

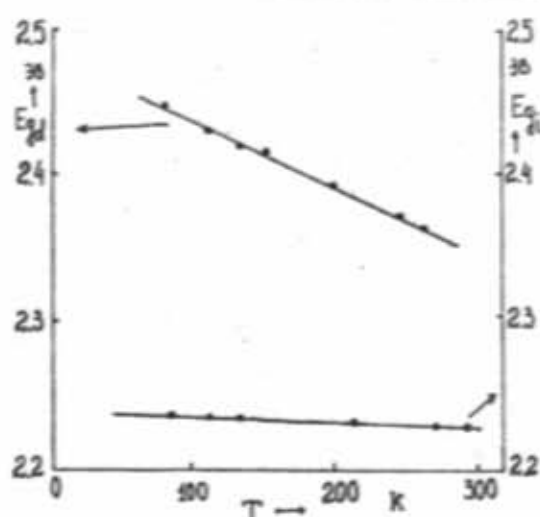


Рис.4.б. Зависимости  $E_{g1}$  и  $E_{g2}$  от  $T$ .

[1] R. Eholie, L.K. Kom and J. Flahaut. C.R. Acad. Sci. Paris, Ser. C., 1969, 268, 700.  
 [2] R. Eholie, O. Gorochov, M. Guittard, A. Mazurier and J. Flahaut. Bull. Soc. Chim. Fr., 1971, 747-750.  
 [3] Б.Г. Тагиров, О.Б. Тагирова, Р.Б. Джаббаров, Н.Н. Мусаева. Неорг. материалы, 1997, т. 33, № 12.  
 [4] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах, Из-во "Мир", Москва, 1973.  
 [5] T.S. Moss, Photoconductivity in the Elements, Butterworths, London, 1959.  
 [6] A.M. Elkorashy. Phys. Stat. Sol. (b), 1989, 152, 249, p. 249-259.

[7] Chen Yang-Fang. J. Appl. Phys., 1993, 74 (4), p. 2786-2789.  
 [8] R.H. Bube and E.L. Lind. Phys. Rev., 1958, 110, № 5, p. 1040-1049.  
 [9] Ю.И. Уханов. Оптические свойства полупроводников, Москва, 1977, с. 366.  
 [10] E.I. Johnson. Semiconductors and semimetals. New York, 1967, v. 3, p. 568.  
 [11] Н.Н. Фань. УФН, в. 2, с. 315-360.  
 [12] Н.С. Панков. Оптические процессы в полупроводниках, Москва, 1973, с. 437.

B.Q. Tağıyev, N.N. Musayeva

### $PbGa_2Se_4$ MONOKRİSTALININ ELEKTRON XASSƏLƏRİ

Brigman-Stokbarqer üsulu ilə alınmış  $PbGa_2Se_4$  monokristallarında qaralıq cərəyanlarının, fototokun spektral paylanması və temperatur sönməsinin, habelə optik udulma əmsalının tədqiqi nəticələri məqalədə öz əksini tapır.

Fototokun spektrində dalğa uzunluğu 530, 760 və 1000 nm-ə bərabər olan intensiv maksimumlar müşahidə olunmuşdur. Moss qaydasına əsaslanaraq qısdalğalı maksimumdan  $PbGa_2Se_4$  kristalının qadağan olunmuş zolağının eni təyin olunmuşdur. Elektrik sahəsinin  $10^4$  V/cm-ə qədər artması ilə fototokun maksimumu iki tərtüb böyüyür.

Optik udulma spektri bu kristallarda foton enerjisinin 2.240+2.460 eV və 77+300 K temperatur oblastında tədqiq olunmuşdur. Enerjinin 2.240+2.280 eV 2.280+2.460 eV intervalllarında uyğun olaraq 300 K-də enerjiləri  $E_{g1}=2.228$  və  $E_{g2}=2.235$  eV olan çəp və düz optik keçidlər özünü göstərir  $E_{g1}$  və  $E_{g2}$ -nin temperatur əmsalı uyğun olaraq  $-0.6 \cdot 10^{-4}$  eV/K və  $-4.75 \cdot 10^{-4}$  eV/K-ə bərabərdir.

B.G. Tağıyev, N.N. Musaeva

### ELECTRONIC PROPERTIES OF $PbGa_2Se_4$ SINGLE CRYSTALS

The results of investigation of dark current, the spectral distribution of photocurrent and temperature quenching, also absorption coefficient in  $PbGa_2Se_4$  single crystals obtained by the Brigman-Stokbarqer method, are presented.

Intensive maximums at 530, 760 and 1000 nm are detected in spectral distribution of photocurrent. The band-gap, which equal 2.35 eV was determined from short-wave maximum. Photocurrent increased more than on two orders magnitude with the grows of electric field to  $10^4$  V/cm. Activation energy of recombination r-centres (0.89 eV) was determined from temperature quenching of photocurrent.

The spectra of optical absorption of  $PbGa_2Se_4$  single crystals was investigated in the photon energy range 2.240+2.460 eV and at temperature 77+300 K. It is shown, that indirect and direct optical transitions with  $E_{g1}=2.228$  and  $E_{g2}=2.235$  eV at 300 K takes place in the

photon energy range 2.280-2.350 and 2.350-2.460 eV respectively. The coefficient of temperature maxing of the band-gaps  $E_{g1}/dt = -0.6 \cdot 10^{-4}$  and  $E_{g2}/dt = -4.75 \cdot 10^{-4}$  eV/K.

Дата поступления: 06.10.97

Редактор: Дж.Ш. Абдиев

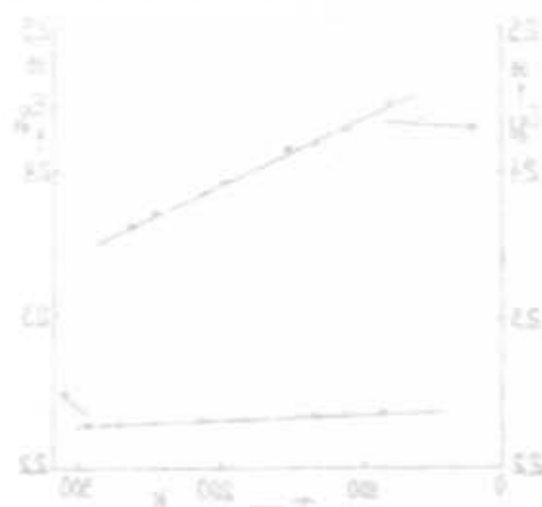


Рис. 4. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны  $E_g$  кристаллов  $PEGe_2S_6$ .

В работе [1] описаны результаты исследования температурной зависимости ширины запрещенной зоны кристаллов  $PEGe_2S_6$ . Было установлено, что ширина запрещенной зоны уменьшается с повышением температуры. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны описывается уравнением  $E_g = E_{g0} + \alpha(T - T_0)$ , где  $E_{g0}$  - ширина запрещенной зоны при  $T = T_0$ ,  $\alpha$  - коэффициент температурного расширения ширины запрещенной зоны. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны кристаллов  $PEGe_2S_6$  приведена на рис. 4. Видно, что ширина запрещенной зоны уменьшается с повышением температуры. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны описывается уравнением  $E_g = E_{g0} + \alpha(T - T_0)$ , где  $E_{g0}$  - ширина запрещенной зоны при  $T = T_0$ ,  $\alpha$  - коэффициент температурного расширения ширины запрещенной зоны.

[1] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 1997, 234, 238-240.  
 [2] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 1998, 250, 205-207.  
 [3] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 1999, 264, 105-107.  
 [4] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2000, 278, 105-107.  
 [5] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2001, 282, 105-107.  
 [6] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2002, 296, 105-107.  
 [7] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2003, 310, 105-107.  
 [8] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2004, 324, 105-107.  
 [9] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2005, 338, 105-107.  
 [10] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2006, 352, 105-107.  
 [11] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2007, 366, 105-107.  
 [12] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2008, 380, 105-107.  
 [13] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2009, 394, 105-107.  
 [14] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2010, 408, 105-107.  
 [15] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2011, 422, 105-107.  
 [16] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2012, 436, 105-107.  
 [17] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2013, 450, 105-107.  
 [18] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2014, 464, 105-107.  
 [19] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2015, 478, 105-107.  
 [20] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2016, 492, 105-107.  
 [21] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2017, 506, 105-107.  
 [22] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2018, 520, 105-107.  
 [23] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2019, 534, 105-107.  
 [24] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2020, 548, 105-107.  
 [25] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2021, 562, 105-107.  
 [26] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2022, 576, 105-107.  
 [27] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2023, 590, 105-107.  
 [28] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2024, 604, 105-107.  
 [29] B. G. Tagiev, N. A. Musaeva, Phys. Lett. A, 2025, 618, 105-107.

Б.Г. Тагиев, Н.А. Мусаева

PROPERTIES OF PEGe2S6 SINGLE CRYSTALS

The results of investigation of the optical properties of single crystals of  $PEGe_2S_6$  are presented. The optical absorption spectra of single crystals of  $PEGe_2S_6$  were measured in the range of photon energies 2.280-2.350 and 2.350-2.460 eV. The temperature dependence of the band-gap energy  $E_g$  was investigated. The band-gap energy decreases with increasing temperature. The temperature dependence of the band-gap energy is described by the equation  $E_g = E_{g0} + \alpha(T - T_0)$ , where  $E_{g0}$  is the band-gap energy at  $T = T_0$ ,  $\alpha$  is the coefficient of temperature expansion of the band-gap energy.

Б.Г. Тагиев, Н.А. Мусаева

ELECTRONIC PROPERTIES OF PEGe2S6 SINGLE CRYSTALS

The results of investigation of the optical properties of single crystals of  $PEGe_2S_6$  are presented. The optical absorption spectra of single crystals of  $PEGe_2S_6$  were measured in the range of photon energies 2.280-2.350 and 2.350-2.460 eV. The temperature dependence of the band-gap energy  $E_g$  was investigated. The band-gap energy decreases with increasing temperature. The temperature dependence of the band-gap energy is described by the equation  $E_g = E_{g0} + \alpha(T - T_0)$ , where  $E_{g0}$  is the band-gap energy at  $T = T_0$ ,  $\alpha$  is the coefficient of temperature expansion of the band-gap energy.