

## ЭФФЕКТЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ОТТАЛКИВАЮЩИМ БАРЬЕРОМ В СОЕДИНЕНИИ $GdIn_2S_4$

© Д.Т.Гусейнов, Т.Г.Керимова, Зафар Л.Кадыроглы

Институт физики Академии наук Азербайджана,

370143 Баку, Азербайджан

(Получена 25 апреля 1995 г. Принята к печати 11 мая 1995 г.)

Обсуждаются возможные экспериментальные проявления отталкивающих потенциальных барьеров в тройном полупроводниковом соединении с электронным типом проводимости. Анализ долговременной релаксации неравновесной положительной ( $\sigma_p^+$ ) и отрицательной ( $\sigma_n^-$ ) остаточных проводимостей, эффекты изменения спектра термостимулированной проводимости под действием света в зависимости от температуры засветки и скачкообразный переход из состояния повышенной относительно темновой проводимости в состояние с проводимостью ниже темновой позволил сделать вывод о том, что в  $GdIn_2S_4$  существуют отталкивающие потенциальные барьеры для электронов, которые обуславливают вышеуказанные эффекты.

В полупроводниках центры захвата, окруженные отталкивающим барьером, могут играть роль как центров прилипания ( $t$ -центры), так и центров рекомбинации ( $s$ -центры быстрой рекомбинации и  $z$ -центры медленной рекомбинации). При наличии в кристалле отталкивающих центров захват носителей и связанные с ними энергетические уровни определяются энергией носителей и их способностью преодолевать отталкивающий барьер. Поэтому может наблюдаться заметное увеличение сечение захвата носителей с ростом температуры. Согласно [1], скорость захвата отталкивающим барьером зависит от температуры следующим образом:  $B_0 = \beta_0 \exp(-\varphi/kT)$ , где  $\varphi$  — потенциальный барьер центра;  $\beta_0$  — скорость захвата электронов, преодолевших барьер;  $B_0$  — эффективная скорость захвата. В случае экранирования барьера свободными носителями и эффективного туннелирования через барьер температурная зависимость сечения захвата описывается выражением  $S \sim S_0 \cdot \exp(-T_0/T)$ ,  $T_0$  — постоянная, имеющая размерность температуры [2].

В настоящей работе рассмотрим роль центров захвата, окруженных отталкивающим барьером и играющих роль центров прилипания для основных носителей, на примере тройного полупроводникового соединения  $GdIn_2S_4$ , обладающего проводимостью  $n$ -типа. Это соединение обладает широкой области гомогенности, концентрацию

свободных носителей можно изменить в довольно широких пределах ( $\sim 10^{11} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 300 \text{ K}$ ). Сверхстехиометрическое внедрение серы приводит к уменьшению концентрации свободных носителей и увеличению фоточувствительности [3].

В термодинамическом равновесии акцепторы компенсируются донорами, имеющимися в кристалле. В свою очередь это приводит к тому, что уровень Ферми опускается к середине запрещенной зоне. Допустим, что в термодинамическом равновесии рассматриваемые центры захвата, окруженные отталкивающим барьером, пусты, т.е. уровень Ферми проходит ниже них. Такое условие выполняется для высокоомных образцов ( $\rho_d > 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , при  $T = 300 \text{ K}$ ). Если освещение образца производить при достаточно низких температурах и в течение ограниченного времени, то эти центры останутся незаполненными. Если освещение производить при высоких температурах, например при комнатной, то они начинают заполняться. С ростом температуры засветки и дозы облучения степень заполнения этих центров увеличивается. В результате зависимости сечения захвата центра, окруженного отталкивающим барьером, от температуры может наблюдаться ряд явлений: долговременная релаксация неравновесной проводимости ниже темновой, изменения в спектрах термостимулированной проводимости (ТСП) в зависимости от температурного режима и освещения образцов, переключение из состояния ОП (остаточная проводимость) в состояние ниже темновой проводимости при стирании ОП электрическим полем.

1. Эффект долговременной релаксации неравновесной проводимости в  $\text{GdIn}_2\text{S}_4$  состоит в том, что после выключения света, создающего фотопроводимость, наблюдается состояние повышенной ( $\sigma_n^+$ ) или пониженной ( $\sigma_n^-$ ) относительно равновесной темновой проводимости ( $\sigma_d$ ) с последующим длительным восстановлением ее до уровня  $\sigma_d$  [4]. Вблизи температуры жидкого азота создать состояние  $\sigma_n^-$  невозможно. При комнатной температуре величина  $\sigma_n^+/\sigma_n^-$  достигает значений  $1 \div 10^3$  и растет с увеличением интенсивности освещения и времени засветки.

Согласно [4], в кристаллах  $\text{GdIn}_2\text{S}_4$  существуют «медленные» электронные ловушки, обладающие отталкивающим кулоновским барьером. При освещении они заполняются электронами. Скорость этого процесса определяется сечением захвата электрона центром. После выключения света созданные светом дырки относительно быстро рекомбинируют с равновесными электронами. Это приводит к уменьшению равновесной проводимости. В то же время центры, обладающие отталкивающим барьером, долго удерживают неравновесные электроны. Восстановление равновесной проводимости из состояния  $\sigma_n^-$  подчиняются закону  $J = J_d[1 - \exp(-t/\tau)]$ , где  $\tau$  — время жизни,  $J_d$  — равновесный темновой ток.

2. Эффект изменения спектра ТСП (появление или исчезновение пиков под действием света в монокристаллах  $\text{GdIn}_2\text{S}_4$  наблюдался в работе [5]. По данным этой работы в соединении  $\text{GdIn}_2\text{S}_4$  имеются три центра захвата с энергиями активации 0.04, 0.09 и 0.23 эВ, которые наблюдаются в спектрах ТСП. Установлено, что освещение кристаллов при повышенных температурах может приводить к существенному изменению спектров ТСП, так как глубокие центры захвата проявляются только при освещении образца выше 160 K. Сечение захвата этого

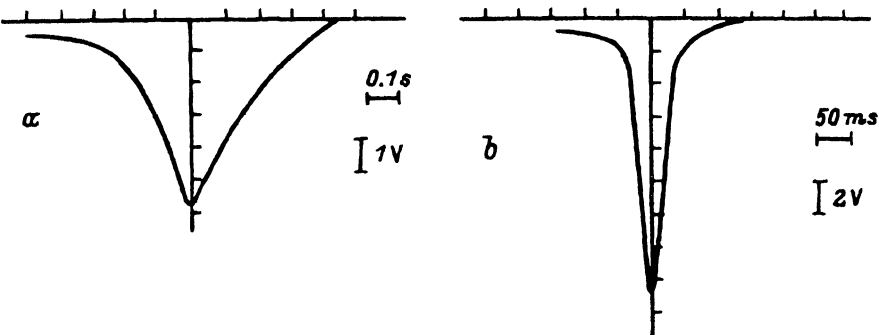


Рис. 1. Осциллограммы переключения из низкоомного состояния в высокоомное в  $\text{GdIn}_2\text{S}_4$  при различных значениях подаваемого напряжения, В: а — 200, б — 400.

центра составляет  $\sim 10^{-23} \text{ см}^2$  [5]. Предполагается, что этот центр является отталкивающим центром захвата, окруженным потенциальным барьером, аналогично наблюдавшемуся ранее в монокристаллах  $\text{GdS}$  [6]. При этом энергия активации процесса появления пика ТСП представляет собой некоторую эффективную высоту отталкивающего барьера.

Следует отметить, что изменение спектров ТСП в зависимости от режима освещения может наблюдаться и при протекании фотохимических реакций в полупроводниках. Последнее подробно описано в обзоре [7].

3. При низких температурах ( $T < 140 \text{ K}$ ) характер спада фототока и установление квазitemнового состояния показывают, что для монокристаллов  $\text{GdIn}_2\text{S}_4$  свойственна ОП, которая объясняется существованием в образце рекомбинационных барьеров.

При подаче напряжения на образец, с целью стирания ОП, проводимость образца сначала самопроизвольно увеличивается до некоторого значения, затем уменьшается, проходя через максимум. В результате ОП полностью стирается.

Напряжение, снимаемое с нагрузки, последовательно соединенной с образцом ( $R_l \ll R_s$ ), подается на запоминающий осциллограф. На рис. 1 представлены осциллограммы изменения падения напряжения в нагрузке при различных значениях подаваемого напряжения. Видно, что чем больше напряжение, тем быстрее происходит переход из низкоомного состояния в высокоомное. При  $U = 400 \text{ В}$  время перехода имеет порядок миллисекунды. Это время меньше времени, наблюдаемого при  $U = 200 \text{ В}$ . Время перехода определяется также значением  $R_l$ . Чем больше  $R_l$ , тем больше время перехода. При относительно малых значениях в результате увеличения тока через образец происходит пробой. При этом на поверхности образца образуется нитеобразный шнур, тянущийся от одного электрода к другому. Выбирая более высокоомный резистор ( $R_l > 1 \text{ кОм}$ ), можно исключить пробой.

В зависимости от условий фотовозбуждения обнаруживаются два вида перехода. Если освещении образца осуществить после охлаждения в темноте ниже температуры  $140 \text{ K}$ , то переход происходит из состояния  $\sigma_n^+$  в состояние с темновой проводимостью  $\sigma_d$ . В данном случае циклы запись → стирание повторяются неоднократно. Если освещение тех же образцов осуществить при комнатной температуре, потом

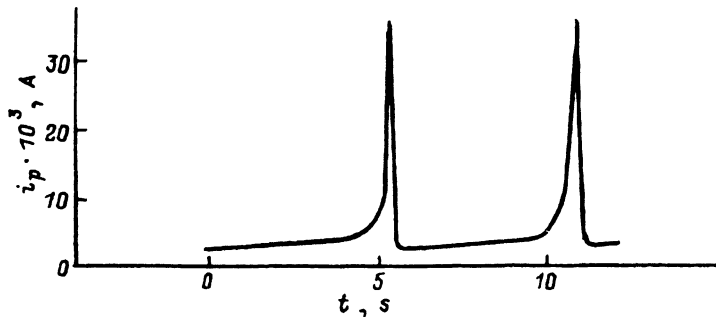


Рис. 2. Низкочастотные колебания фототока в  $\text{GdIn}_2\text{S}_4$ .

охладить на свету до температуры 110 К, то переход происходит из состояния  $\sigma_n^+$  в состояние  $\sigma_n^-$ , т.е. наблюдается пониженная проводимость относительно равновесной темновой проводимости. При этом отношение  $\sigma_d/\sigma_n^-$  составляет  $10 \div 10^2$ .

Зависимость параметров перехода (время перехода, напряженность критического поля) от  $R_l$  и образование нитеобразного шнура при пробое свидетельствуют о тепловом механизме перехода. Скачкообразный переход из состояния  $\sigma_n^+$  в  $\sigma_d$  (или в  $\sigma_n^-$ ) качественно объясним механизмом, подобны механизму температурно-электрической неустойчивости (ТЭН) [8]. При одновременном воздействии на структуры  $M\text{-GdIn}_2\text{S}_4\text{-}M$  внешнего электрического поля, больше некоторого критического, и света из области глубины фундаментального поглощения в цепи, состоящей из последовательно соединенного образца и нагрузочного сопротивления, генерируются низкочастотные регулярные колебания тока (рис. 2).

Действительно, в изученных нами монокристаллах  $\text{GdIn}_2\text{S}_4$  наблюдаются низкочастотные колебания фототока [9–11]. Низкочастотные колебания фототока в  $\text{GdIn}_2\text{S}_4$  объясняются перезарядкой медленных  $t$ -центров прилипания для электронов ( $E_t = E_c - 0.15 \text{ эВ}$ ), медленных  $t$ -центров акцепторного типа ( $E_{vt}^0 = E_v + 0.73 \text{ эВ}$ ) и быстрых  $s$ -центров рекомбинации.

Переход  $\sigma_n^+ \rightarrow \sigma_n^-$  можно объяснить таким образом. При освещении образцов при комнатной температуре часть электронов заполняют центры захвата, окруженные отталкивающим барьером. Во время перехода электроны из этих центров не освобождаются, так как для их освобождения требуется относительно большая температура. По этой причине после перехода проводимость становится ниже равновесной темновой проводимости. При низких температурах электроны могут весьма долго оставаться на центрах захвата, так как вероятность теплового выброса в зону проводимости мала.

Таким образом, на основании вышеуказанных экспериментальных данных можно предполагать, что все три эффекта связаны друг с другом и обусловлены наличием в кристаллах  $\text{GdIn}_2\text{S}_4$  центров прилипания, окруженных отталкивающим потенциальным барьером для основных носителей. Сечения захвата, концентрация и энергетическое расположение относительно зоны проводимости для этих центров составляют  $\sim 10^{-23} \text{ см}^2$ ,  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $0.23 \div 0.25 \text{ эВ}$  соответственно [3–5].

- [1] B.K. Redley, T.B. Watkins. Proc. Phys. Soc., **78**, 710 (1961).  
 [2] В.Л. Бонч-Бруевич. ФТТ, **2**, 182 (1959).  
 [3] Г.Б. Абдулаев, В.Б. Антонов, Д.Т. Гусейнов, Р.Х. Нани, Э.Ю. Салаев. ФТП, **2**, 1048 (1968).  
 [4] Г.Л. Бельский, Л.С. Ларионкина, И.В. Маркевич, Р.Х. Нани. Изв. АН АЗС-СР. Сер. физ.-техн. и мат. наук, **4**, 62 (1975).  
 [5] T. Takuzawa, K. Kanbara. J. Phys. Soc. Japan, **55**, 3503 (1986).  
 [6] R.H. Bube, G.A. Dussel, C.T. Ho, L.D. Miller. J. Appl. Phys., **37**, 21 (1966).  
 [7] М.К. Шейнкман, Н.Е. Корсунская. В кн.: *Физика соединений A<sup>II</sup>B<sup>III</sup>*, под ред. А.Н. Георгобиани, М.К. Шейкмана (М., Наука, 1986) с. 109.  
 [8] С.Г. Калашников, Г.С. Падо, В.И. Пустовойт, Б.Ф. Токарев. ФТП, **3**, 1028 (1969).  
 [9] К.Р. Аллахвердиев, В.Б. Антонов, Р.Х. Нани, Э.Ю. Салаев. ФТП, **6**, 579 (1972).  
 [10] Y. Seki, S. Endo, T. Iris. Japan. J. Appl. Phys., **19**, 1667 (1980).  
 [11] Д.Т. Гусейнов, З.Г. Мамедов, Н.Э. Гасанов, Ю.Г. Асадов. *Тез. Всес. конф. «Тройные полупроводники и их применение»* (Кишнев, Штиинца, 1987) т. 1, с. 191.

Редактор В.В. Чалдышев

## Effects due to repulsive barriers in a GdIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub> compound

*D.T. Guseinov, T.G. Karimova, L. Kadyrogly Zafar*

Institute for Physics, Academy of Sciences of Azerbaijan, 370143 Baku, Azerbaijan

Possible experimental manifestations of repulsive potential barriers in a ternary semiconductor compound GdIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub> of the electron conductivity type are analyzed. Consideration of long-period relaxation of a nonequilibrium positive ( $\sigma_n^+$ ) and a negative ( $\sigma_n^-$ ) of persistent conductivities, the effect of the light-induced change in thermostimulated conductivity spectrum as a function of exposure temperature and, lastly, a jumplike transition from the state of an increased (in relation to the dark conductivity) conductivity to that below the dark makes it possible to draw a conclusion about the existence of repulsive barriers in GdIn<sub>2</sub>S<sub>4</sub> which are responsible for the above mentioned effects.