

## Перенос заряда по локализованным состояниям в монокристалле TIS

© С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов\*, А.А. Исмаилов

Институт физики Национальной академии наук Азербайджана,  
1143 Баку, Азербайджан

\* Институт химических проблем Национальной академии наук Азербайджана,  
1143 Баку, Азербайджан

E-mail: solmust@gmail.com

(Поступила в Редакцию 29 января 2008 г.

В окончательной редакции 11 марта 2008 г.)

Обнаружено, что при температурах  $T \leq 230$  К в монокристаллах TIS поперек их естественных слоев в постоянном электрическом поле имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. В области низких температур и сильных электрических полей в монокристаллах TIS установлено наличие безактивационной прыжковой проводимости.

Оценены плотность состояний вблизи уровня Ферми ( $N_F = 2.8 \cdot 10^{20} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ ) и их энергетический разброс ( $\Delta W = 0.02 \text{ eV}$ ), радиус локализации ( $a = 33 \text{ \AA}$ ), среднее расстояние прыжков в области активационной ( $R_{av}(T) = 40 \text{ \AA}$ ) и безактивационной ( $R_{av}(F) = 78 \text{ \AA}$ ) прыжковой проводимости, а также перепад потенциальной энергии носителей заряда на длине прыжка в электрическом поле  $F$ :  $eFR = 0.006 \text{ eV}$  при  $7.5 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$  и  $0.009 \text{ eV}$  при  $F = 1.25 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$ .

PACS: 71.20.Nr, 72.20.Ee, 72.20.Fr, 72.20.Ht

Моносulfид таллия, являющийся представителем полупроводниковых соединений типа  $A^{III}B^{VI}$ , кристаллизуется в различных структурах, в частности в тетрагональной структуре типа TlSe и моноклинной структуре (структурный аналог TlGaSe<sub>2</sub>) [1]. В [2] приведены результаты изучения электрических и диэлектрических свойств слоистых монокристаллов TIS моноклинной структуры в окрестности высокотемпературных фазовых переходов, однако сведения об их низкотемпературной проводимости отсутствуют.

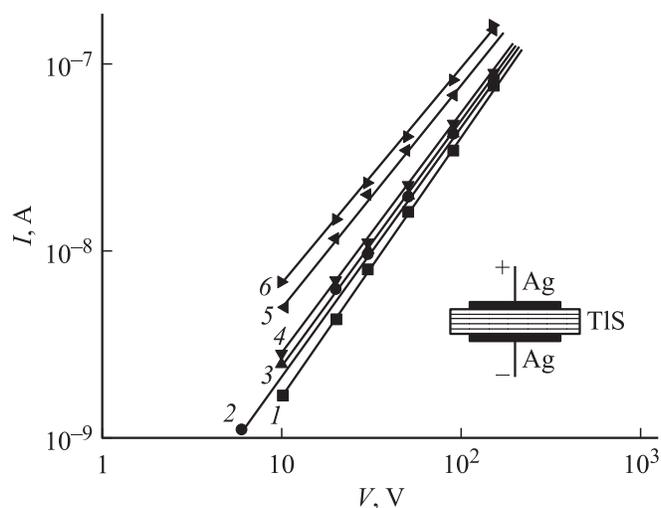
В кристаллах со слоистой или цепочечной структурой особенно высока роль таких дефектов, как сильно деформированные и даже разорванные связи, которые склонны к проявлению акцепторных свойств. Наличие таких дефектов приписывается высокая плотность состояний вблизи уровня Ферми. Ловушки, порожденные разнообразными дефектами в кристаллах, играют основную роль в явлениях переноса заряда, особенно при низких температурах. Из измерений низкотемпературной проводимости кристалла может быть получена ценная информация о локализованных состояниях.

Целью настоящей работы явилось исследование процессов переноса заряда в слоистых монокристаллах TIS моноклинной структуры в области низких температур и установление механизма проводимости.

Монокристаллы TIS были выращены по методу [2] медленного охлаждения из расплава с избытком 4 at.% серы по отношению к стехиометрическому соединению. Полученные монокристаллы TIS кристаллизовались в моноклинной структуре (пр. гр.  $C_{2h}^6$ ) с параметрами элементарной решетки:  $a = 10.90$ ,  $b = 10.94$ ,  $c = 15.18 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = \gamma = 90^\circ$ ,  $\beta = 100.2^\circ$ .

Геометрия образцов для электрических измерений показана на вставке к рис. 1, т.е. постоянное элек-

трическое поле прикладывалось поперек естественных слоев монокристалла TIS. В качестве контактного материала использована серебряная паста. Толщина изученных монокристаллов TIS составляла  $100\text{--}120 \mu\text{m}$ , а подконтактная площадь  $\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$ . Амплитуда приложенного к образцам постоянного электрического тока варьировалась в пределах  $8 \cdot 10^2\text{--}1.25 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$ . Электрические измерения проведены в температурном диапазоне  $120\text{--}286 \text{ K}$ . В процессе измерений образцы устанавливались в криостате с системой стабилизации температуры (точность стабилизации  $0.02 \text{ K}$ ).



**Рис. 1.** ВАХ монокристалла TIS при различных температурах.  $T$ , К: 1 — 120, 2 — 160, 3 — 200, 4 — 232, 5 — 280, 6 — 286. На вставке — геометрия образцов для электрических измерений.

На рис. 1 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) монокристалла TIS при различных температурах. В области высоких электрических полей ( $F \sim 10^4$  V/cm) и температур 120–232 К (рис. 1, кривые 1–4) ток через образец TIS слабо зависел от температуры. Дальнейшее увеличение температуры до 286 К привело к ощутимому росту тока.

Температурные зависимости монокристалла TIS при различных напряженностях приложенного электрического поля показаны на рис. 2. Характерной особенностью является то, что зависимости  $\lg \sigma = f(1/T)$  не имеют постоянного наклона в полулогарифмическом масштабе; энергия активации проводимости с уменьшением температуры монотонно убывает. С увеличением напряженности приложенного электрического поля зависимости  $\lg \sigma(1/T)$  становятся более пологими (рис. 2, кривые 1–5), а при  $F = 1.25 \cdot 10^4$  V/cm низкотемпературная ветвь проводимости становится практически безактивационной (рис. 2, кривая 6). Оценены примерные значения наклонов ( $\Delta E$ ) низкотемпературных ветвей зависимости  $\lg \sigma(1/T)$  при различных напряженностях приложенного электрического поля. С увеличением  $F$  от  $8.3 \cdot 10^2$  до  $1.25 \cdot 10^4$  V/cm значения  $\Delta E$  уменьшались от  $10^{-2}$  до  $2 \cdot 10^{-3}$  eV. Графически эта зависимость показана на рис. 3.

Указанные выше экспериментальные факты свидетельствуют о том, что в монокристаллах TIS в области температур 120–232 К имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по состояниям, лежащим в узкой полосе энергий ( $\Delta W$ ) вблизи уровня Ферми. При таком типе проводимости зависимость  $\ln \sigma = f(T^{-1/4})$  должна представлять собой прямую с наклоном  $T_0$  [3]

$$\sigma \sim \exp[-(T_0/T)^{1/4}], \quad (1)$$

$$T_0 = 16/(N_F k a^3), \quad (2)$$

где  $N_F$  — плотность состояний в окрестности уровня Ферми,  $k$  — постоянная Больцмана,  $a$  — радиус локализации.

На рис. 4 представлена указанная зависимость  $\ln \sigma(T^{-1/4})$  для монокристалла TIS при  $F = 8.3 \cdot 10^2$  V/cm. Экспериментально найденное значение  $T_0$  составило  $1.8 \cdot 10^4$  К.

Чтобы определить радиус локализации и плотность локализованных вблизи уровня Ферми состояний, нами исследована также зависимость плотности тока ( $J$ ) в монокристаллах TIS от напряженности электрического поля в области низких температур. В случае сильного электрического поля перепад потенциальной энергии носителя заряда на длине прыжка  $eFR$  ( $R$  — расстояние прыжка) становится сравнимым с необходимой энергией активации ( $\Delta E$ ). Это означает, что заряды могут двигаться в направлении поля, не поглощая при этом фононы; напротив, при каждом перескоке происходит испускание фононов. Последнее приводит к независимости проводимости от температуры в сильных электрических полях.

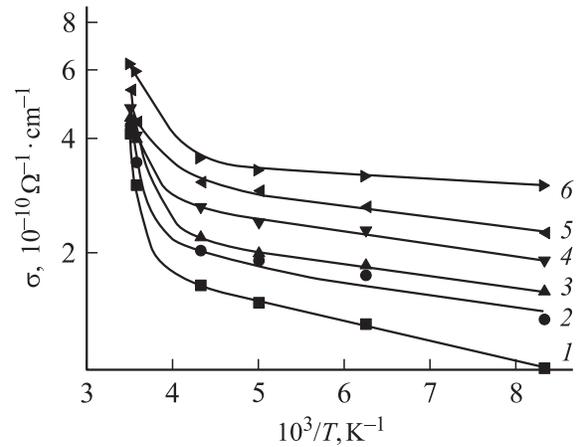


Рис. 2. Температурные зависимости проводимости монокристалла TIS при различной напряженности поля.  $F$ , V/cm: 1 —  $8.3 \cdot 10^2$ , 2 —  $1.66 \cdot 10^3$ , 3 —  $2.5 \cdot 10^3$ , 4 —  $4.17 \cdot 10^3$ , 5 —  $7.5 \cdot 10^3$ , 6 —  $1.25 \cdot 10^4$ .

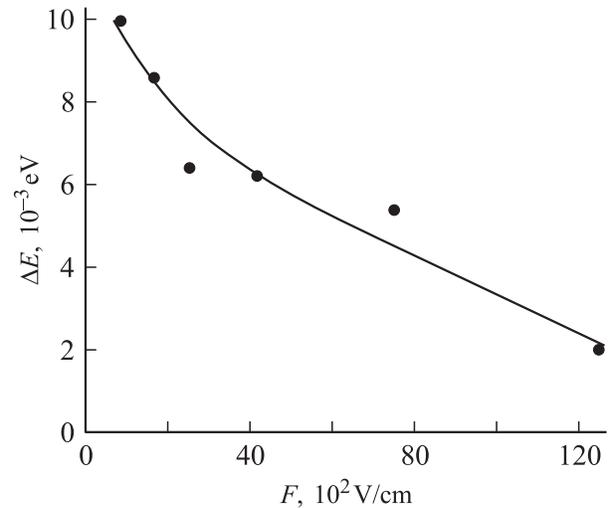


Рис. 3. Зависимость энергии активации прыжков в монокристалле TIS от напряженности электрического поля.

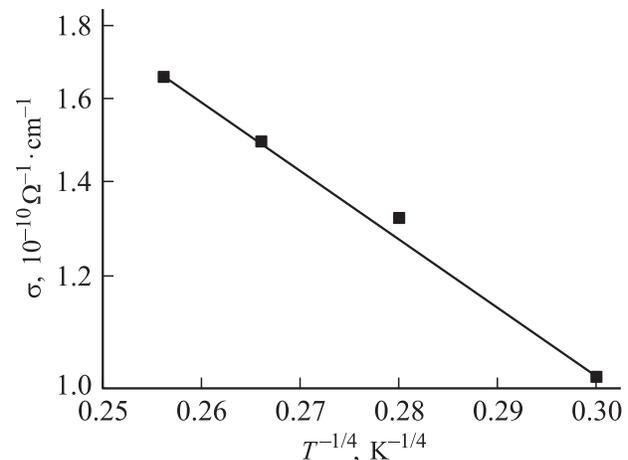
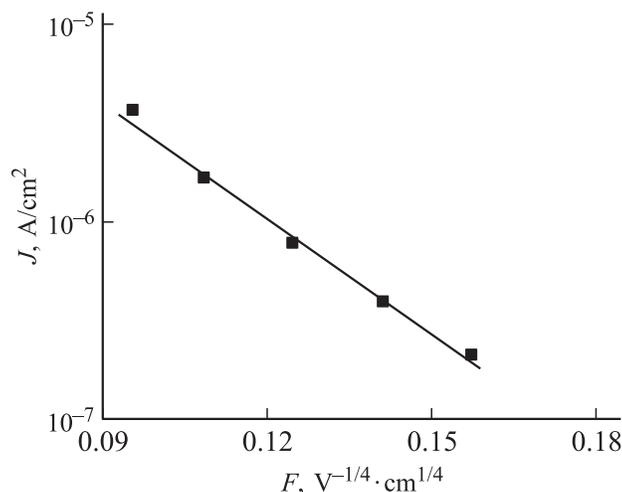


Рис. 4. Низкотемпературная проводимость монокристалла TIS в координатах Мотта.  $F = 8.3 \cdot 10^2$  V/cm.



**Рис. 5.** Высокополевая плотность тока в монокристалле TIS при 120 К в координатах Шкловского.

Идея такой безактивационной прыжковой проводимости была предложена в [3], а в работе [4] для полевой зависимости плотности тока была предложена следующая формула:

$$J \sim \exp[-(F_0/F)^{1/4}], \quad (3)$$

$$F_0 \approx kT_0/ea. \quad (4)$$

Здесь имеются в виду электрические поля, при которых эмиссия носителей заряда из локализованных состояний в разрешенную зону исключена, т.е. проводимость осуществляется все еще по локализованным в запрещенной зоне состояниям. В наших экспериментах эти поля имели напряженность  $10^3 - 1.25 \cdot 10^4$  V/cm. Именно в таких электрических полях проводимость изученных монокристаллов TIS практически не зависела от температуры.

На рис. 5 приведена зависимость  $\ln J = f(F^{-1/4})$  в монокристалле TIS при  $T = 120$  К. Наклон приведенной зависимости составлял  $F_0 = 4.7 \cdot 10^6$  V/cm. По формулам (2) и (4) оценены плотность состояний вблизи уровня Ферми  $N_F = 2.8 \cdot 10^{20} \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$  и радиус локализации  $a = 33 \text{Å}$  в монокристалле TIS. По формуле

$$R(T) = (3/8)aT_0^{1/4}T^{-1/4} \quad (5)$$

можно определить расстояние прыжков носителей заряда. Так, при  $T = 120$  К  $R(T) = 44 \text{Å}$ . С увеличением температуры значение  $R(T)$  уменьшалось и при 232 К составляло  $37 \text{Å}$ . Как видно, среднее расстояние прыжков ( $R_{\text{av}}(T) = 40 \text{Å}$ ) в монокристалле TIS несколько превышает среднее расстояние между центрами локализации носителей заряда. Близость значений  $R(T)$  и  $a$  указывает на сильную локализацию [3] в монокристаллах TIS.

В случае слабой локализации значение  $R(T)$  в несколько раз превышает радиус локализации, как это имело место в селениде галлия [5], где  $R(T)/a \approx 3$ . О сильной локализации в TIS свидетельствует также оцененная выше довольно высокая

плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми ( $N_F = 2.8 \cdot 10^{20} \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ ), тогда как в GaSe  $N_F = 6 \cdot 10^{18} \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$  [5]. Достаточно высокая концентрация локализованных состояний в запрещенной зоне TIS приближает эти кристаллы по энергетической структуре к аморфным полупроводникам.

Из условия [3]

$$(4/3)\pi R^3 N_F (\Delta W/2) = 1 \quad (6)$$

определен разброс ловушечных состояний вблизи уровня Ферми:  $\Delta W = 0.02 \text{eV}$ . Концентрация глубоких ловушек, ответственных за прыжковую проводимость, определенная по формуле  $N_t = N_F \Delta W$ , составляла  $5.6 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Прыжки носителей заряда осуществляются именно в этой узкой ( $0.02 \text{eV}$ ) энергетической полосе. Как показано выше, максимальная энергия активации прыжков ( $\Delta E$ ) в монокристалле TIS составляла  $0.01 \text{eV}$  ( $F = 8.3 \cdot 10^2 \text{V/cm}$ ) и с увеличением напряженности электрического поля уменьшалась практически до нуля (при  $F = 1.25 \cdot 10^4 \text{V/cm}$ ). Чтобы оценить перепад потенциальной энергии носителей заряда на длине характерного прыжка ( $eFR$ ) в электрическом поле  $F$ , необходимо было определить длину прыжков в области безактивационной прыжковой проводимости, т.е. в области сильных электрических полей и низких температур [4],

$$R(F) = \alpha^{1/4} (N_F e F)^{-1/4}, \quad (7)$$

где  $\alpha$  — численный множитель порядка единицы.

При  $F = 7.5 \cdot 10^3 \text{V/cm}$   $R(F)$  была равна  $83 \text{Å}$ , а при  $F = 1.25 \cdot 10^4 \text{V/cm}$   $R(F) = 73 \text{Å}$ . Соответствующие этим напряженностям  $F$  значения  $eFR(F)$  составляли  $0.006$  и  $0.009 \text{eV}$ . Эти значения  $eFR(F)$  превышали экспериментально полученные значения для энергии активации прыжков ( $\Delta E$ ) в указанных электрических полях ( $0.005$  и  $0.002 \text{eV}$  соответственно). Выполнение в наших экспериментах условия  $eFR(F) \geq \Delta E$  подтверждает тот факт, что безактивационная проводимость при низких температурах и сильных электрических полях обусловлена переносом локализованных носителей заряда по запрещенной зоне монокристалла TIS.

Итак, полученные результаты показали, что при температурах  $T < 230$  К и слабых электрических полях поперек слоев монокристаллов TIS имеет место активационная прыжковая проводимость, которая при  $F \sim 10^4 \text{V/cm}$  становится безактивационной.

## Список литературы

- [1] S. Kashida, K. Nakamura. J. Solid State Chem. **110**, 264 (1994).
- [2] В.П. Альев, Ш.Г. Гасымов, Т.Г. Мамедов, Т.С. Мамедов, А.И. Наджафов, Мир-Гасан Ю. Сеидов. ФТТ **48**, 2194 (2006).
- [3] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М. (1974). 472 с.
- [4] Б.И. Шкловский. ФТП **6**, 2335 (1972).
- [5] С.Н. Мустафаева. Неорган. материалы **30**, 619 (1994).