

## Прыжковая проводимость на постоянном токе в монокристаллах $TiGaS_2$ и $TlInS_2$

© С.Н. Мустафаева, В.А. Алиев, М.М. Асадов

Институт физики Академии наук Азербайджана,  
370000 Баку, Азербайджан

(Поступила в Редакцию 22 мая 1997 г.)

Установлено, что при температурах  $T \leq 200$  К в слоистых монокристаллах  $TiGaS_2$  и  $TlInS_2$  как вдоль, так и поперек их естественных слоев в постоянном электрическом поле имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям. Оценены плотности состояний вблизи уровня Ферми, расстояния прыжков при различных температурах. В области температур 110–150 К в монокристаллах  $TiGaS_2$  и  $TlInS_2$  установлено наличие безактивационной прыжковой проводимости.

Монокристаллы  $TiGaS_2$  и  $TlInS_2$  являются слоисто-цепочечными полупроводниками типа  $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$ . Этот класс кристаллов довольно подробно исследован, однако прыжковая проводимость в них на постоянном токе до настоящего времени не изучена, за исключением кристаллов  $TiGaSe_2$  [1].

Слоистые монокристаллы  $TiGaS_2$  и  $TlInS_2$  имеют достаточно высокое электрическое сопротивление при комнатной температуре ( $\rho = 2 \cdot 10^7 - 7 \cdot 10^9$  и  $5 \cdot 10^9 - 7 \cdot 10^9 \Omega \cdot cm$  соответственно) и малую концентрацию свободных носителей заряда в разрешенной зоне, а также характеризуются высокой плотностью состояний в запрещенной зоне [2,3]. Именно в таких материалах следует ожидать наблюдения прыжковой проводимости. В работах [2] и [3] изучена прыжковая проводимость в монокристаллах  $TiGaS_2$  и  $TlInS_2$  на переменном токе и определена плотность состояний вблизи уровня Ферми:  $N_F = 9 \cdot 10^{18} eV^{-1} \cdot cm^{-3}$  для монокристаллов  $TiGaS_2$  [2] и  $N_F = 6.5 \cdot 10^{18} eV^{-1} \cdot cm^{-3}$  для  $TlInS_2$  [3].

Цель настоящей работы — изучение проводимости по локализованным состояниям в монокристаллах  $TiGaS_2$  и  $TlInS_2$  на постоянном токе.

Как известно, прыжковая проводимость в полупроводниках наблюдается при низких температурах, когда она доминирует над проводимостью термовозбужденных носителей заряда в разрешенной зоне.

Далее приведены результаты изучения процессов переноса заряда в слоистых монокристаллах  $TiGaS_2$  и  $TlInS_2$  в постоянном электрическом поле при низких температурах. Проводимость образцов определялась как вдоль ( $\sigma_{\perp c}$ ), так и поперек ( $\sigma_{\parallel c}$ ) слоев кристаллов. Контактным материалом при изготовлении образцов в обеих конфигурациях служил вплавленный индий, который обеспечивал омический контакт с  $TiGaS_2$  и  $TlInS_2$ . Образцы для измерений имели толщину порядка 40–50  $\mu m$  для монокристаллов  $TiGaS_2$  и 80–130  $\mu m$  для монокристаллов  $TlInS_2$ . Напряженность постоянного электрического поля, приложенного к образцам, составляла от  $2 \cdot 10^2$  до  $2.7 \cdot 10^3$  В/см для разных образцов. Проводимость образцов была измерена в области температур 110–296 К. Образцы при проведении измерений

помещались в гелиевом криостате марки "УТРЕКС" с системой стабилизации температуры (точность стабилизации составляла 0.02 К).

На рис. 1 представлены температурные зависимости электропроводности монокристалла  $TiGaS_2$ . На зависимости  $\sigma_{\perp c}$  от  $10^3/T$  четко прослеживается наличие длинного экспоненциального участка с наклоном 0.31 eV в температурной области 200–293 К. При дальнейшем уменьшении температуры ниже 200 К наблюдается непрерывное уменьшение энергии активации проводимости  $\sigma_{\perp c}$ , а в области 115–150 К  $\sigma_{\perp c}$  перестает зависеть от

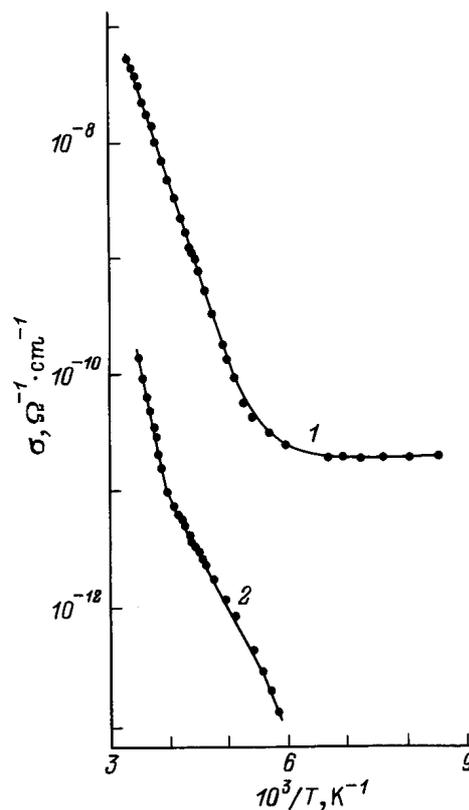
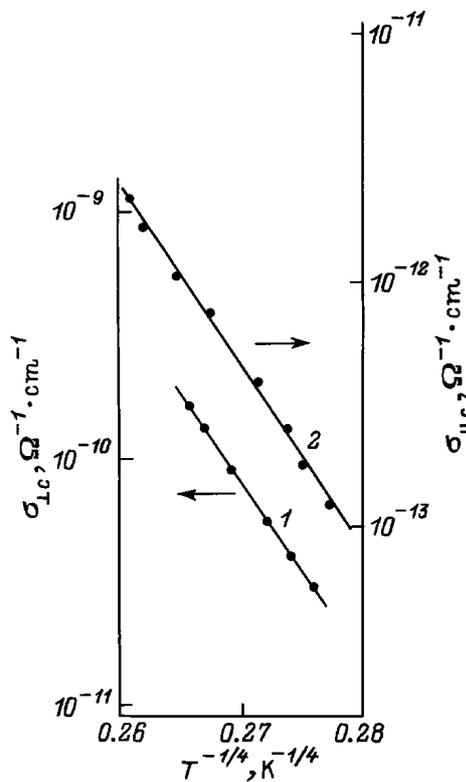


Рис. 1. Температурные зависимости проводимости монокристалла  $TiGaS_2$  вдоль (1) и поперек слоев (2).



**Рис. 2.** Низкотемпературные проводимости монокристалла  $TiGaS_2$  вдоль (1) и поперек слоев (2) в координатах  $\lg \sigma$  от  $T^{-1/4}$ .

температуры. Температурная зависимость проводимости  $\sigma_{\perp c}$ , характеризующейся монотонно убывающей с температурой энергией активации, перестроена в координатах  $\lg \sigma_{\perp c}$  от  $T^{-1/4}$  и представлена на рис. 2. Видно, что все экспериментальные точки хорошо спрямляются в этих координатах. Это позволяет утверждать, что в указанной области температур перенос заряда вдоль слоев монокристалла  $TiGaS_2$  осуществляется посредством прыжковой проводимости по состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми [4]:  $\lg \sigma \sim T^{-1/4}$ . Наклон прямой  $\lg \sigma_{\perp c}$  от  $T^{-1/4}$  составлял  $T_c = 2.7 \cdot 10^7$  К. По формуле [4]

$$N_F = \frac{16}{T_0 \cdot k \cdot a^3}, \tag{1}$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $a$  — радиус локализации, мы определили плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми, в монокристаллах  $TiGaS_2$ :  $N_F = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ . При этом для радиуса локализации взято значение  $a = 14 \text{ \AA}$  [5] по аналогии с монокристаллом  $GaS$ .

По формуле [4]

$$R(T) = \frac{3}{8} a T_0^{1/4} T^{-1/4} \tag{2}$$

были определены расстояния прыжков  $R$  носителей заряда при различных температурах. Среднее расстояние

прыжков в изученном интервале температур составляло  $\sim 100 \text{ \AA}$ , что в 7 раз превышает среднее расстояние между центрами локализации носителей заряда. Энергетически центры локализации разнесены на величину  $\Delta E$ . С понижением температуры  $R$  растет, а  $\Delta E$  уменьшается. Как нами уже было отмечено, в области температур 115–150 К наблюдается температурно-независимая проводимость  $\sigma_{\perp c}$ , т.е.  $\Delta E$  становится равной нулю. Этот экспериментальный факт свидетельствует о наличии безактивационной прыжковой проводимости вдоль слоев монокристаллов  $TiGaS_2$ , т.е. в интервале температур 115–150 К прыжки носителей заряда по локализованной зоне происходят с испусканием фононов [6].

На рис. 1 приведена также температурная зависимость проводимости поперек слоев монокристалла  $TiGaS_2$ . Здесь выявлены два экспоненциальных участка с наклонами 0.5 и 0.25 eV, охватывающие температурный интервал 220–284 К. Экспериментальные результаты по проводимости ниже 220 К, перестроенные в координатах  $\lg \sigma_{\parallel c}$  от  $T^{-1/4}$ , представлены на рис. 2. Наклон этой зависимости составлял  $T_0 = 3.5 \cdot 10^7$  К. Для плотности локализованных состояний вблизи уровня Ферми получено значение  $N_F = 2 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Расстояния прыжков носителей заряда поперек слоев монокристалла  $TiGaS_2$  составляли  $R = 105 \text{ \AA}$  при 217 К и  $R = 112 \text{ \AA}$  при  $T = 170$  К. К сожалению, при более низких температурах измерения  $\sigma_{\parallel c}$  завершить не удалось в силу малости токов в образцах; при этом наблюдались осцилляции тока, а также его инверсия.

Следует отметить тот факт, что значения плотности локализованных состояний  $N_F$ , вычисленные из экспериментальных результатов измерения проводимости как вдоль, так и поперек слоев монокристаллов  $TiGaS_2$ , практически совпадают. Как известно, существование локализованных состояний в запрещенной зоне обусловлено присутствием в кристаллах структурных дефектов, таких как вакансии, примеси внедрения, дислокации. Совпадение значений  $N_F$ , по-видимому, свидетельствует о том, что дефекты в кристаллах  $TiGaS_2$  распределены примерно одинаково вдоль и поперек естественных слоев. В кристаллах же  $TiGaSe_2$  значения  $N_F$  вдоль и поперек оси  $C$  отличались почти на порядок, т.е. в этих кристаллах анизотропия более ярко выражена, чем в кристаллах  $TiGaS_2$ . Об этом свидетельствует также и тот факт, что если в кристаллах  $TiGaS_2$  максимальная степень анизотропии проводимости  $\sigma_{\perp c}/\sigma_{\parallel c}$  составляла  $\sim 5 \cdot 10^2$ , то в кристаллах  $TiGaSe_2$   $\sigma_{\perp c}/\sigma_{\parallel c}$  она достигала значения  $9 \cdot 10^7$ .

Интересно сравнить вычисленные нами значения  $N_F$ , полученные из результатов измерения проводимости  $TiGaS_2$  на постоянном токе, со значением  $N_F$ , вычисленным по результатам измерения проводимости этих кристаллов на переменном токе [2,7]. Как мы уже отмечали выше, в [2] для  $N_F$  получено значение  $9 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Однако при расчете  $N_F$  авторами [2] было положено  $a = 8 \text{ \AA}$ . Значения радиуса локализации такого поряд-

ка обычно приняты для аморфных материалов [4], а для монокристалла  $\text{TlGaS}_2$  целесообразно использовать значение  $a = 14 \text{ \AA}$ , которое было экспериментально получено для сульфида галлия [5]. Нами по формуле [4]

$$N_F^2 = 6.4 \cdot 10^{49} \sigma(\omega) a^{-5}, \quad (3)$$

где  $\sigma(\omega)$  — проводимость на частоте  $10^6 \text{ Hz}$ , произведен расчет  $N_F$  по экспериментальным результатам  $\sigma\omega$ , полученным в [2] для монокристаллов  $\text{TlGaS}_2$ . Подставив в эту формулу  $a = 14 \text{ \AA}$ , мы для  $N_F$  получили значение  $2.2 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ , что почти совпадает с полученными нами выше значениями  $N_F = 2.0 \cdot 10^{18}$  и  $2.5 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ .

Таким образом, в монокристаллах  $\text{TlGaS}_2$  имеет место прыжковая проводимость как на переменном [2,7], так и на постоянном токе, и результаты этих измерений хорошо согласуются друг с другом.

На рис. 3 приведены температурные зависимости  $\sigma_{\perp c}$  и  $\sigma_{\parallel c}$  для монокристалла  $\text{TlInS}_2$ . Высокотемпературные ветви этих зависимостей носили экспоненциальный характер и имели наклон 0.7 и 0.4 eV соответственно. Следует отметить, что уровни с энергией 0.5–0.7 eV в запрещенной зоне были выявлены и в спектрах фототока монокристаллов  $\text{TlInS}_2$  [8,9]. После экспоненциального спада проводимости  $\sigma_{\perp c}$  и  $\sigma_{\parallel c}$  начинали увеличиваться и в области температур  $\sim 220 \text{ K}$  проходили через максимум. Такой аномальный ход  $\sigma_{\perp c}$  и  $\sigma_{\parallel c}$  обусловлен, вероятно, фазовым переходом, наличие которого в монокристаллах  $\text{TlInS}_2$  при такой температуре установлено также и в [10,11]. После максимума наблюдался очень медленный спад  $\sigma_{\perp c}$  и  $\sigma_{\parallel c}$ . Примерное значение энергии активации  $\Delta E$  в этой области температур составляло менее  $10^{-2} \text{ eV}$ . В области температур 110–140 K  $\sigma_{\perp c}$  и  $\sigma_{\parallel c}$  вообще переставали зависеть от температуры. Не зависящая от температуры проводимость может быть объяснена туннельным переходом носителей в сильном электрическом поле из локализованных состояний в разрешенную зону. Однако в нашем

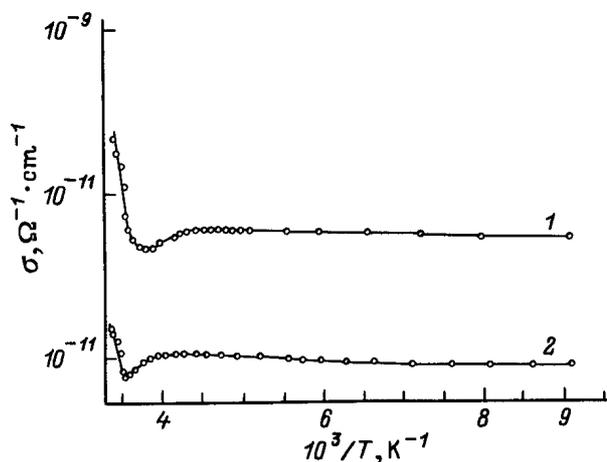


Рис. 3. Температурные зависимости  $\sigma_{\perp c}$  (1) и  $\sigma_{\parallel c}$  (2) для монокристалла  $\text{TlInS}_2$ .

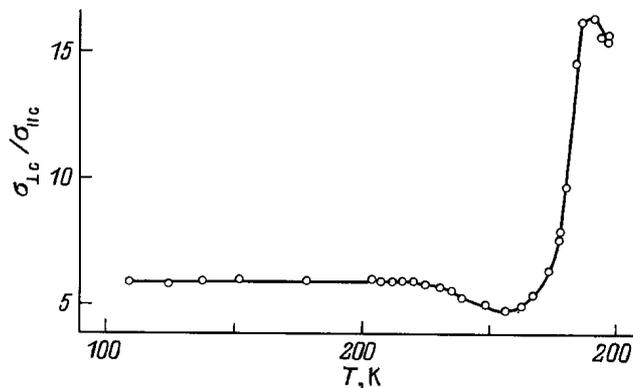


Рис. 4. Температурная зависимость степени анизотропии проводимости в монокристалле  $\text{TlInS}_2$ .

случае условия эксперимента (относительно слабые поля  $F = 2.7 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$ , удаленность от поля пробоя) указывают на то, что безактивационная проводимость в монокристаллах  $\text{TlInS}_2$  в области температур 110–140 K осуществляется локализованными носителями, т. е. является по существу прыжковой проводимостью. Для наблюдения такой проводимости необходимо, чтобы на длине прыжка  $R$  перепад потенциальной энергии в электрическом поле  $eFR$  был сравним с величиной разброса энергии  $\Delta E$  локализованных центров [6]. Зная, что в  $\text{TlInS}_2$   $N_F = 6.5 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$  [3], мы оценили длину прыжка носителя заряда на постоянном токе: так, например, при  $T = 110 \text{ K}$  значение  $R$  было равно  $95 \text{ \AA}$ . Средняя длина прыжка в  $\text{TlInS}_2$  на переменном токе составляла  $117 \text{ \AA}$  [3]. Наши оценки показали, что  $eFR \approx 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ , т. е. это значение сравнимо с величиной  $\Delta E$ , которую мы определили по наклону зависимости  $\lg \sigma$  от  $10^3/T$  при низких температурах.

Отметим, что в кристаллах  $\text{TlInS}_2$  степень анизотропии проводимости была меньше, что в кристаллах  $\text{TlGaS}_2$  и  $\text{TlGaSe}_2$ . На рис. 4 показана температурная зависимость степени анизотропии проводимости  $\sigma_{\perp c}/\sigma_{\parallel c}$  в  $\text{TlInS}_2$ , откуда видно, что в температурной области 110–220 K  $\sigma_{\perp c}/\sigma_{\parallel c}$  не зависит от температуры, а в области 260–293 K — резко возрастает ( $\sim$  в 3 раза).

Итак, полученные экспериментальные результаты показали, что при температурах  $T \leq 200 \text{ K}$  вдоль и поперек слоев монокристаллов  $\text{TlGaS}_2$  и  $\text{TlInS}_2$  имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям.

## Список литературы

- [1] S.N. Mustafaeva, S.D. Mamedbeili. Abstracts of the 9th Int. Conf. on Ternary and Multinary Compounds. Yokohama, Japan (August 8–12 1993). P. 281.
- [2] А.М. Дарвиш, А.Э. Бахышов, В.И. Тагиров. ФТП **11**, 4, 780 (1977).

- [3] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов, В.А. Рамазанзаде. ФТТ **38**, 1, 14 (1996).
- [4] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М. (1974). 472 с.
- [5] V. Augelli, C. Manfredotti, R. Murri, R. Piccolo, L. Vasanelli. Nuovo Cimento **B 38**, 2, 327 (1977).
- [6] Б.И. Шкловский. ФТП **6**, 12, 2335 (1972).
- [7] А.Э. Бахышов, Р.С. Самедов, Сафуат Булес, В.И. Тагиров. ФТП **16**, 1, 161 (1982).
- [8] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов. Неоднородные электронные состояния. ИНХ СО АН СССР, Новосибирск (1991). С. 198–199.
- [9] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов, В.А. Рамазанзаде. Неорганические материалы **31**, 3, 318 (1995).
- [10] С.Б. Вахрушев, В.В. Жданова, Б.Е. Квятковский, Н.М. Окунева, К.Р. Аллахвердиев, Р.А. Алиев, Р.М. Сардарлы. Письма в ЖЭТФ **39**, 245 (1984).
- [11] К.Р. Аллахвердиев, Н.А. Бахышов, Т.Г. Мамедов, А.И. Наджафов. ФТТ **28**, 7, 2243 (1986).