

## ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКИХ ПЛЕНОК $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ ФОНОВЫХ ЗАСВЕТОК

Абрамян Ю. А., Папазян К. З., Стафеев В. И.

Рассмотрены вольт-амперные характеристики монокристаллических пленок  $Pb_{1-x}Sn_xTe\langle In \rangle$  ( $x=0.22, 0.24, N_{In}=0.23, 0.3$  и  $0.8$  ат%) при температуре  $4.2$  К в присутствии фоновых засветок различной интенсивности.

Показано, что присутствие фона  $300$  К существенно меняет форму вольт-амперных характеристик по сравнению с темновой, уменьшает инерционность фотопроцессов на несколько порядков, а дополнительное освещение через фильтр, срезающий длинноволновую часть спектра, не меняя формы вольт-амперной характеристики, приводит к уменьшению токов.

Наблюдаемые явления объясняются в рамках модели ян-теллеровских центров.

В твердых растворах теллуридов свинца и олова (СОТ), легированных индием и другими примесями на уровне нескольких десятых процента, в области температур ниже  $20$  К резко возрастают сопротивление и фоточувствительность при одновременном возрастании инерционности до десятков секунд и даже минут при низких уровнях фоновой засветки, а также наблюдается ряд других явлений [1-5].

Согласно модели [6, 7], эти явления объясняются перестройкой ян-теллеровских уровней при захвате или отдаче свободного электрона. Этим объясняются долговременная релаксация, гашение фотопроводимости коротковолновым излучением и другие явления. Остаточная фотопроводимость, сохраняющаяся в течение длительного времени после прекращения освещения, как показано в [8], может быть «стерта» импульсом электрического поля.

До настоящего времени основное внимание уделялось исследованиям фотоэлектрических явлений в объемных кристаллах СОТ или в выращенных эпитаксиальными методами слоях. Практически мало изучена зависимость этих явлений от электрического поля. В настоящей работе сообщаются результаты исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) тонких слоев СОТ, полученных методом «мгновенного» испарения при различных уровнях фоновой засветки. Исследования проведены при температуре образцов  $4.2$  К.

Образцы были получены методом мгновенного испарения поликристаллической шихты соответствующего состава на подложку из  $BaF_2$ . Легирование проводилось при синтезе шихты. Толщина получаемых слоев  $2 \div 3.5$  мкм, ширина слоя  $0.5$  см, расстояние между контактами  $0.8 \div 1$  см. Контакты создавались напылением индия. Синтезированы и исследованы образцы трех составов: I —  $x=0.22$  ( $0.3$  ат% In), II —  $x=0.24$  ( $0.23$  ат% In), III —  $x=0.24$  ( $0.8$  ат% In).

### Результаты исследований

На рис. 1—3 приведены ВАХ для указанных выше образцов при  $T=4.2$  К. Темновая характеристика при малых напряжениях носит сублинейный характер, однако при разности потенциалов  $15 \div 20$  В наблюдается перегиб и она становится сверхлинейной. При освещении ВАХ качественно меняется. При малых напряжениях (до  $5 \div 8$  В) связь тока с напряжением линейна, т. е. выполняется закон Ома. При напряженности поля  $7 \div 10$  В/см в ВАХ наблюдается

максимум. При больших полях ток падает с ростом поля, т. е. наблюдается область отрицательной дифференциальной проводимости. При еще больших полях ток перестает зависеть от напряжения. При обратном ходе, т. е. при уменьшении напряжения, ВАХ практически повторяет по форме темновую, но с несколько большими токами. Как известно, в объемных кристаллах и в эпитаксиальных слоях коротковолновое излучение приводит к гашению фотопроводимости. Такое же явление наблюдается и в слоях, созданных мгновенным испарением. Для всех рассматриваемых составов и концентраций индия наблюдалась отрицательная фотопроводимость (ОДП), т. е. уменьшение проводимости по сравнению с фоновой 300 К при дополнительной подсветке через фильтр

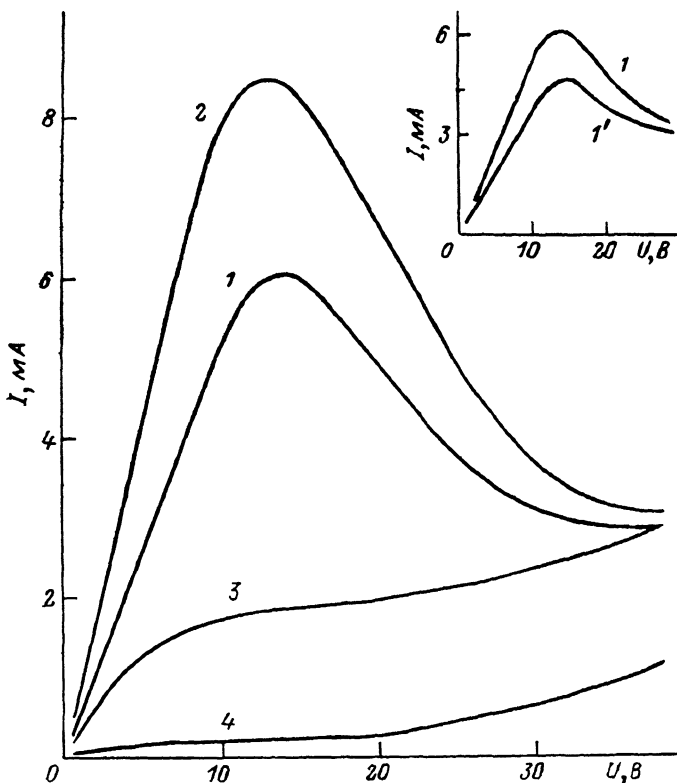


Рис. 1. ВАХ образцов для состава  $x=0.24$ ,  $N_{In}=0.23$  ат%.

1 — в присутствии фона 300 К, 2 — в присутствии фона 300 К при подсветке АЧТ 500 К, 3 — при обратном ходе, 4 — темновая.

из сапфира, срезающий длинноволновую область спектра выше 5 мкм. На вставке к рис. 1 показана ВАХ в присутствии фона 300 К и фильтра из сапфира (кривая 1), а также после дополнительного освещения посредством АЧТ 500 К через фильтр (кривая 1'). Совместное облучение фоном 300 К и АЧТ 500 К при отсутствии фильтра из сапфира также не изменяет формы ВАХ, а только приводит к большей величине фототока. Положение максимума ВАХ также практически не изменяется (рис. 1, кривые 1, 2). Заметный фототок создается фоном даже с очень низкой температурой. На рис. 3 представлена ВАХ при засветке фоном с температурой 25 К. Фототок в максимуме превышает 25 мкА, что соответствует фоточувствительности  $S_I$  порядка 100 А/Вт (рис. 3). При засветке фоном 300 К  $S_I$  порядка 1 А/Вт (рис. 1, 2). Такое различие может быть связано с тем, что при более интенсивной засветке фоточувствительность убывает вследствие уменьшения эффективного времени жизни неравновесных носителей. Кроме того, большая температура фона приводит к появлению коротковолнового излучения, которое гасит фоточувствительность и снижает таким образом интегральную ампер-ваттную чувствительность. При 300 К фоновой засветке инерционность фотопроводимости 1–2 мс. На рис. 4 представлена осцилло-

амма фотответа от модулированного излучения АЧТ с  $T=500$  К при подсветке фоном 300 К. При отсутствии фоновой подсветки инерционность достигает нескольких минут и определяется интенсивностью возбуждения.

## Обсуждение результатов

По нашему мнению, наиболее подходящей моделью для объяснения полученных результатов является модель двухуровневых ян-теллеровских центров [7]. В равновесных условиях на ян-теллеровских центрах находятся два электрона.

При освещении светом с энергией кванта, меньшей ширины запрещенной зоны, один из электронов ЯТЦ переводится в зону проводимости, одновременно происходит перестройка этого центра. Для возвращения в исходное состояние

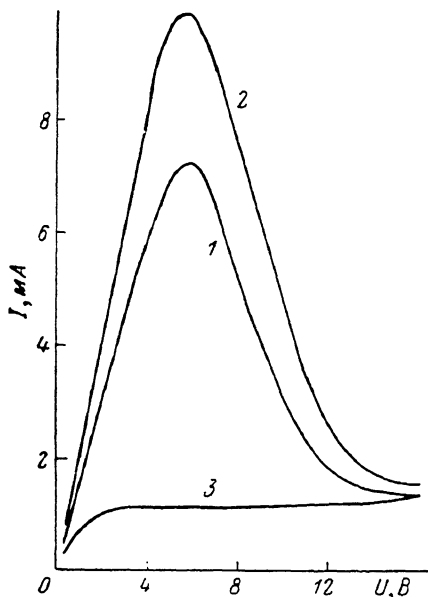


Рис. 2. ВАХ образцов для состава  $x=0.22$ ,  $N_{In}=0.3$  ат%.

1 — в присутствии фона 300 К, 2 — в присутствии фона 300 К при подсветке АЧТ 500 К, 3 — при обратном ходе.

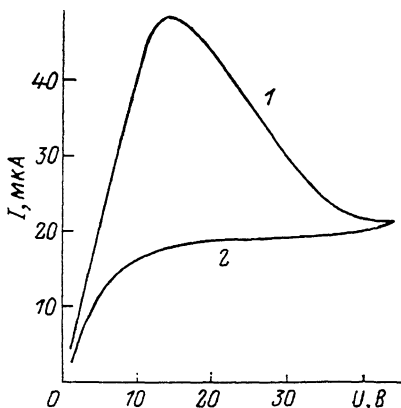


Рис. 3. ВАХ образцов для состава  $x=0.24$ ,  $N_{In}=0.8$  ат%.

1 — в присутствии фона 25 К, 2 — темновач.

требуется преодолеть потенциальный барьер, поэтому созданная неравновесная проводимость сохраняется длительное время:  $\tau \sim \exp(\epsilon_i/kT)$ . Значение  $\epsilon_i$  зависит от состава и концентрации индия [9]. В электрическом поле происходит

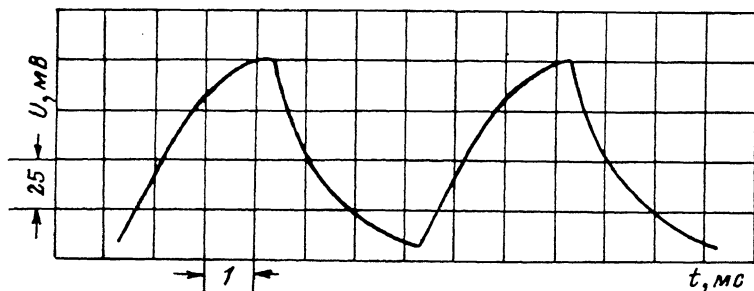


Рис. 4.

разогрев электронного газа, что вызывает резкое уменьшение эффективного времени жизни, т. е. гашение фотопроводимости. При достаточно больших полях энергия электронов может превысить барьер и время жизни перестает зависеть от поля, фотопроводимость принимает новое стационарное значение, соответствующее малому времени жизни. При обратном ходе высокое значение фототока не успевает установиться, поэтому максимума в ВАХ не наблюдается.

Насыщение в ВАХ связано с разогревом электронного газа, приводящим

к уменьшению подвижности носителей и насыщению дрейфовой скорости:  
 $v_{др} = 2 \cdot 10^6$  В/см.

Проведем качественный расчет ВАХ  $Pb_{1-x}Sn_xTe<In>$  при фоновой засветке 300 К. ВАХ в присутствии фона определяется формулой

$$j = (\sigma_T + \Delta\sigma) E, \quad (1)$$

где  $\sigma_T$  — темновая проводимость,  $\Delta\sigma$  — неравновесная проводимость, вызванная фоном. Учитывая то, что темновая проводимость значительно меньше световой, имеем

$$j = \Delta\sigma E, \quad (2)$$

где  $\Delta\sigma$  можно представить в виде [10]

$$\Delta\sigma \simeq e\mu_n \Delta n = e\mu_n k\beta I \tau_n. \quad (3)$$

Согласно модели ян-теллеровских центров [6, 7], время жизни неравновесных носителей, находящихся в зоне проводимости, определяется выражением

$$\tau_n = \tau_{n0} \exp\left(\frac{\epsilon_i}{kT}\right). \quad (4)$$

Очевидно, при разогреве электронов электрическим полем  $E$  выражение (4) можно представить в виде

$$\tau_n = \tau_{n0} \exp\left(\frac{\epsilon_i - \epsilon}{kT}\right), \quad (5)$$

где  $\epsilon = e l E$  — энергия, приобретенная электроном в электрическом поле  $E$ . ВАХ в таком случае будет описываться выражением

$$j = e\mu_n k\beta I \tau_{n0} \exp\left(\frac{\epsilon_i - \epsilon}{kT}\right) E. \quad (6)$$

При малых приложенных полях, когда  $\epsilon_i \gg \epsilon = e l E \ll kT$  (условие слабых полей), имеем

$$j = e\mu_n k\beta I \tau_{n0} \exp\left(\frac{\epsilon_i}{kT}\right) E, \quad (7)$$

т. е. ВАХ является линейной функцией напряжения.

Дифференцируя (6) по  $E$ , получим для дифференциальной проводимости выражение

$$\sigma_\lambda = \frac{dj}{dE} = e\mu_n k\beta I \tau_{n0} \exp\left(\frac{\epsilon_i - \epsilon}{kT}\right) \left[1 - \frac{e l E}{kT}\right]. \quad (8)$$

Отсюда ОДП на ВАХ ( $\sigma_\lambda < 0$ ) будет наблюдаться при условии  $e l E > kT$ .

В точке срыва (максимум на ВАХ)  $dj/dE = 0$  и  $e l E = kT$ , т. е. энергия, приобретенная электронами в электрическом поле, порядка тепловой; поэтому после срыва имеет место достаточно сильный разогрев электронного газа в полях  $E \sim 7 \div 10$  В/см, что является следствием высоких значений подвижности:  $\mu_n \simeq 2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с.

Согласно проведенным численным оценкам, имеется довольно хорошее совпадение значений энергии активации ЯТЦ  $\epsilon_i$  и отношений  $j_{max}/j_{min}$ ,  $E_{max}/E_{min}$  ( $j_{max}$ ,  $E_{max}$  — ток и напряженность поля в точке срыва,  $j_{min}$  и  $E_{min}$  — минимальные ток и напряженность поля после срыва) с экспериментальными данными.

#### Список литературы

- [1] Вул Б. М., Воронова И. Д., Калужная Г. А., Мамедов Т. С., Рагимова Т. Ш. // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. В. 1. С. 21—25.
- [2] Чащин С. П., Гужова И. П., Барышев Н. С., Харионовский Ю. С. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 12. С. 2387—2388.
- [3] Акимов В. А., Албул А. В., Никорич А. В., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1778—1783.
- [4] Akimov V. A., Brandt N. B., Kerner B. S., Nikiforov V. N., Chudinov S. M. // Sol. St. Commun. 1983. V. 43. N 1. P. 31—33.

- [5] Елизаров А. Е., Кулик В. А., Стафеев В. И., Яценко О. Б. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 5. С. 856—860.
- [6] Волков В. А., Панкратов О. А. // ДАН СССР. 1980. Т. 255. В. 1. С. 93—97.
- [7] Засавицкий И. И., Мадонашвили Б. Н., Панкратов О. А., Трофимов В. Т. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 1. С. 3—6.
- [8] Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Стафеев В. И., Никифоров В. Н., Яценко О. Б. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. В. 2. С. 139—143.
- [9] Засавицкий И. И., Лишка К., Хайрих Х. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 6. С. 1558—1563.
- [10] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 496 с.

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР  
Аштарак

Получена 27.02.1990  
Принята к печати 18.06.1990