

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ И АМОРФИЗАЦИЯ В МОНОКЛИННОМ $TlInS_2$ ПРИ ОТЖИГЕ В ПАРАХ СЕРЫ

О.З.АЛЕКПЕРОВ, И.А.АХУНДОВ, А.И.НАДЖАФОВ, А.Р.ФАКИХ

*Институт Физики НАН Азербайджана,
AZ-1143, Баку, пр.Г.Джавида 33.*

Monoklin strukturlu $TlInS_2$ yarımkəçirici kristallarının kükürd buxarında, kiçik temperatur və təzyiqlik intervalında tam olmayan amorflaşdırma üsulu təqdim olunmuşdur. Göstərilir ki, bu keçid kristal $c=15\text{Å}$ politipinin polikristal $c=240\text{Å}$ politipinə çevrilməsi ilə müşayiət olunur. Tam amorflaşmamış hal yüksək fotokeçiriciliklə fərqlənir. Monoklin $TlInS_2$ birləşməsinin seqnetoelektrik faza keçidi 205 K-dən 240K-ə sürüşür.

Предложен способ превращения моноклинного $TlInS_2$ в частично аморфное состояние этого полупроводника, путем отжига в парах серы в узком интервале температур и давления. Показано, что данный переход сопровождается межполитипным превращением моноклинного кристалла политипа $c = 15\text{Å}$ в поликристалл политипа $c = 240\text{Å}$. Частично аморфизированное состояние отличается высокой фоточувствительностью во всем диапазоне спектра запрещенных значений энергии E_g исходного кристалла вплоть до 0.7эВ. Точка сегнетоэлектрического фазового перехода данного материала смещена от 205K до 240K.

By method of annealing in S atmosphere at a certain temperature and pressure it was possible to transform the monoclinic M- $TlInS_2$ to partly amorphous structure of this semiconductor. It was shown that this transition happens simultaneously with polytype transformation of the $c = 15\text{Å}$ polytype of monoclinic crystal of M- $TlInS_2$ to $c = 240\text{Å}$ polytype of polycrystalline M- $TlInS_2$. In partly amorphous state this material has a high sensitive photoconductivity in all forbidden energy gap region of E_g of M- $TlInS_2$ crystal up to 0.7eV. The ferroelectric phase transition temperature is shifted from 205K to 240K.

1. ВВЕДЕНИЕ

Соединение $TlInS_2$, в зависимости от технологии получения, кристаллизуется в различных структурных модификациях [1-7]. Наиболее распространенная моноклинная (М) структура, привлекающая внимание исследователей из-за наличия в нем сегнетоэлектрического фазового перехода (СФП), получается при кристаллизации из стехиометрического расплава соответствующего химического формуле соединения. Избыток Тl и In от стехиометрического состава в расплаве приводит, как правило, к кристаллизации $TlInS_2$ в гексагональной [7] и триклинной (Т) (в которой также имеет место СФП [8]) структурах, соответственно. Исследование структуры с изменением количества атомов серы от стехиометрии при кристаллизации из расплава затруднено. Потому, что при дефиците серы от стехиометрического состава кристаллы получают с большой концентрацией вакансий серы, и в ампуле остается смесь избыточного Тl и In. А при избытке серы от стехиометрии она остается в ампуле в отдельности от слитка кристалла $TlInS_2$ в виде газа и кристалликов серы. Длительный отжиг в парах серы и в вакууме моноклинного $TlInS_2$, при температурах ниже температуры кристаллизации, частично позволяет исследовать диаграммное состояние – структура в зависимости от температуры, давления и количества атомов серы, как для значений больших, так и меньших, соответствующих стехиометрии. В частности было показано [4,5], что этим способом можно получить тетрагональную и орторомбическую структуру $TlInS_2$ из моноклинного кристалла отжигом в парах серы при температурах 540-600К. Исследования дифрактограмм при различных этапах этого процесса показало, что отжиг в парах серы переводит моноклинный кристалл сперва в аморфное состояние (а-состояние), когда

постепенно исчезают все линии порошкограмм кристалла, а затем постепенно появляются новые линии, свидетельствующие переходу в кристаллическое состояние (к-состояние) с тетрагональной или ромбической структуры при определенных значениях температуры и давления паров серы[9]. С другой стороны известно, что отжиг в парах серы М- $TlInS_2$ при сравнительно низких температурах ($T < 530\text{K}$) улучшает параметры кристалла, не приводя к каким либо структурным изменениям [10]. Другие исследования [11] показали, что отжиг в вакууме М- $TlInS_2$ при определенных температурах, не меняя кристаллическую сингонию, приводит к переходам из одного политипа (например, $c \approx 15\text{Å}$) в другие ($c \approx 30\text{Å}$, $c \approx 60\text{Å}$, и $c \approx 120\text{Å}$). Таким образом, любой образец М- $TlInS_2$, в том числе со смешанной политипностью, можно превратить в различные, чистые политипы моноклинного кристалла. Отметим, что попытки получения политипа $c \approx 240\text{Å}$ данным методом оказались неудачными. Как известно, о наличии этого политипа сообщались еще в ранних работах по исследованию $TlInS_2$. Необходимо отметить, что межполитипные переходы, возникающие при отжиге в вакууме так же являются структурными изменениями. Однако, при политипных переходах, т.е. при отжиге в вакууме, разрушение структуры кристалла, т.е. переход в а-состояние, как в случае отжига в парах серы не наблюдается. В данной работе мы попытались искать политип М- $TlInS_2$ $c \approx 240\text{Å}$ в диаграммном состоянии структура – состав- давление- температура, т.е. получить его отжигом в парах серы при температурах $T \approx 510 - 530\text{K}$, несколько ниже температуры структурного превращения в орторомбическую фазу.

2. ОБРАЗЦЫ И РЕНТГЕНОВСКИЕ ДИФРАКТОГРАММЫ

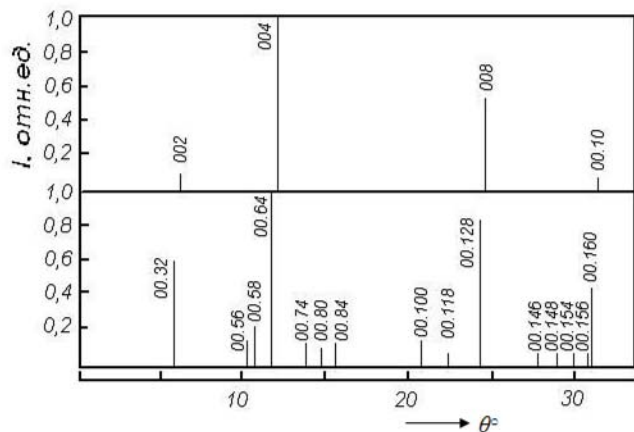


Рис.1

На рис. 1а приведены рентгеновские дифрактограммы, полученные сканированием угла падения излучения $0 < \vartheta < \pi/2$ падающего на поверхность слоя (001) исходного образца политипа $c \approx 15 \text{ \AA}$ $M-TlInS_2$. Из соотношений Вульфа-Брегга очевидно, что при таком падении рентгеновского луча регистрируются отраженные от плоскостей (00l) параллельных плоскости (001). Этот факт лежит в основе простого способа определения политипа слоистых кристаллов [12], т.е. параметра решетки с не повреждая сам кристалл. Линии на дифрактограмме соответствуют отражениям от плоскостей (00l), с параметром $c = 14.82 \text{ \AA}$ (с учетом угла $\beta = 99^\circ$). На рис.1б приведены аналогичные дифрактограммы, того же образца, снятые после 50 часового отжига в парах серы, при давлении 3-4 ат., температуре $T \approx 525 - 530 \text{ K}$. В результате отжига значительно выросло количество рефлексов на дифрактограмме и 4-3 раза увеличилась ширина рефлексов. Идентификации всех линий при предположении отражения только от плоскостей (00l) соответствует параметр решетки $c \approx 240 \text{ \AA}$. Отметим, что величина углов ϑ рефлексов политипа $c \approx 15 \text{ \AA}$ имеют очень близкие значения с углами некоторых рефлексов политипа $c \approx 240 \text{ \AA}$, так, что разница между ними меньше ширины рефлексов политипа $c \approx 240 \text{ \AA}$. Это не исключает наличия некоторого количества политипа $c \approx 15 \text{ \AA}$ в образцах политипа $c \approx 240 \text{ \AA}$. Из порошкограмм отожженного образца получены такое же значение значения параметра с, а параметры $a \approx 11.51 \text{ \AA}$ и $b \approx 10.34 \text{ \AA}$ в отличие от соответствующих параметров $a \approx 10.96 \text{ \AA}$ и $b \approx 10.97 \text{ \AA}$ исходного образца политипа $c \approx 15 \text{ \AA}$.

Цвет отожженных образцов красный, в отличие от желтого цвета исходных кристаллов.

3. ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

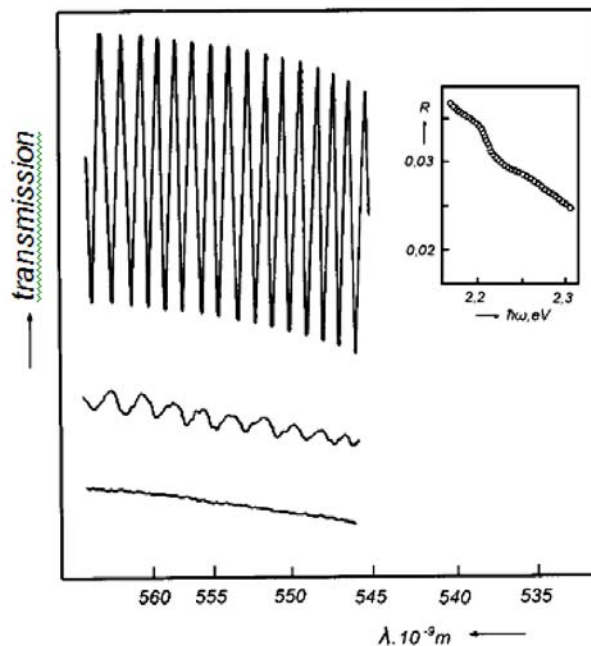


Рис.2

Полностью а- состояние $M-TlInS_2$, когда уширяясь исчезают рефлексы на дифрактограммах, происходит при отжиге в парах серы при больших температурах $T > 550-600 \text{ C}$, после чего кристалл из слоистого переходит в слоисто-цепочечную структуру игольчатых кристаллов тетрагональной (Т) или ромбической (Р) сингонии. При $T \leq 530 \text{ C}$, хотя переход в Т- или Р-состояние не наблюдается, но имеются явные признаки постепенной аморфизации кристалла. В первую очередь это видно из сравнения спектров пропускания в области прозрачности исходного $M-TlInS_2$. На рис. 2 приведена часть интерференционных спектров пропускания исходного и отожженного в парах S одного и того же образца (кривые 1 и 2, соответственно), толщиной около 35 мкм. Четкая интерференционная картина исходного образца политипа $c \approx 15 \text{ \AA}$ со скажностью $I_{\max} / I_{\min} \approx 2$ стала размытой после перехода в политип $c \approx 240 \text{ \AA}$ с $I_{\max} / I_{\min} \approx 0.95 - 0.97$. Уменьшение скажности интерференции вызвано не только с увеличением коэффициента поглощения α , но и уменьшением коэффициента отражения $R = (n - 1)^2 / (n + 1)^2$ (вставка на рис.2). Последнее обусловлено уменьшением коэффициента преломления n , который определялся из интерференционной картины по формуле

$$n = \bar{\lambda}^2 / (2d\Delta\lambda),$$

где $\Delta\lambda$ - расстояние между ближайшими максимумами (минимумами) интерференции, $\bar{\lambda}$ - усредненная длина волны для двух смежных максимумов. Сглаживанию

картины интерференции и сильному уменьшению R , по видимому, способствует и флуктуации n , другими словами пространственная неоднородность этой величины. Подтверждением может служить кривая 3, соответствующая образцу, отожженному несколько дольше, в которой полностью исчезла интерференционная картина.

3.1 КОЭФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ

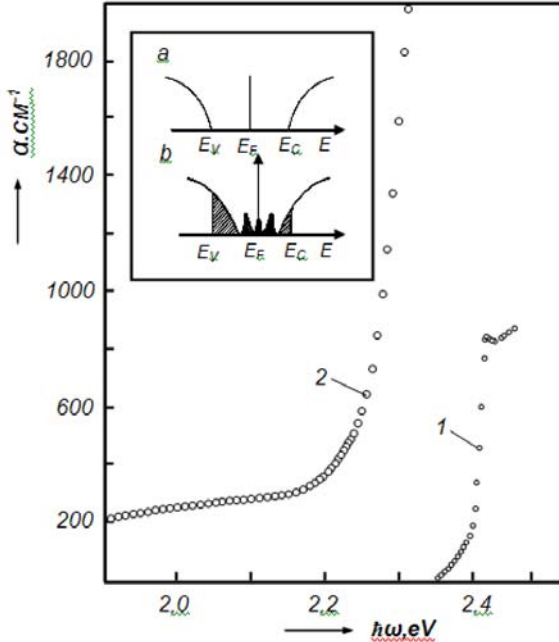


Рис.3

На рис 3 приведены спектральные зависимости коэффициентов поглощения α для исходного ($c \approx 15 \text{ \AA}$) и отожженного $c \approx 240 \text{ \AA}$ (точнее $c = 238.8 \text{ \AA}$) образцов, полученные при $T=300\text{K}$. Как видно, край поглощения сдвинулся в длинноволновую часть спектра почти на 0.3eV и сильно выросла величина α , не только в глубине края, но и в области энергий соответствующих запрещенной зоне. Исследование ширины запрещенной зоны M-TlInS_2 в политипах $c \approx 15 \text{ \AA}$, $c \approx 30 \text{ \AA}$, $c \approx 60 \text{ \AA}$ и $c \approx 120 \text{ \AA}$ показало различия в E_g всего несколько десятков мэВ. Эти изменения хорошо объясняются в модели деформационного потенциала изменениями параметров решетки a , b и c элементарного слоистого пакета (толщиной приблизительно $\approx 15 \text{ \AA}$, из которого состоят различные политипы слоистого кристалла M-TlInS_2 [8]. Смещение края в красную часть спектр не объясняется в модели деформационного потенциала, который дает смещение в противоположную сторону

$$\Delta E_g = D_{//}(U_a + U_b) + D_{\perp}U_c \approx 0.11\text{eV}$$

$D_a \approx D_b \approx D_{//} = -7.8\text{eV}$, $D_c = D_{\perp} = 11.9\text{eV}$ [13].
 $U_a = \Delta a/a \approx 0.05$, $U_b = \Delta b/b \approx -0.057$ и
 $U_c = \Delta c/c \approx 0.005$ относительные изменение параметра элементарного слоистого пакета a , b и c (политип $c \approx 240 \text{ \AA}$ имеет $c=238.8:16=14.9 \text{ \AA}$).

Большое значения коэффициента поглощения во всей области E_g бывает в а- полупроводниках. На вставке к рис.3 приведена схема плотности состояний для к- и а- полупроводников [14], проясняющая этот факт. Во внутренней области края подвижности электронов и дырок имеет место отличная от нуля плотность состояний, обусловленные наличием локализованных состояний, как электронов -ниже края подвижности электронов, так и дырок -выше края подвижности дырок. Для а-состояния понятие запрещенная зона E_g теряет смысл, и близким по значению параметром является, так называемая оптическая ширина- E_0 , определяемая из кривой Тауца [15]:

$$(\alpha_1 \hbar \omega)^{1/2} = C_1 (\hbar \omega - E_0) \quad (3.1)$$

и имеющая смысл расстояния между краями электронной и дырочной подвижности. Состояния с энергией выше E_0 , в к- полупроводниках называемое зонными, в а- полупроводниках именуется расширенными (“extended” states) и отличаются большим значением эффективной массы, чем в соответствующем к- полупроводнике [16], что, по-видимому, и является основной причиной большей величины α в этой области. На рис.4 построена зависимость (3.1) на которой поставлены экспериментальные точки для отожженного образца и определена величина $E_0 \approx 2.2\text{eV}$ из кривой Тауца.

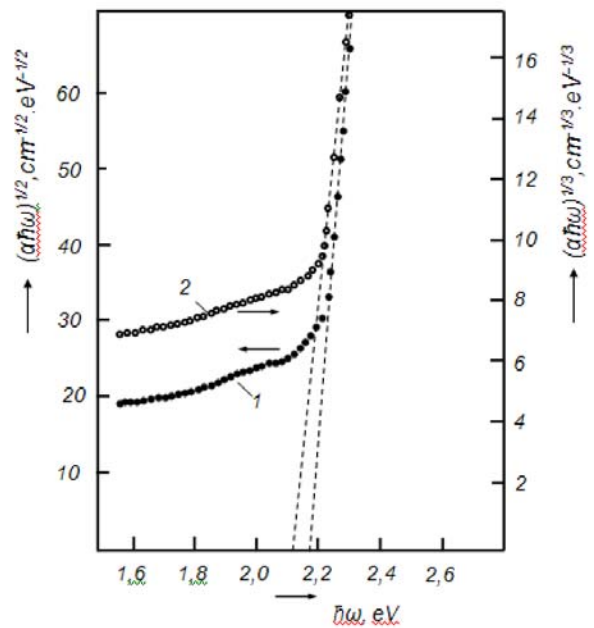


Рис.4

В область значений α ($\hbar\omega < E_0$), где зависимость $\alpha(\hbar\omega)$ слабее, именуемая в а-полупроводниках областью Урбаховского экспоненциального края, хорошо ложится в соответствующую зависимость [16]

$$\alpha_2 = C_2 \exp(\hbar\omega / E_U) \quad (3.2)$$

в области энергий кванта (1.8-2.1) эВ. Для величины E_U , называемой Урбаховским хвостом, имеющий смысл энергетической ширины локализованных состояний, из (3.2) получается значение $E_U \approx 0.22 - 0.23$ эВ.

Область еще меньших коэффициентов поглощения, в которой зависимость $\alpha(\hbar\omega)$ слабее чем в (3.2), экстраполяция кривой поглощения от 1эВ до 1.85эВ по формуле

$$\alpha_3 = C_3 \exp(\hbar\omega / E_d) \quad (3.3)$$

дает для значений E_d , называемой шириной дефектных состояний [16] величину $E_d \approx 1.9$ эВ. Примечательным является то, что три величины E_0 , E_U и E_d , полученные нами из экстраполяции экспериментальных значений α в трех областях описываемых разными формулами, дает простое по смыслу соотношение:

$$E_U + E_d \approx E_0,$$

т.е. ширина оптической щели, которое охватывает состояния между краями подвижностей электрона и дырки, равна суммарной ширине Урбаховских локализованных E_U и дефектных состояний E_d . Коэффициенты C_1, C_2 и C_3 в формулах (3.1-3.3) не зависят от энергии кванта и соответственно равны 305, 0.01 и 100. В литературе часто используют вместо C_1 коэффициент $B = C_1^2$, который в нашем случае имеет величину $\sim 10^5$, а для большинства а-полупроводников несколько больше (4-8) $10^5 \text{ см}^{-1} \text{ эВ}^{-1}$ [16-17]. Некоторые авторы для определения E_0 используют не формулу (3.1), а соотношение $(\alpha_1 \hbar\omega)^{1/3} = C_F (\hbar\omega - E_0)$ [18], которое в нашем случае дает величину $E_0 \approx 2.105$ эВ, несколько меньшую, по сравнению с найденной из (3.1).

Таким образом, согласно рентгенографическим исследованиям в результате указанного отжига получен политип с $c \approx 240 \text{ \AA}$ М-TlInS₂. Однако, исследования оптических свойств и их сравнение с исходными образцами указывает на то, что полученные образцы не являются чистыми к-полупроводниками, а подверглись значительной аморфизации. По этой причине ширину оптической щели $E_0 \approx 2.2$ эВ, вряд ли можно принимать

в качестве E_g кристаллического М-TlInS₂ политипа $c \approx 240 \text{ \AA}$.

3.2 ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

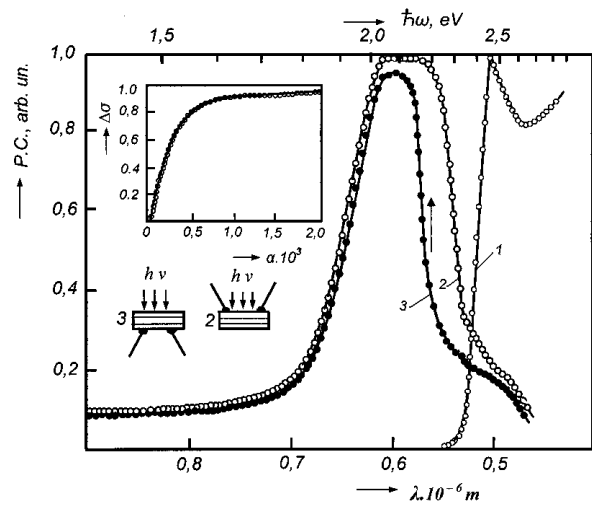


Рис.5

Фотопроводимость (ФП) образцов исследована как в стационарном, так и кросс модуляционном режиме при частоте 80 Гц. В том и в другом случае спектральное распределение ФП вплоть до $\hbar\omega = 3.0$ эВ одинакова. На рис.5 приведены спектры ФП исходного (1) и отожженного (2-3) образцов. Главным отличием этих спектров является наличие значительной фп отожженного образца во всей области E_g исходного. Причем, отожженные образцы имеют широкую куполообразную форму спектра ФП, в отличие от исходного образца, имеющего резкий край ФП, с максимумом почти совпадающим с максимумом α , при $T=300\text{K}$. Максимум фп на кр.2, зарегистрированной при падении излучения на поверхность образца со стороны контактов, простирается на величину 0.23эВ и находится в интервале от 2.08эВ до 2.31эВ. Положение $E_0 \approx 2.2$ эВ, указанного стрелкой на рис.5 также находится в этом интервале. Другой отличительной особенностью спектра является резкий спад фп начиная с 2.33эВ на кривой (2) и 2.2эВ на кривой (3) Форма спектра ФП, регистрируемого от поверхности, обратной от освещаемой имеет колоколообразную форму с полушириной $\Delta_{1/2} \approx 0.33$ эВ на 0.1эВ больше величины Урбаховской ширины локализованных состояний E_U . В связи с малой величиной $\alpha \approx (1.5 \cdot 10^2 - 2.5 \cdot 10^2) \text{ см}^{-1}$ в области Урбаховского края по сравнению с $\hbar\omega > E_0$, $\alpha \approx (10^3 - 5 \cdot 10^4) \text{ см}^{-1}$, спектр ФП в данной геометрии идентичен по форме приведенной плотности локализованных состояний электронов и дырок [19]. Для понимания этого и других перечисленных особенностей проанализируем величину фп, определяемую как

$$\Delta\sigma = eG(\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p), \quad (3.2.1)$$

$$G = \eta I_0 (1 - R) [1 - \exp(-\alpha \cdot d)] / d, \quad (3.2.2)$$

где G - скорость генерации, а η - квантовая эффективность генерации фотоносителей, I_0 - число квантов падающих на единицу поверхности в единицу времени ($cm^{-2}c^{-1}$) R - коэффициент отражения, τ_n, μ_n и τ_p, μ_p - время жизни и подвижность фотовозбужденных электронов и дырок соответственно. При малых значениях $\alpha d \ll 1$, что может иметь место как при малых α , когда $\hbar\omega < E_0$, так и при малых толщинах образца $d \ll \alpha^{-1} \approx 10^{-4}$ см, когда $\hbar\omega > E_0$ выражения (3.2.2) имеет вид $G = \eta I_0 (1 - R)\alpha$ и фп пропорциональна α :

$\Delta\sigma = \eta I_0 (1 - R) e (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) \alpha$ (назовем это режимом 1). При достаточно большой толщине образца, когда условие $\alpha d \gg 1$ выполняется и при $\hbar\omega < E_0$, т.е. при сравнительно малых значениях α , (3.2.2) имеет вид: $G = \eta I_0 (1 - R) / d$. При этом $\Delta\sigma$ не зависит от α

и уменьшается с ростом d (режим 2). Очевидно, что при переходе от режима (1) к режиму (2) т.е с ростом α от 10^2 до 10^3 cm^{-1} ФП от линейной зависимости перейдет к сублинейной, а затем выйдет на насыщение. На вставке рис. 5 приведен результат расчета по (3.2.1) и (3.2.2) для толщины $d = 35mkm$ при изменении α от 10^2 до $3 \cdot 10^3$ cm^{-1} , объясняющий посянства фп в интервале 2.0-2.3эВ. При этом мы не учли различия в множителе $(\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p)$ для локализованных состояний, где прыжковая проводимость и время жизни меньше, чем для расширенных, но вряд ли это различие значительно. Отметим, что подобный спектр ФП возможен только в аморфных полупроводниках, где во-первых, имеет место большой коэффициент поглощения при $\hbar\omega < E_0$ и, во-вторых, при фотовозбуждении носителей в локализованных и дефектных состояниях они участвуют в прыжковой проводимости. Резкий спад ФП, начиная от $\hbar\omega > 2.33$ эВ, связан с ростом $\alpha (> 10^4$ cm^{-1}) и, как следствие этого уменьшением τ и μ на поверхности полупроводника. В кристаллическом М-ТlInS₂ имеется рост ФП при $\hbar\omega > E_g$ (кр1), благодаря идеальной слоистой поверхности образца. В а- состоянии оторванные связи приводят к значительно большей концентрации поверхностных состояний.

4. СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД

СФП, имеющий место в М- и Т-ТlInS₂, при охлаждении сопровождается аномальным ростом диэлектрической проницаемости образцов $\epsilon(T)$ при определенных температурах T_i в интервале до 190-220К. В работах [8,12] показано, что каждый политип имеет свою температуру T_i , а в случае наличия в образце

нескольких политипов, число максимумов в $\epsilon(T)$ -зависимости равно числу политипов в образце. На рис.6 приведены $\epsilon(T)$ -зависимости исходного и отожженного образца.

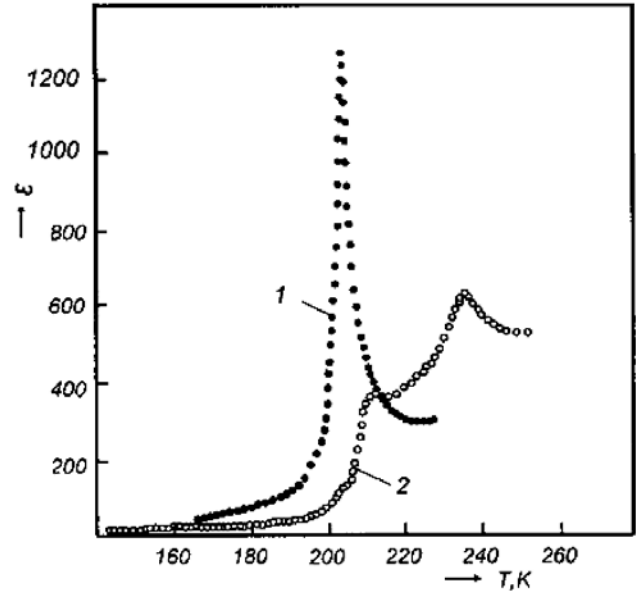


Рис.6

Как видно единственный узкий пик с максимумом $\epsilon(T_i) \approx 1200$ при $T_i \approx 203 - 204K$ превратился в два широких пика с максимумами при температурах при $T_1 \approx 207 - 208K$ и $T_2 \approx 238 - 240K$ с величиной $\epsilon(T_1) \approx 380$ и $\epsilon(T_2) \approx 650$. Сильное уширение указанных пиков, $\epsilon(T_1)$ и $\epsilon(T_2)$ свидетельствует об увеличении затухания внешнего переменного поля, необходимого для измерения $\epsilon(\omega, T)$ (ω - частота измерения емкости, меняющаяся в интервале $10^2 - 10^6$ Гц) $i\hbar\tau^{-1}$. Такое уширение наблюдалось в $\epsilon(T)$ -зависимости М-ТlInS₂ при легировании разными примесями в значительной концентрации, составляющих несколько атомных процентов [20]. Некоторые авторы такие сегнетоэлектрики называют "релаксорами", что на наш взгляд неудачное название, так как рост концентрации примесей и дефектов всегда приводит к уширению оптических резонансов, другими словами к уменьшению времени релаксации системы τ . Важно при этом, что рост затухания τ^{-1} не приводит к каким либо новым явлениям или полезным свойствам полупроводника или сегнетоэлектрика. Естественно ожидать, что постепенная аморфизация кристалла также должна приводить к исчезновению спонтанной поляризации, СФП и диэлектрической аномалии. Низкотемпературный пик $\epsilon(T_1)$ по-видимому связан с некоторым незначительным количеством или исходного политипа $c \approx 15 \text{ \AA}$ (сдвинутое вправо на (3-4)К более интенсивным пиком $\epsilon(T_2)$) или же незначительным количеством других политипов $c \approx 60 \text{ \AA}$ или $c \approx 30 \text{ \AA}$

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ И АМОРФИЗАЦИЯ В МОНОКЛИННОМ $TlInS_2$ ПРИ ОТЖИГЕ В ПАРАХ..

и др, образовавшиеся в результате отжига. Отметим, что очень малое количество примеси других политипов, которые благодаря малому их количеству не проявляются в рентгенограммах, иногда показывают свое присутствие в диэлектрических измерениях. Хотя этот вопрос требует специального исследования, он, по видимому, связан с геометрией распределения политипов в образце. Аномалия $\varepsilon(T_2)$, видимо,

принадлежит к политипу $c \approx 240 \text{ \AA}$. Нам не известны работы о диэлектрических измерениях в данном политипе $M-TlInS_2$. Однако о существовании политипа $c \approx 240 \text{ \AA}$ сообщалось еще в первых работах по структурным исследованиям $TlInS_2$.

- [1]. *H. Hahn, and B. Wellman*, Uber ternare Chalkogenide des Thalliums mit Gallium und Indium. // *Naturwissenschaften*, 1967, V. 54, №2, P. 42.
- [2]. *D. Muller, F.E. Poltman, H. Hahn*, Zur struktur ternare chalcogenide des Thallium mit Aluminium, Gallium und Indium. // *Z. Naturforsch*, 1974, V. 29, P.117-118.
- [3]. *T.J. Isaaks* Determination of crystal symmetry of the polymorphs of thallium-indium disulfide $TlInS_2$. // *Z.f. Krist.*, 1971, V. 141, P.104-108.
- [4]. *А.И.Наджафов, О.З.Алекперов, Г.Г. Гусейнов* Получение и свойства орторомбической модификации $TlInS_2$. // *Неорг. материалы*, 2005, Т. 41, № 2, С. 1-5.
- [5]. *О.З.Алекперов, А.И.Наджафов* Growth of orthorombik and tetragonal modifications of $TlInS_2$ from monoclinic crystal. // *Proceedings International Conference "Fizika-2005"*, Baku, Elm, 2005, P.174-179.
- [6]. *K.-J. Range, G. Engert, W. Muller, A. Weiss* Hochdrucksynthese und kristal-istrukturen von $TlInS_2$ -II und $TlInS_2$ -III. // *Z. Naturforsch*, 1974, V.29, P.181-184.
- [7]. *С.Н.Алиев, А.И.Наджафов, О.З.Алекперов* Получение и исследование гексагональной модификации $TlInS_2$. // *Изв. АН СССР Неорг. материалы*, 1991, Т.27, С.621-622.
- [8]. *О.З.Алекперов, Т.Г.Мамедов, А.И. Наджафов* Политипы моноклинного $TlInS_2$. *Неорганические материалы* (в печати).
- [9]. *А.И.Наджафов, О.З.Алекперов* Рентгенографическое исследование перехода моноклинных кристаллов $TlInS_2$ в орторомбическую фазу. *Известия НАН Азербайджана, сер. Физ.-мат. и техн. наук*, 2005, №2, С.61-69.
- [10]. *С.Н.Алиев, О.З.Алекперов, А.И.Наджафов* Влияние вакансий серы на фотопроводимость кристаллов $TlInS_2$. // *Изв. АН СССР Неорг. материалы*, 1992, Т.28, С.1566-1567.
- [11]. *О.З.Алекперов, А.И. Наджафов, Т.Г.Мамедов* Способ получения политипов моноклинной модификации $TlInS_2$. // *Патент Азербайджанской республики № а 2005 0278*.
- [12]. *О.З.Алекперов, А.И.Наджафов* Аномалии диэлектрической проницаемости в политипах моноклинной модификации $TlInS_2$. // *Неорганические материалы*, 2004, Т.40, №12, С.1423-1426.
- [13]. *Г.Л.Беленький, Э.Ю.Салаев, Р.А.Сулейманов* Деформационные явления в слоистых кристаллах. // *УФН*, 1988, Т.155, №1, С.89-127.
- [14]. *B.I. Shklovskii and A.L. Efros* (1984). *Electronic Properties of Doped Semiconductors*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- [15]. *D.L. Wood and J. Tauc* *Phys. Rev.* B5, (1972), p.3144.
- [16]. *J. Singh and K. Shimakava*. *Advances in Amorphous Semiconductors*. London, New York Teylor and Francis. (2003).
- [17]. *N.F. Mott and E.A. Devis*. *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*. Clarendon Press, Oxford. (1979)
- [18]. *E.A. Fagen and H.J. Fritzsche* *J. Non-Cryst. Solids* 4, 480. (1970).
- [19]. *О.З.Алекперов* *Известия РАН, Неорганические Материалы*, 35, ст. 1125(1999)
- [20]. *R.M. Sardarly, O.A. Samedov, A.P., Abdullaev J.H. Jabbarov* *Fizika*, 8, 4, p.10; (2002).
- [21]. *О.А. Самедов* *Изв. НАН Азербайджана, сер физ.-мат. и техн. наук* 23, 2, с.60(2003)

Daxil olunub: 01.07.2007