

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası
Fizika-Riyaziyyat və Texnika Elmləri Bölməsi
Fizika İnstitutu

1

Fizika

Cild

III

1997

Bakı * Elm

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $TlInS_2$ И $TlGaSe_2$ ВБЛИЗИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

К.Р. АЛЛАХВЕРДИЕВ, Т.Г. МАМЕДОВ, Ф.А. МИКАИЛОВ, МИР-ГАСАН Ю. СЕИДОВ

Институт Физики АН Азербайджана,

370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Исследовано влияние постоянного электрического поля на аномалии, обнаруживаемые в температурном поведении диэлектрической проницаемости $\epsilon(T)$ $TlInS_2$ и $TlGaSe_2$ в окрестности фазовых переходов. Установлена идентичность изменения профиля $\epsilon(T)$ в несоизмеримую фазу в обоих кристаллах под действием постоянного электрического поля. В точке фазового перехода обнаружено, что максимум $\epsilon(T)$ в $TlGaSe_2$ в точке фазового перехода в соизмеримую полярную фазу смещается в определенном диапазоне ориентирующих электрических полей ($E < 7 \text{ kV/cm}$) в область более низких температур, и в область более высоких температур при приложении к образцам электрических полей с напряженностью большей определенного значения ($E > 7 \text{ kV/cm}$).

Тройные соединения $TlInS_2$ и $TlGaSe_2$ принадлежат к классу халькогенидных полупроводниковых соединений со слоистой структурой и характеризуются при $T=300 \text{ K}$ пространственной группой симметрии C_{2h}^6 [1]. При охлаждении оба кристалла претерпевают последовательность структурных фазовых переходов (ФП), включая и переходы в несоизмеримую (НС) и соизмеримую полярную фазы. Согласно данным структурных исследований, ФП в НС-фазу (при $T_c=216 \text{ K}$ для $TlInS_2$ и $T_c=115 \text{ K}$ в случае $TlGaSe_2$) связан с конденсацией мягкой моды в точке бриллюзинской зоны, отвечающей волновому вектору $\vec{k}_1 = \delta(\vec{a} + \vec{b}) + 0,25\vec{c}$, где \vec{a}, \vec{b} и \vec{c} - вектора обратной решетки, а параметр несоизмеримости $\delta = 0,012$ в случае $TlInS_2$ и $\delta = 0,02$ для $TlGaSe_2$. При $T_c=201 \text{ K}$ для $TlInS_2$ и $T_c \sim 110 \text{ K}$ в случае $TlGaSe_2$ оба соединения переходят в соизмеримую полярную фазу с вектором спонтанной поляризации, лежащим в плоскости слоя. Симметрия низкотемпературной полярной фазы обоих кристаллов экспериментально не выявлена.

Поведение зависимости $\epsilon(T)$ и других термодинамических параметров $TlInS_2$ [2, 3, 4] характеризуется также значительными аномалиями в окрестности 206 K, 204 K и в области 190-195 K. К настоящему времени сложились два, в равной степени обоснованных, подхода к объяснению этих аномалий [4, 5, 6]. Один из них основан на предположении, согласно которому слабое возмущение (структурные дефекты, неконтролируемые примеси) может привести к спонтанному расщеплению ФП в соизмеримую фазу в $TlInS_2$ на два близколежащих по температуре. В рамках такой модели аномалию при $T \sim 206 \text{ K}$ следует рассматривать как температурную точку смены несоизмеримостей, каждая из которых связана с соизмеримыми фазами, реализующимися при 201 K и 204 K, а температурную область 190-195 K - как интервал существования полярных областей фаз, возникающих при 201 K и 204 K и обладающих пространственными группами симметрии, согласно данным теоретико-группового анализа [7], C_2^3 и S_2^1 , соответственно.

Другой подход [5, 6] постулирует существование в окрестности 204 K в $TlInS_2$ несоизмеримо-несоизмеримого (НС-НС) ФП. Согласно этой модели, наблюдаемые на опыте основные особенности поведения $\epsilon(T)$ и упругих

характеристик [2, 3, 8, 9] $TlInS_2$ удается объяснить и количественно описать в рамках следующей нетривиальной схемы последовательностей фаз и ФП в исследуемом кристалле: при $T_c=216 \text{ K}$ имеет место ФП из высокотемпературной парофазы в НС-фазу, устойчивую в интервале 204-216 K (условно обозначим ее НС-1); при $T_{c-1}=204 \text{ K}$ имеет место НС-НС ФП, причем вновь возникающая несоизмеримость (обозначим ее НС-2) существует в диапазоне 201-204 K, и, наконец, при $T_c=201 \text{ K}$ происходит ФП в соизмеримо-модулированную сегнетофазу.

В данной работе представлены результаты исследований влияния постоянного электрического поля, прикладываемого к кристаллам $TlInS_2$ и $TlGaSe_2$ в направлении вдоль плоскости слоя, на аномалии, обнаруживаемые на кривой $\epsilon(T)$ в окрестности ФП.

Исследуемые образцы представляли собой пластинки толщиной $\sim 2 \text{ mm}$ с плоскопараллельными торцами площадью $\sim 12 \text{ mm}^2$, вырезанные из монокристаллов $TlInS_2$ и $TlGaSe_2$ перпендикулярно оси поляризации, совпадающей с кристаллографической осью $\bar{b}||C_2$, где C_2 - ось симметрии второго порядка.

Измерения $\epsilon(T)$ в условиях воздействия на кристаллы смещающего электрического поля проводились мостовым методом, основанным на компенсационной схеме измерений. Характеристики методики: диапазон рабочих частот $\sim 50-60 \text{ kHz}$; погрешность измерения диэлектрической проницаемости $\sim 2 \%$. В измерениях $\epsilon(T)$ температурное сканирование образцов осуществлялось со скоростью $0,1 \text{ K/min}$.

Обнаружены при наложении на образец монокристалла $TlInS_2$ постоянного электрического поля изменения аномалий на кривой $\epsilon(T)$ демонстрируются на рис. 1. Из рисунка видно, что ориентирующее влияние электрического поля, в целом, приводит к качественно подобным трансформациям профиля аномалий на кривой $\epsilon(T)$, которые наблюдались при воздействии на кристалл $TlInS_2$ одноосного механического сжатия, приложенного в направлении, перпендикулярном слою (σ_1) [10, 11]. Интересно обратить внимание на тот факт, что решающее воздействие внешнего электрического поля, при варьировании его напряженности, оказывается на профиле диэлектрической аномалии, соответствующей НС ФП. Из рассматриваемого рисунка также видно, что увеличе-

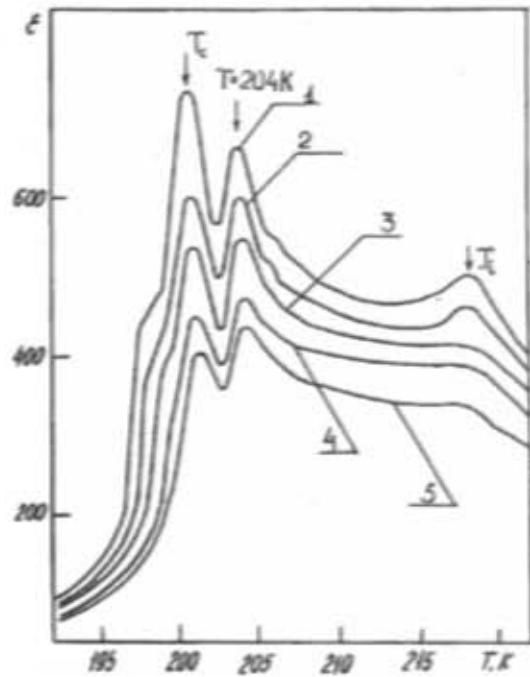


Рис. 1. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости $TlInSe_2$ на частоте 55 kHz вблизи ФП в условиях воздействия на кристалл постоянных электрических полей различных напряженностей, $kV \cdot cm^{-1}$: 1 - 0; 2 - 4; 3 - 6; 4 - 8; 5 - 11.

ние напряженности внешнего электрического поля сопровождается уменьшением амплитуды дипольных аномалий, обнаруживаемых в точке ФП при 204 К и при ФП в сегнетофазу $T_c = 201$ К, при этом положение указанных аномалий на температурной шкале практически не зависит от напряженности внешнего смещающего поля.

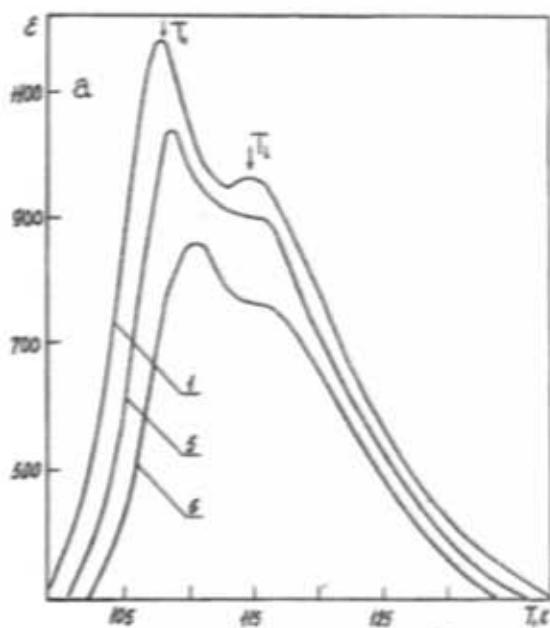


Рис. 2.a. Влияние постоянного электрического поля различных напряженностей на аномалии $\varepsilon(T)$ (частота 57 kHz) $TlGaSe_2$ вблизи ФП.

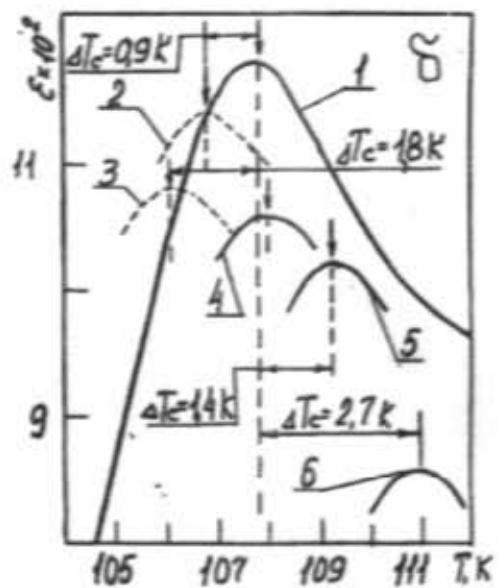


Рис. 2.b. Изменение направления смещения максимума $\varepsilon(T)$ при $T = T_c$ в зависимости от напряженности внешнего электрического поля, $kV \cdot cm^{-1}$: 1 - 0; 2 - 4; 3 - 6; 4 - 8; 5 - 10; 6 - 22.

Все изложенные закономерности трансформации аномалий на $\varepsilon(T)$ слоистого кристалла $TlInS_2$, обнаруживаемые в условиях воздействия на кристалл постоянного электрического поля вблизи ФП, почти дословно можно привести в отношении $TlGaSe_2$, соответствующие кривые $\varepsilon(T)$ которых для электрических полей различной напряженности демонстрируются на рис. 2.а. Заметим также, что $TlGaSe_2$ в отличии от изоструктурного ему соединения $TlInS_2$, обладает более высоким напряжением пробоя ~ 22 kV/cm.

В работе [7] показано, что единственный смешанный инвариант, который можно составить из компонент параметра порядка и вектора поляризации P_y (в осях парофазы $x=a$, $y=b$, $z=c$), имеет следующий вид $-const P_y \rho^4 \sin 4\varphi$, где ρ и φ - амплитуда и фаза двухкомпонентного параметра порядка в полярной системе координат. С физической точки зрения, наблюдаемый на опыте эффект воздействия обобщенной координаты P_y внешнего смещающего электрического поля на рельеф диэлектрической проницаемости при $T=T_c$ в $TlInS_2$ и $TlGaSe_2$ может быть объяснен только лишь взаимодействием компоненты поляризации P_y с фазой двухкомпонентного параметра перехода (в приближении постоянной амплитуды [12, 13]), следствием которого может стать изменение закона пространственного распределения фазы вдоль оси модуляции. Таким образом, схожесть закономерностей трансформации аномалий на кривой $\varepsilon(T)$ в точке НС ФП при воздействии на кристалл внешних полей различной природы объясняется тем, что действие электрического поля и механического напряжения одинаково производят к изменению топологии несекондимерной волны модуляции, но не устраниют ее (напомним, что в [10] аналогичное видоизменение профиля кривой в точке $T=T_c$ при воздействии на образцы $TlInS_2$ и

TiGaSe₂ механической нагрузки σ_1 было интерпретировано на основе инварианта $\sim (\text{const} U_{xy} \rho^4 \cos 4\varphi)$, имеющего родственный характер с обсуждаемым.

Исследование влияния внешнего смещающего поля на аномалии, обнаруживаемые на кривой $\varepsilon(T)$ в окрестности точек структурных ФП в слоистом кристалле TiGaSe₂ выявило и необычные факты. Последние связаны со смещениями температурных положений максимума на кривой $\varepsilon(T)$, соответствующего ФП в соразмерную фазу $T_c \sim 111$ К в зависимости от величины напряженности внешнего электрического поля. Опыт показывает, что в диапазоне слабых электрических полей (меньших 7 кВ/см) максимум кривой $\varepsilon(T)$ смещается в сторону низких температур приблизительно на 2 К от соответствующего положения указанной аномалии на температурной шкале при нулевом внешнем электрическом поле. В области электрических полей, больших указанного напряжения, имеет место изменение направления смещения температуры максимума: температурное положение рассматриваемой аномалии методично смещается в сторону более высоких температур, причем величина смещения указанной аномалии в области предпробойных внешних электрических полей от соответствующего положения этого максимума на температурной шкале при отсутствии электрического поля, составляет ~ 3 К.

Как известно, одним из отличительных признаков антигигнетозелектрического ФП является смещение пика ε в точке Кюри в сторону более низких температур в условиях, когда исследуемый кристалл помещен в однородное электрическое поле. Можно предположить, что в TiGaSe₂ реализуется довольно экзотическая ситуация, когда рассматриваемый ФП проявляет черты антигигнетозелектрического в области слабых электрических полей, а в диапазоне внешних полей напряженностью большей 7 кВ/см - свойствами сегнетозелектрического ФП.

Как известно, существует класс магнитоупорядоченных кристаллов, обозначаемых в литературе термином

метамагнетики, характерной особенностью которых является проявление антиферромагнитных свойств в слабых магнитных полях и свойств ферромагнетиков - в сильных полях [14-16]. В цитируемой литературе показано, что необычность свойств метамагнетиков (типичными представителями указанного класса соединений являются FeCl₃, FeBr₃, FeCo₃) обусловлено только слоистостью их структуры. Структура метамагнитных кристаллов такова, что слои магнитных ионов (Fe), между которыми имеется сильное ферромагнитное обменное взаимодействие, отделены друг от друга слоем немагнитных ионов (Cl, Br), причем соседние слои магнитных ионов связаны между собой антиферромагнитно; в системе магнитных моментов усиливается упорядоченное состояние в виде слоистой магнитной структуры из чередующихся по направлению намагниченности ферромагнитных слоев. Вследствие относительно слабой антиферромагнитной связи между слоями, внешним магнитным полем можно превратить слоистый метамагнетик в однородный намагниченный магнетик.

Таким образом, по аналогии с рассмотренной моделью слоистого метамагнетика можно предположить, что в слоистом кристалле TiGaSe₂ в окрестности ФП при $T=T_c$ реализуется такая система дипольного упорядочения, в которой разные слои (или соседние слои) обладают противоположно направленными векторами спонтанной поляризации, величина и направление которой случайным образом меняется при переходе от одного слоя к другому, а в целом, при суммировании по всему объему, усредняется до нуля.

Увеличение величины напряженности внешнего поля, в рамках модели, аналогичной метамагнитному упорядочению, приводит к усилению влияния одного из направлений спонтанной поляризации кристалла и тем самым "переводу" TiGaSe₂ в однородное сегнетозелектрическое состояние, в силу того, что взаимное влияние антипараллельных дипольных моментов разных слоев в TiGaSe₂ относительно слабое.

-
- [1] K.R. Allakhverdiev, T.G. Mamedov, B.G. Akinoglu, S.S. Ellalioglu. Turkish Jour. of Phys., 1994, v.18, 1, 1.
 - [2] Ю.В. Иласавский, В.М. Стерин, Р.А. Сулайманов, Ф.М. Салаев, М.Ю. Сейдов. ФТТ, 1991, 33, 1, 104.
 - [3] Р.А. Сулайманов, М.Ю. Сейдов, Ф.М. Салаев. ФТТ, 1991, 33, 6, 1797.
 - [4] Р.А. Сулайманов, М.Ю. Сейдов, Ф.М. Салаев, Ф.А. Микаилов. ФТТ, 1993, 35, 2, 348.
 - [5] Б.Р. Гаджисев, М.Ю. Сейдов, В.Р. Абдурахманов. ФТТ, 1996, 38, 1.
 - [6] Б.Р. Гаджисев, М.Ю. Сейдов, В.Р. Абдурахманов. ФНТ, 1995, 21, 12, 1241.
 - [7] Ф.М. Гашимзаде, Б.Р. Гаджисев. Препринт №199 ИФАН Азерб. Республ., Баку, 1986, с. 46.
 - [8] F.M. Salaev, K.R. Allakhverdiev, F.A. Mikailov. Ferroelectrics, 1992, 131, 1-4, 163.
 - [9] Р.А. Алиев, К.Р. Аллахвердиев, А.И. Баранов, Н.Р. Иванов, Р.М. Сардарлы. ФТТ, 1984, 26, 5, 1271.
 - [10] Р.А. Сулайманов, М.Ю. Сейдов, Ф.М. Салаев, Т.С. Мамедов. ФТТ, 1992, 34, 6, 1829.
 - [11] Э.З. Алиев, А.Э. Бахытов, Н.А. Бахытов, Т.Г. Мамедов, В.И. Тагиров. Кристаллография, 1988, 33, 4, 1038.
 - [12] Д.Г. Санников. ФТТ, 1983, 25, 2, 616.
 - [13] В.А. Головко, Д.Г. Санников. ФТТ, 1983, 25, 11, 3419.
 - [14] Л.Д. Ландау. Собр. трудов, т. 1, М., Наука, 1969, с. 97-101.
 - [15] С.В. Вонсовский. Магнетизм. М., Наука, 1971, с. 1032.
 - [16] М.Г. Коттом, Дж. Локвуд. Рассеяние света в магнетиках, М., Наука, 1991, с. 272.

K.R. Allahverdiyev, T.G. Mamedov, F.A. Mikailov, Mir-Hasan Yu. Seidov

**FAZA KEÇİDLƏRİ YAXINLIĞINDA $TlInS_2$ VƏ $TlGaSe_2$ KRİSTALLARININ DİELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ
XARİCİ ELEKTRİK SAHƏSİNİN TƏ'SİRİ**

Faza keçidləri yaxınlığında $TlInS_2$ və $TlGaSe_2$ kristallarının dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığında aşkar edilmiş anomaliyalara elektrik sahəsinin tə'siri tədqiq edilmişdir. Her iki kristalda nisbətsiz faza keçidi nöqtəsində $\epsilon(T)$ asılılığının sabit elektrik sahəsinin tə'siri ilə dəyişməsinin eyni olduğu müşayyət edilmişdir. Aşkar edilmişdir ki, $TlGaSe_2$ kristalında polyar fazaya keçid temperaturuna uyğun $\epsilon(T)$ -nın maksimumu elektrik sahəsinin müşayyət qıymetlerinde aşağı temperaturlara doğru, sahənin müşayyət qıymetinden yuxarı yüksək temperaturlara doğru sırtlaşır.

K.R. Allakhverdiev, T.G. Mamedov, F.A. Mikailov, Mir-Hasan Yu. Seidov

**THE INFLUENCE OF THE EXTERNAL ELECTRIC FIELD TO DIELECTRIC PROPERTIES OF $TlInS_2$
AND $TlGaSe_2$ CRYSTALS IN THE VICINITY OF PHASE TRANSITIONS**

The influence of the electric field to the anomalies in the temperature behaviour of the dielectric susceptibility $\epsilon(T)$ of $TlInS_2$ and $TlGaSe_2$ in the vicinity of phase transitions have been investigated. The identity of the transformation of $\epsilon(T)$ profile in the incommensurate phase transition point in both of the crystals under electric field have been determined. It has been found that the maximum of $\epsilon(T)$ in $TlGaSe_2$ in the commensurate phase transition point shifts to the low temperatures in certain interval of the electric field strength and shifts to higher temperatures under electric fields with strength, which is more than certain magnitude.

Дата поступления: 01.05.96

Редактор: Ф.М. Гашимзаде

PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF SINGLE CRYSTALS GaSe DOPED BY DYSPROSIUM

A.Sh. ABDINOV, M.A. JAFAROV, R.M. RZAYEV

Baku State University
370148, Baku, Z. Chalilov st. 23

In this work experimental results of the study of photoconductivity of GaSe single crystals doped by atoms of dysprosium (D_y) of the various concentration are reported. With the increasing of the dysprosium content the negative photoconductivity disappears, the spectrum of the intrinsic photoconductivity broadens, the relative portion of the impurity photoconductivity increases and its maximum shifts to the long wavelengths.

The doping of GaSe crystals by rare-earth element D_y influences on photoelectrical properties and changes the whole character of impurity photoeffects of this material.

Comprehensive development of solid-state electronics stimulates the search and investigation of the physical properties of new materials and also study of the influence of different impurities on the properties of already known semiconductors [1,2].

The aspect A^3B^6 compounds have been investigated sufficiently in detail to the present time. However, the influence of the doping by rare - earth elements on their photoelectrical properties is investigated extremely insufficiently.

In this work experimental results of the study of the photoconductivity of GaSe single crystals doped by atoms of dysprosium D_y of various concentration ($N_{Dy}=10^{-5}-10^{-1}$ at.%) are reported. GaSe single crystals are obtained by the method of simultaneous melting of source components (Ga and Se) which are taken in stoichiometric ratio. The doping by addition of fine-grained powder of D_y is carried out before the synthesis process. Single crystals of GaSe and GaSe: D_y are obtained by modified Briman's method. The installation for measurements is constructed on the basis of KSVU-12 set.

Temperature dependences of dark, photo- and residual conductivity, spectrum, kinetics and quenching of photoconductivity in the $\lambda=0.2-2.0 \mu\text{m}$ wavelength range under different illumination intensities and temperature in the linear range of the volt-ampere characteristics (VAC) have been investigated experimentally.

In fig. 1 characteristic curves of the spectral distribution of the photoconductivity of samples with $N_{Dy}=10^{-3}$ at.% for

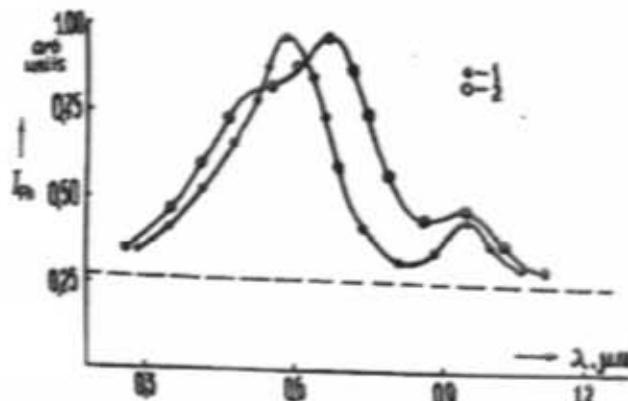


Fig. 1. Spectral distribution of the photoconductivity in samples of $N_{Dy}=10^{-3}$ at.%;
1 - $T=77$ K, 2 - $T=300$ K.

different temperature are shown. The photoconductivity spectra of GaSe: D_y with different N_{Dy} at 77 K are presented in fig. 2. It is established that temperature dependence of the photoconductivity of undoped GaSe crystals have the complex character: in the low temperature region the thermal activation of photocurrent (TAP) is observed and in the high temperature region (250-300 K) the process of thermal quenching of photoconductivity progresses.

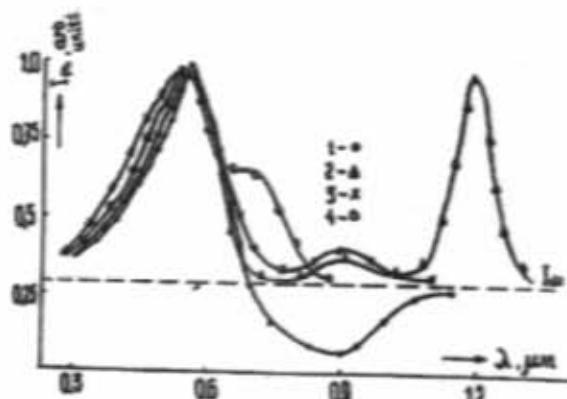


Fig. 2. Spectral photoconductivity of GaSe of different N_{Dy} at 77 K:
1 - GaSe; 2 - GaSe: D_y ($N_{Dy}=10^{-2}$ at.%);
3 - GaSe: D_y ($N_{Dy}=10^{-3}$ at.%);
4 - GaSe: D_y ($N_{Dy}=10^{-4}$ at.%).

The position of negative photoconductivity under impurity excitation ($\lambda=0.7-1.2 \mu\text{m}$) is characteristic for this crystals. The doping of GaSe crystals by dysprosium with $N_{Dy}=10^{-5}-10^{-1}$ at.% influences considerably not only on detached parameters and characteristics, but dramatically changes the whole of the character of impurity photoeffects.

When the content of D_y increases the maximum of intrinsic photoconductivity of GaSe: D_y samples initially ($N_{Dy}<10^{-3}$ at.%) shifts to the short wavelengths and further - in the opposite direction. In GaSe: D_y samples at $T=77$ K with the increasing of N_{Dy} up to $N_{Dy}=10^{-3}$ at.% a little step appears in short-wave portion of spectral dependence which disappears with the further increasing of the impurity concentration. The step appears again at the room temperature. The dependence of the intensity and maximum value of im-

purity conductivity on N_{Dy} have monotone character, and dark conductivity and intrinsic photoconductivity has non-monotone dependence on N_{Dy} . At the increasing of dysprosium content the negative photoconductivity disappears, the spectrum of the intrinsic photoconductivity broadens, the relative portion of the impurity photoconductivity increases and its maximum shifts to longer wavelengths.

It must be noted that thermal activation of the impurity photoconductivity in investigated samples more brightly manifests in self in the GaSe when temperature dependence of intrinsic photoconductivity is weak. The photoconductivity band detected can be connected with the presence of x -centers which energetic depth of bedding changes proportionally to the impurity concentration.

Complicated character of the photoelectrical properties of undoped and D_y -doped samples including temperature dependence of intrinsic photoconductivity can be explained by realization of many-center recombination model which includes S -channel of intensive recombination, x -centers of photosensitivity, f -centers of minority charge carrier trapping. In GaSe the role of S -channel are performed by extended defects in sublattice of metalloide. While the compensation of the vacancies of selenium (V_{Se}) as deep donors act as centers of photosensitivity and interstitial Se atoms - as trapping centers. The obtained experimental results of negative photoconductivity in source crystals are adequately explained in the frameworks of partially - unorder crystal

model with different local levels (t, r, s) in band gap, irregularly distributed in material volume [3].

High photosensitivity and monopolarity of photoconductivity of $\text{GaSe}:D_y$ ($N_{Dy} < 10^3$ at.%) crystals are most connected likely with the presence of sufficient quantity of x -levels (N_x) compensating donors concurrent with some recombination levels. Their compensations are accomplished by shallower centers (N_z).

Rebuilding point - defect structure of crystal the doping controls concentration of different types of local levels. In so doping transformation of the shape of $I_{pc}(T)$ curves for doped samples are due to change of x - and t -level concentrations.

Photosensitivity observed at 300 K in $\text{GaSe}:D_y$ ($N_{Dy} < 10^3$ at.%) evidences that the concentration of donor x -levels increases at low N_{Dy} . On the other hand the measurements of the magnitude and temperature dependence of the conductivity of $\text{GaSe}:D_y$ crystals shows that up to some dopant concentration ($N_{Dy} = 10^3$ at.%) the increasing of reciprocally compensating pairs prevails in defect generation mechanism. The further increasing of N_{Dy} is accompanied by prevailed generation of defects, producing S -channel of rapid recombination. The doping of GaSe crystals by rare-earth element D_y , even for small quantities influences considerably on photoelectrical properties and changes the whole character of impurity photoeffects in this material.

- [1] R.M. Rzayev. Photoconductivity in GaSe single crystals, doped by dysprosium. Republican Conference of post graduates awarded to 75th year of Baku State University, Baku, 1994.
- [2] A.M. Guseynov, R.F. Babaeva, R.M. Rzayev "Doping of layered A^3B^6 -type crystals". Azerbaijan Republic, Baku, "Physica 93".
- [3] A.Sh. Abdinov, R.F. Babaeva. Izvestiya RAN, Neorganicheskiye materialy, 1994, v. 30, № 3, p. 339-342.
- [4] A.Sh. Abdinov, R.F. Babaeva. Izvestiya RAN, Neorganicheskiye materialy, 1994, v. 30, № 7, p. 883-886.

Ə. Ş. Abdinov, M.Ə. Cəfərov, R.M. Rzayev

DİSPROZİUMLA AŞQARLANMIŞ QALLİUM SELEN MONOKRİSTALLARININ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Müxtəlif konsentrasiyaya malik nadir torpaq elementi (D_y) ilə aşqarlanmış lyh quruluşa malik GaSe monokristallarında qalq keçiriciliyi, aşqar fotokeçiriciliyi və infraqırmızı işıqla mexsusu fotokeçiriciliyi söməsi tedqiq olunmuşdur.

Müyyəyyən olunmuşdur ki, D_y aşqarlanan GaSe monokristallarının yalnız ayn-ayrı parametrləri və xarakteristikalarına tə'sir etmir, hətta bezen bu kristallarda aşqar fotoeffekti bütün xarakteristikalarını dayışır.

Bu parametrlərin və xarakteristikaların N_{Dy} -dan asılılığı kristalların nizamsızlığı və quruluş defektlerinin doyüşmesi, həmçinin x -merkezlerinin enerji dorılığının doyüşmesi ilə izah olunur.

А.Ш. Абдинов, М.А. Джадаров, Р.М. Рзайев

ФОТОЕЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ СЕЛЕНИДА ГАЛЛИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ ДИСПРОЗИЕМ

Проведено исследование остаточной проводимости, примесной фотопроводимости и гашения собственного фототока с инфракрасным светом в слоистых монокристаллах GaSe, легированных редкоземельным элементом диспрозиумом (D_y) с различными концентрациями.

Установлено, что легирование примесью диспрозиум значительно влияет не только на отдельные параметры и характеристики, но иногда меняет весь характер примесных фотоэффектов в этих монокристаллах.

Зависимость этих параметров и характеристик от N_{Dy} объясняется изменением структурной дефектности и неупорядоченности кристаллов, а также энергетической глубиной залегания x -центров.

СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В $\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$

Ю.Г. АСАДОВ, К.М. ДЖАФАРОВ, Ф.Ю. АСАДОВ, С.С. ГАМИДОВА

Институт Физики АН Азербайджана,
370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Температурно-дифрактометрическим методом в монокристалле $\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$ исследовались структурные фазовые превращения. Показано, что кристаллы $\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$ при комнатной температуре двухфазные - гексагональная фаза с параметрами решетки $a=8,732$, $c=21,589 \text{ \AA}$ и ромбическая с параметрами решетки $a=7,325$, $b=22,255$, $c=36,331 \text{ \AA}$ при 748 К превращаются в кубическую фазу с параметром $a=6,0681 \text{ \AA}$.

Методами ДТА и электронографии в [1] показано, что $\text{Cu}_{1,96}\text{Te}$ при комнатной температуре состоит из смеси ромбодирической α_1 - и ромбической α_{II} -фаз; α_1 -фаза является сверхструктурой базисной ГЦК фазы с параметром решетки $a=6,1 \text{ \AA}$, а α_{II} -фаза - сверхструктурой гексагональной фазы с параметрами решетки $a=4,3$, $c=7,4 \text{ \AA}$, подобно фазе Новотного [2] и модулированной вдоль оси c . Сверхструктурная α_{II} -фаза имеет параметры решетки $a=2a_1$, $b=2a_1$ и $c=pc_1$, где $p=2,4,5$. Установлено, что α_1 -фаза образуется только после цикла нагрева и охлаждения и при комнатной температуре постепенно переходит в α_{II} -фазу.

При 448 К α_{II} -фаза, а при 548 К α_1 -фаза переходит в новую ромбическую β -фазу, являющуюся сверхструктурой модулированной α_{II} -фазы с параметрами $2c_1$. Ромбическая β -фаза при 593 К превращается в модулированную ромбическую γ -модификацию с параметрами решетки $a=2a_1$, $b=a_1$ и $c=pc_1$, где $2 < p < 14$.

При 638 К все сверхструктурные отражения исчезают, и таким образом структура становится гексагональной (δ -фаза) с параметрами решетки первой сверхструктуры.

При 848 К δ -фаза превращается в e -ГЦК фазу с параметрами решетки $a=6,1 \text{ \AA}$, т.е. с такой же, как и у исходной структуры α_1 -фазы.

В данной работе исследовалось влияние частичного изоморфного замещения атомов меди атомами цинка в $\text{Cu}_{1,96}\text{Te}$, т.е. $\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$ на структурные свойства.

Методика, использованная для синтеза и выращивания монокристаллов, подробно изложена в [3].

Исследования проводились на дифрактометре ДРОН-4М с температурной приставкой УРВТ-2000 (CuK α -излучение). Ошибка определения дифракционных углов не превышала 0,02°.

Из кристаллического слитка $\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$ изготавливали плоские образцы размерами $4 \times 4 \times 2 \text{ mm}$ с произвольной ориентацией. Зафиксированные от этих образцов, при комнатной температуре в интервале углов $10^\circ < 2\theta < 100^\circ$, десять дифракционных отражений (см. табл. 1) разделяются на две системы: отражения, принадлежащие фазе с гексагональной решеткой с параметрами $a=8,732$, $c=21,589 \text{ \AA}$, близкими к параметрам элементарной ячейки состава $\text{Cu}_{1,96}\text{Te}$ [4], и отражения от решетки ромбической фазы с параметрами $a=7,325$, $b=22,255$, $c=36,331 \text{ \AA}$, которые предложены в [5] для состава 33,63 мол.% Te.

После записи дифракционных отражений при комнатной температуре включалась температурная приставка

Таблица 1

Межплоскостные расстояния (\AA) и индексы отражений ($h k l$)криスタлла $\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$ $T(\text{эксп.})=300 \text{ K}$

$d_{\text{расч.}}$ \AA	I/I_0	$d_{\text{расч.}}$ \AA	$h k l$	$d_{\text{расч.}}$ \AA	$h k l$
		Гексагональная	Ромбическая	Гексагональная	Ромбическая
2.3986	31	2.3989	009	2.3989	270
2.3896	73	-	-	2.3891	186
1.8049	18	1.8053	219	1.8055	420
1.7987	43	1.7990	0012	1.7967	422
1.7584	12	1.7574	403	1.7577	433
1.5961	11	-	-	1.5956	399
1.4754	13	-	-	1.4765	479
1.4480	15	1.4482	416	1.4490	488
1.4393	100	1.4393	0015	-	-
1.4369	72	1.4368	501	1.4361	530

УРВТ-2000, и запись производилась через каждые 100 К. Перед началом записи температура образца поддерживалась постоянной в течение 30 мин.

Таблица 2

Межплоскостные расстояния (\AA) и индексы отражений ($h k l$)кристаля $\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$ $T(\text{эксп.})=773 \text{ K}$

$d_{\text{расч.}}$ \AA	I/I_0	$d_{\text{расч.}}$ \AA	$h k l$
		Кубическая	Гексагональная
2.0228	10	2.0227	300,221
1.8289	100	1.8296	311
1.4308	17	1.4303	330,411

В интервале 300–473 К существенных изменений в дифракционной картине не происходит. Как показано, при 573 К (рис. 1), в прежнем интервале углов фиксируется пять отражений, из которых отражение от плоскости (0 0 15) принадлежит только гексагональной решетке, а (1 8 6) и (3 3 9)-ромбической, оставшиеся два отражения принадлежат гексагональной и ромбической фазам, т.е. на отражения (2 1 9) и (0 0 12) от гексагональной решетки наложены отражения (4 2 0) и (4 2 2) от ромбической решетки, соответственно. Как видно из рис. 1, исчезавшие при 573 К отражения при 673 вновь появляются. При 773 К все дифракционные отражения, принадлежащие гексагональной и ромбодирической фазам, исчезают и в прежнем интервале углов фиксируются три отражения от

плоскостей (3 0 0), (3 1 1) и (3 3 0), принадлежащих высокотемпературной примитивной кубической решетке с параметром $a=6,068 \text{ \AA}$ (табл. 2).

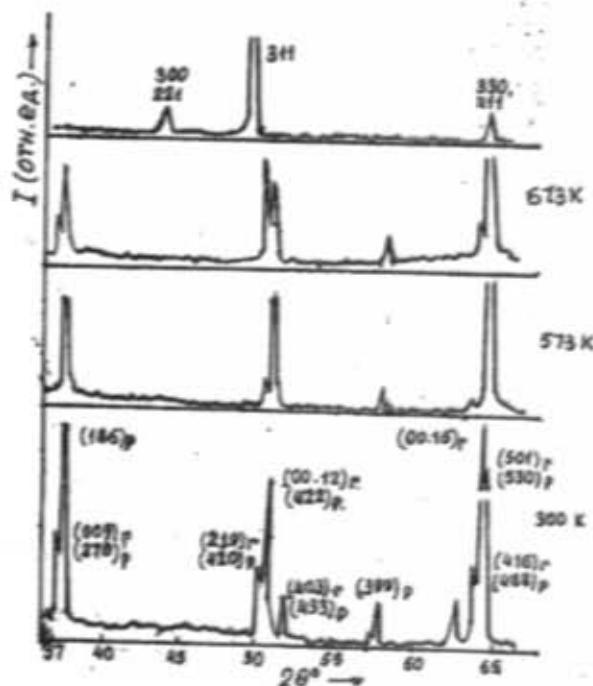


Рис. 1. Дифрактограммы $\text{Cu}_{1.96}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$

По изменениям интенсивности тех структурно-чувствительных дифракционных отражений, которые исчезают при структурных превращениях, была уточнена температура превращения в $\text{Cu}_{1.96}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ и установлено, что при $748 \pm 1 \text{ K}$ ромбическая и гексагональная фазы превращаются в примитивную кубическую фазу.

На рис. 2 представлена зависимость параметров элементарных ячеек гексагональной и ромбодрической фаз от температуры. Как видно, параметры решетки гексагональной и параметр a ромбодрической фаз в зависимости от температуры растут линейно. При этом параметр c ромбодрической решетки сокращается и при температуре 573 К, где из 10 отражений 5 исчезают (см. рис. 1), становится минимальным, а с появлением этих отражений при 673 К, значение параметра c растет. Параметр b ведет себя противоположно параметру c , т.е. при минимальной значении параметра c , параметр b достигает максимального значения. Это аномальное поведение параметров b и c элементарной ячейки ромбической фазы обнаружено в $\text{Cu}_{1.96}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ [6]. Такое поведение параметров элементарной ячейки ромбической фазы объясняется упорядочением и разупорядочением, а также позиционным перераспределением катионов Cu^{+2} , Cu^{+3} и Zn^{+2} в решетке.

Интересно отметить, что при комнатной температуре $\text{Cu}_{1.96}\text{Te}$ и $\text{Cu}_{1.96}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ двухфазные, т.е. $\text{Cu}_{1.96}\text{Te}$ состоит из ромбической и ромбодрической, а $\text{Cu}_{1.96}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ - ромбической и гексагональной фаз. В образце $\text{Cu}_{1.96}\text{Te}$, как отмечено в [2], α_1 -ромбодрическая фаза при 548 К, а α_{11} -ромбодрическая фаза при 448 К, превращаются в

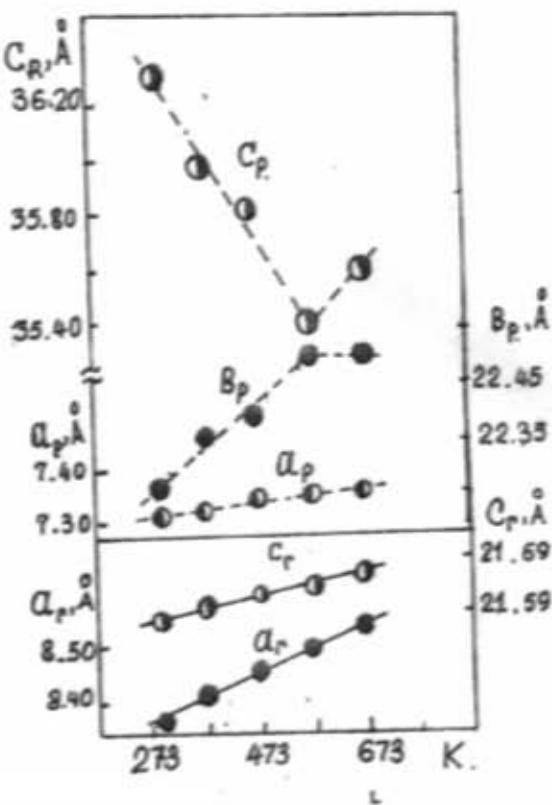


Рис. 2. Температурные зависимости параметров элементарных ячеек ромбической и гексагональной фазы $\text{Cu}_{1.96}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$.

β -ромбическую фазу. Ромбическая β -фаза при 593 К превращается в новую ромбическую γ -фазу, а при 638 К γ -фаза превращается в гексагональную δ -фазу, и в свою очередь δ -фаза при 848 К превращается в α -ГЦК фазу. Параметры элементарной ячейки каждой a_{11} , β и γ -ромбической фазы являются кратными параметрам $a=4,3 \text{ \AA}$ решетки гексагональной фазы.

Авторы считают, что α_{11} -ромбодрическая фаза является сверхструктурой ГЦК, а ромбическая α_1 -фаза - сверхструктурой гексагональной фазы.

В кристалле $\text{Cu}_{1.96}\text{Te}$ при замещении определенной части атомов Cu атомами Zn, т.е. в $\text{Cu}_{1.96}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ низкотемпературная сверхструктурная ромбическая фаза с параметрами $a \approx a_r$, $b \approx 3c_r$, $c \approx b c_r$ и гексагональная фаза с параметрами $a \approx 2a_r$, $c \approx 3c_r$ ($a=4,245$, $c=7,289 \text{ \AA}$ - параметры гексагональной фазы Новотного) стабилизируются до температуры $T=748 \text{ K}$. Выше этой температуры ромбическая и гексагональная фазы превращаются в примитивную кубическую фазу.

Выводы.

Высототемпературная примитивная кубическая модификация $\text{Cu}_{1.96}\text{Zn}_{0.05}\text{Te}$ ниже 748 К, превращается в сверхструктурную ромбическую и гексагональную модификацию, с позиционным упорядочением катионов Cu^{+2} , Cu^{+3} , Zn^{+2} и вакансий.

- [1] N. Vourouris, C. Manolikas. Phys. Stat. Sol. A 1989, v. 111, p. 491.
 [2] H. Nowotny. Z. Metallforsch., 1946, v. 37, p. 40.
 [3] Ю.Г. Асадов, К.М. Джасаров, Г.Б. Гасымов, А.Г. Бабаев. Неорганические материалы, 1992, т. 28, № 3, с. 531.
 [4] Р.В. Баранова. Кристаллография, 1968, т. 13, вып. 5, с. 803.
 [5] R. Blachnic, M. Lasocka, U. Walbracht. J. Solid. State. Chem., 1983, v. 48, p. 431.
 [6] Ю.Г. Асадов, К.М. Джасаров, Г.Б. Гасымов, А.Г. Бабаев. Неорганические материалы, 1993, т. 29, № 3, с. 330.

Y.Q. Əsədov, K.M. Cəfərov, F.Y. Əsədov, S.S. Hamidova

$\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$ KRİSTALINDA STRUKTUR ÇEVİRİLMƏLƏRİ

Təqdim olunan işdə yüksək temperaturlu rentgendifraktometrik metodla $\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$ kristalndakı faza çevrilimləri öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, otaq temperaturunda iki (parametrləri $a=8,732$, $c=21,589 \text{ \AA}$ olan heksagonal və parametrləri $a=7,325$, $b=22,255$, $c=36,331 \text{ \AA}$ olan ortorombik) fazadan ibarət olan $\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$ kristalı 748 K-də parametri $a=6,0681 \text{ \AA}$ olan sədə kub fazasına çevirilir.

Yu.G. Asadov, K.M. Djafarov, F.Yu. Asadov, S.S. Hamidova

STRUCTURAL TRANSFORMATIONS IN $\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$

In the present paper phase structural transformations of $\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$ crystals at high-temperature X-ray diffraction method have been investigated. At the room temperature $\text{Cu}_{1,96}\text{Zn}_{0,05}\text{Te}$ specimen are two-phased, i.e. they consist of an orthorhombic phase with $a=7,325$, $b=22,255$, $c=36,331 \text{ \AA}$ and a hexagonal phase with $a=8,732$, $c=21,589 \text{ \AA}$. The hexagonal and orthorhombic phases transform to cubic phase with $a=6,0681 \text{ \AA}$ at 748 K.

Дата поступления: 05.11.96

Редактор: Р.Б. Шафизаде

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЭВТЕКТИЧЕСКОГО СПЛАВА GaSb-FeGa_{1.3}

М.И. АЛИЕВ, З.А. ДЖАФАРОВ, А.А. ХАЛИЛОВА, М.А. ДЖАФАРОВА

Институт Физики АН Азербайджана,

370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

По теории обобщенной проводимости, развитой для гетерогенных систем, для эвтектического сплава GaSb-FeGa_{1.3} проведены расчеты электропроводности в температурной области 80-450 К.

В работах [1,2] показано, что введение второй металлической фазы в виде игл в полупроводниковую матрицу позволяет создать на этой основе высокочувствительные термостабильные тензорезисторы.

Известно, что тензорезистивный эффект обусловлен изменением электропроводности под давлением. Поэтому при исследовании тензометрических характеристик новых полупроводниковых материалов необходимо иметь сведения об их электрических свойствах. Данная работа посвящена анализу полученных экспериментальных данных по электропроводности p-GaSb-FeGa_{1.3} [3]. Из эксперимента следует, что наличие второй фазы FeGa_{1.3} в виде игл создает анизотропию в проводимости: электропроводность эвтектики GaSb-FeGa_{1.3} в случае I||x совпадает с проводимостью антимонида галлия, а в случае I||y она увеличивается в два раза (I - направление силы тока, x - направление оси металлической фазы или игл). Такое повышение проводимости достигается благодаря наличию короткозамыкающих игл FeGa_{1.3}, т.е. исходное вещество GaSb в направлении игл становится электрически короткозамкнутым, что и приводит к увеличению электропроводности.

Для расчета электропроводности гетерогенных систем развиты теории Одеславского [4], Либмана и Миллера [5], Леонова и др. [6]. Под гетерогенной системой понимается неоднородная система, в которой некоторое удельное свойство (плотность, электропроводность и др.) является функцией координат, причем разрывной и поверхность разрыва носит название поверхности раздела фаз.

В работе [6] использована модель параллельно и последовательно соединенных проводников с учетом непрерывности потока и получены следующие уравнения для электропроводности эвтектических сплавов

$$\sigma_{\parallel} = \sigma_1 \frac{1}{1+\psi} + \sigma_2 \frac{\psi}{1+\psi} \quad (1)$$

$$\sigma_{\perp} = \frac{\left(\sigma_1 - \sigma_2 \right) \left(1 - \sqrt{\frac{\psi}{1+\psi}} \right) + \sigma_2 \sqrt{\frac{1+\psi}{\psi}}}{1 + \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \left(\sqrt{\frac{1+\psi}{\psi}} - 1 \right)} \quad (2)$$

где σ_1 и σ_2 - удельные проводимости матрицы и включений, соответственно; ψ - объемная доля включений.

Зная размеры и плотности включений (диаметр 1 мкм, длина - 20-100 мкм, поверхностная плотность - 10^4 мм⁻²), были найдены значения для эвтектического сплава GaSb-FeGa_{1.3} $\psi=0,03$. Из-за отсутствия данных по FeGa для этой эвтектики решена обратная задача. Совместным решением уравнений (1) и (2) определена проводимость компонент эвтектики:

$$\sigma_1^2 - \sigma_1 (1,03\sigma_{\parallel} + 0,96\sigma_{\perp}) + \sigma_1\sigma_{\parallel} = 0$$

$$\sigma_2 = 34,48\sigma_{\parallel} - 33,48\sigma_{\perp}$$

Хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных для матрицы GaSb говорит о правомерности таких расчетов.

В таблице представлены значения электропроводности, полученные из эксперимента и расчетные значения $\sigma_{\text{эксп.}}$ и $\sigma_{\text{расчет.}}$ при различных температурах:

Таблица

Т.К.	GaSb-FeGa _{1.3}		$\sigma_{\text{расчет.}}$ (Ом·см) ⁻¹ расчет. $P=1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$\sigma_{\text{расчет.}}$ (Ом·см) ⁻¹ расчет.	$\sigma_{\text{FeGa}_{1.3}}$ (Ом·см) ⁻¹ расчет.
	σ_{\parallel} (Ом·см) ⁻¹ эксп.	σ_{\perp} (Ом·см) ⁻¹ эксп.			
80	40	25	20	24,7	553
100	50	28	22	27,5	802
150	63	33	29	32,4	1087
200	70	37	34	36,3	1197
250	74	38	37	37,3	1303
300	77	37	34	36,3	1416
350	75	35	31	34,3	1438
400	68	32	26	32,4	1258
450	53	29	20	28,5	873

Таким образом роль включений в случае $I \parallel x$ незначительна, а в случае $I \perp x$ они существенно влияют на электропроводность. Как указано в работе [7], при переходе от двойных систем к эвтектике ослабевают межатомные взаимодействия, и уменьшается энергия связи валентных электронов, что связано с существенным перераспределением зарядовых плотностей вблизи атомов всех компонентов на границе между фазами. Такое перераспределение электронов происходит на расстоянии порядка дебаевской длины l ($l \sim 10^{-4}$ мм). Если включение металлическое, то оно играет роль эмиттирующего элек-

трова, который создает в прилегающей области полупроводника определенную концентрацию электронов - p . Так как объемная концентрация электронов в полупроводнике отлична от p , то на расстоянии l от включения возникает область с повышенной проводимостью, т.е. область с сильно вырожденным электронным газом. Так как для рассматриваемой эвтектики расстояние между иглами $3+5$ мкм, то носители тока, участвующие в проводимости, периодически проходят области с сильно вырожденным электронным газом, что, по-видимому, обуславливает величину электропроводности в GaSb-FeGa_{1.3}.

- [1] М.И. Алиев, З.А. Джсафаров, А.З. Агасиев. Приборы и системы управления, № 2, 1977.
- [2] М.И. Алиев, З.А. Джсафаров, А.А. Халилова, М.А. Джсафарова. Препринт № 381, Баку, 1991.
- [3] З.А. Джсафаров, А.З. Агасиев, М.А. Джсафарова. Сб. "Физические свойства сложных полупроводников", Баку, 1982.
- [4] В.И. Одесевский. ЖТФ, 1951, т. XXI, 6, 667.
- [5] W.K. Liebman and E.A. Miller. J. Appl. Phys., 1963, 34, 9, 2653.
- [6] В.В. Леонов, Е.Н. Чунарев, Ю.Е. Спектор. "Физико-химические процессы в гетерогенных системах". Краснодарск, 1977, 68.
- [7] К.Ш. Каҳраманов, В.В. Дибык. Металлофизика, 1981, т. 3, № 2, с. 31-39.

М.И. Алиев, З.А. Джсафаров, А.З. Агасиев, М.А. Джсафарова

GaSb-FeGa_{1.3} EVTEKTİK ƏRİNTİSİNİN ELEKTRİKKEÇİRİCİLİYİ

Heterogen sistemlerin nəzəriyyəsinə əsaslanaraq 80-450 K temperatur bölgüsündə GaSb-FeGa_{1.3} evtektikasının elektrikkeçiriciliyi hesablanmışdır.

M.I. Aliyev, Z.A. Jafarov, A.A. Khalilova, M.A. Jafarova

ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF GaSb-FeGa_{1.3} EUTECTIC COMPOSITION

On the basis of summarized conductivity theory, developed for the heterogeneous systems, the conductivity calculations have been carried out for the eutectic alloy of GaSb-FeGa_{1.3} in the temperature range of 80-450 K.

Дата поступления: 07.01.97

Редактор: С.А. Алиев

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР $In_2O_3-Cd_xHg_{1-x}Te(0,2 \leq x \leq 0,3)$

И.С. ГАСАНОВ, Х.Д. ДЖАЛИЛОВА, Н.Д. ИСМАЙЛОВ, Ш.М. КУЛИЕВ, С.Э. НАСИРОВ

Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана,

370141, Баку, ул. Ф. Агаева, 555 кв-л

Исследованы структуры $In_2O_3-Cd_xHg_{1-x}Te(0,2 \leq x \leq 0,3)$, полученные магнетронным распылением In_2O_3 на поверхность n- и p-типов $Cd_xHg_{1-x}Te$. Анализ результатов исследования фотопроводимости и фотоздс показывает, что пленки In_2O_3 , обладающие высокой оптической прозрачностью в широком диапазоне длин волн излучения, являются перспективным материалом для создания поверхностно-чувствительных структур на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Возросший интерес к твердым растворам $Cd_xHg_{1-x}Te$ связан с их применением в различных областях оптоэлектроники. Совершенствование технологии получения указанного $Cd_xHg_{1-x}Te(0,2 \leq x \leq 0,3)$ позволило разработать ряд новых приборов оптоэлектроники и микролитографии на их основе, наиболее перспективными из которых являются поверхностно-активные структуры [1]. Как правило, обязательным элементом в таких структурах является полупрозрачный металлический электрод с коэффициентом прозрачности не превышающим 50 %. В настоящее время все большее распространение при создании фоточувствительных слоистых структур получают оксидные полупроводники In_2O_3 , SnO_2 , отличающиеся высокой прозрачностью в широком диапазоне длин волн и высокой удельной электропроводностью [2].

В данной статье сообщается о фотоэлектрических свойствах структур $In_2O_3-Cd_xHg_{1-x}Te$. Структуры изготавливались на основе $Cd_xHg_{1-x}Te(0,2 \leq x \leq 0,3)$, n-типа проводимости с $N_d=(1+4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\mu_n=(3+6) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и p-типа с $N_A=(3+5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_p=(450+550) \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Пластины $Cd_xHg_{1-x}Te$ придавалась прямоугольная форма размерами $(8 \times 1 \times 0,2) \text{ мм}^3$. Поверхность пластин обрабатывалась механической полировкой абразивами с размерами зерен 1 мкм с последующим травлением в 4 % бромосодержащем травителе. Пленки In_2O_3 толщиной ~0,1 мкм наносились на поверхность полупроводника магнетронным распылением в плазме аргона на установке "Leybold-Heraus". Омические контакты создавались путем электрохимического осаждения индия. При распылении In_2O_3 омические контакты покрывались маской для получения между омическими контактами и слоем In_2O_3 зазора шириной 100 мкм. Проводились измерения ВАХ на частоте 50 Гц и ВФХ на частоте 0,1+3 МГц. Поверхностные параметры определялись из измерений спектральной зависимости фотопроводимости и фотоздс. Величина поверхностного изгиба зон определялась методом насыщенной фотоздс. Объемное время жизни t_v определялось по методу компенсации фотомагнитного эффекта фотопроводимостью [3]. Поверхностное время жизни t_s определялось по кинетике релаксации фотопроводимости при импульсном освещении от GaAs светодиода. Все измерения проводились при $T=80 \text{ K}$. После осаждения пленок In_2O_3 на поверхность p- $Cd_xHg_{1-x}Te$ наблюдалось некоторое увеличение поверхностного времени жизни t_s и фоточувствительности в коротковолновой области спектра (рис. 1). При малых уровнях фотовозбуж-

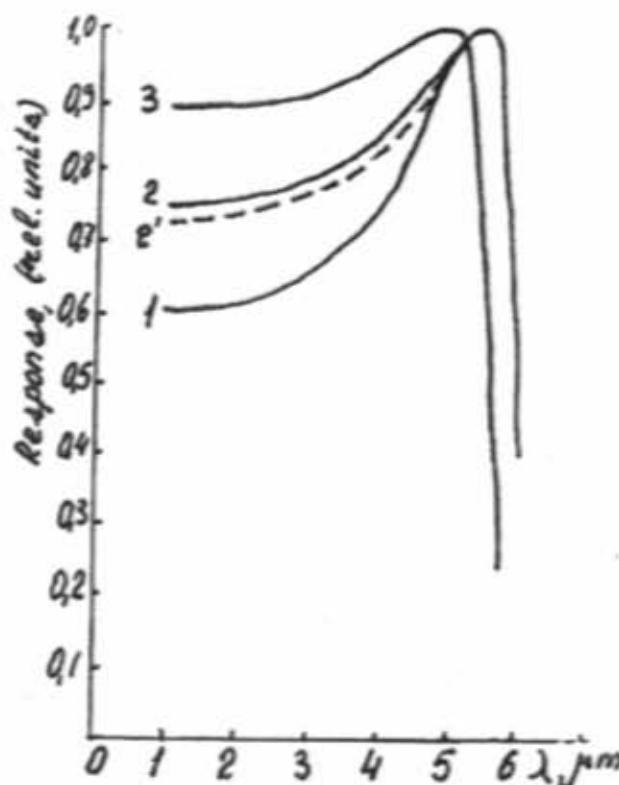


Рис. 1. Спектр фотопроводимости p- $Cd_xHg_{1-x}Te$ до - 1 и после нанесения In_2O_3 - 2, 2' - при наличии постоянной подсветки; 3 - спектр фототока структуры $In_2O_3-Cd_xHg_{1-x}Te$.

ждения кинетика спада фоточувствительности характеризуется простым экспоненциальным законом, а при повышении уровня импульсной засветки появляется быстрая составляющая спада фототока с постоянной времени t_s , приближающейся к t_v (рис. 2). Дополнительная постоянная подсветка уменьшает фотопроводимость и увеличивает вклад быстрой компоненты фототока, но спектральное распределение фоточувствительности в коротковолновой области почти не изменяется (рис. 1, кр. 2'). На образцах n- $Cd_xHg_{1-x}Te$ после осаждения пленок In_2O_3 поверхностное время жизни t_s не изменилось относительно исходного значения, а фоточувствительность в КВ области спектра падала (рис. 3).

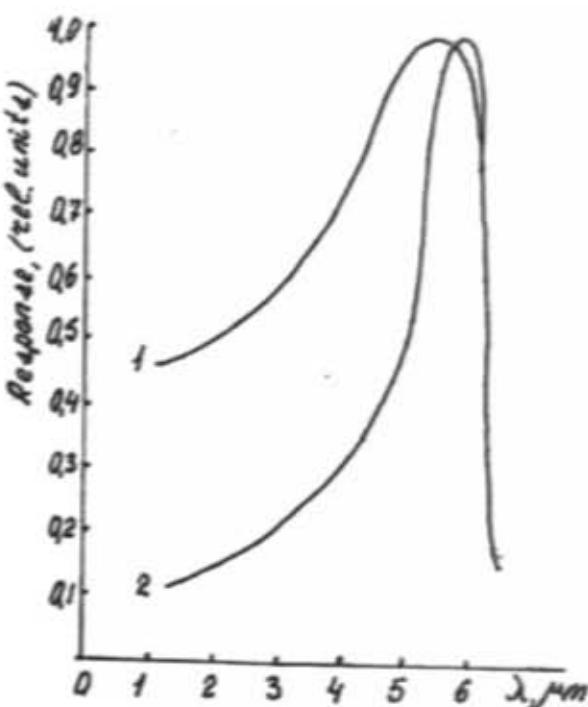


Рис. 2. Спектр фотопроводимости n-Cd_{0.27}Hg_{0.73}Te до - 1 и после - 2 нанесения In₂O₃.

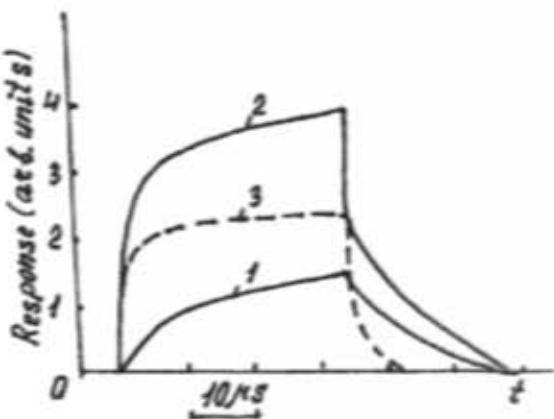


Рис. 3. Кинетика релаксации фотопроводимости Cd_{0.27}Hg_{0.73}Te, покрытого In₂O₃:
1 - при малом уровне фотовозбуждения;
2 - при большом уровне фотовозбуждения;
3 - при наличии постоянной подсветки.

Исследования ВАХ структур In₂O₃-Cd_xHg_{1-x}Te показывают, что диэлектрический зазор между In₂O₃ и Cd_xHg_{1-x}Te не является туннельно-прозрачным для носителей заряда даже при приложении напряжения. На С-V характеристиках при обратных напряжениях на частоте 0,3 МГц регистрируется емкость инверсного слоя. С увеличением частоты тестового сигнала низкочастотная С-V характеристика переходит в высокочастотную. Анализ С-V характеристик структур на основе р- и н-типов Cd_xHg_{1-x}Te указывает в обоих случаях на источенный приповерхностный слой при $U=0$. Это позволяет считать,

что изгиб поверхностных зон определяется зарядом на поверхностных состояниях, а уровень Ферми на свободной поверхности фиксируется в области середины запрещенной зоны.

Анализ изблюдаемых особенностей фотопроводимости необходимо проводить с учетом фотопроводимости приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) и рекомбинации в ОПЗ. Как нами было показано в [4], при источнике изгиба зон, фотопроводимость Cd_xHg_{1-x}Te локализуется в ОПЗ и в области сильного поглощения выражается формулой:

$$\sigma_s = eI(1+b)\mu_{ps}t_s \quad , \quad (1)$$

где I - интенсивность генерации электронно-дырочных пар, μ_{ps} - поверхностная подвижность носителей заряда, $b = \mu_{ns}/\mu_{ps}$. Поверхностное время жизни определяется из выражения:

$$t_s^{-1} = t_v^{-1} \frac{1 + L_d^r}{1 + L_d} + \frac{S_{ef}}{(1 + L_d)L_d} \quad , \quad (2)$$

где $L_d = \frac{1}{L_d} \int_0^1 e^{-y(x)} dx$, при источнике $L_d = \frac{L_u}{L_d} \frac{e^{-y_u}}{\sqrt{-y_s - 1}}$

$$L_d^r = \frac{1}{L_d} \int_0^1 e^{-y(x)} \frac{t_v}{\tau(x)} dx$$

L_d - длина диффузии не основных носителей заряда, t_v - объемное время жизни, S_{ef} - эффективная скорость поверхностной рекомбинации. После нанесения покрытия In₂O₃, которое является вырожденным полупроводником n-типа проводимости на поверхность p-типа Cd_xHg_{1-x}Te изгиб поверхностных зон увеличивается. При этом, как видно из (2), при малых значениях скорости поверхностной рекомбинации $S < \frac{L_d}{t_v}(1 + L_d)$

и рекомбинации в ОПЗ ($L_d^r < L_d$) поверхостное время жизни t_s увеличивается, приводя к увеличению фоточувствительности в КВ области спектра.

Для образцов n-типа Cd_xHg_{1-x}Te после нанесения In₂O₃, по-видимому, изгиб поверхностных зон не увеличивается, поэтому поверхостное время жизни не изменяется. А спад фоточувствительности в КВ области спектра, как видно из формулы (1), обусловлен уменьшением поверхностной подвижности μ_{ps} по сравнению с исходным ее значением. Уменьшение μ_{ps} , как было показано в [5], обусловлено механическими перенапряжениями поверхности, возникающими из-за разницы температурных коэффициентов расширения пленки In₂O₃ и подложки Cd_xHg_{1-x}Te.

Таким образом, пленки In₂O₃, обладающие высокой оптической прозрачностью и хорошей электропроводностью, при нанесении на поверхность Cd_xHg_{1-x}Te не увеличивают величину скорости поверхностной рекомбинации и структурно не изменяют приповерхностную область Cd_xHg_{1-x}Te, в отличие от ряда практически приме-

кисмых металлов. Это позволяет считать данный материал перспективным при создании поверхностно-активных

фоточувствительных структур на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$.

- [1] Н.Р. Ангин, В.А. Антонов, А.В. Войцеховский, М.Д. Пашковский. Зарубежная электронная техника, 1984, № 5.
- [2] В.А. Зуев, В.Г. Попов. Радио и связь, М., 1983, 160.
- [3] Ю.И. Равич. Советское радио, М., 1987, 92.

[4] Э.К. Гусейнов, Н.Д. Исмаилов. ФТП, 1995, т. 28, в. 10, 1790-1795.

[5] E.K. Guseynov, N.D. Ismailov. Turk. Journ. of Phys., 1994, v. 18, № 7, 669-675.

I.S. Назиров, X.D. Залилова, N.D. Ismailov, Sh.M. Quliyev, S.E. Nasirov

In₂O₃-Cd_xHg_{1-x}Te (0,2≤x≤0,3) STRUKTURLARININ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

n-ve p-tipli Cd_xHg_{1-x}Te sethinde In₂O₃ maqnetron tozlanma təsili ilə alman In₂O₃-Cd_xHg_{1-x}Te strukturları tədqiq olunmuşdur. Fotokeçiricilik və foto-e.h.q. - in tədqiqatlı nöticələrin təhlili göstərir ki, şüalanmanın dağılı uzunluğu geniş dəspazonda yüksək şəffaf olan In₂O₃ tabaqalar Cd_xHg_{1-x}Te osasında hazırlanmış sethi - həssas quruluşların yaranması üçün perspektivli materiallardır.

I.S. Gasanov, Ch.D. Zalilova, N.D. Ismailov, Sh.M. Kaliyev, S.E. Nasirov

THE PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF In₂O₃-Cd_xHg_{1-x}Te (0,2≤x≤0,3) STRUCTURES

The structures gotten by magnetron sputtering of In₂O₃ on the n, p - Cd_xHg_{1-x}Te (0,2≤x≤0,3) surface have been studied. The analysis of results of photoconductivity and photocomotive force study shows, that the In₂O₃ films having the high transparency in wide excitation range of wave length are the perspective material for the creation of surface - sensitive structures on the Cd_xHg_{1-x}Te basis.

Дата поступления: 19.11.96

Редактор: Б.Г. Тагизеев

ЭНЕРГИЯ АКТИВАЦИИ АКЦЕПТОРНОГО УРОВНЯ ПРИМЕСИ БОРА В $Ge_{1-x}Se_x$

Р.З.КЯЗИМЗАДЕ

Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия
370012, Баку, пр. Азадлыг, 20

На основе холловских измерений твердых растворов $Ge_{1-x}Si_x$ в интервале 6-300 К определены энергии основного состояния мелкого акцепторного уровня примеси бора в кристаллах различного состава ($0 \leq x \leq 0,3$). Исследования проведены на кристаллах, выращенных без специального легирования.

Показано, что энергия активации мелких акцепторов (E_a) растет линейно с концентрацией кремния в исследованных составах кристаллов и описывается соотношением: $E_a = (10,2 + 28,4x) \text{ мэВ}$. Показано, что теория эффективной массы дает только качественное согласие с экспериментальной зависимостью ε от состава. С увеличением концентрации кремния в кристалле, короткодействующая часть потенциала примесного остова растет. Характер изменения энергии активации мелких акцепторов и величины короткодействующей части потенциала примесного центра с составом $Ge_{1-x}Si_x$ согласуется с представлением модели виртуального кристалла для твердых растворов.

Мелкие примеси играют важную роль в физике полупроводников и обладают особыми свойствами, допускающими универсальное описание их энергетических состояний. К разряду мелких акцепторов в Si и Ge, относятся элементы III группы периодической системы. Теоретические значения энергии связи основного состояния мелких акцепторов в Si и Ge, полученные в рамках метода эффективной массы, составляют 31,56 мэВ и 9,73 мэВ [1]. Экспериментально определенные значения энергии связи мелких акцепторов в Si и Ge, как правило, превышают теоретические и зависят от природы примеси. Отличие теоретических и экспериментальных значений ε связано с неправильным учетом в теории короткодействующей части потенциала примесного остова, которая создает заметное увеличение энергии связи основного состояния [1]. Наиболее близкими к теоретическим значениям ε в Si и Ge являются энергии связи примеси бора, которые равны 44,5 мэВ в Si и 10,47 мэВ в Ge [1].

Известно, что кристаллы твердых растворов $Ge_{1-x}Se_x$, выращенные без специального легирования методами подильтки расплава и кристаллизацией из большого объема, содержат мелкие акцепторные центры с концентрацией $\sim 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [2]. В работе [3] показано, что эти центры являются атомами бора.

Настоящая работа посвящена установлению закономерности изменения энергии основного состояния неконтролируемых мелких акцепторов (бора) в кристаллах $Ge_{1-x}Se_x$ ($0 \leq x \leq 0,3$) с составом твердого раствора и оценке влияния короткодействующего потенциала на величину ε .

Однородные кристаллы твердых растворов германий-кремний с содержанием кремния до 30 ат.% получались методом выращивания из большого объема. Для исследований энергий связи мелких акцепторов из кристаллов отбирались образцы с наименьшей концентрацией примесных центров $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Как известно, при больших концентрациях примеси наблюдаются эффекты, связанные с влиянием концентрации на величину ε [4].

Энергию активации мелких акцепторов определяли из холловских измерений в интервале 6-300 К. Концентрацию свободных дырок P вычисляли из данных коэффи-

циента Холла и холл-фактора [5]. Анализ данных проводили на основании уравнения электронейтральности для случая с частичной компенсацией примесного уровня [6].

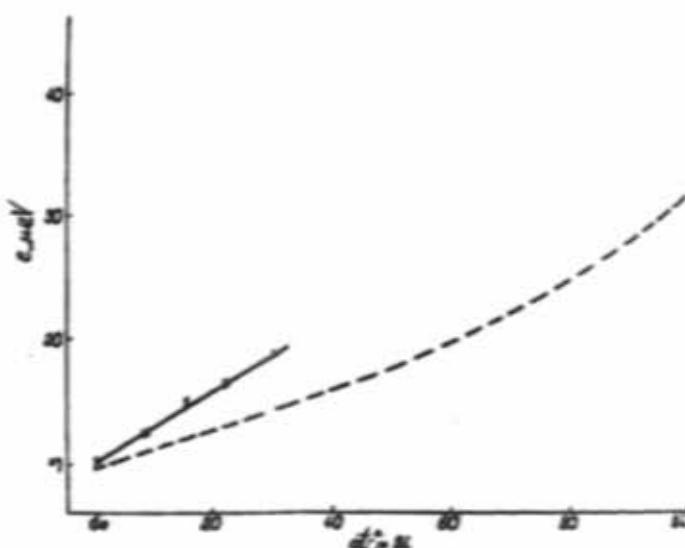


Рис. 1. Зависимость энергии основного состояния мелких акцепторов от состава кристалла $Ge_{1-x}Se_x$. Крестиками обозначены экспериментальные данные, пунктиром линия теоретическая, рассчитанная в рамках метода эффективной массы.

На рис. 1, крестиками обозначены экспериментальные значения ε в германии и $Ge_{1-x}Se_x$, полученные из наклонов зависимостей $1g(PT^{-1/2})$ от $10^2/T$ в области температур $\sim 6-20$ К. Германий, выращенный в тех же условиях, что и сплавы, являлся контрольным образцом. В кристалле с содержанием кремния 30 ат.% значение ε составляет $\sim 18,7$ мэВ и почти на 90 % превышает энергию активации мелких акцепторов в германии, равную $\sim 10,2$ мэВ. Сравнение значения ε , полученного для Ge с литературными данными, показывает наибольшую вероятность связи этих уровней с атомами бора, в соответствии с результатами ранней работы [3]. Определенная

оптическим методом энергия активации бора в германии составляет, как было указано выше, 10,47 мэВ [1].

Несколько заниженное значение ε , полученное в настоящей работе, можно отнести на счет различий в применяемых методиках и на относительно большую концентрацию компенсируемых примесей в наших кристаллах.

Как видно из рис. 1, в исследуемых составах кристаллов имеет место практически линейный рост ε с концентрацией кремния, который описывается соотношением:

$$\varepsilon_c = (\varepsilon_0 + 28,4x) \text{ мэВ}$$

Здесь ε_0 - энергия связи мелких акцепторных центров (бора) в германии, x - доля атомов кремния в кристалле.

В рамках теории эффективной массы рост ε с увеличением содержания кремния в кристаллах может быть связан как с утяжелением эффективных масс дырок, так и с уменьшением диэлектрической проницаемости полупроводника. Кроме того, заметное влияние на рост ε может оказывать усиление короткодействующего потенциала примесного остова с содержанием кремния в кристалле. Усиление короткодействующего потенциала примесного остова с содержанием кремния в $Ge_{1-x}Se_x$ следует ожидать, основываясь на том, что отличие экспериментальных значений ε от теоретических, полученных в рамках метода эффективной массы, составляет в Ge ~7,6 % а в Si ~41 % (см. выше).

Анализ полученной зависимости энергии связи мелких акцепторов от состава кристалла в рамках метода эффективной массы требует знания значений диэлектрической проницаемости и эффективных масс легких (m_L) и тяжелых (m_H) дырок в $Ge_{1-x}Se_x$.

В расчетах принималось, что диэлектрическая проницаемость в кристаллах меняется линейно с составом, что в первом приближении согласуется с экспериментальным результатом [7]. (Отметим, что диэлектрические проницаемости Ge (~15) и Si (~11,4) отличаются менее, чем на 30 %). Эффективные массы легких и тяжелых дырок определялись с помощью интерполяционной процедуры [8] с использованием параметров составных компонентов. При этом, согласно данным работы [8], считалось, что с изменением состава кристалла оптические матричные элементы между различными зонами в центре зоны Бриллюзона остаются неизменными, а величины энергетических интервалов между этими зонами изменяются линейно.

Рис. 2 демонстрирует зависимости эффективных масс легких и тяжелых дырок от состава $Ge_{1-x}Se_x$, полученные интерполяционной процедурой. Как видно, массы как легких, так и тяжелых дырок монотонно растут с содержанием кремния в кристалле.

На рис. 1 пунктирная линия показывает теоретическую зависимость ε от состава кристалла, рассчитанного

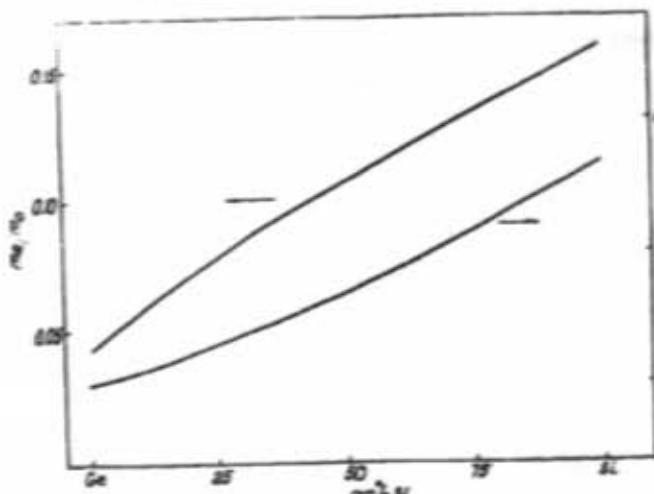


Рис. 2. Эффективные массы легких (m_L) и тяжелых (m_H) дырок в кристаллах $Ge_{1-x}Se_x$, рассчитанные с помощью интерполяционной процедуры [8] с использованием параметров составных компонентов.

с помощью графика зависимости энергии основного состояния мелкого акцепторного уровня от отношения масс легкой и тяжелой дырок, полученного в работе [9]. Как видно из рис. 1, теория эффективной массы лишь качественно описывает изменение ε от состава $Ge_{1-x}Se_x$. Различие в экспериментальных и теоретических значениях растет с увеличением кремния в кристалле. Так, например, в кристаллах с 15 ат.% и 30 ат.% Si это различие составляет ~20,5 % и 30,9 %, соответственно. Такой характер расхождения между экспериментальными и теоретическими значениями ε в $Ge_{1-x}Se_x$ свидетельствует о существенном росте короткодействующей части потенциала центральной ячейки с увеличением кремния в твердом растворе.

Выходы.

В твердых растворах $Ge_{1-x}Se_x$ ($0 \leq x \leq 0,3$) энергия основного состояния мелких акцепторов (бора) растет линейно с содержанием кремния в кристалле. Теоретическая зависимость ε от состава $Ge_{1-x}Se_x$, рассчитанная в рамках метода эффективной массы, качественно согласуется с экспериментальными данными. С увеличением концентрации кремния в кристалле короткодействующая часть потенциала примесного остова растет. Характер изменения энергии активации мелких примесных центров и короткодействующей части потенциала примесного остова с составом $Ge_{1-x}Se_x$ согласуется с представлениями модели виртуального кристалла для твердых растворов.

- [1] F. Bassani, G. Iadonisi, B. Pretiosi. Reports on Prog. Phys., 1974, v. 37, p. 1099-1118.
- [2] В.В. Мир-Багиров. Спектр основных примесных состояний меди в кристаллах твердых растворов

германий-кремний. Дис. канд. физ.-мат. Наук, Баку, 1992, 102 с.

[3] Г.Х. Аждаров, А.С. Ганиев, М.Г. Шахтахтинский. Доклады АН Азерб. ССР, 1981, т. 17, № 8, с. 36-40.

- [4] Н.А. Пенин, Б.Г. Журкин, Б.А. Волков. РТТ, 1965, т. 7, № 11, с. 3188-3193.
- [5] Н.А. Агаев. Ходл-фактор и подвижность свободных носителей зарядов в кристаллах твердых растворов германий-кремний. Дис. канд. физ.-мат. наук, Баку, 1990, 121 с.
- [6] Д. Блэкмор. Статистика электронов в полупроводниках. М., Изд. Мир, 1964, 392с.
- [7] M. Gisman. Phys. Rev., 1958, v. 111, № 1, p. 125-128.
- [8] R. Braunstein. Phys. Rev., 1963, v. 130, № 3, p. 869-879.
- [9] Б.Л. Гельмонт, М.И. Дьяконов. ФТП, 1971, т. 5, № 11, с. 2191-2193.

R.Z. Kazimzade

Ges_xSi_{1-x}-DƏ BOR AŞQARININ AKSEPTOR SƏVİYYƏSİNİN AKTİVLƏŞMƏ ENERJİSİ

$Ge_{1-x}Si_x$ ($0 \leq x \leq 0.3$) bork mehlularının 6-300 K temperatur intervalında Hall ölçülleri esasında bor aşqarının dayaz akseptor seviyyəsinin esas halının enerjisi te'yin edilmişdir. Tedqiqat xilası aşqarlama olmayan kristallarda aparılmışdır.

Gösterilmişdir ki, tedqiq olunmuş kristallarda borun dayaz akseptor seviyyəsinin aktivləşmə enerjisi kremniyumun artması ilə artır ve aşağıdakı kimi ifade olunur: $\varepsilon_a = (10, 2+28, 4x) \text{ meV}$.

Effektiv kütle nezəriyyəsi ε -nın tərkibdən eksperimental asılılığı ilə ancaq komiyyetce uzlaşır. Kristalda kremniyumun konsentrasiyasının artması ilə aşqar merkezin potensialının qısa məsafədə te'sir eden hissəsi artır. Dayaz akseptorların aktivasiya enerjisinin dəyişmə xarakteri və aşqar merkezin potensialının qısa məsafədə te'sir eden hissəsinin qiyməti $Ge_{1-x}Si_x$ -in tərkibindən asılı olaraq bork mehlular üçün virtual kristalın modelinə uyğun gelir.

R.Z. Kyazimzade

ACTIVATION ENERGY OF BORON IMPURITY ACCEPTOR STATE IN $Ge_{1-x}Se_x$

On the basis of the Hall measurement of $Ge_{1-x}Se_x$ solid solutions in the range 6-300 K the ground-state energies of the shallow acceptors (B) in different crystal compositions ($0 \leq x \leq 0.3$) are determined. The investigations are carried out on crystals grown without special doping.

It is shown that the activation energy of the shallow acceptors increases linearly with silicon concentration in investigated crystal compositions and is described by the relation: $\varepsilon_a = (10, 2+28, 4x) \text{ meV}$. It is shown that the effective mass theory gives only qualitative agreement with the experimental values of ε vs composition. It is shown that the central core effect part of the impurity potential rises with increasing of silicon concentration in the crystals.

Дата поступления: 10.01.97

Редактор: Б.Г. Тагиев

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЕНОК $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te$ В БЛИЗИ СТРУКТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

А.А. ИСМАЙЛОВ, Т.Г. МАМЕДОВ, Т.С. МАМЕДОВ

Институт Физики АН Азербайджана,
370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Исследованы коэффициент Холла (R_H) и термодж. (а) тонких пленок $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te$ в температурном диапазоне 77+300 К как специально легированных, так и легированных атомами индия 0,3; 0,5 и 1,0 ат.%. В качестве подложек были выбраны $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te$ (100), BaF_2 (111). Тонкие пленки $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te$, напыленные на подложках $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te$ (100), BaF_2 (111), обладали однократными температурными зависимостями электрических свойств. Установлены особенности температурного поведения $\alpha(T)$ и $R_H(T)$ в тонких пленках $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te$, обусловленные СФП, а также, что легирование соединения $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te$ атомами индия устраивает неустойчивость атомов Ge в решетке.

Соединения $A^{IV}B^{VI}$, твердые растворы и тонкие пленки на их основе составляют материальную основу создаваемых в настоящее время приемников ИК-излучения и перестраиваемых лазеров, перекрывающих широкую область длин волн ИК-спектра (2,5+32 мкм).

самым улучшать их электрофизические параметры и повышать надежность в эксплуатации.

В твердом растворе $Pb_{1-x}Ge_xTe$ на основании исследований дифракции рентгеновских лучей, поглощения ультразвука [1] и магнитной восприимчивости [2] установлено наличие структурного фазового перехода (СФП), обусловленного локальной неустойчивостью атомов Ge в решетке $Pb_{1-x}Ge_xTe$. Согласно [4] локальная неустойчивость атомов Ge приводит к поляризации решетки, которая обуславливает ее перестройку.

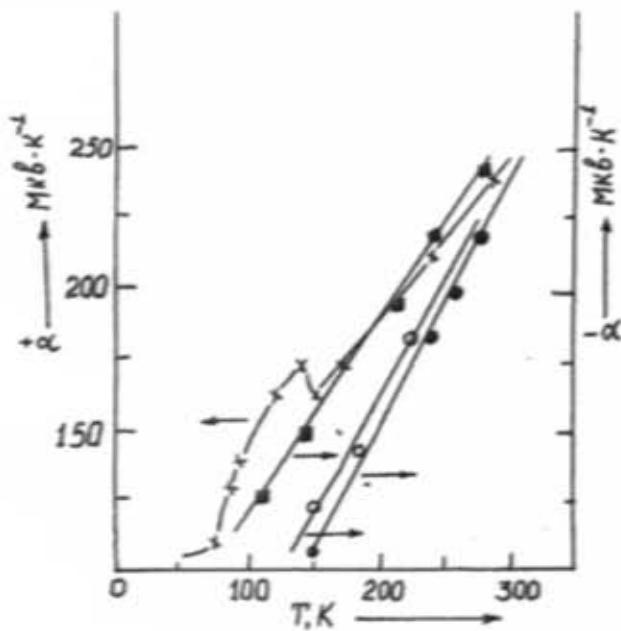


Рис. 1. Температурная зависимость термоуд. (а) тонких пленок $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te$, легированных индием (In 0,3; 0,5; 1 ат.%) в интервале температур 77+300 К.
х - нелегированная пленка; ■ - $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te + 0,3\%$ In;
● - $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te + 0,5\%$ In; ○ - $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te + 1\%$ In.

Благоприятные условия для применения указанных материалов создают то, что на их основе можно создать различные гетероструктуры с наиболее совершенными переходными слоями. Последнее обусловлено тем, что состав гетеропар можно плавно изменять и достичь наиболее близких величин постоянной решетки, что, в свою очередь, позволяет значительно улучшать структурное совершенство переходных слоев гетероструктур и тем

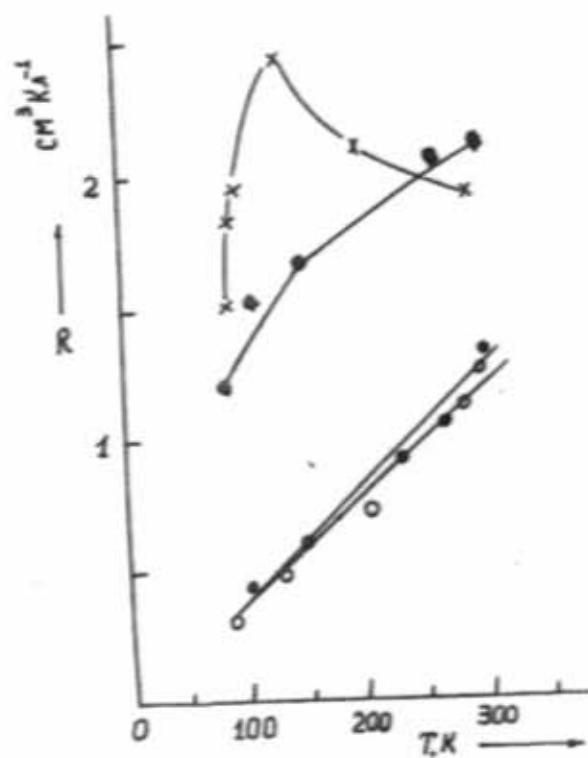


Рис. 2. Температурная зависимость константы Холла тонких пленок $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te$, легированных индием (In 0,3; 0,5; 1 ат.%) в интервале температур 77+300 К.
х - нелегированная пленка; ■ - $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te + 0,3\%$ In;
● - $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te + 0,5\%$ In; ○ - $Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te + 1\%$ In.

Электрофизические свойства тонких пленок Pb_{1-x}Ge_xTe до настоящего времени не были изучены. В связи с вышеизложенным представляет интерес изучение электрофизических свойств в тонких пленках Pb_{1-x}Ge_xTe.

В настоящей работе получены и исследованы коэффициент Холла (R_x) и термозодс (α) в тонких пленках Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te в температурном диапазоне 77+300 К как специально легированных, так и легированных атомами индия 0,3; 0,5 и 1,0 ат.%. В качестве подложек были выбраны монокристаллы Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te (100), BaF₂ (111). Температуры испарителя и подложки варьировались независимо. Скорость осаждения пленок изменялась в пределах 150-300°C. Вакуум во время осаждения поддерживался в пределах 2×10^{-5} мм.рт.ст. Были получены пленки толщиной 1+1000 мкм, имеющие зеркальную поверхность и характеризуемые р-типом проводимости. Соединение Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te легированное атомами индия имело р-тип проводимости. На рис.1 и 2 приведены температурные зависимости термозодс (α) и коэффициента Холла (R_x) пленок Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te толщиной 600 мкм, полученных на подложке Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te (100). Температурные зависимости $\alpha(T)$ и $R_x(T)$ пленок, полученных на подложке BaF₂ (111) не отличались в пределах погрешности орт, приведенных на рис.1,2. На кривой $\alpha(T)$ в интервале 77+130 К наблюдается рост α с увеличением температуры (рис.1), что связано с уменьшением концентрации дырок. Об этом свидетельствует также рост в этой области температур постоянной Холла (R_x) (рис.2). В окрестности $T=130$ К зависимость $\alpha(T)$ проходит через минимум и растет с дальнейшим ростом температуры. Наблюдаемая аномалия в зависимости $\alpha(T)$ исследованных тонких пленок обусловлена, как и в монокристаллах Pb_{1-x}Ge_xTe [1+3],

сингнозелектрическим ФП в этих соединениях. Причем, температура этого ФП очень чувствительна к составу x . Постоянная Холла (R_x) при $T=T_c$ проходит через минимум и уменьшается с повышением температуры. Такое поведение $R_x(T)$, по-видимому связано с уменьшением знака температурной зависимости ширины запрещенной

зоны при СФП, а именно при $T < T_c$ имеем $\frac{\partial E_g}{\partial T} < 0$ и

$\frac{\partial E_g}{\partial T} > 0$ при $T > T_c$. На основании высказанного, мож-

но утверждать, что аномальное поведение $\alpha(T)$ и $R_x(T)$ в тонких пленках Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te в окрестности $T=130$ К обусловлено, как и в монолитных образцах, СФП.

Легирование соединения Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te атомами индия устраняет неустойчивость атомов Ge в решетке (рис.2).

Выводы.

Результаты вышеизложенных экспериментов позволяют говорить о высокой степени повторяемости температурных зависимостей электрофизических свойств тонких пленок Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te, выращенных на монокристаллических подложках того же состава ортоситации (100) и BaF₂ (111), что, по-видимому, связано с технологией метода их получения. Высокое качество полученных образцов позволило установить особенности температурного поведения $\alpha(T)$ и $R_x(T)$ в тонких пленках Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te обусловленные СФП, а также то обстоятельство, что легирование соединения Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te атомами индия устраивает неустойчивость атомов Ge в решетке.

-
- [1] S. Takaoka, K. Murase. Phys. Rev. B. 1979, 20, № 7, p. 2883-2888.
 - [2] Г.В. Лашкаров, А.В. Бородовой, С.Д. Радченко, Е.И. Слынко, В.П. Федорченко. ФТИ, 1987, 10, 1921-1923.
 - [3] Т.С. Мамедов, А.А. Исмаилов, И.К. Эфендиева, Р.А. Ахмедов. Препринт ИФАН Азерб. Респ., Баку, 1996, № 19.9.
 - [4] Б.Е. Бузмайстар, К.Д. Глинчук. УФН, 1985, т. 146, 3, 459-491.

Ә.Ә. İsmayılov, T.Q. Mamedov, T.S. Mamedov

Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te NAZIK TƏBƏQƏSİNİN ALINMASI VƏ STRUKTUR FAZA KEÇİD YAXINLIĞINDA ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİNİN TƏDQİQLİ

Məqalədən Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te nazik təbəqəsinin alınması və 77+300 K temperatur intervalında elektrofiziki xassələri tədqiq olunmuşdur. Alıqan kimi Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te (100), BaF₂ (111) monokristalları göstərilmişdir və göstərilmişdir ki, Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te (100), BaF₂ (111) alıqan üzərinə həpdürülmiş Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te nazik təbəqələrinin elektrofiziki xassələrinin temperatur asılılığında fərqliyət yoxdur, Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te nazik təbəqələrində $\alpha(T)$ və $R_x(T)$ -nın temperatur asılılığında xüsusiyyət struktur faza keçidi ilə əlaqədarlıdır və Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te nazik təbəqəsini indium atomları ilə aşkarlaşdırıldığda elektrofiziki xassələrinin temperatur asılılığında xüsusiyyət aradan qalır.

A.A. Ismailov, T.G. Mamedov, T.S. Mamedov

PREPARATION AND INVESTIGATION OF ELECTROPHYSICAL CHARACTERISTICS OF THIN FILMS Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te AT NEAR STRUCTURAL PHAZE TRANSITION

Prepared and investigated Hall coefficient (R_x) and thermal electromobility force in the temperature range 77+300 K in thin films Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te (100), BaF₂(111) has been chosen as substratum. Thin films of Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te are prepared on the Pb_{0.6}Ge_{0.4}Te (100) and BaF₂

(111) substratums had identical temperatural dependence of electrophysical characteristics. Peculiarity of dependence of $\alpha(T)$ and $R_x(T)$ in thin films $Pb_{0.5}Ge_{0.5}Te$ is caused with structural phase transition, also that $Pb_{0.5}Ge_{0.5}Te$ including with In atoms, removed non stability of Ge atoms in cells.

Дата поступления: 22.01.97

Редактор: Р.Б. Шафранов

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ФОНОНОВ В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ GaSb-Ga₂Te₃

М.И. АЛИЕВ, Д.Г. АРАСЛЫ, Р.Н. РАГИМОВ, А.А. ХАЛИЛОВА

Институт Физики АН Азербайджана

370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Исследована теплопроводность твердого раствора GaSb-Ga₂Te₃ в области температур 80-300К. Показано, что наблюдаемые в температурной зависимости теплопроводности изгибы объясняются резонансным рассеянием фононов.

В гетеровалентных твердых растворах с изменением состава наблюдается образование комплексов и крупномасштабных дефектов, проявляющихся в физических свойствах. Теплопроводность очень чувствительна к присутствию дефектов в кристалле и может дать информацию о природе дефектов и их взаимодействии. С этой целью в данной работе исследована теплопроводность твердого раствора (GaSb)_{3(1-x)}(Ga₂Te₃)_x (0 ≤ x ≤ 0,05) в области температур 80-300К. Эта работа является продолжением ранее проведенных нами исследований [1, 2]. Теплопроводность измерена абсолютным стационарным методом. Обе компоненты изученного твердого раствора кристаллизуются в структуре цинковой обманки, которая в Ga₂Te₃ дефектна по отношению к подрешетке атомов металла - каждый третий узел в катионной подрешетке вакантен. Растворимость Ga₂Te₃ в GaSb составляет по нашим данным 11 мол.%. Результаты исследования электрических свойств этих твердых растворов обсуждались в [3].

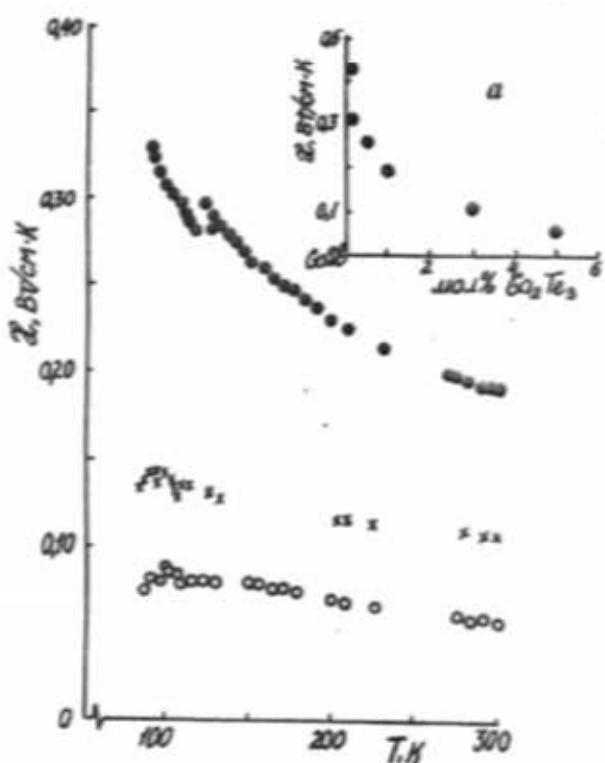


Рис. Температурная зависимость теплопроводности твердых растворов GaSb-Ga₂Te₃: ● - 1 мол. % Ga₂Te₃; ✕ - 3 мол. % Ga₂Te₃; ○ - 5 мол. % Ga₂Te₃; а) зависимость решеточной теплопроводности от состава.

Температурная зависимость общей теплопроводности представлена на рис. Как видно, с увеличением содержания второго компонента значение теплопроводности уменьшается, ослабляется ее температурная зависимость и в $\alpha(T)$ проявляются изгибы. Определенные ранее значения параметров коэффициентов Холла, Зеебека и удельной электропроводности использовались при расчете злекtronной составляющей теплопроводности (α_m менее 2 % общей теплопроводности). Установлено, что в исследуемом температурном интервале в GaSb-Ga₂Te₃ тепло переносится фононами. Зависимость решеточной теплопроводности α^L от состава при комнатной температуре приведена во вставке рис. Дополнительный механизм рассеяния фононов в GaSb-Ga₂Te₃, как и в других твердых растворах, следует приписать рассеянию фононов на разупорядоченности сплава. При этом следует учесть и вакансии, вносимые Ga₂Te₃ в GaSb. Однако значения параметра рассеяния "A" в зависимости $\tau_i^{-1} = A\omega^4$, рассчитанные по формуле Клеменса [4], отличаются от подготочного величины параметра "A" фонон-дефектного рассеяния, что, по-видимому, связано с наличием разного типа дефектов (комплексы-вакансия/атом теллура). Наибольший интерес представляют изгибы, наблюдавшиеся в зависимости $\alpha^L(T)$. При малых содержаниях теллурида наблюдается один изгиб при $T \sim 110$ К, а с увеличением состава при более низких температурах (~95К) в $\alpha^L(T)$ появляется еще и другой, причем первый изгиб сохраняется. Подобный ход $\alpha^L(T)$ в полупроводниках наблюдался и в некоторых соединениях A^3B^5 [5,6] и связывался с резонансным рассеянием фононов. Высокотемпературное резонансное рассеяние фононов ранее наблюдалось нами в твердых растворах InGaAs [7]. Природа его связывалась с наличием комплексов типа примесь-вакансия. Образование комплекса вакансия/атом теллура в твердом растворе GaSb-Ga₂Te₃ более вероятно. Как известно, теория сплавов типа $A_3B_5-A_2C_3$ [8] основывается на последовательном переходе процесса замещения сурьмы теллуром при малых содержаниях теллурида (легирование) к замещению сурьмы теллуром с образованием катионных вакансий и комплексов: вакансия/атом теллура и вакансия /2 атома теллура. Предполагается, что центрами резонансного рассеяния фононов в твердом растворе GaSb-Ga₂Te₃ являются эти вакансии и комплексы. Наличие двух прогибов в температурной зависимости теплопроводности, по-видимому, указывает на рассеяние на обоих типах комплексов. Это еще раз подтверждает предположение о наличии в таких твердых растворах комплексов разных типов.

- [1] A.A. Abdurakhmanova and M.I. Aliev. Phys. Stat. Sol., 1967, 20, p.777-781.
- [2] М.И. Алиев, А.А. Абдурахманова, Д.Г. Араслы. Изв. АН Азерб. ССР, сер. физ. тех. и мат. наук, 1971, № 4, с.64-67.
- [3] A.A. Abdurakhmanova and M.I. Aliev. Phys. Stat. Sol., 1966, 17, p.375-380.
- [4] M.G. Holland. Phys. Rev., 1964, v.134A, № 2, p.471-480.
- [5] N.K.S. Gaur, C.M. Brandari, C.S. Verma. Physica, 1966, № 6, p.1048-1049.
- [6] K. Guckelsberger, A. Briggs. J. Phys. C. Sol. State Phys., 1975, v.8, p.L195-198.
- [7] М.И. Алиев, Д.Г. Араслы, Р.Н. Рагимов. ФТТ, 1990, т.24, в.2, с.365-367.
- [8] J.C. Woolley, C.M. Gillett, J.A. Evans. J. Phys. Chem. Solids, 1960, v.16, p.138; 1960, v.17, p.34.

М.И. Алиев, Д.Г. Араслы, Р.Н. Рагимов, А.А. Хадилова

GaSb-Ga_xTe_{1-x} BƏRK MƏHLULUNDA FONON SƏPİLMƏSİNİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

80+300 K temperatur bölgüsündə GaSb-Ga_xTe_{1-x} bərk məhlulunun istilikkeçirməsi öyrənilmişdir. İstilikkeçirməsinin temperatur asılılığında "çuxurlar" müşahidə olunmuşdur ki, bu fononların rezonans səpilməsi ilə izah olunur.

M.I. Aliev, D.H. Arasli, R.N. Rahimov, A.A. Khalilova

PECULIARITIES OF PHONON SCATTERING IN GaSb-Ga_xTe_{1-x} SOLID SOLUTIONS

The thermal conductivity of GaSb-Ga_xTe_{1-x} solid solution in the temperature range 80+300K have been investigated. The dips of temperature dependence of thermal conductivity due to resonance phonon scatterings have been observed.

Дата поступления: 07.11.96

Редактор: С.А. Алиев

ВАХ n-n⁺ ПЕРЕХОДА НА ОСНОВЕ Cd_xHg_{1-x}Te

3.Ф. АГАЕВ, Р.М. ИСМАЙЛОВ, Г.С. СЕЙДЛИ

Бакинское Высшее Военно-Морское Училище

370153, г. Баку, ул. Нахимова

Представлены результаты экспериментального исследования ВАХ изотипных n-n⁺ переходов на Cd_xHg_{1-x}Te при различных температурах. Показано, что при протекании токов большой плотности, ВАХ n-n⁺ переходов становятся асимметричными вследствие диффузии горячих электронов и образования объемного заряда в приконтактной области. Установлено, что зависимость дрейфовой скорости электронов от поля оказывает существенное влияние на асимметрию ВАХ.

В настоящее время изотипные переходы находят все более широкое применение в науке и технике [1, 2]. Несмотря на это, процессы, происходящие в таких переходах при протекании через них токов большой плотности, до конца не выяснены. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований ВАХ n-n⁺ переходов на основе Cd_xHg_{1-x}Te в зависимости от удельного сопротивления (от содержания CdTe) n - области и площади точечного контакта при различных температурах. С целью исключения разогрева кристаллической решетки, измерения ВАХ производились на импульсах постоянного тока длительностью 1-2 мкс с частотой повторения 20-30 Гц.

Компактные изотипные переходы, полученные методом лазерной литографии, состоят из пластины, которые затем шлифовались, полировались. После травления в соответствующих травителях толщина пластинки была 100-150 мкм. На одной из сторон пластины создавалась собственная окисная пленка и затем методом фотолитографии в ней вскрывалось окно малого диаметра. Для получения n-n⁺ переходов производилась диффузия индия в течение 1.5 часа при температуре 250°C. Затем на n⁺ область напылялся слой золота или индия. Такая технология изготовления позволяла получить омические контакты малой площади с низким переходным сопротивлением [3].

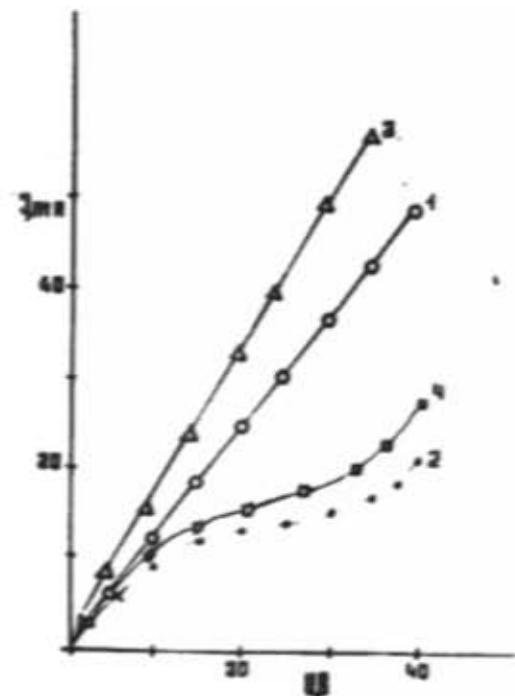


Рис. 1. ВАХ n⁺-n перехода Cd_xHg_{1-x}Te. Т=80К.
S_k=5·10⁻³ см² (кривые 1, 2); S_k=5·10⁻³ см²
(кривые 3, 4); 1, 3 - I_{пр}; 2, 4 - I_{обр}. E=200К.

Для исследований ВАХ были изготовлены точечные контакты на монокристаллах n-Cd_xHg_{1-x}Te ($0.25 \leq x \leq 0.30$). Технология получения таких структур состоит из нескольких операций [3]. Из монокристаллических слитков с помощью электронскровой резки вырезались пластины,

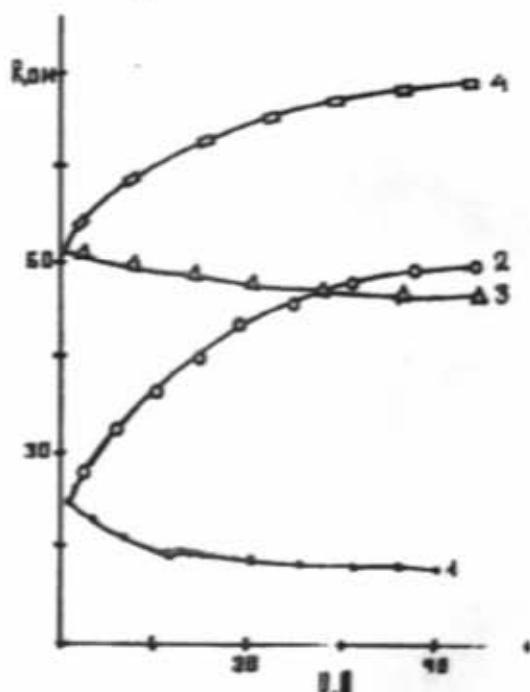


Рис. 2. Зависимость сопротивления n⁺-n перехода от напряжения (кривые 1, 2 - S_k=5·10⁻³ см²,
3, 4 - S_k=5·10⁻³ см²; 1, 3 - R_{пр}; 2, 4 - R_{обр}). Т=200К.

Результаты экспериментального исследования ВАХ точечных омических контактов площадью $S_k=5 \cdot 10^{-3}$ см², $S_k=1 \cdot 10^{-3}$ см², сопротивлением $R=70$ Ом и $R=20$ Ом соответственно при температуре $T=80$ К показаны на рис. 1.

Как видно из рисунка, ток, текущий через контакт при прямом смещении n-n⁺ перехода (когда n - область подключена к положительному полюсу источника тока) больше, чем при обратном смещении (когда n - область

подключена к отрицательному полюсу источника тока). На рис. 2 приведена зависимость сопротивления этих же переходов от приложенного напряжения. Как видно из рисунка, с увеличением приложенного напряжения U сопротивление точечного контакта ($R_{\text{ср.}}$) при прямом смещении уменьшается, а при обратном ($R_{\text{обр.}}$) - увеличивается.

При увеличении проводимости n -области сопротивление точечного контакта с увеличением U увеличивается как при прямом, так и при обратном смещениях. (рис. 3), причем $R_{\text{обр.}}$ все время больше, чем $R_{\text{ср.}}$. Это условие выполняется во всем рассматриваемом интервале температур измерений. Видно, что асимметрия при высоких температурах больше, чем при $T=80\text{K}$. Характерной особенностью ВАХ является отсутствие насыщения тока во всей области электрических полей вплоть до пробойных.

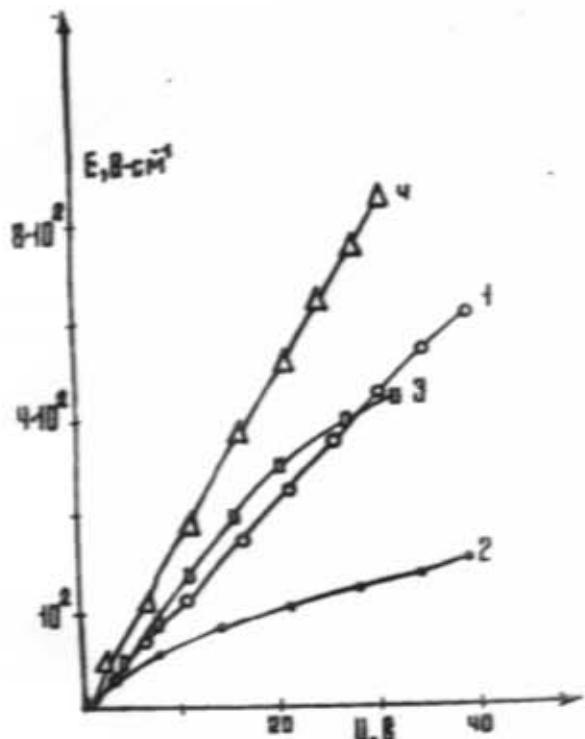


Рис. 3. Зависимость $E_{\text{нап.}}$ в приконтактной области от напряжения.
1, 4 - обратное смещение; 2, 3 - прямое смещение.

Полученные экспериментальные результаты можно объяснить следующим образом. Увеличение $R_{\text{обр.}}$ с увеличением U , в основном, обусловлено уменьшением подвижности электронов в сильном электрическом поле, а

уменьшение $R_{\text{ср.}}$ связано с инъекцией электронов из n^+ -области в n -область. В сильных электрических полях уменьшение подвижности электронов с ростом E начинает играть все большую роль, вследствие чего $R_{\text{ср.}}$ слегка увеличивается. Для точечных контактов с меньшим удельным сопротивлением область инъекции электронов из n^+ -области в n -область играет меньшую роль, чем уменьшение подвижности в сильных полях, в результате которого сопротивление точечного контакта $R_{\text{ср.}}$ с увеличением U увеличивается (рис. 2), что связано, по-видимому, с объемным зарядом. Образование объемного заряда в приконтактной области приводит к тому, что в сильных электрических полях при наличии насыщения дрейфовой скорости электронов на ВАХ точечного контакта нет участка насыщения тока [3]. С увеличением площади точечного контакта объемный заряд приконтактной области уменьшается, что приводит к уменьшению асимметрии ВАХ. При этом также уменьшается влияние диффузии горячих электронов на асимметрию ВАХ. Как видно из рис. 1, при обратном смещении ток начинает резко увеличиваться. Это увеличение, по-видимому, связано с началом ударной ионизации в приконтактной области. Так как при $T=80\text{K}$ максимальное поле больше, чем при $T=200\text{K}$, то и резкое увеличение тока с ростом U при $T=80\text{K}$ наступает раньше, чем при $T=200\text{K}$. Зависимости $E_{\text{нап.}}$ от U при прямом и обратном смещении $n-n^+$ перехода для различных удельных сопротивлений n -области представлены на рис. 3. Видно, что для развития ударной лавинной ионизации в точечном контакте при прямом смещении требуется значительно большая величина приложенного напряжения, чем при обратном. Следует также отметить, что с уменьшением удельного сопротивления n -области напряжение, при котором начинается ударная ионизация, уменьшается.

Сравнение ВАХ при $T=200\text{K}$ и $T=80\text{K}$ показывает, что асимметрия ВАХ в первом случае больше, чем во втором. Это обусловлено тем, что зависимость дрейфовой скорости электронов оказывает существенное влияние на асимметрию ВАХ точечного контакта. При $T=200\text{K}$ насыщение V_a происходит в очень сильных полях, вследствие чего геометрический фактор выпрямления [4] становится определяющим в асимметрии ВАХ. Известно [4], что асимметрия ВАХ точечного контакта, обусловленная насыщением V_a , имеет противоположный знак, нежели дает геометрический фактор выпрямления. Эти различия проявляются на образцах с большой концентрацией электронов.

- [1] В.И. Денис, Ю.К. Пожела. В кн. "Горячие электроны", "Минтис", Вильнюс, 1971, 458 с.
- [2] М. Ламперт, П. Марк. В кн. "Инъекционные токи в твердых телах", "Мир", М., 1973, 414с.
- [3] Э.Ю. Салаев, Р.С. Садыков, Г.С. Сейди. В сб. научных трудов "Электрофизические свойства полу-

- проводников и плазмы газового разряда", Баку, 1989, 45-49 с.
- [4] С.М. Эн. В кн. "Физика полупроводниковых приборов", "Энергия", М., 1973, 456с.

Z.F. Ağayev, R.M. İsmayılov, H.S. Seyidli

Cd_xHg_{1-x}Te ƏSASINDA n-n⁺ KEÇİDİNİN VAX-SI.

Müxtəlif temperaturlarda Cd_xHg_{1-x}Te əsasında n-n⁺-izotip keçidlərinin təcrübə olaraq VAX-si tədqiq olunmuşdur.

Gösterilmişdir ki, keçidən böyük sıxılıq cərəyan axarkən onun VAX-1 kontakta yaxın oblastda həcmi yüksəklərin yaranması və isti elektronların diffuziyası nəticəsində asimetriyik olur. Bu asimetriyaya elektronların dreyf sürətinin sahədən asılılığı da təsir edir.

Z.F. Agayev, R.M. Ismailov, G.S. Seidli

VOLT-AMPERE CHARACTERISTICS n-n⁺ TRANSITION ON BASE OF Cd_xHg_{1-x}Te.

The results of experimental research of volt-ampere characteristics of isotype n-n⁺ transition on base of Cd_xHg_{1-x}Te under different temperatures are given.

It was shown that when the stream of electric current of high density of volt-ampere characteristics n-n⁺ transition become asymmetrical on account of diffusion of hot electrons and the creation of volume charge in contact sphere.

It was established that dependence of drift speed of electrons from field makes important influence on asymmetry of volt-ampere characteristics.

Даты поступления: 04.11.96

Редактор: Д.Ш. Абдинов

ФАКТОР ВЫРОЖДЕНИЯ АКЦЕПТОРНЫХ УРОВНЕЙ КАДМИЯ В $Ge_{1-x}Si_x$

Г.Х. АЖДАРОВ, М.А. АКПЕРОВ, Э.С. ГУСЕЙНОВА

Институт Физики АН Азербайджана

370143, Баку, ул. Г. Джавида, 33

На основе холловских измерений кристаллов $Ge_{1-x}Si_x$ ($0 \leq x \leq 0,3$), легированных кадмием, определены факторы вырождения первого (γ_1) и второго (γ_2) акцепторных состояний этой примеси. Показано, что величины γ_1 и γ_2 в исследованных составах $Ge_{1-x}Si_x$ составляют $1,4 \pm 0,3$ и $4,5 \pm 1,5$, соответственно, и удовлетворительно согласуются с теоретическими значениями для факторов вырождения двухвалентных акцепторов германия.

Фактор вырождения (γ), определяемый как отношение кратностей вырождения примесного уровня в состояниях содержащих электрон (дырку) и без него, является одним из основных параметров примесного центра. Знание величины необходимо как для точной статистики носителей заряда на примесном уровне, так и при сопоставлении конкретных теоретических расчетов и моделей с результатами экспериментальных данных.

Энергетический спектр основных примесных состояний кадмия в кристаллах $Ge_{1-x}Si_x$ ($0 \leq x \leq 0,3$) изучен в работах [1,2]. Установлено, что в исследованных составах кристаллов замещающие атомы примеси кадмия ведут себя как двукратные акцепторы, как и в германии. В работе [2] показано, что энергии связи первого (E_1) и второго (E_2) уровней кадмия изменяются линейно с составом кристалла и описываются уравнениями:

$$E_1 = (0,05 + 0,52x) \text{ эВ} \quad (1)$$

$$E_2 = (0,16 + 0,75x) \text{ эВ}$$

Здесь отсчет энергии ведется от потолка валентной зоны.

В работе [1] фактор вырождения исследовался только для нижнего уровня кадмия в германиеподобных кристаллах ($0 \leq x \leq 0,15$). Было показано, что экспериментальные значения γ для первого уровня кадмия, определенные из холловских измерений, удовлетворительно согласуются с теоретическими, рассчитанными в рамках предположения, что в формировании основных состояний акцепторных уровней решающую роль играют волновые функции валентной зоны.

В настоящей работе представлены результаты исследований факторов вырождения первого и второго акцепторных уровней кадмия в системе $Ge_{1-x}Si_x$ с содержанием кремния до 30 ат.%, охватывающего как германиевые так и германиеподобные составы кристаллов.

Однородные кристаллы твердых растворов $Ge_{1-x}Si_x$ получались методом выращивания из большого объема [3]. Легирование кадмием осуществлялось в процессе выращивания путем закладки в ампулы соответствующего количества примеси с учетом ее коэффициента сегрегации. Для управления степенью компенсации акцепторных уровней кадмия, кристаллы легировались также мелкой донорной примесью сурьмы, вводимой в кристаллы в процессе роста [4].

Фактор вырождения уровней кадмия определялся на основе холловских измерений. Для исследований отбирались образцы с нулевой степенью компенсации первого и второго акцепторных уровней кадмия. В этом случае экспериментальные данные температурной зависимости концентрации свободных дырок позволяют вычислить γ с помощью уравнения электрической нейтральности в кристаллах $Ge_{1-x}Si_x$ [5].

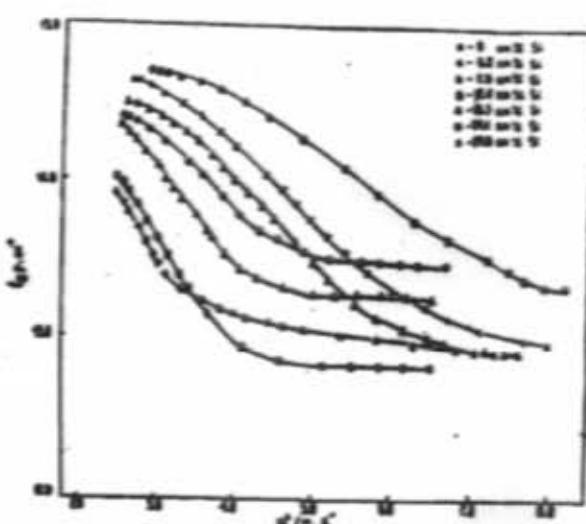


Рис. Температурные зависимости концентрации дырок в кристаллах Ge и $Ge_{1-x}Si_x$ с нулевой степенью компенсации первого акцепторного уровня кадмия.

На рис. представлен характерный ход температурных зависимостей концентрации свободных дырок (p) в таких кристаллах на примере нескольких образцов $Ge_{1-x}Si_x$ различного состава, в которых проявляется первое акцепторное состояние примеси кадмия. При определении p из данных коэффициента Холла использовались значения Холл-фактора дырок в кристаллах $Ge_{1-x}Si_x$ [6]. В области низких температур насыщение обусловлено неконтролируемыми мелкими акцепторами всегда имеющимися в кристаллах [7]. С повышением температуры начинается заполнение первого акцепторного состояния кадмия и концентрация дырок растет. Плато в области высоких температур соответствует полному заполнению этого уровня. Уравнение электрической нейтральности, описывающее ход кривых на рис. имеет вид:

$$\frac{P(P - N_a)}{N_a + N_{Cd} - P} = N_v \gamma_1^{-1} \exp(\alpha_1 / k) \exp(-E_1 / kT) \quad (2)$$

Здесь N_a и N_{Cd} – концентрация мелких акцепторов и примеси кадмия, соответственно; N_v – эффективная масса плотности состояний в валентной зоне; γ_1 – фактор вырождения первого акцепторного уровня кадмия; k – постоянная Больцмана; α_1 – температурный коэффициент изменения энергии связи первого уровня кадмия.

Значения N_a и N_{Cd} определялись по данным низко- и высокотемпературным плато кривых рисунка. Значения энергии связи E_1 для каждого состава вычислялись по формуле (1). Множитель в правой части уравнения (2), связанный с температурным коэффициентом изменения E_1 , определялся из графика зависимости $\exp(\alpha_1/k)$ от E_1 , представленного в работе [1]. Эффективная масса плотности состояний N_v в сплавах $Ge_{1-x}Si_x$ различного состава определялась с помощью интерполяционной процедуры с использованием известных значений эффективных масс в кремнии и германии [7]. Используя значения вышеприведенных параметров, из уравнения (2) были найдены значения γ_1 при различных температурах для каждого состава кристалла. Для определения уточненных значений параметров N_a , N_{Cd} , E_1 и γ_1 , которые дают наилучшее совпадение с экспериментальными данными во всей области температур, к формуле (2) был применен метод наименьших квадратов. Результаты проведенных расчетов показывают, что в пределах погрешности экспериментов, значения γ_1 составляют 1.4 ± 0.3 и не зависят от состава кристалла. Для второго акцепторного уровня кадмия, опреде-

ленное аналогичным способом значение γ_2 в $Ge_{1-x}Si_x$ составляет 4.5 ± 1.5 .

Ионизация первого акцепторного состояния замещающих атомов кадмия в $Ge_{1-x}Si_x$ соответствует переходу центра из двухдырочного состояния в однодырочное. Для второго акцепторного уровня это переход из однодырочного состояния в бездырочное. Согласно теоретической работе [8], кратности вырождения этих зарядовых состояний для элементов III подгруппы в германии составляют: $\beta_0=1$, $\beta_1=4$, $\beta_2=6$ (индексы 0, 1, 2 отвечают числу локализованных дырок у примесного центра). В работе [8] было принято, что акцепторные состояния элементов III подгруппы в германии образованы из волновых функций экстремума валентной зоны. В этом случае, для двухзарядных акцепторов по определению фактора вырождения имеем: $\gamma_1=\beta_1/\beta_0=6/4=1.5$ и $\gamma_2=\beta_2/\beta_0=6/4=1.5$. Как видно, экспериментальные значения γ_1 и γ_2 для примеси кадмия в исследованных нами составах удовлетворительно согласуются с теоретическими значениями фактора вырождения для двухзарядных акцепторов в германии. Этот факт свидетельствует о том, что в формировании акцепторных состояний кадмия в кристаллах $Ge_{1-x}Si_x$ с содержанием кремния до 30 ат.-% участвуют волновые функции четырехкратно вырожденного экстремума валентной зоны, как и в германии.

Как было отмечено выше, фактор вырождения первого акцепторного состояния кадмия был исследован и ранее в кристаллах $Ge_{1-x}Si_x$ с содержанием кремния до 15 ат.-% [1]. Полученные в настоящей работе значения γ_1 для соответствующих составов удовлетворительно согласуются с результатами [1].

-
- [1] Г.Х. Аждаров, М.Г. Шахтахинский. Известия АН Азерб. ССР, сер. физ.-техн. и матем. наук, 1976, №4, с.8-14.
 - [2] Г.Х. Аждаров, Р.З. Кязымзаде, М.А. Азекперов, К.Н. Мамедов. Fizika, 1995, ;4, с. 27-33.
 - [3] В.И. Романенко. В кн. "Управление составом полупроводниковых кристаллов", Москва, "Металлургия", 1976, 368с.
 - [4] В.В. Мир-Багиров "Спектр основных примесных состояний меди в кристаллах твердых растворов германий-кремний". Дис. канд. физ.-мат. наук, Баку, 102 с.
 - [5] Д. Блэкмор. В кн. "Статистика электронов в полупроводниках", Москва, "Мир", 1964, 392с.
 - [6] Р.З. Кязымзаде. АзНИИНТИ, 1994, №46, с.9.
 - [7] Г.Х. Аждаров. "Энергетический спектр основных примесных состояний и гальваномагнитные свойства легированных кристаллов твердых растворов германий-кремний и соединений A^3B^{15} ". Дис. докт. физ.-мат. наук, Баку, 1981, 347 с.
 - [8] К.Я. Штильельман, Д.А. Романчев, П.Е. Ларин. Свойство легированных полупроводников. Москва, "Наука", 1977, с.5-8.

H.X. Əjdərov, M.A. Əkbərov, E.S. Huseynova

Ge_{1-x}Si_x-DA KADMİUMUN AKSEPTOR SEVİYYƏLƏRİNİN CIRLAŞMA FAKTORLARI

Kadmium ilə aşqarlanmış Ge_{1-x}Si_x ($0 \leq x \leq 0,3$) kristallarının Holl ölçütleri asasında bu aşqarın birinci (γ_1) və ikinci (γ_2) akseptor seviiyelerinin cırlaşma faktorları təyin edilmişdir. Göstərilmişdir ki, Ge_{1-x}Si_x-in tədqiq olunmuş tərkiblərində γ_1 və γ_2 kəsiyyetləri müvafiq olaraq 1.4 ± 0.3 və 4.5 ± 1.5 -ə bərabərdir ki, bu da germaniumda ikiçat akseptorların cırlaşma faktorları üçün olan nəzəri qiymətlərə uyğundur.

G.Kh. Azhdarov, M.A. Akperov, E.S. Guseynova

DEGENERATION FACTOR OF CADMIUM ACCEPTOR LEVELS IN $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$

On the basis of the Hall measurement of Cd-doped $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ crystals ($0 \leq x \leq 0,3$) the degeneration factor of the first (γ_1) and the second (γ_2) acceptor levels of the impurity are determined. It is shown that in the investigated compositions of $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ crystals $\gamma_1=1,4 \pm 0,3$ and $\gamma_2=4,5 \pm 1,5$. This result is in satisfactory agreement with the theoretical values for the degeneration factors of double acceptors in germanium.

Дата поступления: 17.10.96

Редактор: М.И. Алиев

О ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ $\text{GaSe}-\text{CdIn}_2\text{Se}_4$

Р.Н. МЕХТИЕВА, А.Г. КЯЗЫМ-ЗАДЕ, Н.М. МЕХТИЕВ, М.К. КЕРИМОВ

Сектор Радиационных Исследований АН Азербайджана

370143, Баку, пр. Г.Джавида, 31²

Экспериментальными исследованиями фотодиодов свободной поверхности контактирующих материалов и смыкости гетероперехода $\text{GaSe}-\text{CdIn}_2\text{Se}_4$, полученного методом посадки на оптический контакт, установлено, что при образовании гетерограницы поверхностные электронные состояния не играют заметной роли.

Возможности создания гетеропереходов (ГП) типа $\text{GaSe}-\text{CdIn}_2\text{Se}_4$ показаны в [1], где исследованиями электрических характеристик были установлены механизмы переноса тока при прямых и обратных смещениях. В построенной энергетической зонной диаграмме названного ГП состояния на границе раздела не учитывались. В настоящей работе измерениями фотодиодов свободной поверхности контактирующих материалов и смыкости ГП установлено, что при образовании указанной гетерограницы поверхностные электронные состояния не играют заметной роли. ГП $\text{GaSe}-\text{CdIn}_2\text{Se}_4$ получен методом посадки на оптический контакт, преимущества и недостатки которого обсуждены в работах [2-4].

Использование сопряжения двух естественных поверхностей (001) GaSe и (112) CdIn_2Se_4 позволило преодолеть основные трудности, связанные с шероховатостью поверхности неслойстой пары гетероперехода.

Для создания ГП были использованы выращенные методом Бриджмена монокристаллы p- GaSe с удельным сопротивлением 10^3+10^4 Ом·см и концентрацией дырок $10^{13}+10^{14}$ см $^{-3}$ и выращенные из газовой фазы монокристаллы CdIn_2Se_4 с удельным сопротивлением ~ 1 Ом·см и концентрацией электронов $10^{16}+10^{17}$ см $^{-3}$ при 300К. Размеры плоскости сопряжения составили 1×2 мм 2 . В качестве омического контакта использован металлический индий.

На основе исследований фотодиодов свободной поверхности монокристаллов GaSe авторами работы [5] было установлено, что концентрация поверхностных состояний в них не превышает $N_s \sim 10^{10}$ см $^{-2}$, а поверхностный изгиб зон не превышает энергии kT .

Изгибы зон для свободной естественной поверхности CdIn_2Se_4 оценивались путем измерения поверхностной фотодиоды в структуре SnO_2 -сплюда- CdIn_2Se_4 по методике, описанной в работе [5]. Источником света служила импульсная лампа ИСШ-100 ($\Delta t \leq 3 \cdot 10^{-6}$ с). На рис. 1 представлены полученные для структуры SnO_2 -сплюда- CdIn_2Se_4 зависимости конденсаторной фотодиоды от интенсивности возбуждающего света. Величина фотодиода насыщения для различных образцов, как видно из рис. 1, составляет $50+80$ мВ и соответствует отрицательному потенциалу на CdIn_2Se_4 , что указывает на наличие обедненного изгиба зон на поверхности исследованных кристаллов. Значения фотодиода насыщения определяют величины изгиба зон на свободной поверхности CdIn_2Se_4 , и, как следует из рисунка, они заметно не превышают величину kT . Поэтому концентрацию поверхностных состоя-

ний можно оценить, как указано в работе [6], по выражению

$$eN_{ss} = (2e\varepsilon\varepsilon_0 N V_0)^{1/2}$$

где N - объемная концентрация нескомпенсированных доноров, V_0 - значение фотодиода насыщения. Полагая $N_{ss} = 10^{17}$ см $^{-3}$, $\varepsilon = 5.8$ [7] и $V_0 = 70$ мВ, получим $N_{ss} = 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Малое значение N_{ss} позволяет пренебречь влиянием пограничных состояний на зонную диаграмму и перенос заряда через гетерограницы.

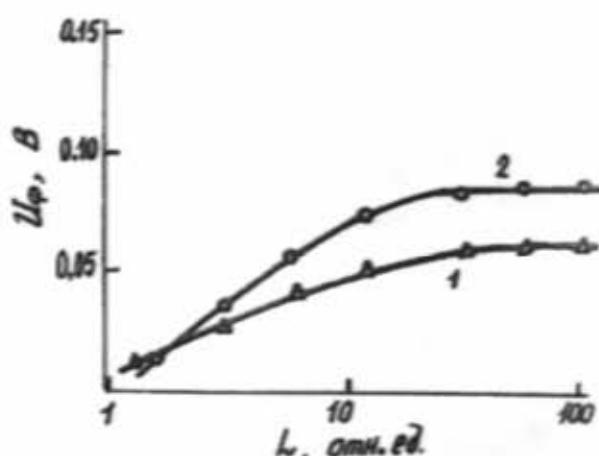


Рис. 1. Зависимость конденсаторной фотодиоды от интенсивности возбуждения в системе двух ячеек $\text{SnO}_2-\text{CdIn}_2\text{Se}_4$, $T=300\text{K}$.

На рис. 2 представлена ВАХ и зависимость смыкости ГП $\text{GaSe}-\text{CdIn}_2\text{Se}_4$ от обратного смещения. Как видно, ВАХ изученных ГП имеет ярко выраженный диодный характер с коэффициентом выпрямления $\sim 5 \cdot 10^3$ при $U=1.5$ В. Прямая ветвь ВАХ соответствует положительному потенциалу на GaSe . Токовое напряжение отсечки, определенное из начального участка ВАХ, когда инжекционные токи в GaSe несущественны [1], составляет $0.78+0.84$ В для различных структур. Напряжение смыкостной отсечки, найденное из рис. 2 составляет $0.8+0.9$ В и удовлетворительно согласуется с вышеуказанным значением напряжения токовой отсечки. Это свидетельствует о том, что пограничные состояния не играют заметной роли в процессе токопрохождения через гетерограницы.

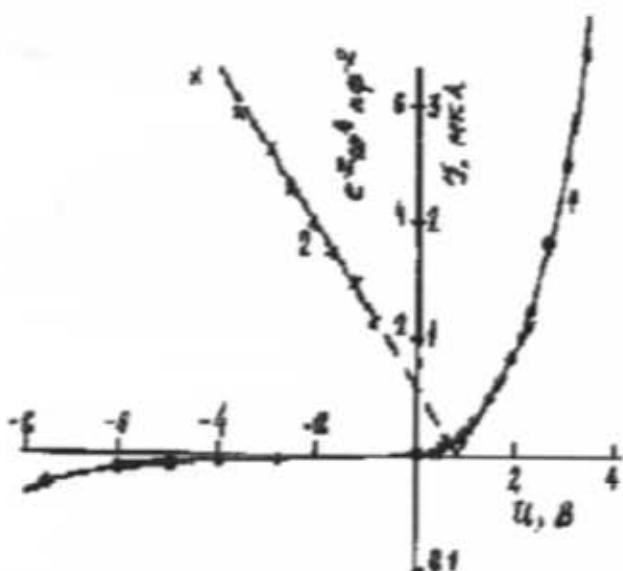


Рис. 2. Вольтамперная характеристика (1) и зависимость от обратного смещения (2) для гетероперехода p-GaSe-n-CdIn₂Se₄, T=300K.

Зависимость емкость ГП от обратного смещения в масштабах $C^{-2} - U_{opp}$, как следует из рис. 2, линейна, что характерно для резких переходов. Концентрация вычисленная на основе рис. 2 по наклону зависимости $C^{-2}(U)$ ($1,4 \cdot 10^{20} \Phi^2 \cdot V^{-1}$) $\frac{d(C^{-2})}{dU} = \frac{2}{e\epsilon_0 S^2} \left(\frac{1}{\epsilon_1 N_A} + \frac{1}{\epsilon_2 N_D} \right)$ составляет $\sim 10^{14}$ (при $S=3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$, $\epsilon_r=7,6$), что согласуется с концентрацией акцепторов в GaSe. Поскольку в использованных нами компонентах гетеропары $N_D \gg N_A$, можно предположить, что разность потенциалов V_b почти полностью падает на GaSe, а толщина слоя объемного заряда, оцененная по величине емкости при нулевом смещении ($C_0 \approx 85 \text{ пФ}$), составляет $2,4 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Толщина слоя объемного заряда со стороны GaSe, вычисленная по формуле $d = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 V_b / eN_A}$ составляет $2,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ при использовании вышеуказанных значений N_D и V_b , и согласуется с соответствующим значением, найденным из емкостных измерений. Это еще раз свидетельствует о том, что в процессе образования гетерограницы p-GaSe-n-CdIn₂Se₄ пограничные состояния не играют заметной роли, и энергетическая зонная диаграмма указанного перехода характеризуется идеальной моделью Андерсона.

- [1] Р.Н. Мехтиева, Н.М. Мехтиев, Х.Б. Гезалов. ФТП, 1986, т.20, в.2, с.389.
- [2] В.Л. Бахуменко, В.Ф. Чижко. ФТП, 1977, т.11, в.10, с.2000-2002.
- [3] А.Г. Казым-заде, Р.Н. Мехтиева, В.И. Тагиров. Материалы III Всесоюзной конференции по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах. Одесса, 1982, с.8-9.
- [4] А.Г. Казым-заде, Д.Х. Джоффаров, В.И. Тагиров. ФТП, 1979, т.13, №10, с.1990-1993.
- [5] В.И. Тагиров, А.Г. Казым-заде, М.М. Панахов, А.О. Гулиев, В.М. Салманов. Изв. Вузов СССР, Физика, 1981, № 2, с.374-377
- [6] А. Мильн, Д. Фойхт. "Гетеропереходы и переходы металла-полупроводник" М. Мир, 1975, 432с.
- [7] Т.Г. Керимова, Ф.Р. Аджалов, Р.Х. Нани. Известия АН Азерб. ССР, сер. ФТиМН, 1980, № 3, с.68-70.

R.N. Mehdiyeva, A.Q. Kazim-zade, N.M. Mehdiyeva, M.K. Kerimov

GaSe-CdIn₂Se₄ HETEROKEÇİDİNİN AYRILMA SƏRHƏDDİ HAQQINDA

İşde GaSe-CdIn₂Se₄ sisteminde, heterokeçidin tutuma ve kontakta getirilen materialların serbest səthində foto e.h.g.-nın ölçüləsi ilə göstərilməyidir ki, bu heterokeçidin yaranmasında səthi elektron seviyyeleri əsas rol oynamır. Heterokeçid optik kontakta döşmə əsaslı hazırlanmışdır ki, bu əsaslı da çatışmamazlıqları və üstünlükleri [2-4] verilmişdir.

R.N. Mekhtieva, A.G. Kazym-zade, N.M. Mekhtiev, M.K. Kerimov

ON THE BOUNDARY OF THE HETEROJUNCTIONS OF GaSe-CdIn₂Se₄

The given paper concerns the measurements of the photo-e.m.f. of the contacting materials free surface and volume capacity of HJ, and it's shown that during formation of the mentioned hetero-boundary the surface electron states don't play any important role.

Heterojunctions in the system GaSe-CdIn₂Se₄ are obtained by the method of fitting on optical contact, the preferences and lacks of which have been discussed in papers [2-4].

Дата поступления: 14.01.97

Редактор: Р.Б. Шафигзаде

**КОНТУРЫ Д ЛИНИЙ NaI В РАЗРЕШЕННОМ И НЕРАЗРЕШЕННОМ
СПЕКТРЕ СОЛНЦА.**

I. НАБЛЮДАЕМЫЕ КОНТУРЫ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА И ПРОЦИОНА

Д.М. КУЛИ-ЗАДЕ

*Бакинский Государственный Университет им. М.А. Расул-заде
370148, Баку, ул. акад. З. Халилова, 23*

На основе новейших цифровых спектральных атласов получены наиболее точные контуры D линий NaI в спектре центра, полного потока от всего диска Солнца, а также в спектре Проциона. Дается детальное сравнение контуров линий и их основных характеристик в спектрах Солнца и Проциона. По центр-край наблюдениям контуров линий вычислены их интегрированные по диску Солнца контуры линий, которые хорошо совпадают с таковыми, полученными в спектре полного потока от всего диска Солнца.

§1. Введение.

Сильные резонансные линии D₁ (λ 5895,940 Å) и D₂ (λ 5889,973 Å), соответствующие переходам $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$

$3^2P_{1/2}^0$ и $3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}^0$, являются наиболее чистыми из сильных фраунгофровых линий в видимой области спектра Солнца. В разрешенном спектре Солнца их контуры изучались многими как фотографически, так и фотозадек-

Контуры D линий NaI в спектре Солнца и Проциона.

Таблица 1.

$\Delta\lambda$ Å	$\tau(\Delta\lambda)$							
	D ₁ NaI				D ₂ NaI			
	центр	поток I	поток II	Процион	центр	поток I	поток II	Процион
1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,00	0,049	0,054	0,055	0,223	0,046	0,047	0,022	0,175
0,2	0,51	0,59	0,58	225	0,49	0,54	0,23	156
0,4	0,59	0,66	0,65	232	0,59	0,67	0,30	190
0,6	0,90	0,93	100	250	0,88	0,95	0,70	220
0,8	1,97	1,65	174	282	1,52	1,42	1,22	269
1,0	2,64	2,62	255	361	2,06	1,88	1,85	312
1,5	4,07	4,58	432	551	3,24	3,47	3,69	451
2,0	5,28	5,73	551	699	4,23	4,28	5,38	620
2,5	6,07	6,58	621	825	5,08	5,03	6,00	785
3,0	6,79	7,22	700	883	5,86	5,65	6,48	834
3,5	7,53	7,48	750	923	6,25	6,14	6,94	887
4,0	7,81	7,85	781	947	6,77	6,68	7,25	912
4,5	8,05	8,15	816	964	7,23	7,14	7,61	924
5,0	8,37	8,38	836	974	7,65	7,47	7,86	942
6,0	8,65	8,76	869	986	8,14	8,01	8,28	960
7,0	8,93	9,00	898	993	8,49	8,42	8,64	968
8,0	9,07	9,16	915	998	8,72	8,66	8,88	987
9,0	9,18	9,30	931	999	8,93	8,88	9,05	992
1,00	9,26	9,41	937	1,000	9,03	9,04	9,22	996
2,0	9,37	9,52	950	-	9,20	9,17	9,39	999
4,0	9,46	9,59	958	-	9,35	9,26	9,52	1,000
6,0	9,54	9,64	967	-	9,44	9,39	9,61	-
8,0	9,58	9,69	972	-	9,52	9,53	9,68	-
2,00	9,64	9,72	975	-	9,57	9,59	9,72	-
5,0	9,77	9,83	983	-	9,69	9,68	9,78	-
3,00	9,86	9,91	986	-	9,76	9,70	9,79	-
5,0	9,93	9,97	993	-	9,81	9,82	9,82	-
4,00	9,94	9,99	996	-	9,85	9,86	9,86	-
5,0	9,96	1,000	999	-	9,88	9,88	9,90	-
5,00	9,98	-	1,000	-	9,91	9,92	9,94	-
5,0	9,99	-	-	-	9,94	9,95	9,96	-
6,00	1,000	-	-	-	9,96	9,97	9,98	-
5,0	-	-	-	-	9,98	9,99	9,99	-
7,00	-	-	-	-	9,99	1,000	1,000	-

трически [1,2]. В неразрешенном спектре Солнца, т.е. в спектре потока от всего диска Солнца, а также в спектре Проциона они детально изучаются впервые.

Как и все другие сильные фраунгоферовы линии, D линии NaI образуются во всей фотосфере и нижней хромосфере. Разные участки контуров этих линий эффективно образуются на разных глубинах атмосферы Солнца и несут информацию от широкого диапазона оптических глубин.

52. Наблюдаемые контуры линий.

При построении контуров линий в спектре центра диска Солнца был использован цифровой атлас Дельбуля и др. [3], для полного потока от всего диска - цифровой атлас Бекерса и др. [4], Куруча и др. [5], для Проциона - цифровой атлас Гриффина [6]. Эти атласы получены с помощью быстроканирующих двойных монохроматоров и Фурье-спектрометров, которые характеризуются высокой дисперсией и высокой разрешающей силой.

Основные характеристики D линий NaI.

Линии	D ₁ NaI				D ₂ NaI			
	центр	поток I	поток II	Процион	центр	поток I	поток II	Процион
W Å	0,73	0,65	0,59	0,46	0,95	0,95	0,81	0,67
Δλ _{1/2} Å	0,40	0,36	0,35	0,34	0,52	0,53	0,38	0,37
Δλ _{1/4} Å	0,72	0,73	0,68	0,52	0,98	1,02	0,74	0,53
z ₀	0,048	0,054	0,055	0,22	0,046	0,047	0,022	0,176

Внутренняя точность определения остаточных интенсивностей контуров линий составляла 0,15-0,20%, полуширины и четвертьширины - 2%, эквивалентных ширин - 3%.

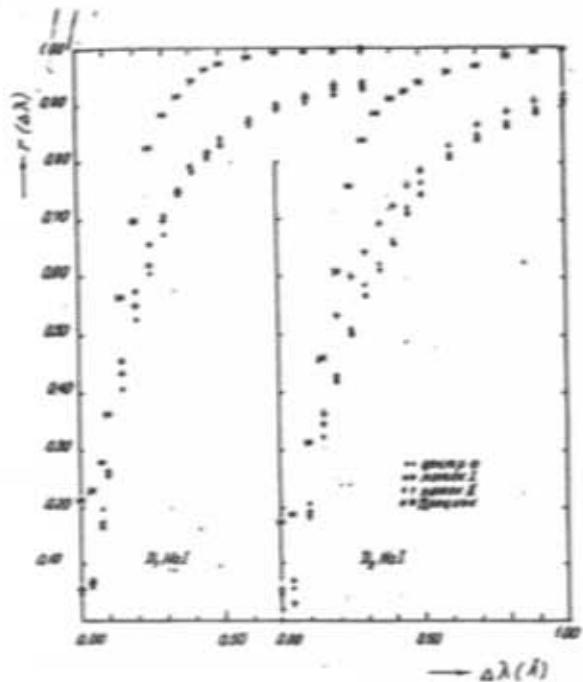


Рис. 1. Профили D линий NaI в спектре Солнца и Проциона.

На рис. 1. контуры D линий NaI в спектрах центра и полного потока диска Солнца. Как видно, в отличии от

ядра контуров линий были построены с линейной дисперсией 500 пм/Å а крылья - 50 пм/Å. В случае атласа Дельбуля и др. и Бекерса и др. локальный континуум был исправлен согласно Руттену и Ван дер Залму [7, 8].

В результате были получены наиболее точные наблюдаемые контуры D линий в спектре Солнца (в центре диска и полного потока) и Проциона.

Наблюдаемые контуры D линий NaI в спектре центра диска, полного потока от всего диска Солнца, а также в спектре Проциона приведены в табл. 1, где центр диска соответствует атласу Дельбуля и др., поток I - атласу Бекерса и др., поток II - атласу Куруча и др. и Процион - атласу Гриффина.

По полученным наблюдаемым контурам линий были определены эквивалентные ширины W, полуширины $\Delta\lambda_{1/2}$, четвертьширины $\Delta\lambda_{1/4}$ и центральные остаточные интенсивности I_0 . Эквивалентные ширины линий были определены численным интегрированием на ЭВМ методом Симпсона. Результаты приведены в табл. 1.

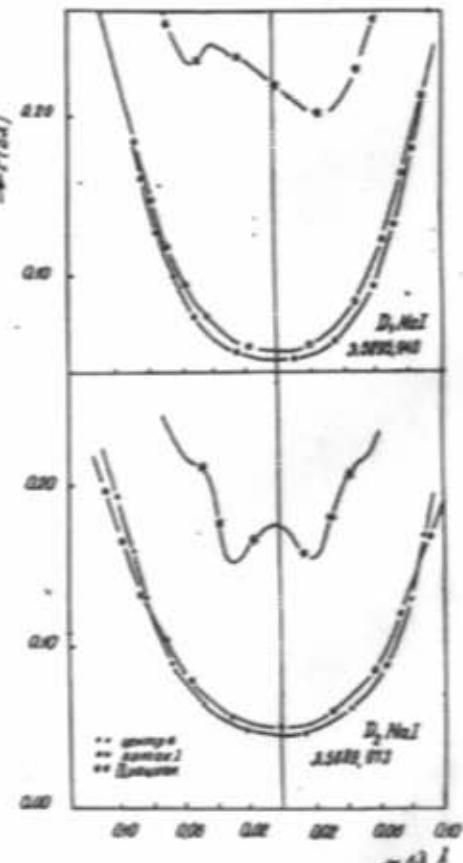


Рис. 2. Ядра D линий NaI в спектре Солнца и Проциона.

водородных линий [9], D линии NaI в спектрах центра диска и полного потока от всего диска очень незначительно отличаются друг от друга. Эквивалентные ширины, полуширины и четвертьширины линий практически не отличаются. Центральные интенсивности линии D₁ в спектрах центра и потока практически совпадают. Для линии D₂ в спектре потока II центральная интенсивность вдвое меньше, чем в спектре центра диска Солнца. Из этого же рисунка следует, что в спектре Проциона контуры D линий гораздо менее глубокие и более узкие, чем в спектре Солнца, что связано с отличием физических условий в атмосферах Солнца и Проциона.

На рис. 2. представлены ядра D линий в увеличенном масштабе. Как видно, в спектре Солнца (центра и полного потока) ядра линий являются совершенно симметричными. Однако в спектре Проциона ядра линий сильно деформированы. Вероятно, что эта картина соответствует реальным физическим процессам в хромосфере Солнца. Скорее всего она связана с шумами регистрирующегося прибора.

§3. Усредненные по диску Солнца контуры линий.

Центр-край наблюдения Пирса и Слонгса, проведенные в пяти точках диска Солнца фотозелектрическим способом, позволяют вычислить интегрированный по диску Солнца контуры линий и сравнить их с таковыми, полученными в спектре полного потока от всего диска Солнца.

При вычислении интегрированных контуров мы считали, что солнечный диск обладает сферической симметрией и контуры линий являются функциями только расстояния от центра диска Солнца. Зависимость скорости вращения от гелиографической широты задавалась эмпи-

рической формулой Гадуна, Костыка и Шеминовой [10], а коэффициент затемнения по диску брали из работы Макаровой и Харитоновой [11].

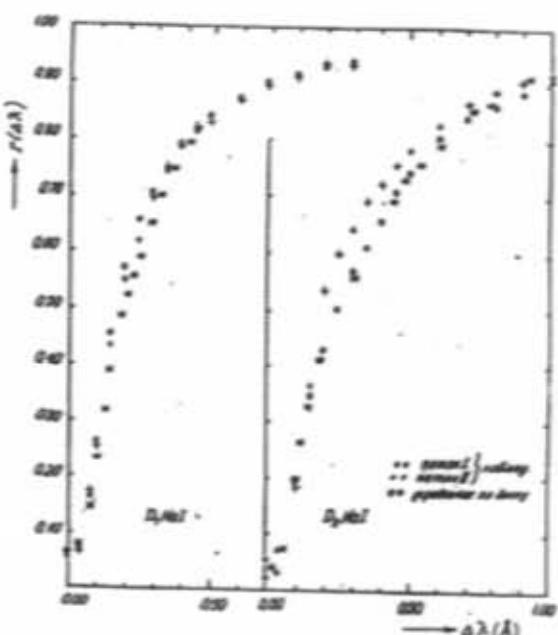


Рис. 3. Сравнение вычисленных усредненных по диску Солнца профилей с профилами наблюдаемыми в потоке от всего диска Солнца.

На рис. 3. вычислены усредненные по диску Солнца контуры линий, сравниваются с наблюдаемыми в полном потоке. Как видно, вычисленные контуры хорошо представляют наблюдаемые.

- [1] Д.М. Кули-заде. ДАН (в печати).
- [2] A. Pierce, sloughts ch., Center to limb observations of sodium lines in the Solar spectrum. *Astrophys. J.*, suppl. ser., 1982, v. 48, № 1, p. 79-93.
- [3] L. Delbouille, L. Niven, G. Roland. Photometric atlas of the solar spectrum from λ 3000 to λ 2000 Å. Liege: Univ. press., 1973.
- [4] J.M. Beckers, C.A. Bridges, L.B. Gilliam. A high resolution spectral atlas of the solar irradiance from 380 to 700 nanometres Sacramento Peak observatory, 1976.
- [5] R.L. Krigsman, I. Furenlid, J. Brault, L. Testerman., solar flux atlas from 296 to 1300 nm, New Mexico: Nat. Solar Observ., 1985.
- [6] R.F. Griffin. A Photometric Atlas of the spectrum of Procyon, Cambridge.
- [7] R.J. Rutten, E.B.J. Van der Zalm. Revision of solar equivalent widths, FeI oscillator strengths and the solar iron abundance, *Astron. and Astrophys. suppl. ser.*, 1984, 55, № 1, p. 143-161.
- [8] R.J. Rutten, E.B.J. Van der Zalm. Clean lines on the solar flux spectrum, *Astron. and Astrophys. suppl. ser.*, 55, № 2, p. 171-177.
- [9] Д.М. Кули-заде. Кинематика и физика небесных тел. 1989, 5, № 3, с. 32-37.
- [10] А.С. Гадун, Р.И. Костык, В.А. Шеминова. Кинематика и физика небесных тел. 1985, № 6, с. 53-56.
- [11] Е.А. Макарова, А.В. Харитонов. Астрон. журн., 1976, 53, 6, с. 1234-1243.

C.M. Quluzada

GÜNEŞİN AYIRD EDİLMİŞ VƏ AYIRD EDİLMƏMİŞ SPEKTRİNDE XƏTLƏRİNİN KONTURLARI. I. GÜNEŞ VƏ PROSION SPEKTRİNDE XƏTLƏRİN MÜŞAHİDƏ OLUNMUŞ KONTURLARI

Ön yeni rəqəmi spektral atləslər əsasında Güneş diskinin mərkəzi, Güneş diskinin hər yerindən gələn tam sel və Prosiōn spektrinde D NaI xətlərinin dəqiq konturları qurulur. Güneş və Prosiōn spektrinde xətlərin konturları və onların əsas parametrləri müqayisə olunur. Mərkəz-kənar müşahidələrinə görə xətlərin disk boyu integrallanmış konturları hesablanır. Onlar tam Güneş seli spektrinde müşahidə olunmuş konturlarla yaxşı müqayisə olunur.

D.M. Kuli-zade

THE PROFILES OF THE D NaI LINES IN THE RESOLVED AND UNRESOLVED SOLAR SPECTRUM. I.
THE OBSERVED PROFILES OF THE LINES IN THE SPECTRUM OF THE SUN AND PROSION

On the base of new digital spectral atlases the exact profiles of the D NaI lines in the resolved and unresolved solar spectrum and also in the spectrum of the Proson are studied. The detail comparison of line profiles and their basic parameters in the spectrum of the Sun and Proson is given. According to the centre-to-limb observations the integrated over the solar disk profiles of the lines are calculated.

Дата поступления: 15.07.96

Редактор: Т.Р. Мехтиев

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ФОТОПРОВОДИМОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Cd_xHg_{1-x}Te$ п- и р-ТИПОВ ПРОВОДИМОСТИ.

С.И. МЕХТИЕВА, Н.Р. МАМЕДОВ, Н.А. ГАСАНОВА

Институт физики АН Азербайджана,
370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Исследовано влияние магнитоконцентрационного эффекта на время релаксации фотопроводимости в $Cd_xHg_{1-x}Te$ с $x \geq 0,25$.

Полученные экспериментальные результаты объясняются изменением темпов генерации и рекомбинации носителей заряда на поверхности и в объеме кристалла под действием поперечного магнитного поля.

Экспериментальные исследования электрических и фотозелектрических свойств полупроводниковых тройных соединений $Cd_xHg_{1-x}Te$, как показывает анализ опубликованных работ, в основном посвящены материалам, в которых значение x меняется в интервале от 0,18 до 0,22 и лишь незначительная часть, в которых $x \geq 0,25$ [1-4].

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований воздействия поперечного магнитного поля на кинетику фотопроводимости в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0,25 \leq x \leq 0,3$) п- и р-типов проводимости.

Образцы вырезались из крупных слитков монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x=0,25$ и $x=0,3$), выращенных методом твердотельной рекристаллизации и имели размеры $3 \times 1 \times 0,1$ мм³. Измеренные с помощью эффекта Холла при $T=77$ К, концентрация и подвижность носителей заряда оказались равными для п- и р- $Cd_{0,25}Hg_{0,75}Te$: $n_0 \approx 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³; $\mu_n \approx 1,5 \cdot 10^5$ см²/в-сек; $p_0 \approx 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³; $\mu_p \approx 2,5 \cdot 10^4$ см²/в-сек, соответственно, и для п- $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$: $n_0 \approx 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³; $\mu_n \approx 2 \cdot 10^5$ см²/в-сек.

При асимметричной обработке поверхностей для обеспечения минимальной скорости поверхностной рекомбинации (S_{min}) на освещаемой грани, указанная сторона полирована и травилась в бромисто-кислотном полирующим травителе. Противоположная грань образца для обеспечения максимального значения S_{max} подвергалась только полировке алмазной пастой.

В качестве источника сильно поглощаемого излучения использовался оптический квантовый генератор с электрооптическим модулятором (фронт нарастания и спада импульсов излучения составляли $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ сек.). Напряженность магнитного поля варьировалась в интервале от 0 до 8 кЭ. При всех измерениях фотопроводимости в диапазоне температур 80-300 К выполнялось условие $\Delta n \ll n_0$.

На рис. 1 для образцов п- $Cd_{0,25}Hg_{0,75}Te$ приведены, полученные из кривых релаксации в интервале температур 90-300 К, зависимости времени релаксации τ от напряженности магнитного поля H . Видно, что с увеличением напряженности магнитного поля при фиксированном значении напряженности электрического поля, время релаксации растет, что соответствует накоплению генерированных светом носителей тока у неосвещенной грани с S_{max} , причем при температурах выше $T=95$ К ход кривых имеет различный характер. При $T=125$ К время релаксации достигает максимального значения (кривая 2). Далее, с увеличением температуры до 300 К зависимости

$\tau(H)$ становятся пологими. Изменение направления магнитного поля на противоположное приводит к выносу носителей тока на освещаемую грань с S_{max} . При этом время релаксации уменьшается и в районе $H=2,5$ кЭ достигает минимального значения, что обусловлено конечностью минимального значения скорости поверхностной рекомбинации на освещаемой грани.

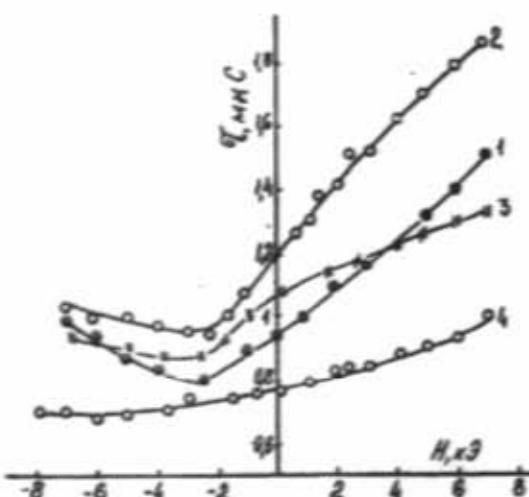


Рис. 1. Зависимость времени релаксации τ от напряженности магнитного поля H для п- $Cd_{0,25}Hg_{0,75}Te$ при T : 1 - 95 К, 2 - 125 К, 3 - 150 К, 4 - 185 К.

В случае симметричной обработки поверхностей (т.е. $S_{min}=S_{max}$) минимум τ располагается в $H=0$. С увеличением напряженности магнитного поля время релаксации начинает увеличиваться. Это означает, что на одной из граней, на которой скорость поверхностной рекомбинации $S=0$, собираются носители заряда, для которых с увеличением напряженности магнитного поля время релаксации τ стремится по значению ко времени жизни носителей в объеме кристалла.

На рис. 2 для образцов р- $Cd_{0,25}Hg_{0,75}Te$ приведены зависимости $\tau(H)$ при 90 К для различных значений напряжения смещения. В данном случае, с увеличением напряженности магнитного поля (в обоих рассматриваемых случаях его ориентации относительно образца) время релаксации растет. С увеличением напряженности электрического поля при заданном H (но только для начальной ориентации) время релаксации уменьшается почти в два раза.

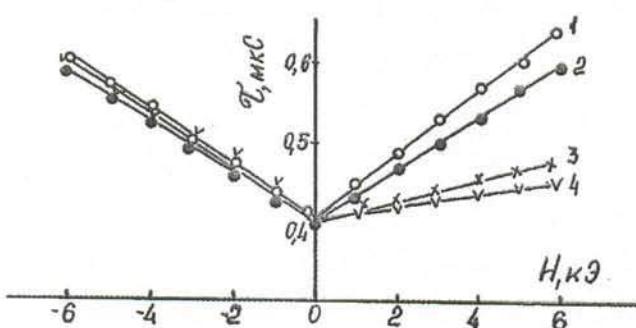


Рис. 2. Зависимость времени релаксации τ в $p\text{-Cd}_{0,25}\text{Hg}_{0,75}\text{Te}$ при U_{cm} : 1 - 0,1 В, 2 - 0,2 В, 3 - 0,3 В, 4 - 0,4 В от напряженности магнитного поля H .

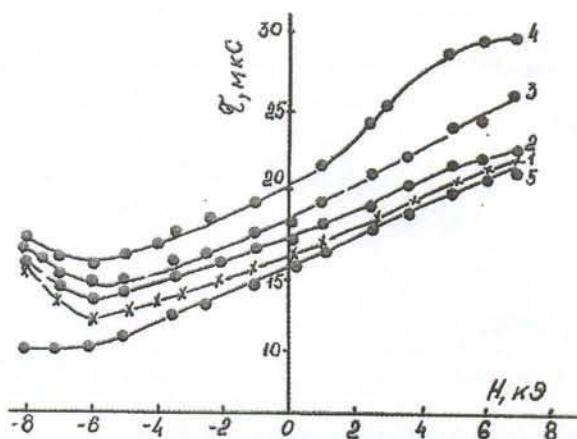


Рис. 3. Зависимость времени релаксации τ в $n\text{-Cd}_{0,3}\text{Hg}_{0,7}\text{Te}$ от напряженности магнитного поля H при T : 1 - 100 К, 2 - 180 К, 3 - 200 К, 4 - 215 К, 5 - 300 К.

Экспериментальные зависимости $\tau(H)$ для $n\text{-Cd}_{0,3}\text{Hg}_{0,7}\text{Te}$ в интервале температур 100-300 К показаны на рис. 3. Хорошо видно, что с увеличением температуры при заданном значении H время релаксации имеет максимальное значение при температуре 215 К, соответствующей переходу от области примесной проводимости

к собственной для материалов данного состава.

Полученные экспериментальные результаты объясняются изменением отношения темпов генерации и рекомбинации носителей тока на поверхности и в объеме кристалла под действием поперечного магнитного поля.

- [1] А.Ш. Абдинов, Р.Р. Агаев, Э.Ю. Салаев, Г.С. Сеидли. ФТП, 1982, т.16, в.4, с.880-883.
- [2] А.Ш. Абдинов, Р.Р. Агаев, Э.Ю. Салаев, Г.С. Сеидли. ДАН Азерб.ССР, 1983, т.39, в.10, с.39-41.

- [3] А.Ш. Абдинов, Р.Р. Агаев, Г.С. Сеидли. ДАН Азерб. ССР, 1982, в.7, т.38, с.18-20.

- [4] Э.К. Гусейнов, Ф.Н. Казиев, А.К. Мамедов, Г.С. Сеидли. ДАН Азерб. ССР, 1984, т.40, в.4, с.39-42.

S.I. Mehdiyeva, N.R. Mamedov, N.A. Hasanova

ENİNƏ MAQNİT SAHƏSİNİN n- VƏ p-TİP KEÇİRİCİLİYƏ MƏXSUS $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ MONOKRİSTALLARININ FOTOKEÇİRİCİLİYİNƏ TƏ'SİRİ.

Maqnit-konsentrasiya effektinin $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \geq 0,25$) monokristallarında fotokeçiriciliyiñ relaksasiya əyrilərinə tə'siri eksperimental tədqiq edilib.

Alınmış eksperimental nəticələr kristalın səthi və hecmindəki yüksək daşıyıcılarının generasiya və recombinasiya sür'ətləri nisbətinin enine maqnit sahəsinin tə'siri altında dəyişməsi ilə izah olunur.

S.I.Mehdiyeva, N.R.Mamedov, N.A.Hasanova

THE INFLUENCE OF CROSS MAGNETIC FIELD ON THE PHOTOCONDUCTIVITY OF $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n- AND p-TYPE CONDUCTIVITY.

The influence of magnetic concentration effect on the curves of photoconductivity relaxation has been experimental by investigated in $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ with $x \geq 0,25$.

Obtained experimental relation rates of charge carriers in the surface and in crystals volume under influence of cross magnetic field.

Дата поступления: 23.12.96

Редактор: М.И. Алиев

РОЛЬ АЗОТА В ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В СПЛАВАХ ЖЕЛЕЗО-МАРГАНЕЦ

К.Г. БИННАТОВ, И.И. АЛИ-ЗАДЕ, А.О. МЕХРАБОВ, А.М. КУЛИБЕКОВ, В.О. ОРУДЖЕВ
*Азербайджанский Инженерно-Строительный Университет,
 Баку, 370073, ул. А. Султановой 5.*

Рассмотрено влияние атомов азота в фазовых превращениях в γ -сплавах железо-марганца (Fe-40;50 ат.% Mn). Фазовый состав изучен при помощи мессбаузровской спектроскопии. Установлено, что после азотирования в сплавах происходит $\gamma \rightarrow \alpha$ и $\gamma \rightarrow \varepsilon$ превращения.

Сплавы системы железо-марганец являются основой конструкционных материалов. В этих сплавах в зависимости от состава возможно протекание мартенситного превращения различного типа. Имеющиеся литературные данные показывают, что фазовые превращения в железо-марганицевых сплавах сложны и в ряде случаев не выяснены [1]. Известно, что примеси внедрения могут оказывать решающее влияние на протекание мартенситных превращений [2,3].

Для изучения роли атомов внедрения (азота) в фазовых превращениях в сплавах железо-марганец нами исследованы сплавы (составом 40 и 50 ат.% Mn) до и после азотирования. Азотирование проводили в специально сконструированной установке при температуре 650°C в среде аммиака. Время азотирования составило 30 минут. При этом содержание азота в γ -сплавах Fe-Mn достигало 3-3,2 ат.%. Образцы после закалки и термохимической обработки подвергались рентгенофазовому анализу. В азотированном образце базисные рефлексы сохраняются, однако заметно смещаются в сторону меньших углов брэгговского отражения. Смещение базисных рефлексов решетки является следствием расширения решетки при растворении атомов азота. Сравнение базисных рефлексов в чистых и азотированных сплавах показало, что азотирование приводит к уширению дифракционных линий, что связано скорее всего с возникновением деформаций и микронапряжений в структуре. Рентгенофазовый анализ не обнаружил образования нитридных фаз.

Для изучения влияния атомов азота на структуру железо-марганицевых сплавов использован метод ядерного гамма-резонанса (ЯГР). ЯГР спектроскопия является весьма чувствительным методом для изучения ближайшего окружения резонансных ядер в твердых растворах железа. Легирующие элементы и примеси заметно влияют на величину эффективного магнитного поля H_{eff} на ядре ^{57}Fe [4]. Спектры поглощения изученных сплавов до азотирования при комнатной температуре представляют собой нерасщепленные земмановские сектеты. ЯГР спектры закаленного и азотированного сплава Fe - 40 ат.% Mn представлены на рис. 1.

Получение интересующей нас информации о характере распределения атомов из подобных спектров весьма затруднено из-за слабого расщепления. Для этого целесообразно воспользоваться методом, в основе которого лежит определение функции плотности распределения интересующих нас параметров сверхтонкой структуры. Для магнитоупорядоченных фаз таким параметром может быть величина эффективного магнитного поля H_{eff} [4].

Считая распределение эффективных магнитных полей H_{eff} на ядрах атомов квазинепрерывным, их можно охарактеризовать некоторой функцией вероятности $P(H)$. Мессбаузровский спектр представляет при этом линейную суперпозицию непрерывно распределенных подспектров, различающихся значением H_{eff} . Предполагалось, что линии сектета имеют лоренцевскую форму шириной 0,29 мм/с и отношение интенсивностей 3:2:1:1:2:3, изомерные сдвиги одинаковы, а квадрупольное расщепление отсутствует.

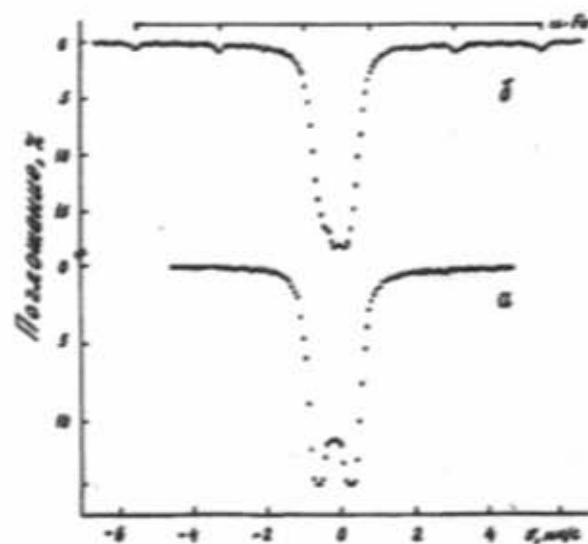


Рис. 1. ЯГР (ядерная гамма резонанс) спектры закаленных (а) и азотированных (б) сплавов Fe - 40 ат.% Mn

Как видно из рис. 1 ЯГР спектры Fe-40 ат.% Mn до и после азотирования в гамма-резонансных спектрах появляются линии, относящиеся к α -Fe с эффективным магнитным полем из ядра яттера $^{57}\text{Fe} \sim 330$ мЭ. Образование α -фазы после азотирования наблюдается и в сплаве Fe-50 ат.% Mn. Следует отметить, что отжиг образцов при 700°C в среде аргона и в высоком вакууме продолжительностью 30 мин. не приводит к изменению формы мессбаузровских спектров. Этот факт свидетельствует о том, что в γ -сплавах Fe-Mn в результате влияния атомов азота происходит $\gamma \rightarrow \alpha$ превращение.

На рис. 2 приведена плотность распределения эффективного магнитного поля на ядрах атомов железа до и по-

сле азотирования. Функция $P(H)$ после закалки, как и следовало, имеет один максимум при значении эффективного магнитного поля ~ 37 кЭ. Такое значение $H_{\text{эфф}}$ свидетельствует об антиферромагнитном состоянии сплава. Кроме того элементарные составляющие спектра имеют отрицательные изомерные сдвиги относительно α -Fe- 0.07 мм/с в связи с уменьшением плотности c - электронов в ядре ^{57}Fe в сплаве.

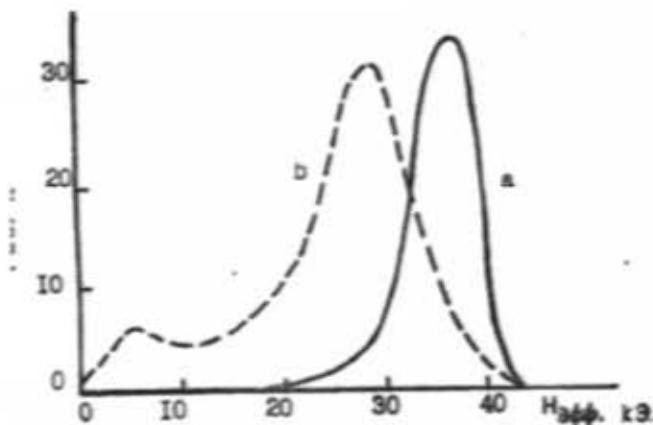


Рис. 2. Плотность распределения эффективного магнитного поля на ядрах атомов Fe в сплаве Fe-40 ат.% Mn после закалки (а) и азотирования в течение 30 мин. (б).

Функция распределения $P(H)$ (рис. 2, б) после азотирования имеет два максимума при значениях эффективного магнитного поля ~ 6 и 27 кЭ. Известно, что сплавы систем Fe-Mn метастабильны и склонны к распаду с образованием атомного блокчного порядка [1, 5]. Появление двух максимумов функции $P(H)$ связано с образованием концентрационных неоднородностей. По-видимому, пик при $P(H)$ со значением ~ 6 кЭ связан с образованием параметрической ε -фазы, а эффективное магнитное поле на ядре атомов железа со значением ~ 27 кЭ относится к атому железа, находящемуся в антиферромагнитном состоянии, т.е. γ -фазе.

ε -фаза, являющаяся метастабильной, существует в концентрационном интервале 10-30 ат.% Mn [1]. При большом содержании марганца ε -фаза исчезает, а сплав состоит из одной γ -фазы. Образование ε -фазы с гексагональной плотно упакованной (ГПУ) структурой авторы [6] связывают с концентрационными неоднородностями. Они предполагали, что ε -фаза возникает под влиянием скимающих напряжений в микроучастках железа, где вследствие химической неоднородности мало или практически нет атомов марганца. Возникновение локальных областей, богатых марганцем, приводит к увеличению параметра решетки γ -фазы и появлению растягивающего напряжения. Напротив, в областях с обедненным содержанием марганца, возникают скимающие напряжения, обуславливающие возникновение ε -фазы. Если принять такую гипотезу, то становится понятным образование

ε -фазы в концентрационном интервале 10-30 ат.% Mn. При малом количестве атомов марганца области, богатые марганцем, находятся на значительном расстоянии друг от друга, и тем самым не создаются условия для возникновения всестороннего сжатия в промежуточных слоях. Когда же каждый второй или третий атом является атомом марганца (свыше 30 ат.% Mn), то практически все атомы железа вовлечены в непосредственное взаимодействие Fe-Mn, вследствие чего не образуются растянутые и скимающие микроблести, и сплав состоит из одной γ -фазы.

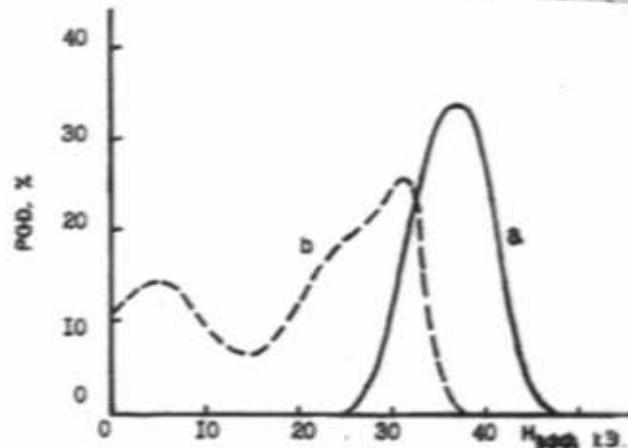


Рис. 3. Плотность распределения эффективного магнитного поля на ядрах атомов Fe в сплаве Fe-50 ат.% Mn после закалки (а) и азотирования (б).

Если принять эту гипотезу за основу, то можно объяснить образование ε -фазы в γ -сплавах Fe-Mn после азотирования. По-видимому, атомы азота, внедрившиеся в сплав, входят в химическую связь с атомами марганца, и полностью разрывают химические связи атомов железа с марганцем. В результате, в этих областях происходит $\gamma \rightarrow \varepsilon$ превращение. Возникновение микронапряжений после азотирования приводит к появлению скимающих напряжений, вследствие чего образуется ε -фаза.

Аналогичный результат получен для сплава Fe-50 ат.% Mn после азотирования. На рис. 3 изображена функция распределения эффективного магнитного поля на ядре атомов железа для закаленного (а) и азотированного сплава (б). Кривая $P(H)$ после термохимической обработки имеет максимумы при значениях $H_{\text{эфф}} = 5, 23$ и 31 кЭ. Эти пики связаны с атомами железа, находящимися в областях с ГПУ структурой (ε -фаза, $H_{\text{эфф}} = 5$ кЭ) и ГЦК структурой (γ -фаза, $H_{\text{эфф}} = 23$ и 31 кЭ). Следует отметить, что мессбаузеровские данные для указанных фаз соответствуют литературным данным для железо-марганцевых сплавов [4].

Таким образом, можно сделать вывод, что при азотировании железо-марганцевых γ -сплавов атомы азота, внедрившиеся в решетку, прерывают связь между атомами железа и марганца и обуславливают $\gamma \rightarrow \varepsilon$ и $\gamma \rightarrow \gamma$ превращения в этих сплавах.

- [1] О.Д. Кубашевски. Диаграммы состояния двойных систем на основе железа. М. Металлургия, 1985. с.184.
- [2] К.Г. Биннатов, П.Л. Грузин, О.Ю. Рафиев, Ю.Л. Родионов. Металлофизика, 1985, т. 7, №2, с.60-65.
- [3] K.G. Binnatov, A.O. Mekhrabov, Yu.L. Rodionov and I.I. Ali-Zade. Effects of Radiation on Materials. 14-th International Symposium, part 1, ASTM STP 1046, edited by N.H. Pachan, Philadelphia, USA, 1989, p.667-672.
- [4] В.С. Литвинов, С.Д. Каракимов, В.В. Овчинников. Ядерная гамма резонансная спектроскопия сплавов, М., Металлургия, 1988, с.144.
- [5] A.O. Mekhrabov, K.G. Binnatov, Amdulla O. Mekhrabov and T.A. Shukurov. Radiation induced changes in microstructural 13-th International Symposium, part 1, ASTM STP 955, edited by F.A. Garner, Philadelphia, USA, 1987, p.743-747.
- [6] О.Г. Соколов, А.В. Кацов, Г.Б. Карпенко. Сверхпластиность и коррозионная прочность двухфазных железо-марганцевых сплавов. Наукова Думка, Киев, 1977, с.73-79.

Q.H. Binnatov, I.I. Alizade, A.O. Mehrabov, A.M. Qulubayev, V.O. Orucov

ДЕМІР-МАНГАН ӨРІНТІЛӘРІНДӘ ФАЗА ҚЕVRİLMƏLӘRİNӘ AZOTUN ТӘSİRİ

Demir- (40 ve 50 at.% Mn) tarkibli γ -örüntilerde baş veren faza қevrilmelerine azot atomlarının tə'sirine baxılmışdır. Faza tarkibi Mössbauer spektroskopiyası vasitesi ilə öytasılımpıdir. Müsyyun olunmuşdur ki, azotlaşdırmasından sonra өрнütlerde $\gamma \rightarrow \alpha$ ve $\gamma \rightarrow \epsilon$ қevrilmeleri baş verir.

K.G. Binnatov, I.I. Alizade, A.O. Mehrabov, A.M. Kalibekov, V.O. Orudzev

THE INFLUENCE OF NITROGEN ATOMS IN THE PHASE TRANSFORMATIONS IN THE ALLOYS OF IRON-MANGANESE

The influence of nitrogen atoms in the phase transformations in the γ -alloys of iron-manganese (Fe-40;50 at.% Mn) are considered. The phase composition is investigated by Mössbauer spectroscopy method. It is established that the transformations $\gamma \rightarrow \alpha$ and $\gamma \rightarrow \epsilon$ begin after including nitrogen atoms in alloys.

Датта постулатына: 09.01.97

Редактор: Р.Б. Шафызаде

ELECTRON CAPTURE IN SEMICONDUCTORS WITH DISLOCATIONS IN QUANTIZED MAGNETIC FIELD

Z.A. VELIYEV

Nakhchivan State University,
373630, Nakhchivan, University town

Electron capture by the dislocation centre in the quantized magnetic fields for semiconductors with dislocation are investigated. The effective cross-section of electrons is calculated on the basis of Pillaiyer capture theory. It is shown that the effective cross-section on the capture increases proportionally to H^2 with logarithmic accuracy with increase of the external intensity of the magnetic field.

The influence of charged edge dislocation on properties of semiconductors strongly depends, apart from the physical situation, on the interaction between carriers of charge and dislocations [1]. Therefore, the study of the electron capture by dislocations in quantized magnetic fields is interesting from practical point of view.

The present article is devoted to the investigation of the cross-section of electron capture by dislocations in n-type semiconductors in quantized magnetic field. The cross-section of electrons σ was calculated on the basis of the modernized model of an edge dislocation suggested in the paper [2]. According to [2], the deformation potential creates a potential which is able to catch electrons intensively. In this paper the theory of the cascade capture of charge carriers by point attractive centres in quantized magnetic fields is being generalized for semiconductors with edge dislocations in quantized magnetic field.

We consider the temperature range where electrons are being scattered by acoustical phonons in quasi-elastic way, i.e. when $kT \gg \hbar\omega_q \sim (\hbar\Omega ms)^{1/2}$ (T is the temperature of lattice, k is Boltzmann's constant, $\hbar\omega_q$ is the energy of an acoustical phonon, $\Omega = (eH/mc)$ is the cyclotron frequency, m is the effective mass of electron, s is the sound velocity). Under these conditions the electron loses its energy little by little, and the capture may be described as the persistent shift from positive energy region to the negative one. The electron is really captured when its energy level is under $E = -kT$.

Now we consider the case when the concentration of dislocations is sufficiently low and there are no crossing among the Ride cylinders of separate dislocations. The dislocations act as independent centres. As it follows from [3], the cross-section of electron capture is defined by the formula

$$\sigma = J/n_0 \langle v \rangle \quad (1)$$

J is the electron flow to the centre of dislocation, n_0 is the equilibrium bulk electron concentration, $\langle v \rangle$ is the thermal velocity of electrons. The flow J is carried out as in the paper [3]. After simple transformations one can get for σ :

$$\sigma = \frac{AkT}{\langle v \rangle} \left(\int_{-\infty}^0 \frac{dE \exp(E/kT)}{B(E)} \right)^{-1} \quad (2)$$

Here $A = \frac{2\pi}{m} \frac{\hbar^2}{\Omega(kT)^{1/2}}$; kT ; $B(E)$ is the diffusional coefficient in the energy space defined by the following formula

$$B(E) = \frac{1}{2kT} \int d\vec{r} \sum_{i,j} W_{ij} (\varepsilon_i - \varepsilon_j)^2 \delta(E - \varepsilon - \Phi(\vec{r})) \quad (3)$$

where $\Phi(\vec{r})$ is the summary potential energy defined by electrical and deformation fields of the edge dislocation [2], the i and j indices mean the totality of the electron's three quantum numbers (n, k_x, k_y) , W_{ij} is the transition probability from the i -th quantum state to the j -th one by the interaction with acoustical phonons. In the ultraquantum limit ($n=n'=0$) the probability defined as follows:

$$W_{ij} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{q}} \frac{E_i q \hbar}{2\rho s} \delta_{k_x, k_x + q_x} \delta_{k_y, k_y + q_y} \exp \left[-\frac{(q_x^2 + q_y^2) r_B^2}{2} \right] \times \\ \times [N_{\vec{q}} \delta(\varepsilon_j - \varepsilon_i - \hbar\omega_{\vec{q}}) + (N_{\vec{q}} + 1) \delta(\varepsilon_j - \varepsilon_i + \hbar\omega_{\vec{q}})] \quad (4)$$

where

$$\varepsilon_i = \frac{\hbar k_B^2}{2m} + \hbar\Omega(n+1/2)$$

is the energy of electron for i -th quantum state, $r_B = (\hbar c / eH)^{1/2}$, ρ is crystal density, E_c is the constant of deformation potential, \vec{q} is the phonon wave vector, $N_{\vec{q}} = kT / \hbar\omega_{\vec{q}}$ is the equilibrium distribution function of phonons.

After simple calculations we have:

$$B(E) = \frac{E_c^4 b^2 m \alpha^2}{3\rho s^3 U_0^3 \hbar} \left(\frac{eH}{\hbar c} \right)^3 e^{-\frac{|q| \bar{r}_B}{U_0}} \left(\ln \frac{U_0}{\sqrt{\hbar\Omega ms^2}} + \frac{1}{3} \right) \times \\ \times ch \frac{3\sqrt{\hbar\Omega ms^2}}{U_0} \quad (5)$$

$\alpha = (1-2\nu)/(1-\nu)$, ν is the Poisson's coefficient, b is the value of the Burger's vector. Substituting (5) into (2) we get

$$\sigma(H, T) = \left(\frac{eH}{\hbar c} \right)^2 \frac{mb^2 E_c^2 \alpha^2}{3\pi\rho U_0^2 kT} \left(\ln \frac{U_0}{\sqrt{\hbar\Omega ms^2}} + \frac{1}{3} \right) \times \\ \times ch \frac{3\sqrt{\hbar\Omega ms^2}}{U_0} \quad (6)$$

It is obvious that the cross-section of capture increases with the increase of magnetic field. As the value of $\sqrt{\hbar\Omega ms^2}/U_0$ is less than 1, therefore σ is growing as H^2 .

Now we shall estimate the value $\sqrt{\hbar\Omega ms^2}/U_0$ and define the region of application for the formula (6). If f ,

H and s have the following values $f=0.1$, $H=10^5$ G, $s=5-10^5$ cm/s then the value $\sqrt{\hbar\Omega ms^2}/U_0$ is equal ~ 0.1 . The value of the magnetic field is defined by the inequality

$$(\hbar\Omega ms^2)^{1/2} < kT \ll \hbar\Omega \quad (7)$$

This equation provides both the quasielasticity of electron scattering by acoustical phonons and quantizing of the magnetic field. The conditions (7) may be rewritten as $1 < H/H_c < \delta^{-1}$, where $\delta=ms^2/kT$, $H_c=kT/2\mu_0$ ($\mu_0=e\hbar/2mc$ is the effective Bohr magneton). If we take the value of the parameters $m=10^{-31}$ g, $T=300$ K then H_c is equal ~ 250 kG.

- [1] H.F. Matare. J.Appl. Phys., 1984, v. 56(10), № 15, p. 2605-2631.
[2] V.B. Shikin, N.I. Shikina. Phys. Stat. Sol(a), 1988,

- v.108, p. 669-681.
[3] V.N. Abakumov, I.N. Yastiyovich. JETP, 1978, v. 75, № 4(10), p. 1342-1355.

Z.O. Vallyev

KVANTLAYICI MAQNİT SAHƏSİNDE DISLOKASIYALI YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ ELEKTRONLARIN ZƏBT OLUNMASI

İşde dislokasiyalar yarımkəçiricilərdə kvantlayıcı maqnit sahələrində elektronların kanar dislokasiya mərkəzlərinə zəbt olunması tədqiq olunur. Pilleverin zəbt nezəriyyəsi osasında elektronların zəbt olunmasının effektiv kəsiyi hesablanımdır. Gösterilir ki, xarici maqnit sahəsinin intensivliyi artıqca zəbt olunmanın effektiv kəsiyi logarifmik dəsiqliklə H^2 ilə mütənasib olaraq artır.

Z.A. Vəliyev

ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ДИСЛОКАЦИЕЙ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В работе исследован захват электронов ионородными дислокационными центрами в полупроводниках с дислокациями в квантующих магнитных полях. Вычислено эффективное сечение захвата электронов на основе теории захвата Пильевера. Показано, что с увеличением интенсивности внешнего магнитного поля эффективное сечение захвата с логарифмической точностью растет пропорционально H^2 .

Дата поступления: 14.02.97

Редактор: Ф.М. Гашимзаде

ОПТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННОЕ ЛОКАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И.А. МАМЕДБЕЙЛИ, Г.Н. НАСИБОВ, Ч.О. КАДЖАР,

*Институт Фотоэлектроники АН Азербайджанской Республики
370141, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 555 кв.*

В.М. САЛМАНОВ

*Бакинский Государственный Университет им. М.А. Расулзаде
370148, г. Баку, ул. З. Халилова, 23*

Методом оптически индуцированного локального поглощения исследованы кристаллы высокомоного InP(Fe) и InSe. В обоих кристаллах наблюдалось оптическое усиление и оптическое гашение фотопроводимости. Для InP(Fe) природа этого процесса связывается с возбуждением микрообъемов, содержащих центры с отрицательной корреляционной энергией. В InSe это связывается с неоднородностью распределения примесей и дефектов. Оценены размеры подобных микрообъемов в InP(Fe), которые составили величину $\sim 10^{-3}$ см³, а в InSe оценена концентрация г-модельных центров рекомбинации, составившая величину $2\cdot 10^{15}$ см⁻³.

Введение.

Широкоизонные (≥ 1.5 eV) полупроводниковые кристаллы, как правило, обладают богатым спектром локальных состояний в запрещенной зоне. Эти состояния оказывают существенное, а иногда и определяющее влияние на генерационно-рекомбинационные процессы. Даже достаточно чистые монокристаллы могут содержать заметное их количество. Конечно, здесь имеются в виду большие, объемные кристаллы, используемые в качестве, например, подложки для выращивания различных полупроводниковых структур, электрооптических модуляторов и т.п. Как правило, в процессе поглощения локальные состояния могут выполнять роль центров прилипания или центров рекомбинации. Природа этих локальных состояний может быть различной. Это могут быть просто примеси или примесный фон, дефекты различных типов или дефектные ассоциации. Эффективно исследовать поведение локальных центров можно различными методами. Широкое распространение получил метод оптически индуцированного поглощения [1-3], когда на образец направляется два луча, один из них промодулирован и выбирается с фиксированной длиной волны, попадающий в область поглощения, второй - зондирующий луч, не модулирован, и его длина волны сканируется в широком диапазоне. Регистрация сигнала идет по второму - зондирующему лучу, который оказывается промодулированным за счет индуцированного поглощения. В первом приближении все выглядит именно так. Однако исследования фотоэлектрооптического эффекта в полупроводниковых кристаллах кубической симметрии показали, что для полноты представлений о поведении локальных центров следует учитывать, что они распределены в объеме кристалла существенно неоднородно и при этом неоднородность эта связана не только с концентрацией локальных центров, но и со значительным отличием их физического состояния [4-6]. Типичный пример экспериментального наблюдения неоднородности распределения локальных

центров - широко распространенное т.н. оптическое гашение в полупроводниковых кристаллах.

Чтобы экспериментально обнаружить подобного рода неоднородности, следует воспользоваться разработанной нами методикой оптически индуцированного локального поглощения, согласно которой существенно локализуется как область поглощающей подсветки, так и размеры зондирующего луча. Используя эту методику была показана возможность наблюдения оптического "усиления" в таком известном и хорошо изученном материале, как полуизолирующий GaAs компенсированный Cr [7].

В настоящей работе сообщается о результатах исследования оптически индуцированного поглощения в монокристалле InP компенсированного Fe и слоистом кристалле InSe. Первый - типичный представитель изотропных кубических кристаллов, второй - низкосимметричный ромбодирический. Этот факт представляется весьма важным из общесистематических соображений и из желания обобщить накопленный экспериментальный материал.

Методика эксперимента.

В общем виде схема эксперимента выглядит аналогично описанной в [7]. На образец, к которому через нагрузочный сопротивление R приложено постоянное электрическое поле E, падает модулированный зондирующий луч сфокусированной оптической системой от первого источника излучения. Сигнал фотоотклика с нагрузочного сопротивления R через развязывающую ёмкость регистрируется с помощью синхронного детектора. Опорный канал синхронного детектора загружается импульсами от оптопары диска модулятора. В качестве источника излучения может использоваться как монохроматизированное излучение обычных источников, так и излучение лазеров. На образец направляется еще один луч, выполняющий роль подсветки или накачки. Он формируется от второго источника оптической системы, которая должна иметь возможность сканировать пятно подсветки по поверхности образца (точнее в окрестностях пятна зондирующего

луча). Как правило, оба луча в диаметре выбираются не более 1 мм, а их мощности - не более 5 мВт.

Направив зондирующий луч на кристалл и зафиксировав величину фотоотклика, на образец подается второй луч подсветки, который сканируется юстировочным механизмом оптической системы вокруг первого луча до тех пор, пока не будет найдена точка на поверхности образца, освещение которой вызывает или уменьшение (гашение), или увеличение (усиление) сигнала фотоотклика.

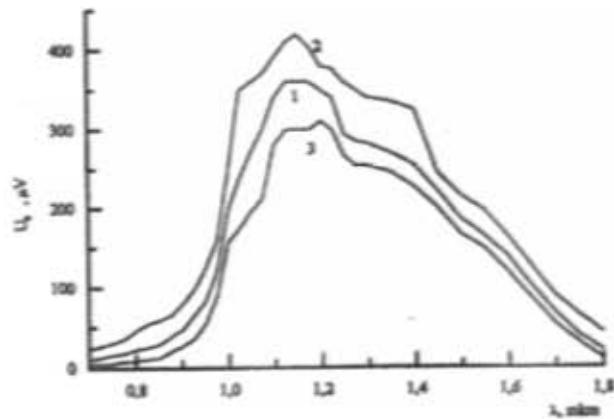


Рис. 1. Спектральная зависимость фототока кристалла InP(Fe):
1 - обычный фототок; 2 - фототок при усиливающей подсветке; 3 - фототок при ослабляющей подсветке.

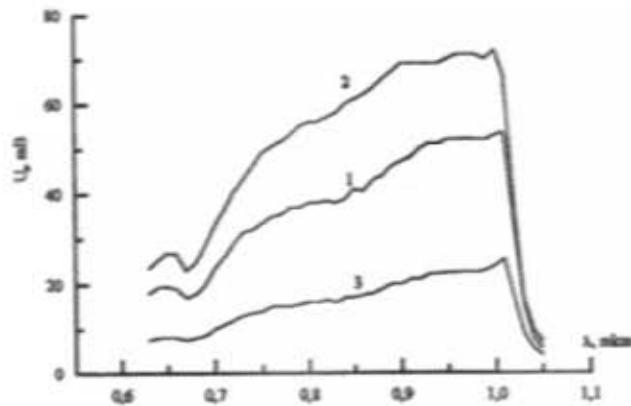


Рис. 2. Спектральная зависимость фототока кристалла InSe:
1 - обычный фототок; 2 - фототок при усиливающей подсветке; 3 - фототок при ослабляющей подсветке.

На рис. 1 и 2 показаны спектральные зависимости фототока при наличии подсветки стимулирующей процесс поглощения для кристаллов InP(Fe) и InSe. Кривые 1 - обычного фототока, кривые 2 и 3 получены при подсветке, усиливающей (усиление) и ослабляющей (гашение) фототок соответственно.

Используемый в измерениях образец InP(Fe) имел геометрические размеры 3×3×30 мм, электроды располагались вдоль длинной грани, свет подавался на торцовую грань 3×3 мм. Поэтому на спектральных зависимостях фототок области примесного поглощения заметно превышает фототок вблизи края поглощения (~0,96 мкм).

Кристалл InSe скрывался вдоль слоя так, чтобы размеры вдоль слоя не превышали 2×2 мм. Омические индивидуальные контакты наносились на эту грань и сюда же направлялось оптическое излучение. Поскольку толщина образцов не превышала 100-150 мкм, то в этом случае максимум фототока наблюдается в области края поглощения (~1 мкм).

Экспериментальные результаты и их обсуждение.

Зависимости сигналов фототока и приращения фототока от подсветки для кристалла InP(Fe) остаются практически линейными в используемом диапазоне мощностей.

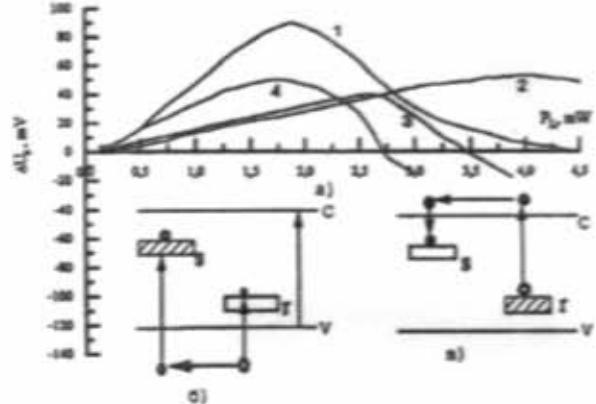


Рис. 3. а) Зависимости сигналов приращения фототока от мощности излучения локальной подсветки для кристалла InSe.
б) возможная схема электронных переходов при ослабляющей подсветке.
в) возможная схема электронных переходов при усиливающей подсветке.

Несколько иначе выглядят кривые зависимости сигналов приращения фототока от мощности излучения локальной подсветки для кристалла InSe представленные на рис. 3.а. Они получены при подсветке различных точек в окрестностях зондирующего луча. Вначале они плавно нарастают под различными углами, затем достигают максимума и даже спадают. Наблюдались точки, подсветка которых с ростом мощности приводила к инверсии знака приращения фотоотклика (кривые 3 и 4 рис. 3.а).

Поскольку ранее мы наблюдали стимулированное локальной подсветкой поглощение в кристаллах GaP, ZnSe, CdTe [8], то общая экспериментальная результаты, можно утверждать, что, видимо, у всех широкозонных высокомониторных полупроводниковых кристаллов можно наблюдать эффект оптически индуцированного локального поглощения с характерным биполярным приращением фотоотклика в зависимости от условий подсветки. В полупроводниковых кристаллах с кубической симметрией природа этого процесса может быть связана с наличием в кристаллах так называемых U-центров с отрицательной корреляционной энергией [9].

Априори считается, что эти U-центры находятся в микрообъемах кристалла в различном зарядовом состоянии (с двумя, 1 - одним и 0 электронами) и имеют, таким образом различные конфигурационные координаты. Со-

ответственно преимущественное (за счет локализации подсветки) оптическое возбуждение тех или иных микрообъемов вызывает различное течение генерационно-рекомбинационных процессов. В частности, подсветка микрообъемов с преимущественным содержанием U -центров с двумя и одним электронами приведет к росту фотоносителей в зоне проводимости т.е. будет наблюдаться усиливющая точка. Подсветка микрообъемов с преимущественным содержанием U -центров с 0-электронами будет сопровождаться интенсивным двух электронным захватом и соответствующим уменьшением фотоносителей (гашение или ослабляющая точка). С учетом размеров излучения подсветки и соответствующего коэффициента поглощения размеры указанных микрообъемов могут составлять величину порядка 10^{-3} см³.

Для кристалла InSe наблюдавшиеся результаты можно объяснить иначе. Для слоистых кристаллов общепринятая модель фотопроводимости основана на наличии в запрещенной зоне рекомбинационных центров двух типов α -быстрых и τ -медленных [10,11]. Но здесь мы должны сделать допущение, также не противоречащее общепринятым представлениям о том, что в кристалле имеются неоднородности распределения примесей и дефектов, причем как по концентрации, так и по степени занятости. При таком подходе возможны две схемы электронных переходов. В случае подсветки вызывающей гашение фотопроводимости возможна схема, показанная на вставке (б) рис. 3. Здесь τ -центры свободны, α -частично заполнены. Переходы зона-зона проводимости обусловлены освещением зондирующего луча. Подсветка способствует генерации дырок с τ -уровня, которые затем захватываются α -центрами, что приводит к увеличению темпа рекомбинации и к уменьшению фототока.

В случае подсветки усиливающей фотоотклика реализуется схема, показанная на вставке (в) рис. 3. Здесь τ -уровни полностью или частично заполнены, а α -уровни свободны. В этом случае работает медленный канал рекомбинации. Электроны высвобождаются с τ -уровней и захватываются свободными α -уровнями, а образовавшиеся на τ -уровнях дырки медленно рекомбинируют с фотозелектронами, что приводит к увеличению фотопроводимости с ростом мощности излучения подсветки и инверсии знака сигнала приращения фотоотклика. Это происходит следующим образом, по мере роста интенсивности подсветки, τ -уровни полностью опустошаются (рис. 3 (в)), а α -уровни заполняются. Когда τ -уровни полностью опустошаются, дальнейший рост фототока невозможен, а α -уровни с ростом интенсивности подсветки продолжают заполняться за счет переходов из валентной зоны, и т.о. снова реализуется схема, показанная на рис. 3 (б). Поскольку инверсия знака ΔU , для случая ослабляющей подсветки не наблюдалась, ясно, что при концентрации τ -центров $N_\tau > N_\alpha$ заселенность τ -центров частичная, или эта заселенность меньше, чем концентрация α -центров $N_\alpha < N_\tau$. В этом случае τ -центры должны быть заполнены полностью, как показано на рис. 3 (в).

Исходя из предложенной модели, по положению максимума из кривых рис. 3, можно оценить концентрацию или заселенность τ -центров. Так из кривых 1 и 4, для коэффициента поглощения 10^{-3} см⁻¹ и времени жизни фотоносителей 10^{-7} см эта величина равна $2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, а по данным кривой 2 эта величина равна $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³, что составляет вполне разумную величину, не противоречащую литературным данным.

- [1] Р.А. Ванем, П.А. Лыук, Г.П. Пека. ФТП, 1974, т.8, в.2, с.331-334.
- [2] Э.М. Омельяновский, А.Я. Поляков, Н.С. Рытова, В.И. Райхштейн. ФТП, 1986, т.20, в.8, с.1428-1432.
- [3] О.В. Вакуленко, Г.Д. Мельников, В.А. Скрышевский. ФТП, 1982, т.16, в.10, с.1917-1921.
- [4] В.В. Воронков, Г.И. Воронкова, В.П. Калинушкин, Д.И. Мурин и др. ФТП, 1984, т.18, в.8, с.1363.
- [5] Н.Т. Баграев, Н.М. Каичанова, В.А. Машков. Письма в ЖЭТФ, 1987, т.45, в.5, с.231-234.
- [6] И.М. Аскеров, Ч.О. Каджар, И.А. Мамедбейли,

- [7] Э.Ю. Салаев. ФТП, 1984, т.18, в.10, с.1877-1879.
- [8] Э.Ю. Салаев, И.М. Аскеров, Ч.О. Каджар, И.А. Мамедбейли. ФТП, 1987, т.21, в.9, с.1664-1668.
- [9] Ч.О. Каджар, И.М. Аскеров, И.А. Мамедбейли и др. Труды XX Всесоюзного съезда по спектроскопии, 1988, Киев, Наукова думка, часть 2, с.434-435.
- [10] Н.Т. Баграев, В.А. Машков. Solid State Communications, 1984, v.51, n.7, pp.515-520.
- [11] F.N. Kazyev, M.K. Sheinkman, I.B. Ermolovich, G.A. Akhundov. Phys. Stat. Sol., 1969, 31, K59.
- [12] Г.А. Ахундов, Г.Л. Беленый, Ф.Н. Казеев, А.А. Агаева, В.М. Салманов. Изв. Вузов СССР, 1972, 7, с.127.

П.А. Мамедбейли, Г.Н. Насибов, Ч.О. Кацтар, В.М. Салманов

GENİŞ BÖNDLİ YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ OPTİK İNDÜKSİYALI LOKAL UDULMA

InP(Fe) ve InSe kristalları optik induksiyalı lokal udulma metodu vasitesi ile tedqiq edilmişdir. Her iki kristalda fotoseçerəkən optik azalması müşahidə olunmuşdur. InP(Fe) kristalında bu hadise meşfi korrelyasiya enerjili mikrohecmələrin fəaliyyətə gətiriləsi ilə əlaqələndirilmişdir. InSe kristalında isə bu hadise qılsır və aşqarları paylanması qeyri-cinsli ilə əlaqələndirilmişdir. InP(Fe) kristal üçün həmin mikrohecmələrin ölçülərinin 10^{-3} sm³-e berabər olduğu və InSe kristalında isə τ -yavaş rekombinasiya mərkəzlerinin konsentrasiyasının $2-5 \cdot 10^{15}$ sm⁻³-e berabər olduğu göstərilmişdir.

I.A. Mamedbeyli, H.N. Nasibov, Ch.O. Kajir, V.M. Salmanov

OPTICAL INDUCED LOCAL ABSORPTION IN WIDE BAND GAP SEMICONDUCTORS

In high-resistance InP(Fe) and InSe crystals have been studied by method of optical induced local absorption. An optical amplification and optical extinction of photoconductivity have been observed in both crystals. As for InP(Fe) that process is connected with excitement of micro volumes containing negative correlation energy centers. As to InSe that process is connected with non-uniformity of impurities and defects distribution. The sizes of similar microvolumes in InP(Fe) have been evaluated at $\sim 10^{-3}$ sm³, and the concentration of r-slow recombination centers in InSe have been evaluated at $2\text{--}5 \cdot 10^{15}$ sm⁻³.

Дата поступления: 06.11.96

Редактор: Т.Р. Мехомиле

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЕ ПОЛИМЕР - ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК

С.Н. МУСАЕВА, М.Г. ШАХТАХИНСКИЙ, М.А. КУРБАНОВ, Ф.И. СЕИДОВ,
А.И. МАМЕДОВ, А.О. РАГИМОВ

*Институт Физики АН Азербайджана,
370143, Баку, пр. Г.Джавида 33.*

Исследован пироэлектрический эффект в гетерогенной системе полимер-пьезоэлектрик. Показано, что пирокоэффициент в композитах не пропорционален диэлектрической проницаемости полимерной матрицы. Пироэлектрический эффект не обусловлен гетерогенностью, неравномерным распределением заряда и изменением поляризации вследствие термического расширения композита.

Наличие пироэлектрического эффекта в гетерогенной системе полимер-пьезоэлектрик (полимер, диспергированный пьезочастичами) связывается с неравномерным распределением заряда, неоднородностью по фазам зависимости диэлектрической проницаемости и коэффициента линейного расширения от температуры [1], т.е.

$$\gamma = \Phi \frac{2\epsilon_1}{2\epsilon_1 + \epsilon_2} \left[P_s \left\{ \frac{\epsilon_2}{2\epsilon_1 + \epsilon_2} \left(\frac{\lambda_1}{\epsilon_1} - \frac{\lambda_2}{\epsilon_2} \right) + (\beta_1 + \beta_2) \right\} + \frac{\partial P_{st}}{\partial T} \right] \quad (1)$$

где Φ - объемная доля пьезочастич, λ - температурный коэффициент диэлектрической проницаемости, β - коэффициент линейного расширения. Первый член в прямых скобках, пропорциональный спонтанной поляризации P_s , представляет пироэлектричество, обусловленное гетерогенностью системы. Члены $(\lambda_1/\epsilon_1 - \lambda_2/\epsilon_2)$ характеризуют неоднородность температурной зависимости диэлектрической проницаемости, а член $(\beta_1 + \beta_2)$ - неоднородность коэффициента линейного расширения. Второй член в прямых скобках, $\partial P_{st}/\partial T$ учитывает собственное пироэлектричество частиц, связанное с их реориентационной поляризацией [2]. Индексы 1 и 2 относятся, соответственно, к полимерной и пьезоэлектрической фазам.

Если учесть, что $\epsilon_2 \gg \epsilon_1$, и кроме того, ввиду жесткости частиц $\beta_2 \ll \beta_1$, то формула (1) примет вид:

$$\gamma = 2\Phi \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \left[P_s \left(\frac{\lambda_1}{\epsilon_1} + \beta_1 \right) + \frac{\partial P_{st}}{\partial T} \right] \quad (2)$$

Видно, что пирокоэффициент (γ) пропорционален диэлектрической проницаемости полимерной матрицы, P_s - фазе и пирокоэффициенту $\partial P_{st}/\partial T$ пьезочастичи. С ростом Φ , λ_1/ϵ_1 и β_1 пирокоэффициент системы полимер-пьезоэлектрик должен расти. Отсюда можно сделать вывод о том, что при постоянстве ϵ_1 и Φ пирокоэффициент должен определяться гетерогенностью системы и собственным пироэлектричеством частицы диспергатора (изделия). Если в качестве диспергатора (пьезочастичи) использовать частицы, у которых $\partial P_{st}/\partial T = 0$, то у ком-

позита будет обуславливаться только гетерогенностью системы и пироэлектрический коэффициент будет равен

$$\gamma = 2\Phi \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} P_s \left(\frac{\lambda_1}{\epsilon_1} + \beta_1 \right) \quad (3)$$

Из формулы (3) видно, что для композитов на основе полиолефинов (ПЭВП и ПП) величина пирокоэффициента определяется значением P_s , так как тепло- и электрофизические свойства этих полимеров практически не отличаются, и выражение в скобках для них примерно одинаково. Величину P_s можно определить по площади кривой термостимулированной деполяризации (ТСД) композита. Далее, исследуя пироэлектрические свойства композитов на основе полиолефинов, сильно полярного второгеродистого полимера (поливинилиденифтогидра - ПВДФ) и сегнетооптоэлектриков с различной P_{st} или реориентационной поляризацией (P_{re}), можно выявить особенности формирования пироэлектрического эффекта в гетерогенной системе полимер-пьезоэлектрик.

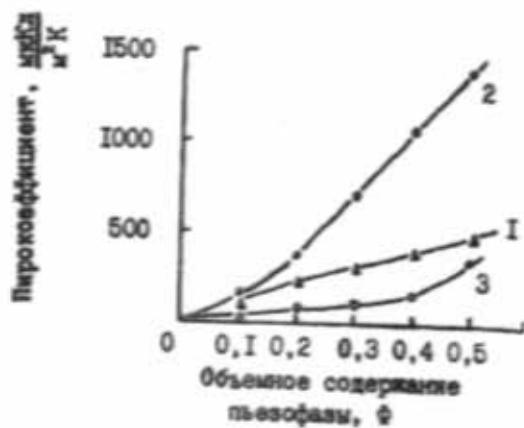


Рис. 1. Зависимость пирокоэффициента композитов ПВДФ+ТК (1), ПВДФ+ПКР-57 (2) и ПВДФ+ЦГС-19 (3) от объемного содержания пьезофазы. ЦГС-19 неспеченная. $T_m=373$ К.

Выделение вклада каждого из указанных факторов в формировании пироэлектрического эффекта осуществлялось путем проведения модельных экспериментов. Для выделения роли процессов, связанных с изменением фи-

зической (реальной) структуры полимерной фазы и асимметричным распределением пространственного заряда в нее был введен пьезоэлектрик - наполнитель, например, титанат кальция (ТК), приводящий к изменению надмолекулярной структуры (НМС), аморфизации, дефектообразованию и асимметричному распределению заряда, но не имеющий метастабильной доминантно-ориентационной поляризации. Из рис. 1 видно, что при всех значениях Φ пирамидальный коэффициент в случае ТК незначителен и свидетельствует о небольшой роли в пиразелектрическом эффекте факторов, связанных с параметрами λ_1 и β_1 . На этом же рисунке приведены значения γ композитов на основе

ЦТС-19 и ПКР-57 в зависимости от Φ . Зависимости $\gamma=f(\Phi)$ композитов нелинейны, причем у композиции с титанатом кальция пирамидальный коэффициент медленно растет с увеличением Φ , а у композиций с ЦТС-19 и ПКР-57 он резко возрастает, начиная с $\Phi \geq 30\%$ об.

В таблице 1 приведены значения некоторых параметров, входящих в формулу (3) для композитов ПП+ТК и ПЭВП+ТК: значения P_z , определенные из кривых ТСД, λ_1 , β_1 при 373 К и пирамидальных коэффициентов, вычисленные по формуле (3), и значения γ_k , найденные экспериментально (рис. 1) при 373 К.

Таблица 1.

Композиция	$P_z, \frac{K\Omega}{m^2}$	λ_1, k^{-1}	β_1, k^{-1}	$\gamma_k, \frac{m\Omega K\Omega}{m^2 K}$	$\gamma_k, \frac{m\Omega K\Omega}{m^2 K}$
ПЭВП+ТК	0,022	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	10	14
ПП+ТК	0,048	$3 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$	14	22

Видно, что между вычисленными и экспериментальными значениями γ имеется определенное соответствие, хотя $\gamma_k > \gamma$. Как показывают эксперименты, в случае композиции ПП+ТК значение P_z и, следовательно, γ примерно в два раза больше, чем в случае ПЭВП+ТК. Это показывает, что полимерная фаза широкомпоситов не является просто пассивной связующей, а во многом определяет развитие электронно-ионных и поляризационных процессов, ответственных за пирамидальный эффект.

Из табл. 1 видно, что в случае диспергирования ПЭВП и ПП пьезочастичами соотношение γ_k этих композитов, т.е. $\gamma_k^{\text{ПП}} / \gamma_k^{\text{ПЭВП}} < 2$, что еще раз подтверждает предположение о том, что пиразелектрический эффект в композитах на основе полимеров и сегнето-пьезоэлектриков определя-

ется, в основном, $\frac{\partial P_z}{\partial T}$, а не объемным расширением и сжатием в результате нагревания и охлаждения.

Вклад диэлектрической проницаемости полимерной фазы выявлен путем исследования композитов на основе ПВДФ с $\epsilon=12$. При выбранной пьезофазе (ПКР-7М) композиты на основе ПВДФ обладают высоким пиразелектрическим коэффициентом, хотя $\epsilon_{\text{ПВДФ}} / \epsilon_{\text{ПЭВП}} = \gamma_k^{\text{ПВДФ-ПКР-7М}} / \gamma_k^{\text{ПЭВП-ПКР-7М}}$ (таблица 2).

Влияние теплофизических параметров, в частности, коэффициента температуропроводности и температурного коэффициента расширения (ТКР), изучено путем выявления взаимосвязи между ними и пирамидальным коэффициентом.

Таблица 2.

Композиция	T_m, K	Условия поляризации		Объемное содержание, Φ в %	$\gamma, \frac{m\Omega K\Omega}{m^2 K}$	ϵ	$\gamma / \epsilon \sigma_0, \frac{m\Omega K\Omega}{m^2 K}$
		$E_0, MV/m$	T_p, K				
ПВДФ+ПКР-3М	373	1,5	373	50	240	63	3,8
ПВДФ+ПКР-7М	373	6,0	393	50	110	183	0,6
ПЭВП+ПКР-3М	393	6,0	393	50	75	65	1,2
ПЭВП+ПКР-7М	398	6,0	393	50	50	120	0,5

Известно, что пиразелектрический коэффициент является суммарным пирамидальным коэффициентом, поскольку он состоит, в основном, из двух слагаемых: $\gamma = \gamma^0 + \gamma^I$, где γ^0 - пирамидальный коэффициент, определяемый температурным изменением остаточной диполноориентационной поляризации диполярика при сохранении его первоначальных геометрических размеров (первичный пирамидальный коэффициент); γ^I - пирамидальный коэффициент, соответствующий температурному изменению поляризации только вследствие термического расширения [3]. Отметим, что при выбранном пьезонаполнителе композиты на основе ПВДФ обладают высокими пиразелектрическими коэффициентами (γ) и пирамидальностью ($\gamma / \epsilon \sigma_0$) по сравнению с полилефиновыми

композитами (таблица 2), хотя коэффициент температуропроводности ПВДФ меньше, чем коэффициент температуропроводности ПЭВП (рис. 2, а).

Из рис. 3 (а) видно, что с увеличением объемного содержания пьезофазы абсолютное значение температурного коэффициента расширения композита заметно уменьшается (кривая 1). В тоже время пирамидальный коэффициент растет с увеличением Φ быстрее, чем по линейному закону. Анализ зависимости коэффициента температуропроводности пьезокерамик ПКР-3М и ПКР-7М от температуры (рис. 2, б) и температурной зависимости ТКР композитов с этими пьезокерамиками (рис. 3, б) показывает, что вклад процесса термического расширения в пиразелектрический эффект незначителен, так как, хотя композиты на основе

ищем остаточной дипольноориентационной поляризации диэлектрика при сохранении его первоначальных геометрических размеров (первичный широкозащитный коэффициент); γ -широкозащитный коэффициент, соответствующий температурному изменению поляризации только вследствие термического расширения [3]. Отметим, что при выбранном пьезонаполнителе композиты на основе ПВДФ обладают высокими пироэлектрическими коэффициентами (γ) и пирочувствительностью (γ/ϵ_0) по сравнению с полиолефиновыми композитами (таблица 2), хотя коэффициент температуропроводности ПВДФ меньше, чем коэффициент температуропроводности ПЭВП (рис.2, а).

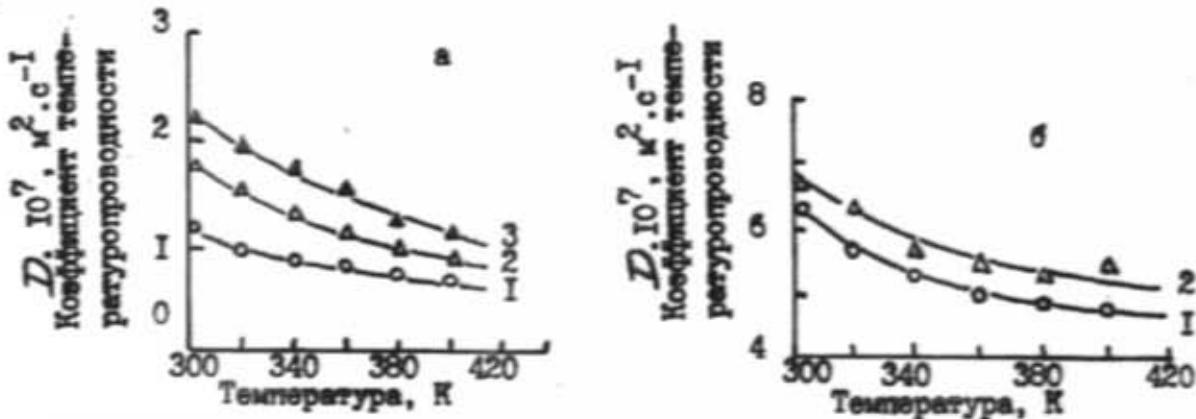


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента температуропроводности полимеров:
(а)-ПВДФ (1), ЭНП (2), ПЭВП (3) и пьезокерамик; (б) - ПКР-ЗМ (1), ПКР-7М (2).

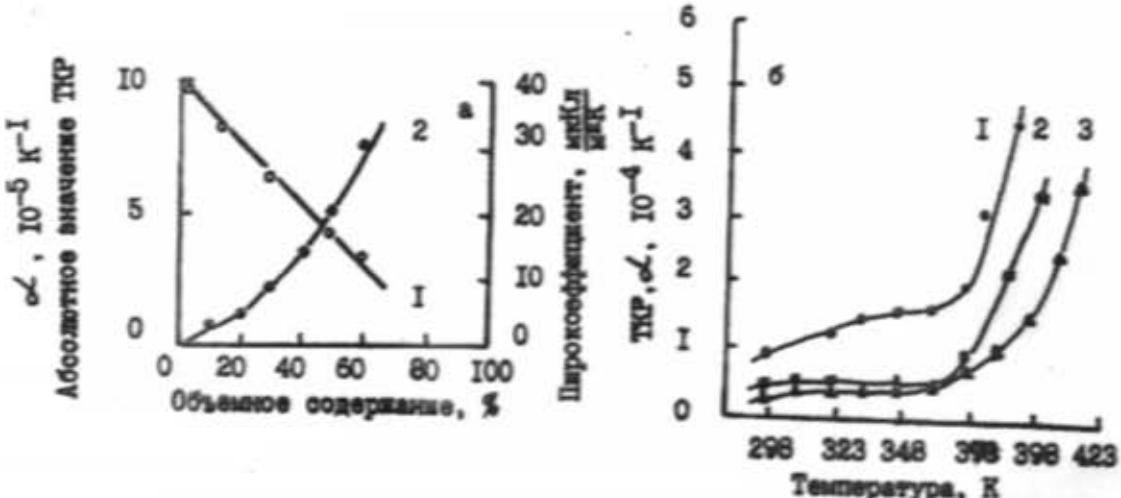


Рис. 3. Зависимость абсолютного значения ТКР (1), γ (2) композита ПЭВП+ПКР-ЗМ от объемного содержания ПКР-ЗМ: (а) и температурная зависимость ТКР композитов на основе ПЭВП; (б) 1-ПЭВП, 2-ПЭВП+ПКР-7М, 3-ПЭВП+ПКР-ЗМ.
 $\Phi=50\%$ об.; размер частиц 63:100 мкм.

ПКР-7М имеют высокий ТКР, но их широкозащитный коэффициент заметно меньше, чем у композитов на основе ПКР-ЗМ (таблица 2).

Таким образом, можно считать, что пироэффект, соответствующий температурному изменению поляризации вследствие термического расширения композитов полимер-пироэлектрик незначителен. Поэтому формирование высокого пироэлектрического состояния в композитах следует, в основном, объяснить изменением реориентаци-

онной поляризации доменов в поле инжектированных на границе раздела фаз в процессе электрополяризации зарядов. Взаимосвязь между инжектированными межфазными зарядами и реориентационной поляризацией, и, следовательно, пироэлектрическим коэффициентом является ключевым вопросом в определении особенности формирования пироэлектрического эффекта в композитах. Это будет предметом наших дальнейших исследований.

- [1] А.И. Мамедов, М.Г. Шахтахтинский, М.А. Курбанов. Поляризационные процессы в пьезо- и пироэлектрических композициях. Препринт №242, Баку, 1987, с.107.
- [2] Е.Г. Фесенко, А.Я. Данцигер, О.Н. Разумовская. Новые пьезокерамические материалы. Ростов-на-Дону, РГУ, 1983, с.145.
- [3] М. Лайис, А. Гласс. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М., Мир, 1981, с.736.

S.N. Musayeva, M.H. Şahtaxtinski, M.Ə. Qurbanov, F.İ. Seyidov, Ə.İ. Mamedov, A.O. Rahimov

POLİMER-PYESOELKTRİK HETEROGEN SİSTEMDƏ PİROELEKTRİK EFFEKTİNİN YARANMA XÜSUSİYYƏTLƏRİ

Polimer-pyezoelektrik heterogen sisteminde piroelektrik effektde təqdim edilmişdir. Göstərilmişdir ki, kompozitlərdə piroemsal polimer matrisinin dielektrik nüfuzluğunu ilə müttənasib deyil. Piroelektrik effekti heterogenlik, yüksək qeyri-beraber paylanması və kompozitin termik genişləounması nəticəsində polaryasiyanın doyuşması ilə əlaqədar deyil.

S.N. Musaeva, M.G. Shakhtakhtinski, M.A. Kurbanov, F.I. Seidov, A.I. Mamedov, A.O. Ragimov

THE PECULIARITIES OF PYROELECTRIC EFFECT FORMATION IN THE POLYMER-PIEZOELECTRIC HETEROGENEOUS SYSTEM

Pyroelectric effect in the polymer-piezoelectric heterogeneous system has been investigated. It is shown that pyroelectric coefficient in the composites does not proportional to dielectric constant of polymer matrix. Pyroelectric effect is not due to the heterogeneity, uneven distribution of the charge and change of the polarization in consequence of thermal expansion of the composite.

Дата поступления: 19.11.96.

Редактор: М.К. Керимов