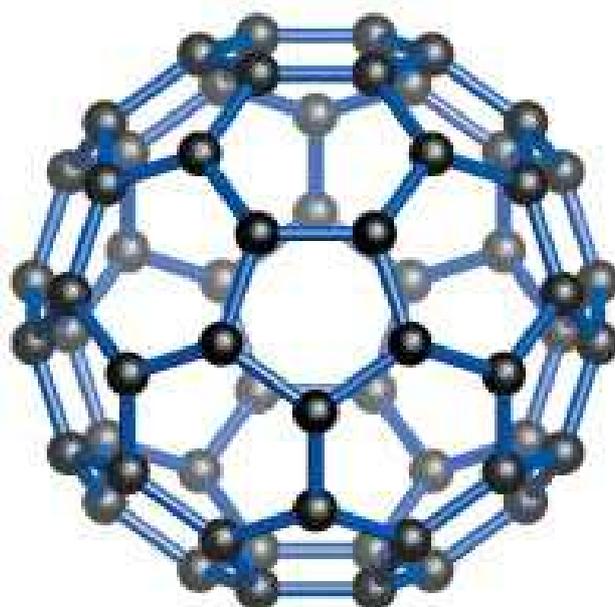
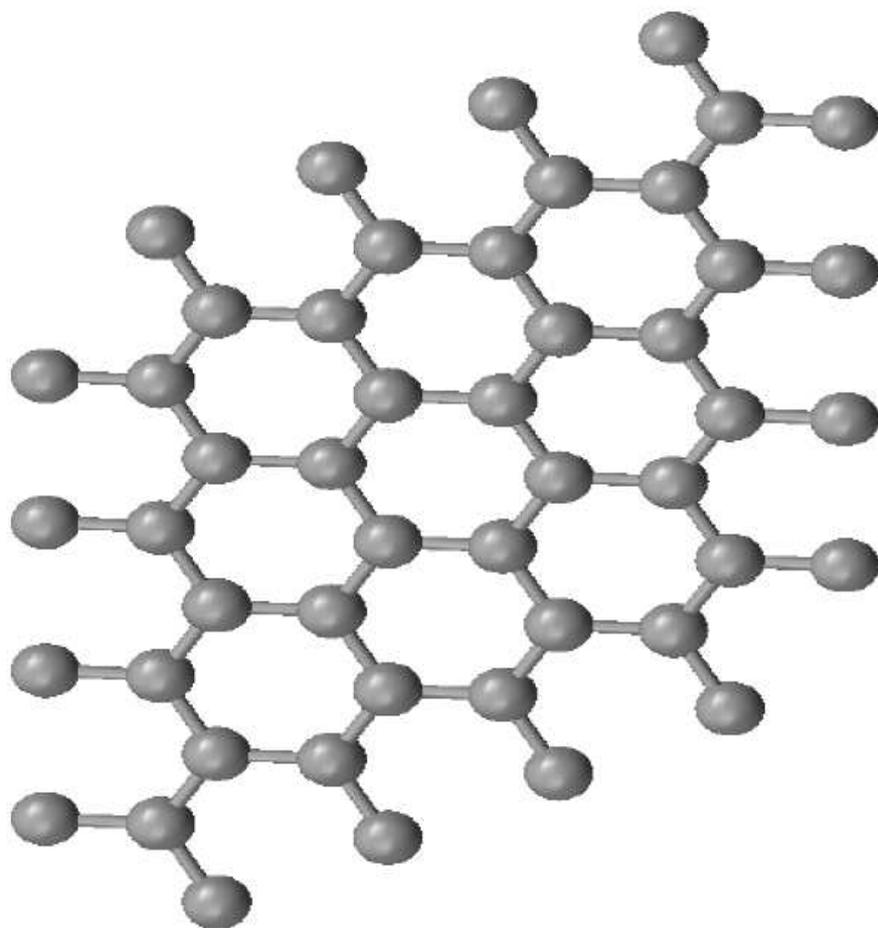


I BÖLMƏ

OPTO NANOELEKTRONİKA



ДВУХЛУЧЕВОЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ GaSe

¹А.Г. Кязым-заде, ¹В.М. Салманов, ²А.А. Салманова, ¹И.М. Алиев

¹Бакинский Государственный Университет,

²Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия

e-mail: vagif_salmanov@yahoo.com

Экспериментально исследовано нелинейное поглощение света в области экситонного резонанса в слоистых кристаллах GaSe. Наблюдаемая временная зависимость коэффициента поглощения и его зависимость от интенсивности возбуждения определяются экситон - экситонным взаимодействием и экранированием экситонов плазмой неравновесных носителей, генерированных лазерным излучением.

Монокристаллы селенида галлия, как и весь класс слоистых кристаллов A^3B^6 , характеризуются сильно выраженной структурной анизотропией. Основным и наиболее интересным свойством их структуры, является чередование пакетов атомных плоскостей (слоев), связанных между собой слабыми силами типа Ван-дер-Ваальса, в то время как силы связи внутри слоев имеют ионно-ковалентный характер. Вариация параметров GaSe с использованием относительно простых технологий, таких как термическое и лазерное напыления, окисление, дают возможность создавать поверхностно-барьерные диоды, p-n – гомо- и гетеропереходы с широким спектром параметров и характеристик для целей опто-, фото- и квантовой электроники [1-3].

В настоящей работе исследованы спектры нелинейного поглощения света в монокристаллах GaSe методом двух источников излучения. В нем используется один высокоинтенсивный пучок, вторая гармоника YAG:Nd⁺³ лазера с энергией кванта излучения $\hbar\omega_1=2,34\text{эВ}$ и второй - зондирующий, импульсный жидкостной лазер (Rodamin 6G), с широким спектром излучения (594-643нм), из которого выделяется узкий монохроматический пучок света с переменной энергией кванта $\hbar\omega_2$.

На рис.1 представлен спектр поглощения GaSe при различных интенсивностях возбуждения. Как видно из рисунка, в области экситонного резонанса (~620нм) наблюдается нелинейное поглощение и происходит просветление образца при высоких уровнях возбуждения (между импульсом накачки и зондирующим импульсом нулевая временная задержка). Наблюдаемое просветление насыщается при интенсивности падающего света $\sim 8 \text{ МВт/см}^2$ (рис. 2).

Уменьшение величины экситонного поглощения может быть объяснено процессом экранирования (переходом Мотта) для системы экситонов высокой плотности

$$n_{\text{Mott}} = \frac{\pi}{3} \left(\frac{1.416}{4a_B} \cdot \frac{\mu}{m_e + m_h} \right)^3 \quad (1)$$

где $a_B = \epsilon \hbar^2 / \mu e^2$ – боровский радиус экситона, μ - приведенная эффективная масса электрона и дырки.

На основании формулы (1) была вычислена концентрация (n_{Mott}) для GaSe, которая оказалась равной $2,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Эксперименты показывают, что в GaSe плотность пар, генерированных лазерным светом, достигает величины $\sim 4,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что значительно превышает плотность, необходимую для моттовского перехода в GaSe.

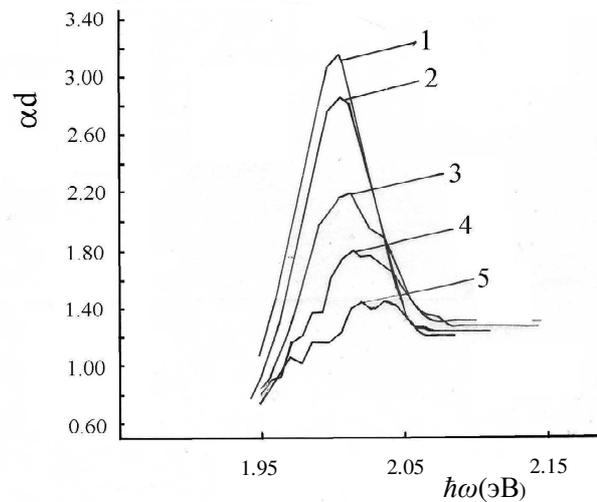


Рис.1. Спектры поглощения GaSe при интенсивностях возбуждения I , МВт/см²:
1-1; 2-3; 3-5; 4-8; 5-12.

Нами также была определена длина экранирования кулоновского взаимодействия свободными носителями. Длину экранирования можно определить по следующей формуле

$$L = \hbar / 2(\pi/3)^{1/6} N^{-1/6} \frac{\epsilon^{1/2}}{em^{*1/2}} \quad (2)$$

где ϵ - диэлектрическая проницаемость кристалла, m^* - эффективная масса, N -концентрация генерированных носителей.

Подставляя значения соответствующих параметров кристаллов GaSe, получим, что длина экранирования $L \sim 10 \text{ \AA}$, намного меньше радиуса экситона. Боровский радиус экситона в GaSe $\sim 37 \text{ \AA}$.

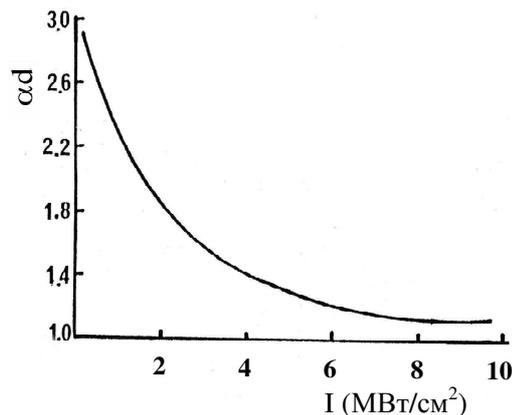


Рис.2. Зависимость оптической плотности GaSe от интенсивности возбуждения лазерного света.

Другим возможным механизмом нелинейного поглощения в GaSe в области экситонного резонанса может быть также экситон - экситонное взаимодействие. Действительно, при возбуждении кристаллов GaSe лазерным светом электроны и дырки связываются в экситоны. В дальнейшем, с увеличением интенсивности

возбуждения концентрация экситонов растет, и при ее достижении некоторого критического значения происходит взаимодействие между экситонами, что приводит к распаду экситонов и образованию свободных электронно-дырочных пар.

Взаимодействие экситонов в GaSe при высоких интенсивностях возбуждения наблюдается и при исследовании нами фотолюминесценции кристаллов GaSe под действием лазерного света. Известно, что при экситон-экситонном взаимодействии энергия излучающего кванта $h\nu$ на $2E_b$ меньше ширины запрещенной зоны E_g

$$h\nu = E_g - 2E_b - \Delta E \quad (3)$$

где E_b – энергия связи экситона

$$\Delta E = \frac{1}{\mu} \frac{h^2}{8} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{2/3} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3} \quad (4)$$

здесь N/V – темп генерации свободных носителей в единице объема, $\mu = \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}\right)^{-1}$

- приведенная эффективная масса электронно - дырочных пар.

Обнаруженная нами в спектрах люминесценции GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения полоса излучения с максимумом $\lambda=597$ нм соответствует энергии излучающего кванта, связанной с взаимодействием экситонов. Оценки ΔE по формуле (4) показывают, что при значении $m_e = 0,7m_0$, $m_h=0,5 m_0$ и $I_0= 10$ МВт/см², ΔE для GaSe составляет ~ 15 мэВ, что сравнимо с экспериментально найденными значениями.

В заключении отметим, что спектры поглощения кристаллов GaSe при 300К содержат линию свободного экситона с энергией связи ~ 20 мэВ, поэтому они являются удобным объектом для исследования таких нелинейных явлений при комнатной температуре, как взаимодействие между экситонами и экранировка экситонов плазмой свободных носителей, генерированных лазерным излучением.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] А. Байдуллаева, З.К. Власенко, Б.К. Даулетмуратов, Л.Ф. Кузан, П.Е. Мозоль. Особенности спектров нелинейного поглощения света в нестехиометрических и легированных Ni монокристаллах GaSe. ФТП 2006, т.40, вып.4, с. 397-399.
- [2] А.Г. Кязым-заде, В.М. Салманов, А.М. Алиева, А.А. Салманова. Экситонное поглощение в кристаллах GaSe и InSe при пикосекундном возбуждении. Неорганические материалы, 2007, т.43, №12, с. 1419-1423.
- [3] А.Г. Кязым-заде, В.М. Салманов, А.М. Алиева, А.А. Салманова. Фотопроводимость и люминесценция кристаллов GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения. ФТП, 2010, т.44, вып.3, с.306-310.

“ТУННЕЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ GaSe, GaS и InSe”

А.М. Пашаев, Б.Г. Тагиев, Р.А.Ибрагимов, А.А. Сафарзаде.

Национальная Академия Авиации Азербайджана,

НИИ ТАКП, Бина 25 км. Баку, Азербайджан

safarzade@yandex.ru

Были проведены исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) поверхности слоистых кристаллов GaSe, GaS и InSe полученные методами силовой туннельной микроскопии (СТМ). Получены линейные зависимости ВАХ при низких значениях напряжений смещения, проведен количественный анализ полученных значений туннельного тока.

Надежность и стабильность всех полупроводниковых приборов сильно связана с их поверхностными состояниями. Поэтому, понимание физики поверхности очень важно в функционировании и надежности любого полупроводникового устройства. Исследование электронных свойств поверхности важно, так как размеры полупроводниковых устройств становятся все меньшими, а соотношение поверхностных эффектов к размерности полупроводниковых устройств в масштабе становятся все большими. Селенид галлия принадлежит группе слоистых материалов полупроводника, которые привлекают интерес исследователей не только из-за особенностей физических свойств, вызванных сильной анизотропией химических связей, но также и из-за возможности широкого практического применения в фотоэлектронике [1, 2]. Кристаллические структуры GaSe, GaS и InSe устроена таким образом, что связи в пределах отдельного слоя X-M-M-X являются ковалентными, тогда как слои между собой имеют слабый Ван-дер-Ваальсовый тип связи (рис.1). Слабое соединение между слоями приводит к их различной укладке при формировании кристаллов. Сравнительно маленькое различие энергии формирования различных политипов структуры приводит к ошибкам укладки между ними, которые являются структурными дефектами, типичными для слоистых кристаллов. Формирование определенного политипа, или их смеси, по существу зависит от метода получения этих кристаллов [3, 4]

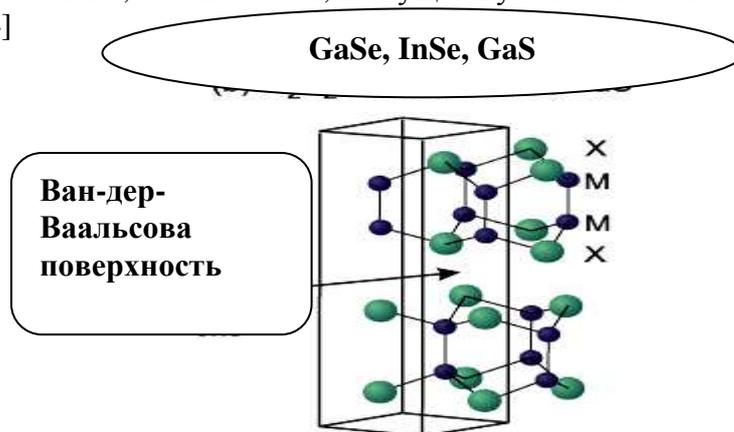


Рис.1. Атомная структура кристаллов GaSe, InSe, GaS

Одним из современных и информативных методов исследования физики поверхности материалов является метод туннельной спектроскопии, являющийся производной метода силовой-туннельной микроскопии (СТМ). Суть метода

заключается в определении зависимости тока от напряжения при фиксированном и не изменяющемся расстоянии между исследуемым образцом и зондом через которые и проходит туннельный ток. Выражение для туннельного тока при условии слабой связи между электронными состояниями на поверхности иглы и образца имеет вид [5]

$$I_t = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_s(E + eU_t) \rho_t |M(E)|^2 [f(E) - f(E + eU_t)] dE \quad (1)$$

где I_t - туннельный ток, E – энергия данного электронного состояния, M – матричный элемент туннельных переходов, $f(E)$ - функция Ферми, $\rho(E)$ – функция плотности электронных состояний в образце (s) и в игле (t), U_t – туннельное напряжение.

При малом напряжении и если острие иглы имеет форму полусферы с радиусом r , а волновая функция описывающая электронную структуру поверхности образца, имеет форму s -типа, формулу (1) можно упростить [5]:

$$I_t \sim U_t \rho_s(\vec{r}, E_F) \rho_t(E_F) \quad (2)$$

При положительном напряжении, приложенном к образцу, электроны туннелируются из заполненных состояний зоны проводимости иглы на свободные состояния зоны проводимости образца. При отрицательном напряжении электроны туннелируются из заполненных состояний зоны проводимости образца в зонд [6].

Исследования проводились методами СТМ в комнатных условиях на сколотой поверхности слоистых полупроводниковых кристаллах типа GaSe, GaS и InSe полученные методом Бриджмена на поверхности (0001). Исследуемые поверхности кристаллов были получены методом скола (лезвием или скотчем) а для получения омического контакта на обратную сторону исследуемой поверхности припаивалась медная проволока, которая заземлялась на корпус силового-туннельного микроскопа. Исследуемый образец устанавливался на сканирующий столик туннельного микроскопа не позднее 2-3мин. после скола.

На рис.1 показаны изображения СТМ рельефа и туннельного тока при напряжении смещения $-0,05\text{В}$ и скорости сканирования при прямом и обратном ходе $5,2 \text{ мкм/сек}$ на поверхности $5,5 \text{ мкм}^2$. Разность высот рельефа при СТМ сканировании составил $\leq 160 \text{ нм}$. Изменение туннельного тока между иглой и поверхность составил от -150 нА до $+150 \text{ нА}$.

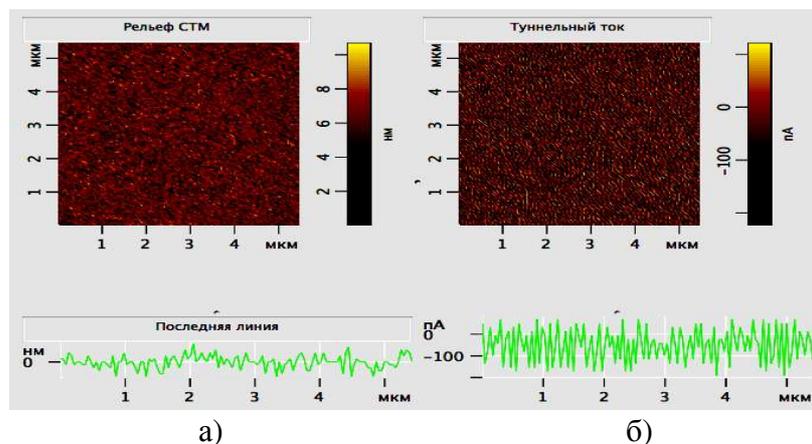


Рис.2. СТМ изображения рельефа (а) и туннельного тока (б) поверхности полупроводникового кристалла GaSe.

Как видно из СТМ рельефа отклонение по высоте (рис.2(a)) составляет не более 12нм в области 5,5 мкм², что говорит о атомарно гладкой поверхности полупроводниковых материалов типа GaSe, GaS и InSe полученного после скола. Изменение значения туннельного тока не превышает 350нА (в пределах от -220нА и до +120нА).

Несмотря на сложность учета всех факторов влияющих на вид кривых и параметры ВАХ полупроводниковых материалов в обычных условиях, нами были получены количественно отличающиеся фиксированные значения туннельного тока (рис.2(б)). Иными словами, между выбранной поверхностью исследуемого полупроводникового материала и зондом при СТМ были отмечены отдельные фиксированные (квантованные) значения туннельного тока при которых есть различное количество взаимодействий при сканировании задонной поверхности (рис.3).

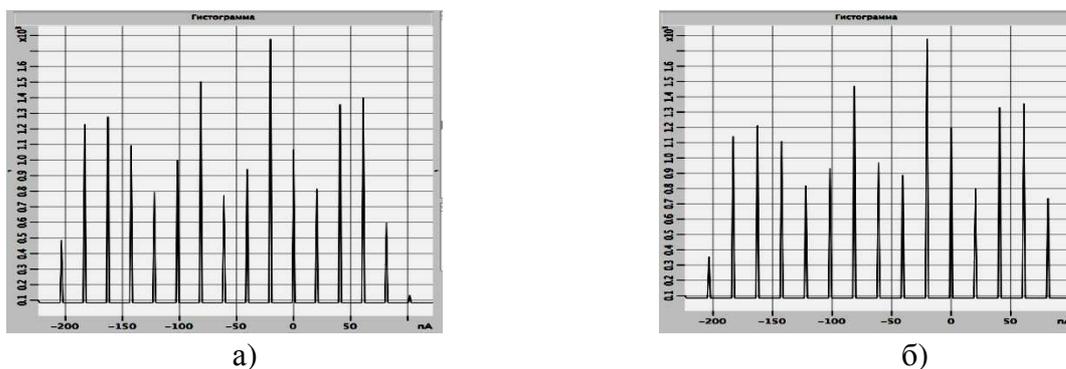


Рис.3 Гистограмма количественного взаимодействия туннельного тока: а)- при напряжении смещения -0,02В (туннелирования из образца в зонд т.е. из занятых энергетических состояний поверхности образца) и б)- при напряжении смещения +0,02В (туннелирования из зонда в образец т.е. в имеющиеся на поверхности свободные энергетические состояния).

Наличие квантованного спектра туннельного тока и совпадение ее определенных пиков (максимального при ≈ 25 нА, 2-ого максимума при ≈ -85 нА; 3-его максимума $\approx +60$ нА и т.д.), как при прямом, так и при обратном смещении, дают основания предполагать о возможности использования данной методики в исследовании энергетических состояний выбранной поверхности слоистого полупроводникового кристалла, полученных методом скола. Фактически рис.2(б) является “топографической картой” туннельного тока или распределением плотности туннельного тока выбранной под сканирование исследуемой поверхности. Из выражения (2) видно, что если принять при сканировании $\rho_t(x, y)=const$, данные, полученные с помощью СТМ, отражают не столько геометрическую топографию поверхности, сколько ее электронную структуру, зависящую от расположения атомов. Нетрудно предположить, что по значениям I_t туннельного тока при $\rho_t(x, y)=const$, можно определить плотность электронных состояний как наивысших заполненных, так и низших свободных энергетических состояний образца (в зависимости от полярности приложенного напряжения между зондом и образцом (см. рис 3)).

ЛИТЕРАТУРА

1. K.A. Askerov, Prospective photodetectors for visible and near-IR spectral range // XVI Int. Sci. and Techn. Conference on Photoelectronics and Night Viewing Devices. May 25-27, 2000, Moscow, Part IV, p. SB13.
2. Z.D. Kovalyuk, O.A. Politanskaya, O.N. Sidor, V.T. Maslyuk, Electrical and photoelectric characteristics of structures based on layered InSe and GaSe semiconductors under irradiation with electrons of energy 12.5 MeV // *Fizika Tekhnika Poluprovodnikov* 42(11), p. 1321-1326 (2008) (in Russian).
3. M.S. Brodin, I.V. Blonsky, *Excitonic Processes in Layered Crystals*. Naukova Dumka, Kiev 1986 (in Russian).
4. J.C.J.M. Terhell, Polytypism in the III-VI layer compounds // *Progr. Cryst. Growth and Characterization of Polytype Struct.* 7, p. 55-110 (1983).
5. Kuk Y., Sulverman P.J. Scanning tunneling microscope instrumentation // *Rev. Sci. Instrum.* – 1989. - V. 60, No. 2. - P. 165 – 180.
6. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. -М:Техносфера, 2005. - 144с.

Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y NAZİK TƏBƏQƏLƏRİNİN OPTİK XASSƏLƏRİ

Ə.Ş.Abdinov, H.M.Məmmədov, V.U.Məmmədov

Bakı Dövlət Universiteti, Az1148, Z.Xəlilov küç.23, Bakı

E-mail: mhhuseyng@gmail.com mammadovv@gmail.com

Elektrokimyəvi çökdürülmə üsulu ilə alınmış Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y nazik təbəqələrinin optik xassələri hava, oksigen və arqon mühitlərində termik işlənmə rejimlərindən asılı olaraq tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, 350⁰C temperaturda arqon mühitində 7-8 dəqiqə ərzində termik işlənmədən sonra spektrin 600-1000 nm dalğa uzunluğu oblastunda nazik təbəqələrin optik buraxma əmsalı optimal qiymətə malik olur (45-87 %). Nazik təbəqələrin tərkibində sinkin konsentrasiyasının artması və tellurun konsentrasiyasının azalması ilə spektrin görünən oblastunda təbəqələrin əks etmə qabiliyyəti artır.

Açar sözlər: *elektrokimyəvi çökdürmə, nazik təbəqə, termik işlənmə, optik xassələr*

PACS: *78.40.Fy, 82.45.Vp, 82.47.-a, 78.20.Ci*

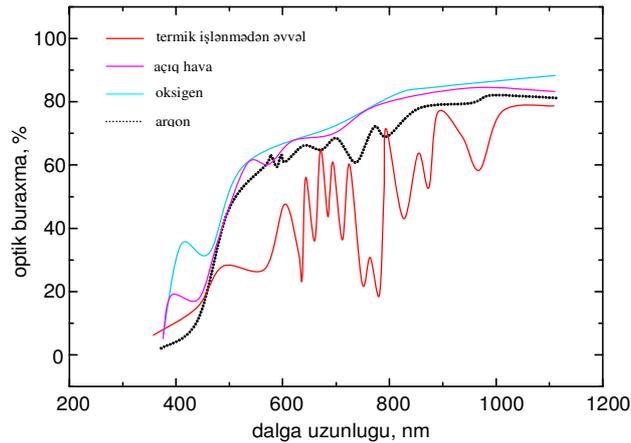
EKSPERİMENTAL HİSSƏ

Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y nazik təbəqələri sulu məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə üsulu ilə alınmışdır [1-3]. Altlıq (çökdürülmədə katod) kimi (111) və (100) orientasiyalı və ~0.3÷0.6 mm qalınlıqlı p-GaAs altlıqları istifadə olunmuşdur. Məhlulda ikinci elektrod– anod kimi molibden lövhələr və ya kömür çubuqlar, üçüncü- köməkçi elektrod kimi isə əsasən kömür çubuqlardan istifadə edilmişdir. Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y nazik təbəqələrinin elektrokimyəvi çökdürülməsi kimyəvi təmiz kadmium (CdCl₂ və ya CdSO₄), sink (ZnCl₂ və ya ZnSO₄), kükürd (Na₂S və ya Na₂S₂O₃) və tellur (TeO₂) duzlarının sulu məhlulundan istifadə etməklə xüsusi kvarts qabda otaq temperaturunda və 40-85⁰C temperaturu məhlullarda aparılmışdır.

NƏTİCƏLƏR VƏ ONLARIN İZAHİ

İşdə $Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y$ nazik təbəqələrinin spektrin görünən və yaxın infraqırmızı oblastında (360-1100 nm) optik xassələri müxtəlif rejimlərdə termik işlənmə rejimlərindən və nazik təbəqələrin tərkibindən asılı olaraq tədqiq edilmişdir. Optik tədqiqatlar zamanı *kvars* (3 mm)/*SnO₂*(0,8 mkm) altlıqları üzərində alınmış 1 mkm qalınlıqlı $Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y$ nazik təbəqələri istifadə edilmişdir.

$Cd_{0.25}Zn_{0.75}S_{0.8}Te_{0.2}$ nazik təbəqələrinin termik işlənmədən əvvəl və $350^{\circ}C$ temperaturda açıq havada, oksigendə və arqoda 8 dəqiqə ərzində termik işlənmədən sonra optik buraxma əmsalının spektral paylanma ayrıləri şəkil 1- də təsvir edilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, termik işlənmədən əvvəl nazik təbəqələrin spektrin görünən oblastında optik buraxma spektri çox mürəkkəbdir. Bu isə həmin təbəqələrdə kristal quruluşun tam formalaşmamağı, bircins səthin olmamağı ilə izah oluna bilər. Açıq havada termik işlənmə zamanı udma sərhədi qısa dalğa uzunluğu tərəfə sürüşür. Bu sürüşmə xüsusilə oksigen mühitində termik işlənmə zamanı özünü daha qabarıq şəkildə göstərir. Nəticədə, nazik təbəqələrin qısa dalğa uzunluğu oblastında şəffaflığı artır. Alınan nəticə nazik təbəqələrin səthində metal/yarımmetal oksidlərin (CdO , ZnO , $Cd_{1-x}Zn_xO$) və komplekslərin yarandığını təsdiqləyir. Qeyd edək ki, CdO - ZnO sisteminin qadağan olunmuş zolağının eni 2.7-3.36 eV intervalında dəyişir. Oksigen mühitində termik işlənmiş nazik təbəqələrin optik buraxma spektrində udma sərhədindən CdO - ZnO sisteminin qadağan olunmuş zolağının eni 3.23 eV hesablanmışdır ki, bu da $Cd_{0.2}Zn_{0.8}O$ bərk məhluluna uyğundur.



Şəkil 1. Termik işlənmədən əvvəl və $350^{\circ}C$ temperaturda 8 dəqiqə ərzində açıq havada, oksigendə və arqoda termik işlənmədən sonra $Cd_{0.25}Zn_{0.75}S_{0.8}Te_{0.2}$ nazik təbəqələrinin optik buraxma spektrləri

$350^{\circ}C$ temperaturda arqon mühitində 7-8 dəqiqə ərzində termik işlənmiş $Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y$ nazik təbəqələrinin x və y molyar tərkibindən asılı olaraq optik buraxma spektrləri şəkil 2-də təsvir edilmişdir. Görüldüyü kimi, 600-1000 nm dalğa uzunluğu oblastında nazik təbəqələrin optik buraxma əmsalı 45-87 %-ə bərabərdir. Nazik təbəqələrin optik buraxma əmsalının qiymətinin kifayət qədər böyük olması, onlardan günəş enerjisi çeviricilərində istifadə etməyə imkan verir. Bərk məhlulda Zn -in miqdarının artması və Te -un miqdarının azalması ilə udma sərhədi spektrin qısa dalğa uzunluğu tərəfə sürüşür və nazik təbəqələr 500 nm- dən kiçik dalğa uzunluqları oblastında daha şəffafdır.

Nazik təbəqələrin udma spektrindən istifadə edərək udma əmsalını ($\alpha(\omega)$) aşağıdakı formul əsasında hesablanmışdır [4]:

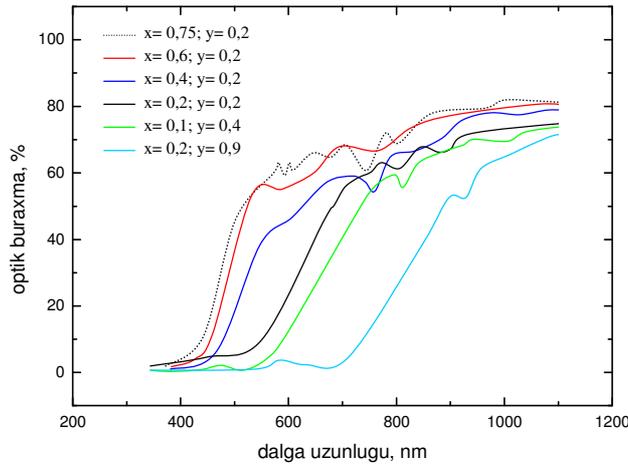
$$\alpha(\omega) = \frac{\ln(1/T)}{d}, \quad (1)$$

burada, d - nazik təbəqənin qalınlığı, T - optik buraxma əmsalidir.

Digər tərəfdən məlumdur [5] ki, optik buraxma (və ya udma) spektrlərindən nazik təbəqənin qadağan olunmuş zolağının eni:

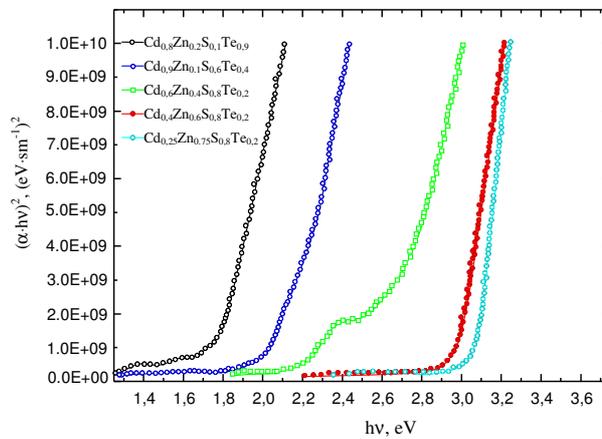
$$\alpha(\omega) = A \frac{(h\nu - E_g)^n}{h\nu} \quad (2)$$

ifadəsi əsasında hesablanı bilər. Burada, A - sabit, n - funksiyanın qüvvətidir. Adətən icazə verilən fundamental (düz) keçidlər üçün $n=0,5$ və çəp keçidlər üçün isə $n=2$; qadağan olunmuş düz keçidlər üçün $n=1,5$ və çəp keçidlər üçün isə $n=3$ götürülür.



Şəkil 2. 350°C temperaturda 8 dəqiqə ərzində arqon mühitində termik işlənmiş $Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y$ nazik təbəqələrinin x və y molyar tərkibindən asılı olaraq optik buraxma spektrləri.

Şəkil 3-də müxtəlif tərkibli $Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y$ nazik təbəqələri üçün $(\alpha \cdot hv)^2$ -nin fotonun $h\nu$ enerjisindən asılılıq qrafiki qurulmuşdur. Şəkildən qrafiklərin $h\nu$ oxuna ekstrapolyasiyası üsulu ilə nazik təbəqələrin E_g qadağan olunmuş zolağının eni hesablanmışdır (cədvəl 2). Şəkildən görüldüyü kimi qrafiklərin demək olar ki, hamısı udma sərhədində xətti qanuna tabedir ki, bu da nazik təbəqələrin tədqiq edilən bütün tərkiblərinin düz zolaqlı olduğunu göstərir.



Şəkil 3. Müxtəlif tərkibli $Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y$ nazik təbəqələri üçün $(\alpha \cdot hv)^2$ - $h\nu$ asılılıqları.

(2) ifadəsindəki A sabitinin qiyməti $(\alpha \cdot hv)^2 \sim hv$ asılılığının xətti hissəsindən müxtəlif tərkibli nazik təbəqələr üçün hesablanmış və cədvəl 2-də verilmişdir.

Cd _{1-x} Zn _x S _{1-y} Te _y nazik təbəqələrinin tərkibi		E _g (eV) Optik ölçmələrdən alınmış qiymət	E _g (eV) Veqard qaydasından	A, (sm ⁻¹ ·eV ^{1/2})×10 ¹⁰
x	y			
0.1	0.4	2.12	2.14	3.1
0.2	0.9	1.77	1.75	1.7
0.4	0.2	2.65	2.68	2.3
0.6	0.2	2.9	2.93	2.9
0.75	0.2	3.1	3.07	3.6

Beləliklə, optik tədqiqatlardan göründüyü kimi, termik işlənmə rejimini və tərkibdə komponentlərin mol miqdarını seçməklə spektrin görünən və yaxın infraqırmızı oblastlarında optimal optik parametrlərə malik Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y nazik təbəqələr almaq və onlardan optoelektronikada bir çox sahələrdə, məsələn optik filtrlərin düzəldilməsində istifadə etmək olar.

ƏDƏBİYYAT

1. Г.М.Мамедов, Г.А.Гасанов, С.И.Амирова. Электрические и фотоэлектрические свойства гетеропереходов $n-Si/n-Cd_{1-x}Zn_xS$, полученных электрохимическим методом, Неорганические Материалы, т.41, №3, ст.276-280, 2005
2. A.Sh.Abdinov, H.M.Mamedov, G.I.Garibov, S.I.Amirova, N.A.Ragimova. Heat treatment effects in In₂O₃/Cd_{0.4}Zn_{0.6}S_{0.9}Se_{0.1}/CdTe heterojunction solar cells, J. of Optoelectronics and advanced materials, v.1, № 9, p.480-483, 2007
3. A.Sh.Abdinov, H.M.Mamedov, S.I.Amirova. Investigation of electrodeposited glass/SnO₂/CuInSe₂/Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Se_y/ZnO thin solar cells, Japanese Journal of applied physics, v.46, №11, p.7359-7361, 2007
4. A.O.Flores, P.B.Perez, R.C.Rodriguez, A.I.Oliva. Annealing effects on the mass diffusion of the CdS/ITO interface deposited by chemical bath deposition, Revista Mexicana de fisica, v.52, №1, p.15-19, 2006
5. D.S.Sutrave, G.S.Shahne, V.B.Patil, L.P.Deshmuki. Chemically Synthesised Cd_{1-x}Zn_xSe thin films: Spectro-structural and microscopic studies, Turk. J. Phys., v.24, p.63-76, 2000

H₂Gly¹Cys²Gly³CH₂COO TRIPEPTİDLƏRİNİN CDS NANOZƏRRƏCİKLƏRİ İLƏ KOMPLEKSLƏRİNİN KVANT-MEXANİKİ MODELƏRİ

N. S Nəbiyev ¹, Mehmet Nazım Tola², M.Ə. Ramazanov ¹

¹Bakı Dövlət Universiteti

²Qafqaz Universiteti

H₂Gly¹Cys²Gly³CH₂COO tripeptidlərinin CdS nanozərrəcikləri ilə komplekslərinin kvant-mexaniki modelləri qurulmuş, elektron-fəza quruluşlarını və enerji səviyyələrini

müəyyənləşdirən parametrlər MM (molekulyar mexaniki) və QM (kvant mexaniki) metodların köməyi ilə hesablanmışdır

Peptid təbiətli birləşmələrin yarımkeçirici nanozərrəciklərlə komplekslərinin sintezi, fiziki-kimyəvi xassələrinin tədqiqi və müxtəlif tətbiqi məsələlərdə istifadə edilməsinə olan xüsusi maraq, ilk növbədə, istiqamətlənmiş nöqtəvi diaqnostika və müalicə imkanlarının meydana çıxması ilə əlaqədardır. Son on illər ərzində bu istiqamətlərdə aparılan elmi tədqiqatların və dərc olunan elmi əsərlərin sayı durmadan artmaqdadır. İstər peptid, istərsə də qeyri-peptid təbiətli kiçik molekulyar kütləyə malik polimerlərlə nanoquruluşların kompleksinin tədqiqi məqsədləri çox geniş spektrə malikdir. Əksər tədqiqatlarda polimer komponentə nanozərrəciklərin alınması və stabilləşməsi üçün əlverişli olan mühit kimi üstünlük verilir. Bəzən hazır polimer mühitində nanohissəciklər alınır və stabilləşdirilir, bir çox hallarda isə nanoquruluşların alınması və polimerləşmə prosesi paralel aparılır. Bu zaman polimer–nanoquruluş qarşılıqlı təsirinin yalnız nanoquruluşların meydana çıxması və stabilləşməsi prosesində rol oynadığı qəbul edilir. Polimer komponent elə seçilir ki, nanozərrəciyin tədqiq edilən əsas xassəsinə tolerantlı olsun, kimyəvi çevrilməsinə, aşınmasına və kooqulyasiya edərək həcmi materiala çevrilməsinə imkan yaranmasın. Polimerin passiv daşıyıcı- matris, nanozərrəciyin nanokompozitin xassələrinin mənbəyi qəbul edildiyi bu yanaşma şərti olaraq primitiv polimer-yarımkeçirici nanokompozit məsələsi adlandırıla bilər. Bir çox tədqiqatlarda isə, yarımkeçirici nanokristallarda meydana çıxan eksitonların gücləndirilməsini və ya müxtəlif intervallarda elektromaqnit dalğalarının rezonans udulmasını təmin etmək üçün fərqli lokal dielektrik nüfuzluqlarına malik çoxtəbəqəli polimer-yarımkeçirici tərkibli nizamlı quruluşların əldə edilməsinə çalışılır. Bu məsələ primitiv polimer-yarımkeçirici nanokompozit məsələsindən daha mürəkkəbdir. Bu məqsədlər üçün yararlı olacaq nanokompozitlər polimer mühitlə əhatə olunmuş yarımkeçirici nanotəbəqələr və ya nanoborulardan təşkil olunmalıdır. Bu zaman vacibdir ki, nanoquruluşların həm özlərinin həm də onların nanokompozit daxilində paylanma bircinsliyi gözlənilən effektin müşahidəsinə imkan verəcək səviyyədə olsun. Bu tələblərə cavab verən nanokompozitlərin əldə edilmə texnologiyasının işlənilməsinin yaxın illərdə başa çatacağı gözlənilir. Təbii və ya süni polimerlərin yarımkeçirici nanozərrəciklərlə komplekslərinin canlı orqanizmlərin həyat fəaliyyətinin müxtəlif sahələrinin tədqiqində istifadə edilməsi nümunələri bu sistemlərin tibbdə tətbiqinin də böyük gələcəyinin olacağını söyləməyə əsas verir [1,2]. Belə sistemlərdə yarımkeçirici komponent, bir qayda olaraq, fiziki xassələrinə əsasən nişanlanma, təsbit olunma rolunu üstənərək, polimerlərin iştirakı ilə canlı orqanizmlərdə baş verən prosesləri izləmək və idarə etmək imkanı yaradır. Bu zaman əsas funksional rol polimerlərin olduğundan, yarımkeçirici nanokomponentin uyğun fiziki xassəyə, məsələn, lyümensensiya və ya fosforesensiya xassəsinə malik olması, eləcə də canlı toxumalara qarşı aqressiv olmaması kifayətdir. Qeyd edilən hər bir istiqamətdə uğurların qazanılması üçün, ilk növbədə, polimer –nanozərrəcik komplekslərinin quruluş- xassə məsələləri həll edilməlidir. Bu məsələnin həlli isə, öz növbəsində, təcrübi tədqiqat üsullarının tətbiqi ilə yanaşı nəzəri modellərin qurulmasını tələb edir. Təcrübi faktları sistemli şəkildə izah edərək nanokompozitlərin atom-molekul səviyyəsində quruluş-xassə əlaqəsini aydınlaşdırmağa imkan verən modellər molekulyar mexanika, molekulyar dinamika və kvant kimyası metodları əsasında qurula bilər.

Təqdim olunan məruzədə tərkibinə sistein (Cys) amin turşu qalığı daxil olan sadə tripeptidlərin müxtəlif sayda atomlardan ibarət Cd_nS_m nanoquruluşları ilə valent komplekslərinin elektron-fəza quruluşunun nəzəri üsullarla hesablanması üçün təklif edilən molekulyar mexaniki və kvant mexaniki modellər şərh olunaraq, bəzi hesablanma nəticələri təqdim edilir. Hecablama modellərində $(H_2Gly^1Cys^2Gly^3CH_2COO)_kCd_nS_m$ birləşməsinə daxil olan müxtəlif sayda atomların hər birinin sistem daxili kimyəvi rabitələrlərin hesabına

elektron təbəqələri tamamlanmış, tripeptidin C sonuna COO və N sonuna NH₂ qrupları fizioloji mühitdəki şəraitə uyğun olaraq əlavə edilmişdir. Belə model birdeterminantlı yanaşmaya və Hartre-Fok-Rutan tənliklərinə əsaslanan kvant-kimyəvi hesablama metodlarından istifadə etməyə imkan verir. Tripeptidlərin nanohissəciklərlə valent komplekslərinin sistein amin turşu qalığının yan zəncirinə aid S atomu ilə nanohissəciklərin tərkibinə daxil olan Cd atomlarının –S-Cd-S- şəklində ortaq kimyəvi rabitələrdə iştirakı hesabına meydana çıxdığı qəbul edilmişdir. Bağlayıcı qrupa aid atomların elektron quruluşlarında meydana çıxan dəyişiklikləri və qrupun həndəsi quruluşunu tədqiq etmək üçün tripeptid-Cd_nS_{n-1}-tripeptid (n=1,2,3,4,5) komplekslərinin həndəsi quruluşu optimallaşdırılmışdır. Kvant kimyəvi hesablamaların nəticələrinə görə, n=1 olduqda bağlayıcı -S-Cd- kimyəvi rabitəsinin uzunluğu 2.458 Å, Cd atomlarının effektiv yükü 0.473e, S atomlarının effektiv yükü isə -0.215e olmuşdur. Bağlayıcı qrupdakı atomların sayı artdıqca bu parametrlərin azalma meyilləri müşahidə edilir.

ƏDƏBİYYAT

- 1 Chan,W.C.W. et al. (2002) Luminescent QDs for multiplexed biological detection and imaging. Curr. Opin. Biotechnol. 13, 40–46
- 2.Takashi Jin et al.(2008) Preparation and Characterization of Highly Fluorescent, Glutathione-coated Near Infrared Quantum Dots for in Vivo Fluorescence Imaging. Int. J. Mol. Sci. 2008, 9, 2044-2061;

ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ И ДЕГРАДАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ КРЕМНИЕВЫХ ДИОДОВ ШОТКИ НА ОСНОВЕ СИЛИЦИДА ПАЛЛАДИЯ

Ш.Г. Аскеров, И.Г. Пашаев, М.Г. Гасанов, М.Н. Агаев, Р.Ф. Мехтиев

Бакинский Государственный Университет

AZ1148 Баку, Азербайджан

e-mail: islampashayev@rambler.ru

Изучены электрические характеристики диодов Шоттки с многослойной металлизацией. Показано, что путем контроля за толщинами слоев Pd₂Si, TiW, температурой и средой термообработки, высоту барьера можно увеличить от 0,47 до 0,61 эВ

Выявлено, что контакт может быть неустойчивым после неизбежной в технологическом процессе термообработки, которое может привести к взаимодействию Al с силицидом металла. Для предотвращения подобных процессов применяется диффузионные барьеры из тугоплавких металлов.

Граница раздела (ГР) металл –полупроводник с её активными свойствами является основой работы многих электронных приборов. При научно обоснованном выборе материалов и контроле за условиями формирования можно получить контакты с однородной ГР, что обеспечивает надёжную работу и стабильность параметров диодов Шоттки (ДШ)[1-4]. В этом смысле наиболее перспективными являются силициды благородных металлов, поскольку поверхность раздела силицид металла –

кремний формируется вглубь от поверхности кремния, она однородна, не содержит загрязнений

В связи с возможностью создания простых и стабильных в физико-технологическом отношении приёмников ИК –излучения в диапазоне 3-5мкм значительно возрос интерес к структурам типа силицид металла –кремний. Диоды с барьером Шотки (ДБШ), изготовленные на их основе отличаются высокой однородностью чувствительности по элементам, а также возможностью использования отработанной промышленной технологии производства ИС и применимости в качестве исходного материала стандартного монокристаллического кремния. Однако многочисленные технологические операции в ходе изготовления этих многослойных структур существенно влияют на их качество, понижая их квантовую эффективность, а также воспроизводимость характеристик. Была разработана оптимальная упрощённая технология, позволяющая повысить качество и надёжность ДБШ на основе силицида палладия. Для изготовления образцов в качестве подложек были использованы p и n - типы Si с ориентациями (100) и (111) с $\rho = 0,7 \div 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, на которых после стандартной химической обработки выращивался SiO_2 толщиной $0,3 \div 0,4 \text{ мкм}$. В окиси открывались окна фотолитографическим способом, после чего вакуумным напылением наносился слой палладия толщиной $80 \div 400 \text{ \AA}$. Для образования Pd_2Si образцы подвергались термообработке в смеси газов при $T = 200^\circ C$ в течение $10 \div 60$ мин. Толщина Pd_2Si измерялась как оптическим методом, так и в поперечном сечении пластин с полосками силицида растровым электронным микроскопом. В качестве диффузионного барьера был использован $NiTi$ толщиной $0,21 \text{ мкм}$, для металлизаций применён Al , которые наносились в едином технологическом цикле. Были исследованы электрические свойства ДШ, изготовленных на основе силицидов Pt и Pd /без диффузионного барьера из сплава $NiTi$ и с Al разводкой. Дело в том, что контакт может быть неустойчивым после неизбежной в технологическом процессе термообработки, которая может привести к взаимодействию Al , широко применяемого в технологии СБИС, с силицидом металла[5]. Для предотвращения подобных процессов и применяются диффузионные барьеры из тугоплавких металлов.

По прямым и обратным ветвям ВАХ определены основные параметры ДШ: высота барьера Φ_B , коэффициент неидеальности n , и построены их зависимости от размеров контактов (14 прямоугольных ДШ с площадями от 100 до 1400 мкм^2). Для

$Al - NiTi - PtSi / n - Si$ ДШ ($T_{отж} = 883 \text{ K}$)

$\Phi_B = 0,75 \div 0,79 \text{ эВ}$, $n = 1,03 \div 1,15$. Для $Al - NiTi - Pd_2Si / n - Si$ ДШ ($T_{отж} = 723 \text{ K}$)

$\Phi_B = 0,66 \div 0,69 \text{ эВ}$, $n = 1,2 \div 1,3$. Для $Al - Pd_2Si / n - Si$ ДШ ($T_{отж} = 723 \text{ K}$)

$\Phi_B = 0,69 \div 0,71 \text{ эВ}$, $n = 1,06 \div 1,16$. ДШ на основе Al_2Si ($T_{отж} = 673 \text{ K}$) имеет сильный разброс параметров, что объясняется структурным несовершенством ГР. Обнаружено, что введение диффузионного барьера между Pd_2Si и Al оказывается лишним технологическим этапом, приводящим к ухудшению диодных характеристик. Установлено, что с уменьшением площади контактов влияние периферии на приборные характеристики растёт.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hiroshita Ishiwara. Characterization of epitaxial metal silicide films grown on Si //Surface Set. -1979 –Vol. 86 –P. 711-717.

2. Foell H., Ho P.S. Transmission electron microscopy investigation of silicide formation on slightly oxidized silicon substrates //J. Appl. Phys. -1981 –Vol. 52, N 9 –P. 5510-5516.
3. Пашаев И.Г Влияние различных обработок на свойства диодов Шоттки.. Физика и техника полупроводников, 2012, том 46, вып. 8 pp,1108-1110
4. I.G. Pashaev //Elektronysikal Properties of SCHOTTKYdiodes made on the basis of silikon with amorphous and polycrystalline metal alloy at Low direct voltage International Journal on “Technical and Physical Problems of Engineering” (JTPE), Iss. 10, Vol. 4, No. 1, 2012 pp. 41-44.
5. Мьюарка Ш. Силициды для СБИС –М.: Мир, 1986, -С. 176.

НАНОФРАГМЕНТЫ МЕЖДУ КВИНТЕТАМИ В $A^V_2B^{VI}_3$

Ф.К. Алескеров, С.Ш Кахраманов, С.Б Багиров, С.А Насибова

Научно-Производственное Объединение «Селен» НАНА

aleskerov@physics.ab.az, samir.gahramanov@gmail.com, sarhad@physics.az.az,
seyyare.nabiyeva@mail.ru

Показано, что в результате диффузионного интеркалирования в процессе роста кристаллов $A^V_2B^{VI}_3$ можно совместить методы вертикальной направленной кристаллизации с дополнительной миграцией атомов (Cu, Ni, Zn, In, Se,) в межслою. По-всей видимости, релаксация напряжений между квинтетами происходит посредством пластической деформации с массопереносом и возникновением винтовых дислокаций, что влияет на характер складчато-гофрированных субмикроструктур и плотность распределения наноостровков.

Упругие напряжения, возникающие между квинтетами в $A^V_2B^{VI}_3$ важны для выяснения механизма формирования межслоевых нанофрагментов. К настоящему времени, несмотря на большое число работ, посвященных механизму роста и состава островков, а также упругих напряжений в них многие вопросы остаются открытыми. Большой интерес к процессам самоорганизация наноостровков на поверхности в упруго напряженных системах связан с перемещением дислокаций и выходом их на поверхность и с возможностью получения нанообъектов в межслоях.

Целью работы является выявление морфологических особенностей самоорганизации межслоевых нанообъектов, связанных с их деформацией в процессе роста слоистых кристаллов $A^V_2B^{VI}_3$ <примесь>.

Рассмотрены деформационные процессы, происходящие между квинтетами $A^V_2B^{VI}_3$. Сдвиг в них происходит по винтовой поверхности. Величина единичного смещения между слоями $T^{(1)}e-Te^{(1)}$ это вектор Бюргерса \vec{b} , который отражает как абсолютную величину сдвига так и его направление по плоскости (0001). Для слоистых кристаллов типа $Sb_2Te_3(Bi_2Te_3)$ вектор b находится на плоскости (0001). Межслоевое пространство –это области высокой дислокационной плотности; в этой области концентрируются различные примеси образующие нанофрагменты.

Путем самоорганизации на межслоевой поверхности (0001) сформировались упорядоченные наноостровки (см. рисунок). Рост этих нанообъектов можно считать проявлением механизма множества дислокационных холмиков-наноостровков. На изображениях снятых на атомно-силовом микроскопе (АСМ) поверхности (0001)

$\text{Bi}_2\text{Te}_3\langle\text{Zn}\rangle$ в 2D масштабе (рисунок вставка) заметны сформированные путем конкуренции рядом с большими островками малые островки. Это результат выхода дополнительной винтовой дислокации не поглощенной дислокационным холмиком большего размера. Большие холмики обычно имеют некруглую форму, они скорее напоминают вытянутые эллипсы.

В зависимости от скорости роста были выращены межслоевые складчато-гофрированные структуры и упорядоченные наноструктуры. На формирование межслоевых микроструктур сказываются внутренние межслоевые напряжения, приводящие к упругому взаимодействию, с образованием различных типов нанобъектов. АСМ-изображения в 2D и 3D –масштабах свидетельствуют о формировании устойчивых ступеней, складок (гофрированных структур с длиной волны 20-30 нм) и трехмерных упорядоченных наноструктур высотой ~5 -8 нм. Напряжения и массоперенос приводят к неперидическому распределению гофров на поверхности $(0001) \text{A}^{\text{V}}_2 \text{B}^{\text{VI}}_3\langle\text{примесь}\rangle$. Для управления периодичностью формирования нанобъектами (наноструктурами, их слипанием с последующим гофрированием) необходимо проводить отжиг.

ВЫВОДЫ

АСМ- изображения нанобразований различных форм свидетельствуют о процессах сжатия и растяжения между квинтетами в слоистых структурах.

В механизме самоорганизации межслоевых нанобъектов особую роль играют винтовые дислокационные холмики.

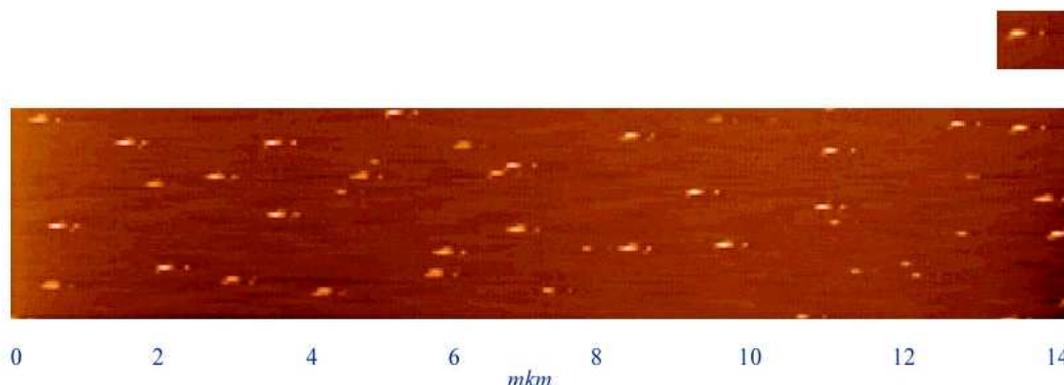


Рисунок
АСМ-изображение в 2D масштабе $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Zn}$ упорядоченных дислокационных наноструктур

ЛИТЕРАТУРА

1. Маркидонов А.В., Тихонов Т.А., Неверов В.В. Перемещение массы пластическими сдвигами // Фундаментальные проблемы современного материаловедения, (Россия), 2007, т. 4, № 2, с.41-46.
2. Малыгин Г.А. Самоорганизация дислокаций и локализация скольжения в пластически деформируемых кристаллах // Физика твердого тела, 1995, т.37, №1, с.42

СУЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ С УВЕЛИЧЕНИЕМ ВРЕМЕНИ ТРАВЛЕНИЯ ПРИ ХИМИЧЕСКОМ ФОРМИРОВАНИИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ.

Ф.А. Рустамов, Н.Х. Дарвишов, М.З. Мамедов, В.Э. Багиев, Е.Ю. Боброва, Х.О. Гафарова.

Бакинский Государственный Университет, НИИ Физических Проблем, Отдел Физики Полупроводников, Баку, Азербайджанская Республика
e-mail: farhad.rustamov@bsu.az

В растворах $\text{HF}/\text{HNO}_3/\text{CH}_3\text{COOH}$, в режиме недостатка окислителя, получены латерально однородные, равномерно окрашенные слои пористого кремния. Исследованы спектры излучения и возбуждения фотolumинесценции. Показано, что несмотря на независимость положения максимума фотolumинесценции от времени травления, оптическая ширина запрещенной зоны пористого кремния уменьшается с ростом времени травления.

Слои пористого кремния (ПК) получают как электрохимическим, так и чисто химическим травлением [1,2].

Если при анодизации необходимые для образования слоев ПК дырки поставляются самой подложкой Si, при химическом травлении они поставляются через раствор диссоциацией молекул HNO_3 . Хотя механизм образования пористого кремния в обоих случаях идентичен, химический метод травления представляется более простым и технологичным, так как вписывается в обычный технологический цикл обработки кремниевых пластин. В этом случае достаточно окунуть пластинку в соответствующий травительный раствор на некоторое требуемое время. Такая технология позволяет исключить необходимость нанесения омического контакта на обратную сторону пластины и проводить травление без приложения внешнего напряжения. Кроме того, при химическом методе получения ПК даже очень тонкие слои (20 – 200 нм) его обладают люминесцирующими свойствами.

В данной работе было исследовано влияние времени травления на спектры излучения и возбуждения фотolumинесценции пористого кремния, полученного химическим методом травления в растворах $\text{HF}:\text{HNO}_3:\text{CH}_3\text{COOH}$ в режиме недостатка окислителя.

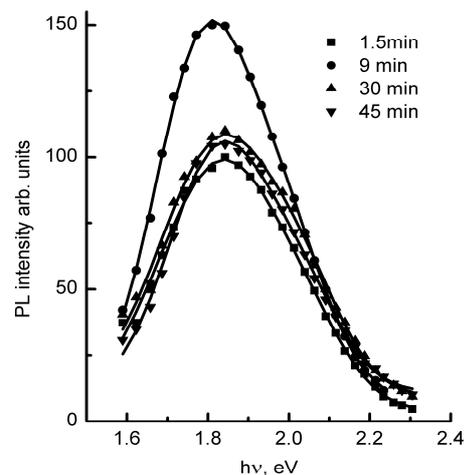


Рис.1. Спектры фотolumинесценции слоев пористого кремния сформированные за различные времена травления

Слои пористого кремния были получены методом химического травления на полированных с обеих сторон монокристаллических подложках Si с p- типом проводимостью, удельным сопротивлением от 10 Ом·см. В качестве травителя был выбран раствор плавиковой, азотной и уксусной кислот HF:HNO₃:CH₃COOH. Площадь обрабатываемой поверхности составляла 1 см². Химическое травление проводилось при комнатной температуре и естественном освещении.

Все полученные образцы ПК проявляли видимую фотолюминесценцию (ФЛ) при комнатной температуре. Возбуждение проводилось при длине волны 320 нм. На Рис.1 показаны спектры ФЛ после 4-х дней выдержки в воздухе. Образцы ПК отличаются временем травления после начала реакции: 1 – 1.5 мин, 2 – 9 мин, 3 – 30 мин и 4 – 45 мин. Как видно из рисунка, с увеличением времени травления положение максимума ФЛ смещается незначительно – сначала с 1.81 эВ в 1.84 эВ, а затем обратно в 1.81 эВ. При этом максимальная интенсивность наблюдается для образцов, в которых реакция продолжалась 9 мин.

Для всех полученных образцов также были исследованы спектры возбуждения фотолюминесценции (СВЛ) на максимальной длине ФЛ. Максимум спектров СВЛ изменяется немонотонно в зависимости от времени травления. Сначала максимум увеличивается от 3.88 эВ до 4 эВ, а затем уменьшается до 3.76 эВ. Так как все исследуемые образцы ПК были тонкими ($d < 300$ нм), то низкоэнергетическое крыло СВЛ должно быть пропорциональным коэффициенту поглощения [3-5], и анализ этих спектров может дать информацию об оптической ширине запрещенной зоны. Рис.2 показывает зависимость $(I_{\text{PLE}} h\nu)^{1/2}$ от $h\nu$. Прямые линии показывают экстраполяцию этих спектров в низкоэнергетической области, а их точки пересечения с осью $h\nu$ позволяют определить значение ширины запрещенной зоны пористого кремния. Как видно из рисунка, значение ширины запрещенной зоны уменьшается со временем травления от 2.6 эВ до 2.2, хотя это изменение носит немонотонный характер.

Зависимость интенсивности ФЛ и ее максимума от времени травления отличается от той, которая получается при электрохимическом способе получения ПК. Обычно максимум ФЛ пористого кремния, полученного электрохимическим методом травления, с увеличением времени травления смещается в область больших энергий и ее интенсивность увеличивается. При этом смещение максимума ФЛ в область больших энергий связывается с увеличением пористости, а значит, с уменьшением размеров нанокристаллитов кремния, а увеличение интенсивности объясняется увеличением толщины пористого кремния, т.е. увеличением числа излучающих центров. В нашем же случае (Рис.1) с увеличением времени травления максимум ФЛ смещается очень незначительно сначала в низкоэнергетическую область, а затем в высокоэнергетическую. Такое постоянство максимума ФЛ согласуется с данными работ [6-8] и указывает на очень слабую зависимость положения максимума ФЛ от времени травления при химическом методе формирования ПК.

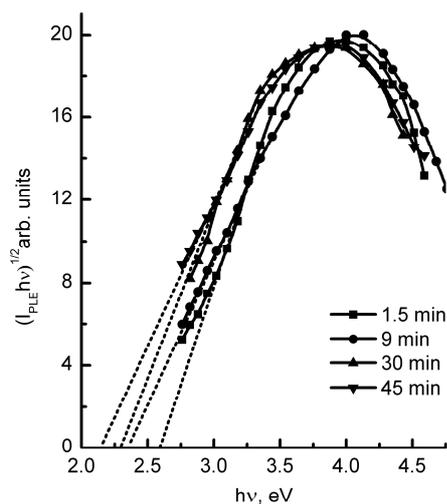


Рис.2. Зависимости $(I_{\text{PLE}} h\nu)^{1/2}$ от $h\nu$ пористого кремния сформированные за различные времена травления и их экстраполяция в низкоэнергетическом крыле

Но исследование только спектров ФЛ не достаточно, чтобы доказать изменение размеров нанокристаллитов, а значит, и ширины запрещенной зоны из-за различных возможных каналов излучательной рекомбинации. Поэтому в каждом случае были также исследованы спектры возбуждения фотолюминесценции. Для более точного определения изменения ширины запрещенной зоны и выяснения характера поглощения на Рис.2 приведены зависимости $(I_{\text{PL}}h\nu)^{1/2}$ от $h\nu$ и их экстраполяция прямыми линиями в низкоэнергетической области. Хорошая экстраполяция этих зависимостей прямыми линиями для всех образцов свидетельствует о непрямозонном характере поглощения, который не зависит от времени травления. Точки пересечения экстраполяционных прямых с осью $h\nu$, указывая на среднюю оптическую ширину запрещенной зоны, смещаются в низкоэнергетическую область с увеличением времени травления. Это указывает на то, что с увеличением времени травления оптическая ширина запрещенной зоны немонотонно уменьшается, а значит, средний размер нанокристаллитов действительно увеличивается. Поэтому и не происходит смещение максимума ФЛ в высокоэнергетическую область при увеличении времени травления. Но вместе с тем видно различие в значениях измеренной оптической ширины запрещенной зоны и максимумом спектров ФЛ. Такое различие наблюдается также в слоях ПК, полученных методом электрохимического травления [5] и указывает на то, что хотя поглощение, ответственное за видимую ФЛ, происходит в нанокристаллах кремния, излучательная рекомбинация происходит в пограничном окисном слое.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Lehmann. *Electrochemistry of Silicon*. New York: Willey VCH, 2002.
2. L.T. Chanham. *Properties of porous silicon*. EMIS Data Review Series No. 18, London, 1997.
3. Z.C. Feng, R. Tsu. *Porous silicon*. World Scientific Publishing. New York, 1995.
4. A. Kux, M. Ben Chorin, *Photoluminescence excitation spectroscopy of porous silicon*, Mater. Res. Soc. Symp. Proc. 358 (1995) 447-452.
5. F.A. Rustamov, N.H. Darvishov, M.Z. Mamedov, E.Y. Bobrova, H.O. Qafarova, *Porous silicon bandgap broadening at natural oxidation*, J. Luminescence. 131, 10 (2011) 2078-2082.
6. M. Nahidi, K.U. Kolasinski, *Effects of stain etchant composition on the photoluminescence and morphology of porous silicon*, J. Electrochem. Soc., 153, 1 (2006) C19-C26.
7. V.A. Makara, M.M. Melnichenko, K.V. Svezhentsova, L.Yu. Khomenkova, O.M. Shmyryeva, *Structure and luminescence study of nanoporous silicon layers with high internal surface*, Semicond. Phys. Quantum Electron. Optoelectron. 6, 4 (2003) 492-495.
8. M.J. Winton, S.D. Russell, J.A. Wolk, R. Gronsky, *Processing independent photoluminescence response of chemically etched porous silicon*, Appl. Phys. Lett. 69 (1996) 4026-4028.

ПОДВИЖНОСТНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛАХ InSe

А.Ш.Абдинов, Р.Ф.Бабаева*, С.И.Амирова, Н.А.Рагимова, Р.М.Рзаев

Бакинский Государственный Университет,

**Азербайджанский Государственный Экономический Университет*

rovnaq.rzayev@mail.ru

В работе исследовано влияние света на подвижность носителей тока в кристаллах n-InSe. обнаружен подвижностный фотоэффект и выяснен его физический механизм.

В ранних работах [1-3] сказано о возможности объяснения электрических и фотоэлектрических свойств кристаллов моноселенида индия (InSe) на основе частичной неупорядоченности этого материала, согласно которой образцы этого материала в целом состоят из низкоомной матрицы (НО) с хаотическими высокоомными включениями (ВО). Предполагается, что на границах НО-ВО существуют рекомбинационные (РБ), а между соседними ВО включениями – дрейфовые барьеры (ДБ). Роль дрейфовых барьеров в электронных свойствах и влияние их на величины отдельных физических параметров в этом полупроводнике не выяснена на нужном уровне.

В данной работе с целью выявления роли дрейфовых барьеров в фотоэлектрических свойствах кристаллов моноселенида индия экспериментально исследовано влияние света на подвижность носителей тока в этом материале при различных внешних условиях.

Исследуемые образцы скалывались из выращенных методом медленного охлаждения при постоянном градиенте температуры вдоль слитка [4] n-типа моноселенида индия.

Измерения проводились при помощи экспериментальной установки, собранной на базе монохроматора МДР-12 и электромагнита с управляемой индукцией в пределах практически от нуля до 6 кэрстед. Световой пучок и магнитное поле были направлены перпендикулярно, а ток через образец параллельно слоям. Температура образца менялась в пределах 77÷400К, т.к. при $T \geq 450\text{K}$ начиналась собственная проводимость. Применяемая установка позволяла провести фотоэлектрические измерения в пределах длины волны 0.2÷4.0 мкм, при интенсивностях $\Phi \leq 10^2 \text{ Лк}$.

Подвижность и концентрации носителей тока, а также удельное сопротивление (удельная проводимость) образцов при различных условиях (в темноте и при воздействия света) измерялись на основе традиционного комбинированного трехзондового метода, позволяющего измерять постоянную Холла (концентрацию носителей тока) и удельную электропроводимость (удельное сопротивление) образцов [5].

В результате проведенных измерений установлено, что при 300 К значение удельного темнового сопротивления (ρ_T) изучаемых образцов n-InSe меняется в пределах $10 \div 10^2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ и значительно меньше по сравнению с имеющимся место при 77 К, которая составляет $\sim 10^3 \div 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ для различных образцов в зависимости от их происхождения и предыстории. Однако концентрация носителей тока (n) в рассмотренном диапазоне (77÷300 К) незначительно меняется с температурой. Для различных образцов величина n составляет $\sim 5 \cdot 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\sim 5 \cdot 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при 77К и 300К, соответственно. Эти результаты свидетельствуют о том, что резкий рост удельного темнового сопротивления при понижении температуры от 300К до 77К, прежде всего, обусловлен сильным уменьшением подвижности носителей тока (μ), а

не изменением n с температурой.

Снималась зависимость μ от интенсивности света с различной длиной волны в образцах с различным ρ_{T0} , от температуры при различных освещенностях и от времени воздействия света с различной длиной волны, от времени при различных условиях освещенности, спектров различных фотоэлектрических явлений в исследуемых образцах.

Установлено что, заметная зависимость μ от воздействия света наблюдается лишь в высокоомных кристаллах ($\rho_{T0} \geq 10^4$ Ом·см) в области низких температур ($T \leq 150 \div 200$ К) для различных образцов в зависимости от ρ_{T0} . При этом, кроме этого наблюдаются некоторые фотоэлектрические явления с подвижностью носителей тока.

В частности, при освещении светом из области собственного поглощения в момент включения света μ быстро возрастает от исходного темнового (μ_0) до соответствующего стационарного светового (μ_c) значения, а при выключении света – спадает от μ_c до μ_0 в два этапа. Вернее, сначала μ быстро уменьшается почти на 70-80 % относительно μ_c , а далее значительно медленно релаксируется до μ_0 (наблюдается «подвижностная память»). Скорость установления μ_c при включении света и релаксация μ от μ_c до μ_0 после выключения света оказывается зависимыми от величины ρ_{T0} , температуры, интенсивности света (Φ). С ростом исходной удельной темновой проводимости (σ_{T0}) и Φ время установления стационарного значения световой подвижности ($\tau_{ст}$) уменьшается, а время релаксации остаточной подвижности ($\tau_{оп}$) – значительно увеличивается. При этом величина остаточной подвижности ($\Delta\mu = \mu - \mu_0$, где μ – величина подвижности носителей тока через 15÷20 секунд после выключения света) увеличивается. С повышением температуры сильно уменьшается как $\tau_{ст}$, так и $\tau_{оп}$.

При воздействии на исследуемые образцы света из области примесного поглощения (примесного света), при низких температурах подвижность носителей тока (μ) уменьшается относительно исходного (μ_0) и после прекращения воздействия света она длительное время оказывается меньше, чем μ_0 (медленно релаксируется до μ_0), т.е. наблюдается отрицательная остаточная подвижность («отрицательная подвижностная память»).

Релаксация положительной остаточной подвижности ускоряется при воздействии на исследуемый образец кратковременным тепловым и (или) световым импульсом из области примесного поглощения. При этом достаточно нагреть образец за 5-10 секунд до ~ 350 К, а далее путем погружения в жидкой азот резко охладить его до 77 К, или же 10-15 секунд освещать интенсивным примесным светом. Температурное гашение обеспечивает стопроцентное, а ИК-гашение – не более, чем 60-70% стирание остаточной подвижности.

Отрицательная остаточная подвижность стирается воздействием кратковременным тепловыми и (или) электрическими импульсами.

Обнаруженная нами специфика влияния света на подвижность носителей тока в кристаллах n-InSe отвергает возможность объяснения полученных экспериментальных результатов на основе механизмов, при которых доминируют лишь рассеяние носителей тока на колебаниях решетки и (или) точечных собственных дефектах, а также на нейтральных атомах и (или) неконтролируемых ионах примесей [6], при которых не должны иметь место такие ярко выраженные долговременно-релаксирующие процессы.

Следует отметить, что полученные результаты можно объяснить на основе наличия в изучаемых кристаллах хаотических крупномасштабных дефектов в виде

высокоомных включений (ВО) в низкоомной матрице (НО). Дело в том, что в таком полупроводниковом образце носители тока для участия в проводимости должны обладать энергией, необходимой для преодоления дрейфовых барьеров ($\Delta\varepsilon_d$). При этом, в темноте же при низких температурах концентрация носителей тока незначительна, а подвижность их (μ) отличается от истинной (дрейфовой) подвижности (μ_d). Поэтому дрейфовые барьеры играют доминирующую роль в сопротивлении образца, т.е. чем больше размеры и количество дрейфовых барьеров, тем больше будет и ρ_{TO} .

При освещении в зависимости от температуры, а также длины волны и интенсивности света концентрация носителей тока и размеры дрейфовых барьеров будет меняться по-разному. В частности, под действием собственного света вследствие роста концентрации носителей тока будут уменьшаться размеры дрейфовых барьеров, что, в свою очередь будет приводить к соответствующему росту подвижности носителей тока. После прекращения воздействия света, часть созданных фотоносителей быстро рекомбинируется, а в зависимости от температуры, величины исходного темнового удельного сопротивления образца и интенсивности света, остальная часть их рекомбинируется значительно медленно. Вследствие чего, после прекращения воздействия света исходное состояние флуктуации потенциала и размеры дрейфовых барьеров также восстанавливаются медленно, и наблюдается подвижная память. При этом остаточная подвижность $\Delta\mu=(\mu_n-\mu_0)>0$, а величина ее зависит как от ρ_{TO} , так и от T и Φ . Это обусловлено тем, что размеры рекомбинационных барьеров в образцах с большим ρ_{TO} велики, а с повышением T и Φ – уменьшаются. Это предположение подтверждается полученными экспериментальными зависимостями $\Delta\mu(\rho_{TO})$, $\Delta\mu(T)$ и $\Delta\mu(\Phi)$.

Таким образом, можно сказать, что в чистых высокоомных и слаболегированных РЗЭ кристаллах моноселенида индия при низких температурах наблюдается подвижный фотоэлектрический эффект, т.е. изменение проводимости за счет зависимости подвижности воздействия света. Можно предполагать, что увеличение подвижности носителей тока при воздействии собственного света обусловлено оптическим сглаживанием флуктуации потенциала свободных энергетических зон. Уменьшение подвижности носителей тока при воздействии примесного света, обусловлено уменьшением концентрации носителей тока в свободных энергетических зонах вследствие замены рекомбинационного канала через медленных на быстрые центры рекомбинации.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Ш.Абдинов, А.Г.Кязым-заде, А.А.Ахмедов. К вопросу остаточной фотопроводимости в монокристаллах InSe и GaSe. Изв.АН Аз.ССР сер.ФТ и мн. 1977, № 2, с.72-76
2. А.Ш.Абдинов, А.Г.Кязым-заде, А.А.Ахмедов. Изв. АН Аз. ССР. Сер. физ.-техн. и мат. н, № 2, 72 (1977).
3. А.Ш.Абдинов, А.Г.Кязым-заде. ФТП, **9**, № 10, 1970 (1975).
4. А.Ш.Абдинов, Р.Ф.Бабаева. Долговременная изотермическая релаксация темнового электросопротивления монокристаллов селенида индия, легированного диспрозием. Ж. «Неорганические материалы». 1995. Т.31. №8. С. 1020-1022.
5. Р.Ф.Мехтиев, Г.Б.Абдуллаев, Г.А.Ахундов. Методика выращивания монокристаллов GaSe и исследование их некоторых свойств // ДАН Аз. ССР, 1962, Т. 18, В. 6, с. 11-17.

6. Н.Ф.Ковтанюк, Ю.А.Концевой. *Методы измерения параметров полупроводниковых материалов* (М. «Металлургия», 1970) -429 с.

О ПЕРЕХОДЕ ВЫСОКООМНОЙ СМЕСИ ЦЕОЛИТОВОГО И КРЕМНИЕВОГО ПОРОШКОВ В НИЗКООМНОЕ СОСТОЯНИЕ

Н.Н.Лебедева, В.И.Орбух, Ч.Г.Ахундов

*Бакинский Государственный Университет, Институт Физических Проблем
AZ 1148 г.Баку, З.Халилова, 23*

В настоящей работе изучались электрические свойства смеси из цеолитового и кремниевого порошков. Обнаружен стационарный газоразрядный ток в смеси цеолита и кремния. Предложено объяснение, основанное на предположении о зажигании разряда на кремниевых частицах.

Территория Азербайджана является одним из перспективных регионов по природным цеолитам [1], а именно по высококремнеземным цеолитам, широкое применение которых установлено во многих областях. На основе рентгенографического и спектрального химического анализа нами установлена принадлежность исследуемого природного цеолита к высококремнеземным цеолитам типа клиноптилолит [2]. Кристаллическая структура клиноптилолита принадлежит к моноклинной сингонии с параметрами: $a=17.74\text{\AA}$ $b=17.9\text{\AA}$, $c=7.4\text{\AA}$, пространственная группа C_2/m , $\beta=117^\circ$. Структура состоит из тетраэдров $[\text{SiO}_4]^{4-}$ и $[\text{AlO}_4]^{5-}$, которые соединяясь между собой вершинами образуют поры-наноканалы двух типов с размерами 0.6×0.4 нм и 0.4×0.4 нм. Содержимое этих каналов представляет собой внекаркасную подсистему - это положительно заряженные ионы-катионы Na^+ , K^+ , Mg^+ , Ca^+ , компенсирующие отрицательный заряд каркаса, а также большое количество молекулы H_2O -координационной воды [3]. Вода может быть удалена при нагреве или вакуумировании цеолита, что не влияет на жесткий каркас - его структура практически не меняется. Поры цеолитов правильной формы, соединяясь между собой через «окна», образуют внутри кристаллов сеть сквозных каналов. Поэтому цеолиты можно рассматривать как объект, на котором помимо уже хорошо известных явлений (адсорбция, ионообменные явления), можно исследовать пороземиссию электронов, размножение электронов и газовый разряд в порах, диэлектрические и электрические свойства при насыщении пор различными газами и жидкостями. Соответственно большинство исследований цеолита посвящено изучению его адсорбционных свойств. Изучение электрических свойств проводились в основном в переменном электрическом поле. Это связано с тем, что проводимость цеолитов связывается с движением ионов в порах цеолита [4-7]. Электрическая проводимость цеолитов на переменном напряжении обусловлена движением положительных ионов металлов в поровом пространстве, и она существенно зависит от содержания в порах воды. Такое объяснение вполне подходит для переменных токов.

Крайне мало исследований электропроводности цеолитов в режиме постоянного напряжения. Одной из таких является работа [8] на цеолитовой пластине, вырезанной из моноблока природного клиноптилолита, [9] - на микромонокристаллах синтезированных цеолитов, [10] - на таблетках спрессованного порошка натурального цеолита, [11] - на пленках синтезированных цеолитов различной структуры каркаса и различными ионами в порах, [12] - в цеолитоподобном материале. В этих работах при исследовании токов на постоянном напряжении наблюдается либо стационарный ток, что не свойственно ионной проводимости, либо непрерывно спадающий ток. Поэтому

дискуссионным остается вопрос о возможности сквозной ионной проводимости цеолитов на постоянном токе.

В последнее время значительно возрос интерес к изучению электрических свойств цеолитовых порошков, пленок и пленочных композитов в постоянном электрическом поле [11-13]. В [11] авторам удалось изготовить тонкие (50 мкм) цеолитовые пленки различной структуры и с различными катионами в порах. Электропроводность цеолитовой пленки проявляет идеально 2 режима : один при малых напряжениях, когда пленка ведет себя как изолятор и другой после напряжения пробоя, когда проводимость резко возрастает. В работе [13] исследовались пленки композита polyvinylidene fluoride/NaY цеолит. Также как в работе [11], электропроводность на постоянном токе характеризовалась 2-мя режимами: высокоомный участок после напряжения пробоя (около 4 В) сменялся на низкоомный.

Исследование композитных материалов на основе цеолитового порошка ограничено задачами внедрения составляющих композита в поры цеолита [14]. Одним из привлекательных компонентов для создания композита с цеолитовым порошком являются кремневые частицы, покрытые естественным окислом SiO_2 . В настоящее время изучению свойств и природы пограничного слоя между кристаллическим $c\text{-Si}$ и его окислом (термически осажденным или естественным) уделяется особое внимание [15] в связи с широким практическим использованием таких структур. Образующаяся на поверхности кремния двуокись кремния, подобно цеолиту, является эффективным поглотителем водяных паров [16,17]. Это связано с пористой структурой плёнки двуокиси кремния. Например, в работе [18] установлено, что слой естественного окисла имеет микроскопические шероховатости на поверхности, содержащие около 34% пустот. Исследование свойств пленок пористого диоксида кремния нанометровой толщины [19] показало, что пробой диэлектрической плёнки на воздухе начинается в дефектных местах или областях с повышенной напряженностью электрического поля.

В настоящей работе мы изучали электрические свойства смеси из цеолитового и кремниевого порошков. Особенность такого композита, во-первых, в том, что как цеолит, так и частицы кремниевого порошка (покрытые двуокисью кремния) являются эффективными поглотителями водяных паров. Во-вторых, частицы цеолита не обладают электронной проводимостью в противоположность частицам из низкоомного кремния.

Отметим также, что как и цеолит, так и окись кремния являются пористыми материалами.

Материалы. В качестве объекта исследования был использован природный цеолит клиноптилолит: Для эксперимента из объемного моноблока природного цеолита клиноптилолита, нарезались частицы размерами 0.3-0.5 мм. Затем на планетарной мельнице типа FRITSCH они доводились до порошкового состояния с размерами частиц цеолита 0.1мкм. Для изготовления порошка кремния были использованы стандартные заводские пластины кремния (111) и (100) марки КЭФ (удельное сопротивление $\approx 7.5 \Omega \text{ см}$). После предварительного измельчения частицы кремния также как и цеолит превращались в порошок на планетарной мельнице. Исследовались образцы двух типов: порошок природного цеолита и смесь порошка природного цеолита и 10% порошка кремния.

Метод измерения. Для измерения электропроводности образцы помещались в кассету между двумя плоскими электродами, один из которых был проводящий прозрачный слой SnO_2 на стеклянном диске, а второй-отполированный медный диск. С помощью накидной гайки медный диск сжимал засыпанный в кассету порошок в слой толщиной 0.5мм. и диаметром в 1см. Кассета помещалась в камеру, снабженную окнами для визуальной и фотографической регистрации, электрическими вводами и

выводом для откачки газа из камеры. Давление в камере регистрировалось манометром. Постоянное стабилизированное напряжение было в интервале 40-1000 В. Ток регистрировался в интервале 10^{-8} - 10^{-3} А. Долговременные релаксации тока регистрировались в течение 6 часов, давление изменялось от атмосферного до 10^{-2} torr.

Результаты и обсуждение

В нашей работе исследовались токи в цеолитовом порошке механически зажатой электродами. В цеолитовом порошке без добавок наблюдался лишь спадающий нестационарный ток, характерный для чисто ионной проводимости. Однако добавка в цеолитовый порошок 10 процентов кремниевого порошка в сочетании с понижением давления воздуха в камере, содержащей кассету с цеолитом, приводило к новым явлениям. Установлено, что:

1. Ток становится стационарным
2. Вольт-амперная характеристика состоит из двух частей. Первая - это плавное нелинейное увеличение тока, при некотором напряжении сменяющимся очень быстрым, почти вертикальным возрастанием тока
3. Напряжение перехода от одного режима к другому, как функция давления, имеет минимум
4. Система демонстрирует гистерезис по напряжению
5. При пониженном давлении ($p < 0.1$ torr) на ВАХ наблюдается лишь плавное нарастание малого по величине тока.

Для объяснения стационарности тока и особенностей вольт-амперной характеристики исходим из того, что как поры в цеолите, так и кремневые кластеры (покрытые окисью кремния) являются активными поглотителями влаги. Если исходить из того, что пары воды являются проводящей средой, то в электрическом отношении цеолитовый и кремневые порошки оказываются связанными. Учитывая, что в нашем эксперименте есть указание на выполнение закона Пашена (пункт 3), мы предполагаем, что наблюдаемый ток это ток газового разряда. Отметим, что в нашей работе [8] в цеолитовой пластине газовый разряд наблюдался, в том числе и визуально. Комбинация высокой концентрации электронов в кремневых кластерах и водяных паров в порах окиси кремния на их поверхности с аномально большим полем в порах окисла способствует зажиганию газового разряда. Конкретный механизм можно представить следующим образом.

В цеолитовой поре отрицательный заряд поры компенсируется положительным зарядом находящихся в ней подвижных ионов. Рассмотрим ток в порошковом цеолите, помещённом в постоянное электрическое поле. На начальном этапе, пока движущиеся в порах ионы, в основном ещё их не покинули, пора представляет собой диполь. Объём пористого пространства в цеолитах составляет примерно половину полного объёма. Поэтому максимальное число подвижных ионов порядка полного числа атомов цеолитового кристаллита. Это означает, что уже при малом смещении ионов дипольный момент будет значительным т.к. центр тяжести смещённых положительных ионов и центр тяжести отрицательно заряженных стенок пор не совпадают. Особо подчеркнём, что такой механизм поляризации цеолитового порошка возможен лишь при условии, что кристаллиты цеолита не обмениваются ионами. В такой ситуации адекватный подход состоит в том, что ионный ток рассматривается как поляризация порошковой среды. Цеолитовый порошок в отличии от порошка из диэлектрического материала обладает значительной ионной проводимостью. Отличие цеолитового порошка от металлического порошка в том, что обмен носителями между частицами ограничен. Поэтому почти весь объём заполнен частицами с высокой поляризуемостью (за счёт ионной проводимости) но электрически изолированных друг от друга (по крайней мере при небольших токах). Поэтому порошок из цеолита, в указанных выше

условиях, можно рассматривать как вещество с большой диэлектрической проницаемостью (ещё раз подчеркнём - эта диэлектрическая проницаемость связана не с решёткой цеолита, а с перемещением ионов в его порах). Традиционно высокая поляризуемость диэлектрических порошков с добавлением проводящих (обычно металлических) порошков, объясняется механизмом Максвелла-Вагнера. Его содержание в том, что малая концентрация проводящего порошка обеспечивает их электрическую изоляцию друг от друга в диэлектрической матрице. А дипольный момент, приходящийся на единицу объёма занятой проводящей частицей, существенно больше, чем для диэлектрической частицы. Эта модель привлекается рядом авторов для объяснения наблюдаемых явлений (таких как гигантское пьезоэлектрическое и диэлектрическое усиление) в различных композитных материалах [20-22]. В поляризуемой среде локальное поле, действующее на отдельную частицу пропорционально диэлектрической проницаемости [23]. Именно поэтому электрическое поле, действующее на отдельную кремниевую частицу существенно больше, чем среднее поле в объёме.

Под действием такого электрического поля электроны, инжектируются из кремниевого кластера в поры окиси кремния, где ионизуют находящиеся там водяные пары. Таким мы представляем сам механизм поджига разряда. Как указывалось выше, водяные пары фактически объединяют все элементы нашей системы: поры в окиси кремния, поры цеолита, и межкристаллическое пространство. Поэтому пробой газа в порах окиси кремния фактически является механизмом зажигания разряда по всему объёму. Отметим ключевую роль цеолитовых пор: энергия ионизации внутри поры существенно понижена. При таком подходе становится понятным, почему не наблюдаются стационарные токи в чистом цеолитовом порошке: там отсутствует газовый разряд, стационарность которого обеспечивается процессами генерации и рекомбинации в газе. Имеются также прямые указания на то, что наблюдаемый ток - газоразрядный: зависимость напряжения пробоя от давления соответствует Закону Пашена (пункт 3). Кроме того, наблюдается, характерный для газового разряда гистерезис (пункт 4).

В заключение отметим, что в настоящей работе обнаружен стационарный газоразрядный ток в смеси цеолита и кремния. Предложено объяснение, основанное на предположении о зажигании разряда на кремниевых частицах.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Е. Амиров, «Цеолиты Азербайджана», Баку, «Элм», 2004, 22
2. Т.З.Кулиева, Н.Н.Лебедева, В.И.Орбух, Ч.А.Султанов Natural zeolit=kliinoptilolite identification Fizika, XV, N3, 2009, 43-45
3. К.Казутши, J. Takeuchi, J. Zeit Krystal, v.145, N₀ ¾, 1977, 216
4. Ducros P. // Bull. Soc. Fr Mineral, Crystallogr.-1960- LXXX-111, P.85-112
5. Magensen N.H., Skou E. // Solid State Ionics-1995-77, P.51-54
6. Afanassyev J.S., Fursenko B.A., Belitsky I.A. // Phys. Chem. Minerals- 1998-25-P.262-287
7. Kalogeras J.M., Vassilikou-Dova // Cryst. Res. Technol. 1966, v.31, P.693
8. Н.Н.Лебедева, В.И.Орбух, Ч.А.Султанов, ЖТФ, 2010, том 80, вып. 4, С.134
9. В.Л.Вейсман, В.Н.Марков, Л.В.Николаева, С.В.Паньков, В.Г.Соловьев, ФТТ, том 35 N 5, 1993, С.1390-1393
10. Junscher A.K., Haidar A.R. J.Chem. Soc.Faraday Trans,(1986), Pt 1, v.82, N 12, P.3553-3560
11. Mercedes Alvaro, Jose F.Cabera, David Fabuel, Hermenegildo Garcia, Enrique Guijjarra,

- Jose Luis Martinez de Juan // Chem. Mater, 2006, 18, 26-33
12. V.Soqhomonian, J.J. Heremans // Appl.Phys.Lett.(2009) v.95, 152
13. **C.Lopes, C.Saparos, J.I.Gomes Ribelles, I.G.Neves, S.I.Lanseros-Mendes J.** Microporous and Mesoporous Materials, 2012, Accepted Manuscript
14. В.Н.Богомоллов // УФН. 1978, том 124, №1, с.171-182
15. Е.О.Филатов, А.А.Соколов,Е.Ю.Тарачева,И.В.Багров Письма ЖТФ, 2009,т.35,в.2 С.36-41
16. В.А.Остапенко, Л.П.Суханов NANO RF/том 6. № 1-2 2011, РОССИЙСКИЕ НАНОТЕХНОЛОГИИ, СТАТЬИ, с 109-117
17. Е.Н.Лукьянова, С.Н.Козлов, А.И.Ефимова, Г.Б.Демидович «Структура и Динамика Молекулярных Систем», 2003, в X, часть 3 с.41-44
18. А.И.Беляева, А.А.Галуза, С.Н.Коломиец ФТП, 2004,т.38,в.9 ,стр. 1050-1055
19. П.Е.Троян,Ю.В.Сахаров, С.П.Усов «Элекироника,Измерительная Техника, Радиотехника и Связь» Докл. ТУСУРа №1 (21), часть 2, июнь 2010, с118-122
20. А.В.Турик, Г.О.Радченко. Физика твёрдого тела, 2003 том 45, вып.6, 1013-1016
21. А.В.Турик, А.И.Чернобабов, Г.С. Радченко, С.А. Турик ФТТ, 2004, т.45, вю12, 2139
22. С.В.Барышников, Е.В.Чарная,heng Tien, D.Michel, Н.П.Андриянова,Е.В. Стукова. Физика твёрдого тела, 2007,том 49, вып 4, 751-755.
23. Борн и Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллических решёток Издательство Иностранной Литературы. 1958г. Москва, глава 5, стр.284-292

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА *GaSe* – *Ga₂Se₃* ГЕТЕРОПЕРЕХОДА

Д.Дж. Аскеров, С.Г. Абдинова, А.М. Агаев
Азербайджанская государственная нефтяная академия

Гетеропереходы на основе монокристаллического *GaSe* и поликристаллической пленки *Ga₂Se₃* полученные термическим методом, обладают не только хорошими выпрямительными свойствами но и заметной фоточувствительностью. Действие интегрального света на вольт–амперные характеристики изучалось при освещенности 10^2 – 10^4 лк в интервале температур 80-430К (рис.1).

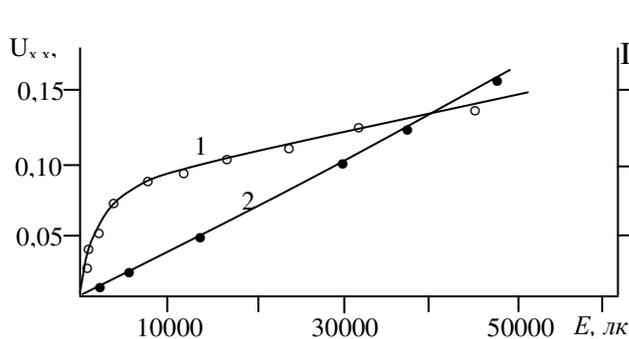


Рис.1. Зависимость напряжения холостого хода (1) и тока короткого замыкания (2) гетероперехода от освещенности.

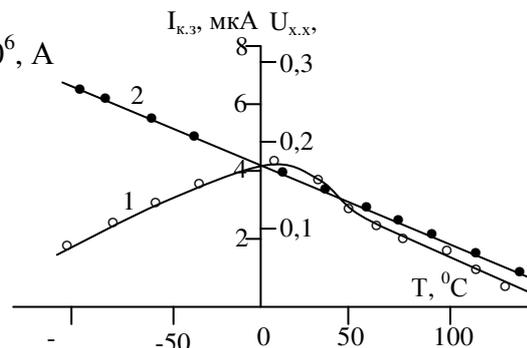


Рис.2. Температурные зависимости тока короткого замыкания (1) и напряжения холостого хода (2) гетероперехода при $E=5000$ лк

Температурные зависимости тока короткого и замыкания холостого хода при освещенности 5000 лк представлены на рис.2. Напряжение холостого хода возрастает с убыванием температуры и достигает 0,38 В при температуре 80 К. Температурный коэффициент изменения $U_{х.х}$ равен $(1,1 \div 1,2) \times 10^{-3} \frac{В}{град}$. Ток короткого замыкания слабо изменяется с температурой и достигает максимального значения при температуре 15⁰С.

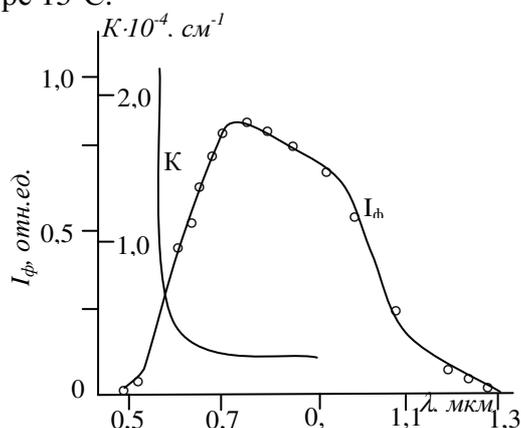


Рис.3 Спектральная зависимость фоточувствительности гетероперехода при 300К

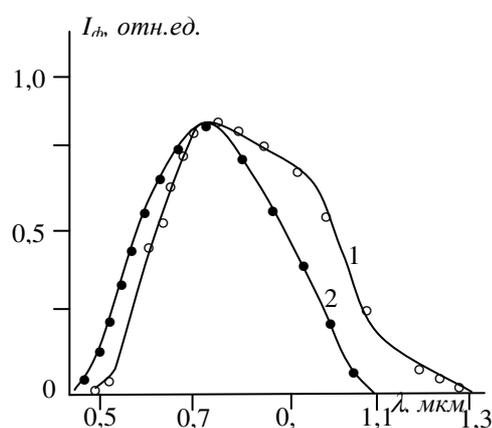


Рис4. Спектральное распределение фотоответа гетероперехода при 300 (1) и 80К (2)

Спектральное распределение фотоответа гетероперехода, исследованно в режиме тока короткого замыкания (рис.3) показывает, что область спектральной чувствительности при 300 К расположена в интервале 0,5-1,34 мкм.

Из спектральных характеристик следует, что вклад в фотопроводимость вносят оба материала: $GaSe$ и Ga_2Se_3 (κ -кривая поглощения слоя Ga_2Se_3) Максимум фотоответа при 300К соответствует длине волны 0,79 мкм и находится ближе к области собственного поглощения слоя. С повышением температуры фотоответ в длинноволновой области убывает кривая спектрального распределения фоточувствительности сдвигается в коротковолновую область спектра (рис4). Вычисленный температурный коэффициент сдвига коротковолнового края кривой спектрального распределения фоточувствительности оказался равным $\sim 5,3 \cdot 10^{-4} \frac{эВ}{град}$,

длинноволнового $\sim 1,2 \cdot 10^{-4} \frac{эВ}{град}$. Эти результаты близки к температурным коэффици-

циентам изменения ширины запрещенной зоны Ga_2Se_3 ($5,6 \cdot 10^{-4} \frac{эВ}{град}$) (2) и

$GaSe$ ($1,3 \cdot 10^{-4} \frac{эВ}{град}$). Из рис.4 видно, что при температуре 80 К более существенный вклад в фотоответ вносит селенид галлия.

Таким образом, исследование температурной зависимости ВАХ гетероперехода $GaSe-Ga_2Se_3$ при освещении подтверждает вывод о преобладании туннельного-рекомбинационного механизма токопереноса. Изучение интегральных характеристик гетеропереходов при различных толщинах широкозонного материала показало, что

на фотоэлектрические свойства оказывает большое влияние толщина слоя Ga_2Se_3 . Проведенные исследования свидетельствуют о том, что температура существенно влияет на интегральные и спектральные характеристики гетеропереходов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д, Дж, Аскеров, С,Г,Абдинова, А,М, Агаев, Барьерные структуры на основе GaSe. Elmi əsərlər-Fundamental elmlər. N1 cild VI (21). Bakı 2007.səh 31.

2.Милнс А., Фойхт Д, Гетеропереходы и переходы метал-полупроводник, М.: «Мир» 1975. 452 с

$TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ ($0 \leq x \leq 0.08$) KRİSTALLARINDA РАДИОТЕРМОЛЦМИНЕССЕНСИЯ СПЕКТРЛЯРИНИН ТЯДГИГИ

Həsənova A. Q., Osmanova S. S.

Azərbaycan Texniki Universiteti

İş $TlIn+Gd_xSe_2$ kompozitlərində bərk məhlullarında radiotermolüminessensiya effektinin tədqiqinə həsr edilmişdir. Tədqiq olunan materiallar γ - şüaları ilə həyacanlandırılmışdır. Müəyyən edilib ki, kristalların tərkibində $TlInSe_2$ -nin miqdarı artdıqca meydana çıxan maksimumların intensivlikləri artır və tərkibdən asılı olaraq onu idarə etmək mümkündür.

Radiotermolüminessensiya (RTL) üsulu aşağı temperaturlarda maddənin sürətli elektronlar və γ şüalarla şüalandırılmasına əsaslanır. Bu şüalanma, maddənin şüalanması zamanı ionların rekombinasiyası ilə əlaqədardır. Hadisənin xarakterik xüsusiyyəti odur ki, molekulların seqmentlərinin və ya onların özlərinin bütövlükdə hərəkət etdikləri temperatur intervalında, şüalanma kəskin güjlənir yəni, maksimumdan keçir. Məsələn, 77K-də şüalanmaya məruz qalan nümunələrin qızdırılması zamanı qəfəsin yenidən qurulması və əriməsi halında parıltılar müşahidə edilir. RTL-in bu əlaməti ondan istifadə etməklə müxtəlif maddələrdə baş verən quruluş dəyişmələrini öyrənməyə imkan verir [1].

RTL üsulu üç mərhələdən ibarətdir. Nümunələrin aşağı temperaturlarda qızdırılması, şüalanmaya məruz qalmış nümunələrin səlis olaraq qızdırılması və onunla eyni zamanda işıqlanmanın qeyd olunması. Nümunələrin şüalanmaya məruz qalması aşağı temperaturlarda (80-100)K, qaranlıqda istənilən şüalanma ilə: sürətləndirilmiş yüklü hissəciklərlə, γ -şüalarla, neytronlarla, rentgen şüaları və s. Dozanın gücü əhəmiyyət kəsb etmir. Yalnız amorf nümunələr şüalandırıldıqda dozanın 0.3 ÷ 3 Mrad intervalında, kristallar şüalandırıldıqda isə dozanın 0.01-dən 1 Mrad intervalında dəyişməsi zəruridir. Qazsızlaşdırılmış amorf maddələrdə minimal zəruri doza 0,01 Mrad ola bilər. Bəzi hallarda minimal doza 0.001-ə qədər adaldıla bilər. Adətən 0.01-1 Mrad şüalanma nümunələrdə nəzərəcərpəjaq struktur dəyişmələri yaratmır [2]. Ona görə də RTL-in nəticələrini elə şüalandırılmamış nümunəni nəticəsi kimi qəbul etmək olar.

RTL-analizi üçün şüalandırılmış nümunələr xassələrini dəyişmədən 77K temperaturda, qızdırılmaya qədər uzun müddət qala bilər. Nümunələrin həm şüalanmaları, həm də şüalanmadan sonra saxlanmaları istənilən atmosfer şəraitində: oksigəndə, azotda, təsirsiz qazda vakuumba həyata keçirilə bilər. Amma kəskin parıltı almaq zəruri olduqda,

nümunələri dondurmazdan əvvəl 1÷3 saat ərzində 300K-də havası 0.133Pa –a qədər sorulmuş mühitdə saxlamaq lazımdır.

Termolüminessensiyayı müşahidə etmək üçün şüalandırılmış nümunəni maye azotdan çıxarıb, əvvəljədən soyudulmuş kriostata yerləşdirərək səlis olaraq qızdırmaq lazımdır. TLQ-69M cihazında işıqlanmanı qeyd etməklə işıqlanmanın temperatur asılılığı çıxarılmalıdır. Yeni tərkibli materiallarda RTL –nın tədqiqi onların bir sıra vacib parametrlərini təyin etməyə imkan verir.

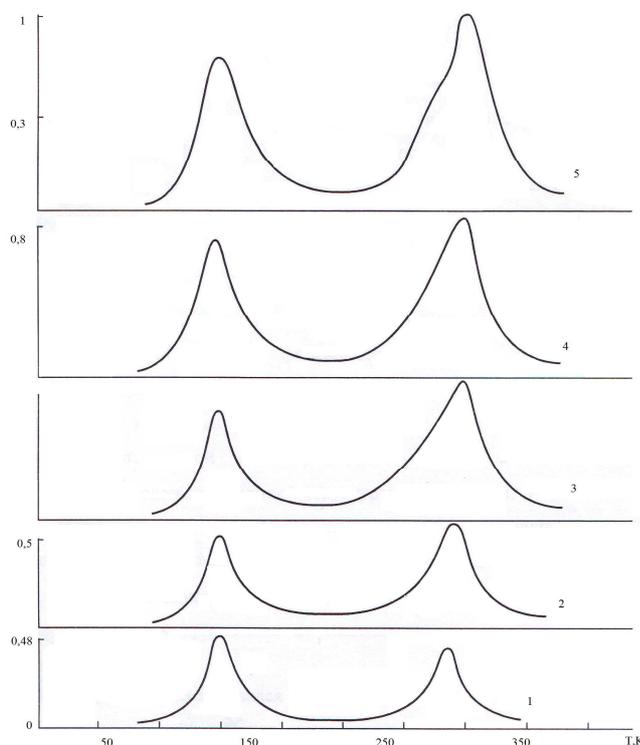
Məqalədə $TlInSe_2$ birləşməsinin iştirak etdiyi kristallarda və polimer əsaslı kompozitlərdə radiotermolüminessensiya effektinin tədqiqinin nəticələri barədə məlumat verilir.

Tədqiq obyektini olan $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ ($0 \leq x \leq 0.08$) monokristallarının radiotermolüminessensiya spektrini tədqiq etmək üçün nümunələr aşağıdakı qaydada hazırlanır. Zona əritmə üsulu ilə alınmış monokristalların kiçik parçası, diametri 7 mm olan metal küvet daxilində bərkidilir, o da havası 0.133Pa-a qədər sorulmuş şüşə ampulaya yerləşdirilir. Bu kənar faktorların işıqlanma əyrisinə təsirinin olmaması üçün edilmişdir. Vakuunun alınma müddəti

$t = \frac{h^2}{4D_0}$ düsturu ilə təyin edilir, burada h-nümunənin millimetrlərlə qalınlığı, D_0 -havanın

diffuziya əmsalıdır. Nümunələr havası sorulmuş ampulalarda 77K temperaturda Co^{60} -ın 1.5Mrad-a qədər dozalı γ şüaları ilə şüalandırılmışdır. RTL əyriləri nümunələrin 77-400K temperatur intervalında 10-12dər/dəq sürətlə səlis qızdırılması halında çıxarılmışdır. Nümunələrin işıqlanmaları FEU-51 cihazının köməyi ilə 300-820nm dalğa intervalında qeyd edilmişdir.

$TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ ($0 \leq x \leq 0.08$) kristallarının RTL spektrləri şəkil -də verilib.



Şəkil. $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ monokristallarının radiolüminessensiya spektrləri,
1-x=0; 2-x=0.02; 3-x=0.04; 4-x=0.06; 5-x=0.08

Şəkildən göründüyü kimi tədqiq olunan nümunələrin hamısında aydın ifadə olunmuş iki maksimum müşahidə edilir. RTL-in birinci maksimumları $x=0; 0.02, 0.04, 0.06$ və 0.08 tərkiblər üçün 148 K -ə, ikinci maksimumlar isə müvafiq olaraq $334, 337, 348$ və 352 K -ə uyğun gəlir. Alınmış nəticələr göstərir ki, $TlInSe_2$ -nin kristallik qəfəsində üçvalentli İndium atomlarının qadolinium atomları ilə əvəz olunması halında RTL əyrilərinin ikinci maksimumları yüksək temperaturlara doğru sürüşür. Elə həmin ardıcılıqla da hər iki pikin intensivliyi artır. Çox ehtimal ki, $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ kristallarının RTL - əyrilərində müşahidə edilən xüsusiyyət onların mürəkkəb zona quruluşuna malik olmaları və qadolinium atomlarının parıltını stimullaşdırılması ilə əlaqədardır. Həqiqətən də, baza elementi olan $TlInSe_2$ -nin zona quruluşunun hesablanması bu birləşmənin mürəkkəb zona quruluşuna malik olduğunu göstərmişdir [3,4].

Bununla yanaşı, rentgenofaza analizinin nəticələri göstərmişdir ki, həm $TlInSe_2$, həm də onun əsasında alınmış $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ kristalları eyni, tetraqonal sinqoniyada kristallaşdığından onların RTL - əyrilərinin xarakteri eynidir.

ƏDƏBİYYAT

- 1) Ботемко В.В., Аулов В. А., Веновцев Ю. М. радиотермолюминесценция соединений
В кН. Систем особых точек твердых тел. М. , Наука, 1986, с. 90-94
- 2) Нильсен А. механические свойства полимеров и полимерных кондиций. М., Химия, 1978,-309 с
- 3) Аулов В. А., Багаев М. Ф. Высокомолекулярные соединения, 1978, том 20, №10, с. 2338-2344
- 4) Аулов В. А. в кН. Физика и химия твердого тела, м., НИФХЛ им. л.я. Карпова, 1978, в 9, с 22-30.

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ КОМПОЗИЦИЙ АТОМНО-СИЛОВЫМ МИКРОСКОПОМ.

ПП/ $TlInSe_2$

Э.М.Годжаев, Х.Р.Ахмедова, С.С.Сафарова

Азербайджанский технический университет

пр. Г.Джавида, 25, АЗ 1000, г.Баку

Республика Азербайджан, гелдар-04 @ mail.ru.

В работе изложены результаты исследования микрорельефа поверхности атомно-силовым микроскопом композиций ПП+ x об% $TlInSe_2$, где $x=3, 5$. Выявлено, что с увеличением количество добавок о шероховатости поверхностей уменьшается.

Известно, что сканирующая зондовая микроскопия – один из мощных современных методов исследования морфологии и локальных свойств твёрдого тела с высоким пространственным разрешением. Учитывая это в данной работе был исследован микрорельеф поверхности композиций ПП+ $TlInSe_2$ методами атомно-силового микроскопа.

В сканирующих зондовых микроскопах исследование микрорельефа поверхности и её локальных свойств проводится, с помощью специальным образом подготовленных зондов в виде игл. Рабочая часть таких зондов имеет размеры порядка

10 нм. Характерное расстояние между зондом и поверхностью образцов в зондовых микроскопах по порядку величин составляет 0,1 – 10 нм. В основе работы зондовых микроскопов лежат различные типы взаимодействия зонда с поверхностью [1-8].

Для получения полимерного композита, в соответствии со стехиометрией, порошок полимера (полипропилен) перемешивают с порошком полупроводникового материала. Затем из смеси прессуют пленки толщиной 100 мкм при температуре плавления полимерной матрицы и давлении 10÷15 МПа между алюминиевой фольгой. Полученные образцы с фольгой быстро охлаждают в воде и далее фольгу удаляют. После этого указанные пленки поляризуют в коронном разряде в системе электродов игла-плоскость напряжением 6 кВ в течении $3 \cdot 10^2$ с. Расстояние между иглой и плоскостью выбирают $\sim 1 \cdot 10^{-2}$ м.

Добавка полупроводникового материала $TlInSe_2$ в соотношении 3÷5 об. % составляет полимерная композиция в соотношении 95÷97 об.%. Образцы получены горячим прессованием из смеси порошков и наполнителя - $TlInSe_2$ с дисперсностью до 50 мкм. Смешивание порошков полимера и наполнителя осуществлялось на лабораторной мельнице при комнатной температуре, а затем горячим прессованием при 10^7 Па.

Результаты исследования микрорельефа поверхности композиций АСМ приведены на рисунках 1-4. На рисунке 1 показаны плоскостные изображения участка поверхности композиций ПП+ x об.% $TlInSe_2$, где $x=3;5$. Исследование проводилось без предварительных обработок. Результаты исследования показывают, что изменение добавки приводит существенному изменению морфологии поверхности композитов и сглаживанию дефектов исследуемых образцов. На объемном изображении (рис. 2) отчетливо видно, что с увеличением добавки от 3 до 5% происходит отчетливее сглаживание поверхности композита, а с увеличением добавки шероховатость поверхности увеличивается, т.е. неоднородность поверхности растет.

На рис. 3. приводятся гистограммы поверхности композиций, а на рис.4. спектр Фурье. Расплывчатый спектр Фурье указывает на наличие в приграничных кластерах различных химических элементов. Результаты исследования состояния поверхности композиций указывает на сложный неоднородный характер приграничного слоя материала. Рельеф поверхности свидетельствует о шероховатостях в пределах 30 нм с резкими перепадами.

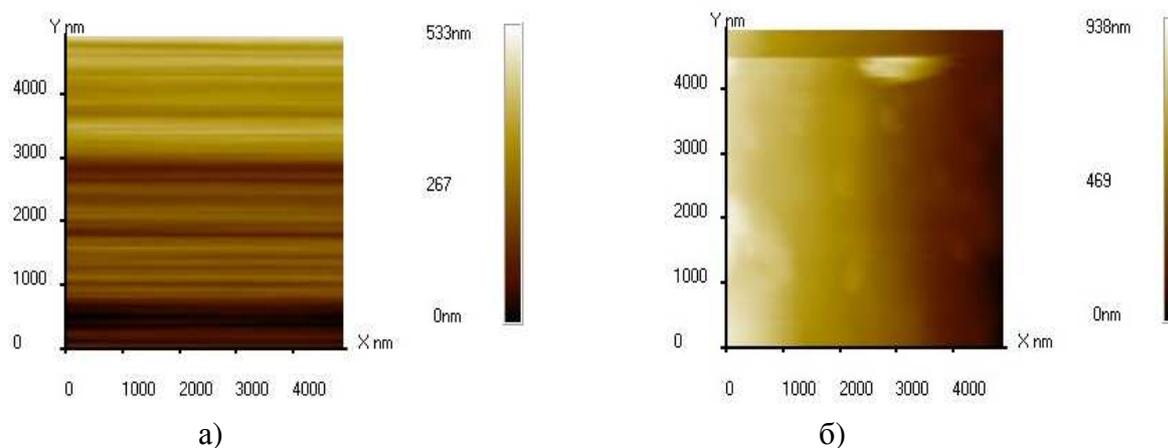
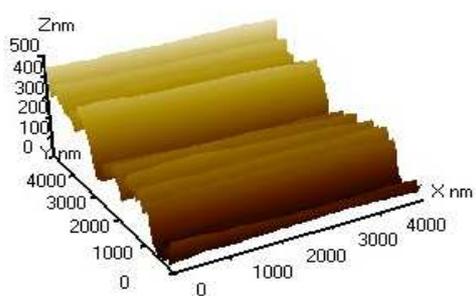
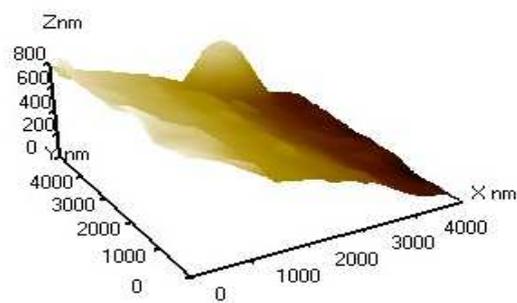


Рис.1. Двухмерное АСМ-изображение поверхности монокристалла:

а) 3 об. % $TlInSe_2$; б) 5 об. % $TlInSe_2$

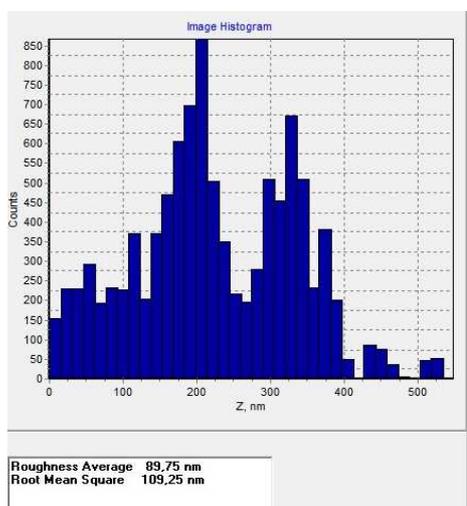


a)

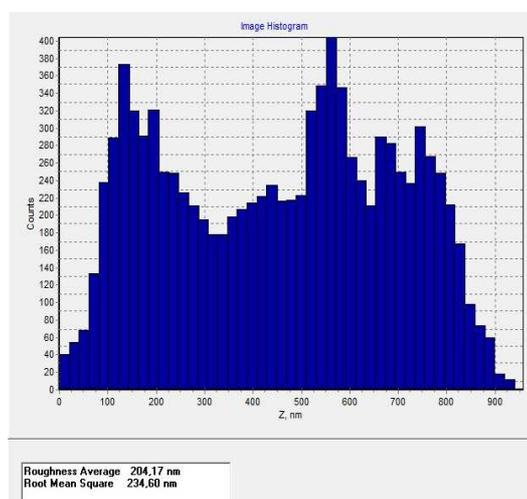


б)

Рис.2 Объемные АСМ-изображение поверхности: а) 3 об. % $TlInSe_2$; б) 5 об. % $TlInSe_2$

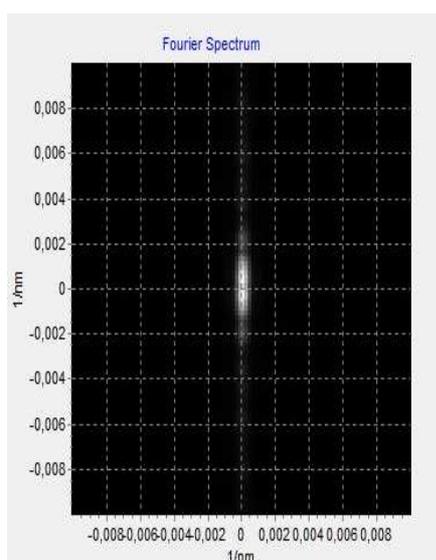


a)

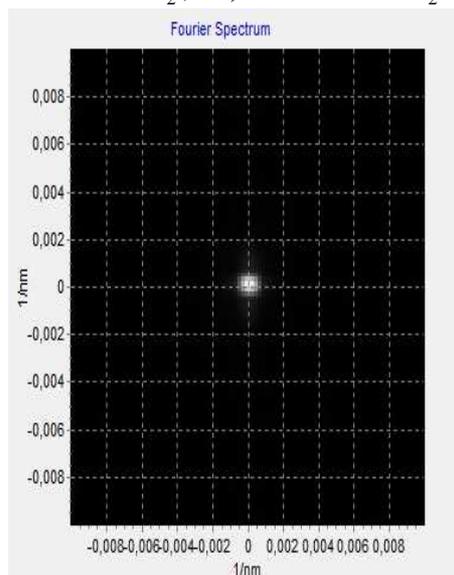


б)

Рис.3. Гистограмма поверхности: а) 3 об. % $TlInSe_2$; б) 5 об. % $TlInSe_2$



a)



б)

Рис.4. Спектр Фурье поверхности: а) 3 об. % $TlInSe_2$; б) 5 об. % $TlInSe_2$;

ЛИТЕРАТУРА

1. Магеррамов А.М., Лобанов А.М., Багиров М.А., Гилимянов Ф.Г. Влияние влаги на диэлектрические свойства при сверхвысоких частотах высоконаполненных композитов на основе полипропилена.// Пластические массы, 1993, №5, с.19-21.
2. Трахтенберг Л.И., Герасимов Г.Н., Потапов В.К. Нанокпозиционные металлополимерные пленки, сенсоры, каталитические и электрофизические свойства.// Вестник Московского Университета, 2001,сер. 42 (5) 325-331.
3. Магеррамов А.М., Нуриев М.А., Велиев И.А., Сафарова С.И. Коронозлектреты на основе композитов полипропилена, диспергированных полупроводниковым наполнителем $Tl_xCe_{1-x}Se_2$.// Электронная обработка материалов, 2009. №2. С. 84-88.
4. Годжаев Э.М., Магеррамов А.М., Османова С.С., Нуриев М.А., Аллаярлов Э.А. Зарядовое состояние композиции на основе полиэтилена с полупроводниковым наполнителем $TlInSe_2$.// Электронная обработка материалов. Академия Республики Молдова. Институт Прикладной Физики №2, 2007 с. 84-88
5. Миронов В. Основы сканирующей зондовой микроскопии.// Изд. «Техносфера», Москва, 2004, с. 197-201.
6. Годжаев Э.М., Магеррамов А.М., Сафарова С.И., Нуриев М.А., Рагимов Р.С. Диэлектрические свойства полимерных композитов с полупроводниковым наполнителем $TlInSe_2$.// Академия Наук Республики Молдова. Институт прикладной физики Электронная обработка материалов №6, 2008с.66-71
7. Сажина Б.И., Электрические свойства полимеров, // (1986) 123.
8. Рамазанов М.А., Гусейнова А.С, Мехтиева С.И., Абасов С.А. «Електрет цццн материал» Патент И 2007 0059, 04.04.2007.

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ СОЕДИНЕНИЯ

$InGaSe_2$

Э.М.Годжаев, З.А.Джахангирли, П.Ф.Алиева
Азербайджанский технический университет, Баку

Рассчитана зонная структура, вычислены оптические функции, эффективные массы электронов и дырок, определены происхождения образования валентной зоны и зоны проводимости, определена ширина запрещенной зоны $InGaSe_2$.

В данной работе исследован и зонный спектр, определен генезис электронных состояний и рассчитаны оптические функции кристалла $InGaSe_2$. Расчет электронной структуры проводился в рамках теории функционала локальной электронной плотности методом псевдопотенциала в базисе плоских волн. Нелокальные псевдопотенциалы конструировались по схеме предложенной в работе [2]. Экранирование ионного псевдопотенциала осуществлялось через функцию, предложенную Хаббардом и Шемом [3]. В разложении волновой функции электронов использовались около 3800 плоских волн. Расчет проводился в симметричных точках Г, Т, N, Р а также по линиям, соединяющим эти точки.

Параметры решетки определялись путем минимизации полной энергии, а параметры структуры оптимизировались с помощью сил Гельмана-Фейнмана. Процесс

минимизации сил осуществлялся до тех пор, пока модули сил $|\vec{F}| < 3 \frac{mRy}{a.u.}$.

Оптимизированные параметры решетки $a=8.0138 \text{ \AA}$, $c=6.9534 \text{ \AA}$, параметры халькогена $x=0.1720$.

Таблица характеров неприводимых и двучленных неприводимых представлений групп волновых векторов пространственной группе D_{4h}^{18} ($I4mcm$) получены в работе [4]. Здесь же приводятся условия совместности неприводимых представлений простых групп и двучленных групп D_{4h}^{18} , а также вид зоны Бриллюэна для объемно-центрированной тетрагональной решетки. Зонный спектр $InGaSe_2$ представлен на рис.1. За нуль энергии выбрано потолочье валентной зоны. Основной чертой валентной зоны является то что, она состоит из ярко выраженных трех подзон разделенных запрещенными участками энергий.

Самая низкая подзона состоящая из четырех зон лежит обособленно, около $-10 \div -11 \text{ eV}$ и отдалена от остальных широким энергетическим зазором порядка $\sim 6 \text{ eV}$. Результаты теоретико-группового анализа с использованием свойств симметрии кристалла $InGaSe_2$ показывают, что эти валентные зоны обязаны своим Происхождением $5s$ -состояниям Se. Следующая группа расположенная на энергетическом уровне около -5 eV , состоит из четырех валентных зон, образованных из s -состояний атомов In и Ga. Самая верхняя подзона состоящая из десяти зон шириной $\sim 5 \text{ eV}$ происходит в основном из p -состояний атомов In, Ga и Se.

В работе [1] приведен рентгеновский фотоэмиссионный спектр валентной зоны $InGaSe_2$. Эксперимент показывает, что фотоэмиссионный спектр состоит из трех ярковыраженных областей. Пик при -13.5 eV к s -состояниям Se, пик около -4 eV к Ga-Se связям, а комплекс особенностей около $-5 \div 0 \text{ eV}$ к Ga-Ga и Ga-Se связям, что хорошо согласуется с нашим расчетом зонного спектра и теоретико-групповым анализом.

Потолочье валентной зоны, а также дно зоны проводимости находится в высокосимметричной точке T на поверхности зоны Бриллюэна и наименьший по энергии прямой переход осуществляется в данной точке. Другой минимум зоны проводимости расположен в высокосимметричной точке N. Ширина запрещенной зоны из наших расчетов получается равным 0.95 eV и край области фундаментального поглощения формируется прямыми переходами.

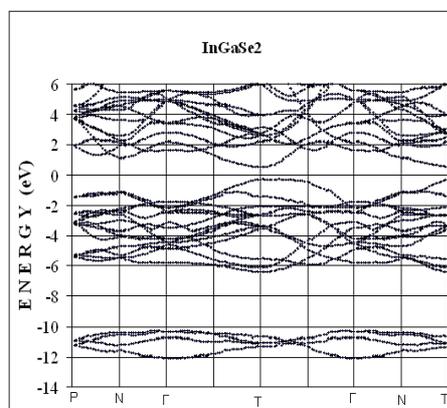


Рис.1. Зонная структура соединения $InGaSe_2$

Оптические функции $InGaSe_2$ были рассчитаны по известной методике приведенной в [5]. При определении спектральной зависимости мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости мы использовали соотношение:

$$\varepsilon_i(E) = \frac{N}{E^2} \sum_{\mathbf{k} \in BZ} \sum_{v,c} |\mathbf{e} \cdot \mathbf{M}_{cv}(\mathbf{k})|^2 \delta(E_c(\mathbf{k}) - E_v(\mathbf{k}) - E), \quad (1)$$

здесь $\mathbf{e} \cdot \mathbf{M}_{cv}(\mathbf{k}) = \mathbf{e} \cdot \int \psi_{ck}^*(\mathbf{r})(-i\hbar\nabla)\psi_{vk}(\mathbf{r})d^3r$, интеграл берется по объему элементарной

ячейки кристалла, и обозначает матричный элемент оператора импульса $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$; индексы v и c нумеруют состояния валентной зоны и зоны проводимости, соответственно; \mathbf{e} - единичный вектор поляризации. При суммировании по зоне Бриллюэна в (1) элементарная ячейка обратной решетки была разделена на 64 равных по объему частей, и в них случайным образом выбирались \mathbf{k} - точки. Было взято всего около 3000 точек, в результате чего получилась плавная гистограмма. Постоянная N

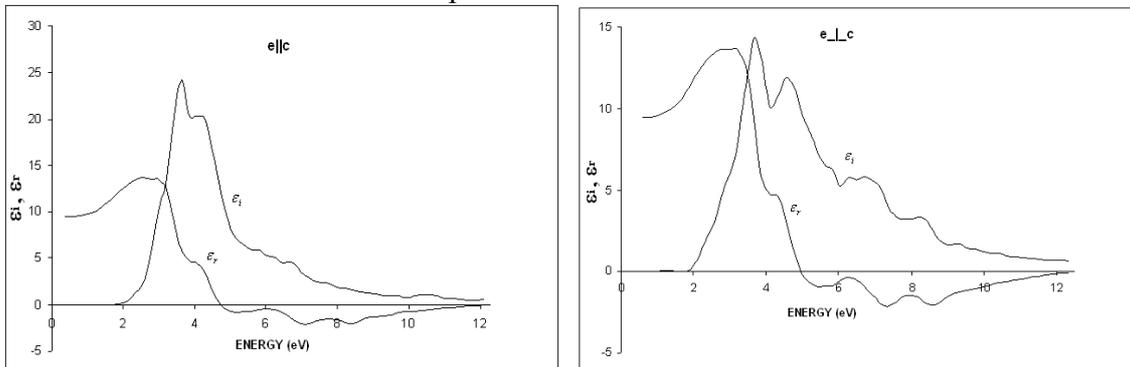
определяется из условия нормировки гистограммы $\int_0^\infty E\varepsilon_i(E)dE = \frac{\pi}{2\hbar^2}\omega_p^2 = \frac{\pi}{2\hbar^2} \cdot \frac{4\pi n_e e^2}{m_e}$,

где ω_p - плазменная частота для электронов; n_e - средняя плотность электронов в кристалле.

Гистограмма строилась с шагом 0.2 eV и охватывала все междузонные переходы $v \rightarrow c$ с энергией до 12 eV. Начиная с небольшой структуры в гистограмме около 12 eV зависимость $\varepsilon_i(E)$ экстраполировалась по известной формуле $\varepsilon_i(E)|_{E \rightarrow \infty} \sim E^{-3}$. Переходы из самых нижних зон, имеющих Se -5s происхождение, как видно, частично попадают в исследованную спектральную область. Эти зоны расположены далеко, и как показывают наши исследования, уширение спектральной области, и тем самым вовлечение больших по энергии переходов из этих зон в высоколежащие состояния зоны проводимости, не приводит к вкладам в диэлектрическую проницаемость, заметно отличающимся от экстраполяции.

$$\varepsilon_r(E) = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty E' \varepsilon_i(E') \cdot \frac{dE'}{E'^2 - E^2} \quad (2)$$

здесь символом P обозначен интеграл в смысле главного значения.



а)

б)

Рис.2 Спектральная зависимость мнимой (ε_i) и реальной (ε_r) частей диэлектрической проницаемости соединения $InGaSe_2$ для $\mathbf{e}||c$ поляризации (а) и для $\mathbf{e}\perp c$ поляризации (б).

Результаты расчетов вышеуказанных спектральных функций соединения $InGaSe_2$ для $e\parallel c$ и $e\perp c$ поляризаций приведены на рисунках 2а и 2б. Как видно из рис. 2а в интервале 1.85-3.05 eV расчетные кривые быстро растут до максимума. Согласно этим рисункам максимум основного пика в спектре $\epsilon_r(E)$ при поляризации $e\parallel c$ (рис. 2б) находится при энергии 2.55 eV, а при $e\perp c$ (рис. 2б) 2.75 eV, а в спектре $\epsilon_i(E)$ в обеих поляризациях максимумы основной полосы, которую мы связываем с переходами из верхней части валентной зоны в нижние зоны проводимости, находятся при 3.5 eV. В спектре $\epsilon_i(E)$ при поляризации $e\perp c$ имеются еще четыре пика с энергиями 4.25, 5.55, 5.95 и 6.45 eV. При поляризации $e\parallel c$ дополнительные пики расположены при энергиях 4.05, 5.08 и 5.75 eV, но они, особенно последние, слабо выражены.

Максимальное значение ϵ_i при поляризации $e\parallel c$ равно 24.9, а при $e\perp c$ 14.95, и такое различие характерно для цепочечных кристаллов типа $InGaSe_2$ с сильной анизотропией. Предельное значение $\epsilon_r(E=0)$ равно 9.5 при поляризации $e\parallel c$ и 9.1 при $e\perp c$.

Компоненты тензора обратной эффективной массы определены по формуле:

$$\left[\frac{m_0}{m^*} \right]_{ij} = \delta_{ij} + \frac{2}{m_0} \sum_{n' \neq n} \frac{\langle n_1 k_0 | P_i | n'_1 k_0 \rangle \langle n'_1 k_0 | P_j | n_1 k_0 \rangle}{E_n(k_0) - E_{n'}(k_0)}$$

m_0 - масса покоя электрона; δ_{ij} - символ Кронекера,

$\langle n_1 k_0 | P_i | n'_1 k_0 \rangle$ - матричный элемент оператора импульса.

$P_i = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_i}$ - в точке экстремума k_0 . n, n' - электронные зоны.

$|n_1 k_0\rangle$ - волновая функция электрона.

$$\langle n_1 k_0 | P_i | n'_1 k_0 \rangle = \frac{1}{\lambda} \int_{\lambda} \varphi_{nk_0}^*(r) P_i \varphi_{n'_1 k_0}(r) d^3 r$$

λ - объем элементарной ячейки.

Энергетический спектр $E_n(k_0)$ и соответствующая волновая функция $\varphi_{nk_0}(r)$ в точке экстремума k_0 определяются из одноэлектронного уравнения Шредингера. В базисе плоских волн

$$\sum_{G'} \left[\frac{\hbar(k_0 + G')}{2m_e} \delta_{GG'} + V(k_0 + G_1 k_0 + G') \right] \varphi_n(k_0 + G') = E_{nk_0} \varphi_n(k_0 + G) - V(k_0 + G_1 k_0 + G')$$

$V(k)$ -Фурье образ кристаллического псевдопотенциала.

Расчет зонной структуры $InGaSe_2$ показывает, что максимум валентной зоны и минимум зоны проводимости находится в высокосимметричной точке T , $k_0 = 0.5b_1 - 0.5b_2 + 0.5b_3$. b_1, b_2, b_3 - базисные трансляции обратной решетки. В наших расчетах компоненты тензора обратной эффективной массы электрона вычислены с точностью до $0.01m_0$.

$$\begin{pmatrix} m_0 \\ m_* \\ m_e \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 2.32 & 0 & 0 \\ 0 & 2.32 & 0 \\ 0 & 0 & 2.95 \end{bmatrix}$$

Тензорные компоненты обратной эффективной массы дырок

$$\begin{pmatrix} m_0 \\ m_* \\ m_n \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 2.23 & 0 & 0 \\ 0 & 2.23 & 0 \\ 0 & 0 & 0.32 \end{bmatrix}$$

Как видно, тензоры обратной эффективной массы, как электронов, так и дырок имеют диагональный вид, и поэтому изоэнергетические поверхности являются эллипсоидами вращения, что согласуется со симметрией кристалла $InGaSe_2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассчитана электронная структура в рамках теории функционала локальной электронной плотности методом псевдопотенциала в базисе плоских волн, определены происхождения валентной зоны и зоны проводимости и ширина запрещенной зоны $InGaSe_2$. Вычислены реальные и мнимые части диэлектрической проницаемости при поляризациях $\vec{e} \parallel \vec{c}$ и $\vec{e} \perp \vec{c}$ в интервале энергий (0-12)eВ, эффективные массы электрона в и дырок $InGaSe_2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Mobarak, H. Berger, G. F. Lorusso, V. Capozzi, G. Perna, M. M.Ibrahim, G. Margaritondo The growth and characterization of GaInSe₂ single crystals // J. Phys. D: Appl. Phys., 1997. 30. p. 2509-2516.
2. В. Хейне, М. Коэн, Д. Уэйр Теория псевдопотенциала // Москва, Мир. 1973. С.557.
3. Bachelet G.B., Haman D.R., Shlüter V. Pseudopotentials that work: from H to Pu // Physical Review B, v. 26. 1982. N 8. pp. 4199-4228.
4. Ф. М. Гашишзаде Симметрия энергетических зон в кристаллах типа $TlSe$ // ФТТ. 1960, т.12. С. 3040-3044.
5. X. Gonze, J.-M. Beuken, R. Caracas, F. Detraux, M. Fuchs, G.-M. Rignanese, L.Sindic, M.Verstraete, G. Zerah, F. Jollet, M. Torrent, A. Roy, M. Mikami, Ph. Ghosez, J.-Y. Raty, D.C. First-principles computation of material properties : the ABINIT software project // Allan. Computational Materials Science 25. 478-492 (2002).

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И КОНФОРМАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ СОЕДИНЕНИЯ $C_{23}H_{26}O_4$

Т.З.Кулиева, М.М.Курбанова, А.З.Садигова, А.В.Курбанов

Бакинский Государственный Университет, Институт Физических Проблем
AZ 1148 г.Баку, З.Халилова, 23

В настоящее время проблема получения и исследования новых биологически активных, фармакологически важных веществ с высокой антибактериальной, противовирусной активностью является весьма актуальной [1, 2, 3]. В данной работе методом рентгеноструктурного анализа определена кристаллическая структура новосинтезированного соединения состава $C_{23}H_{26}O_4$ и выявлены её конформационные особенности.

Экспериментальная часть

Кристалл для PCA получен двукратной кристаллизацией из этанола, белый, кубического габитуса, размер 0,30 x 0,20 x 0,30 мм³, $T_m = 165^0 - 167^0$, $M = 366, 44$, принадлежит ромбической сингонии, со следующими параметрами элементарной ячейки:

$$a = 15,3583 (5) \text{ \AA}, \quad b = 11,3833 (4) \text{ \AA}, \quad c = 22,2070 (7) \text{ \AA}, \\ \alpha = \beta = \gamma = 90^0, \quad \text{объем элементарной ячейки } V = 3882,4 (2) \text{ \AA}^3, \\ \text{пространственная группа } P bca, \quad Z = 8, \quad d = 1,254^2/\text{см}^3, \quad \mu = 0,085 \text{ мм}^{-1}.$$

Измерены интенсивности 35374 отражений (3795 независимых отражений, $R_{int} = 0,0319$), для которых введение полуэмпирическая поправка на поглощение с помощью программы SADABS [4]. Структура расшифрована прямым методом и уточнена методом наименьших квадратов в анизотропном приближении для неводородных атомов. Все расчеты проведены с помощью комплекса программ SHELTL [5].

Обсуждение результатов

Перспективный вид молекулы с нумерацией неводородных атомов показан на рис. 1.

*Молекула соединения $C_{23}H_{26}O_4$
нумерация неводородных атомов.*

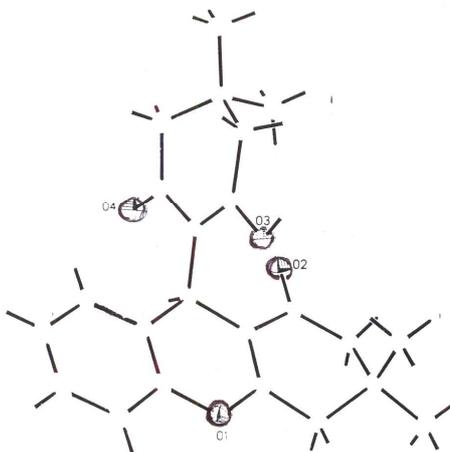


Рис.1

Как видно, молекула соединения $C_{23}H_{26}O_4$ состоит из двух фрагментов (А) и (Б), где (А) – соединение шестичленных циклов (а), (б), (в), причем средний цикл (а): C(1) C(2) C(3) O(1) C(19) C(18) с атомом углерода C (1) в вершине и атомом кислорода O (1) в противоположной вершине, соединяет два цикла: бензольное кольцо – цикл (в): C (18) C(19) C(20) C(21) C(22) C(23) с одной стороны, а с другой – цикл (б): C(2) C(3) C(4) C(5) C(6) C(7) – циклогексен, с конфигурацией несимметричного полукресла, замещенный двумя трансметилами при атоме углерода C(5) и атомом кислорода O(2)

при углеродом атоме С(7). Фрагмент (Б), второй фрагмент молекулы: С(10) С(11) С(12) С(13) С(14) С(15) – циклогексен, с кресловидной конфигурацией, соединяется со средним циклом фрагмента (А) при помощи связи С(1) – С(10), который как и цикл (б) содержит две трансметильные группы при атоме углерода С(13) и атом кислорода О(3) в составе гидроксильной группы О(3) Н(3О) при углеродном атоме С(11).

Следует отметить, что данная гидроксильная группа, не испытывая пространственных затруднений со стороны ближайших атомов, образует с атомом кислорода О(2) соседней молекулы межмолекулярную водородную связь со следующими параметрами: расстояние донор-акцептор, т.е. $d(D-A)=2,702 \text{ \AA}$, $d(H-A)=1,804 \text{ \AA}$, $d(D-H)=0,90 \text{ \AA}$ с углом $(DHA) = 176^\circ$, в результате атом кислорода О(2) отклонён от плоскости С(1) С(2) С(7) на $(-4,3^\circ)$; атом кислорода О(4) находится в плоскости атомов С(15) С(10) С(11) (отклонение лишь 1°), в то время как атом кислорода О(3) отклонён от данной плоскости на $4,2^\circ$. Фрагмент (Б) молекулы $C_{23} H_{26} O_4$ расположен псевдоэкваториально по отношению к фрагменту (А). основные межатомные расстояния и валентные углы для молекулы $C_{23} H_{26} O_4$ сведены в табл. 1.

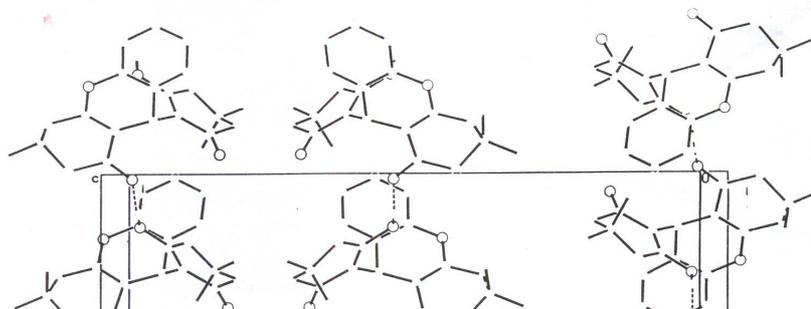
Основные межатомные расстояния d (Å) и валентные углы ω (град.) для молекулы $C_{23} H_{26} O_4$

Основные межатомные расстояния d (Å) и валентные углы ω (град.) для молекулы $C_{23} H_{26} O_4$.

Связь	d	Связь	d	Связь	d	Связь	d
O(1)-C(1)	1,353(2)	C(1)-C(10)	1,518(3)	C(1)-C(7)	1,531(3)	C(13)-C(12)	1,493(3)
O(1)-C(15)	1,391(3)	C(12)-C(6)	1,344(3)	C(5)-C(9)	1,526(3)	C(13)-C(14)	1,512(4)
O(2)-C(7)	1,227(2)	C(2)-C(12)	1,452(3)	C(6)-C(2)	1,502(3)	C(13)-C(16)	1,555(4)
O(3)-C(11)	1,341(2)	C(3)-C(6)	1,502(3)	C(4)-C(11)	1,348(3)	C(14)-C(15)	1,510(4)
O(4)-C(15)	1,221(3)	C(3)-C(14)	1,482(3)	C(10)-C(15)	1,451(3)	C(10)-C(13)	1,374(3)
C(1)-C(2)	1,508(3)	C(4)-C(11)	1,531(3)	C(11)-C(12)	1,485(3)	C(10)-C(13)	1,392(3)
C(1)-C(10)	1,518(3)	C(5)-C(6)	1,525(3)	C(6)-C(13)	1,512(3)	C(13)-C(16)	1,331(3)

Угол	ω	Угол	ω	Угол	ω
C(3)-O(1)-C(1)	118,83(12)	O(1)-C(1)-C(10)	110,66(12)		
C(1)-O(1)-H(3O)	110,5	C(3)-C(4)-C(6)	112,45(12)	O(3)-C(11)-C(12)	116,17(12)
C(2)-C(1)-C(10)	114,74(12)	C(2)-C(6)-C(3)	115,84(12)	C(10)-C(11)-C(12)	124,41(12)
C(2)-O(1)-C(1)	110,15(12)	O(2)-C(7)-C(12)	120,1(23)	C(11)-C(12)-C(13)	114,66(12)
C(1)-C(1)-C(10)	111,47(12)	O(2)-C(7)-C(16)	120,15(12)	O(4)-C(15)-C(10)	123,0(2)
C(3)-C(2)-C(1)	117,35(13)	C(4)-C(11)-C(12)	119,67(12)	O(4)-C(15)-C(11)	119,3(2)
C(3)-C(2)-C(12)	123,05(12)	C(11)-C(12)-C(13)	119,7(2)	C(10)-C(11)-C(12)	117,6(2)
C(2)-C(1)-C(1)	119,54(12)	C(11)-C(12)-C(13)	123,66(12)	C(10)-C(11)-C(12)	117,0(2)
C(2)-C(1)-O(1)	123,62(12)	C(11)-C(12)-C(13)	116,57(12)	O(1)-C(1)-C(10)	115,1(2)
C(2)-C(1)-C(10)	125,72(12)	O(3)-C(11)-C(12)	119,42(12)		

Проекция кристаллической структуры $C_{23} H_{26} O_4$ на плоскость (ouz) представлена на рис.2, где штриховыми линиями указаны межмолекулярные водородные связи.



ЛИТЕРАТУРА

1. Магеррамов А.М., Курбанова М.М., Абдинбекова Р.Т. и др. Журнал прикладной химии, 2006, т. 79, № 5, стр. 796-800.
2. Hatt H.H. "Aust. J. Chem.", 1970, vol. 23, p. 577.
3. Zigaеuner, Brunetti H., Zieqler H., "Monatsh Chem" – 1970, № 101, P. 1767.
4. Sheldrick G.M., SADABS, v. 203, Brüker Siemens Area Detector Absorption Correction Program, Bruker AXS, Madison, Wisconsin, USA, 2003.
5. SHELXTL, v. 6.12, Structure Determination Software Suite, Bruker AXS, Madison, Wisconsin, USA, 2001

***DySnSe₂* BİRLƏŞMƏLƏRİNİN ALINMASI VƏ FİZİKİ-KİMYƏVİ XASSƏLƏRİ.**

C.İ.Hüseynov, M.İ.Murquzov, J.Ş.Abbasova
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

SnSe-DySe sistemlərinin qarşılıqlı təsiri tədqiq olunmuş, kompleks fiziki-kimyəvi analizlər nəticəsində GdSe və TuSe-nin SnSe-də həlölma oblastı müəyyənləşdirilmiş, komponentlərin 1:1 nisbətində DySnSe₂ üçqat birləşmələri alınmış və sistemin hal diaqramı qurulmuşdur. Otaq temperaturunda DySnSe₂ üçlü birləşmələrinin bəzi kinetik parametrləri təyin edilmiş, elektrik keçiriciliyi (σ) və termo e.h.q-si (α) $T=300-800K$ temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur.

GİRİŞ

Nadir torpaq metalları (NTM) və IVB yarımqrup elementləri xalkogenidləri, həmçinin onların əsasında alınmış çox komponentli fazalar termoelektrik çevriçiləri hazırlanması üçün prespektivli materiallar hesab olunurlar. Onların arasında qalay nə NTM xalkogenidləri özünəməxsus termoelektrik və qalvanomaqnit xassələrə malik olurlar [1,2]. NTM sistemlərinin hal diaqramları birləşmənin əriməsi, fazaların miqdarı, homogenlik oblastının genişliyi və polimorfizimə görə kəskin fərqlənir.

$A^{IV}B^{VI}$ qrup birləşmələri öz təbiətlərinə görə defekli quruluşa malikdirlər və onların bərk məhlullarına daxil olan aşqar növləri bu birləşmələrin fiziki xassələrinin dəyişməsində mühüm rol oynayır. Defektli quruluşu ilə xarakterik olan p-tip keçiriciliyə malik *SnSe* binar birləşməsinin nadir torpaq elementləri ilə əmələ gətirdikləri bərk məhlulların yüksək termoelektrik effektivliyinə malik olması onların fiziki xassələrinin kompleks tədqiqinə stimül yaradır. *SnSe-DySe* sistemləri bütün konsentrasiya intervalında tədqiq olunmuş və sistemlərin hal diaqramları qurulmuşdur [3-4]. Bu sistemlərdə komponentlərin 1:1-ə nisbətində



peritetik reaksiya nəticəsində inkonqruent əriyən *LnSnSe₂* tipli üçlü birləşmələrin yarandığı aşkar edilmişdir. Lakin həmin birləşmələrin kristallik quruluşu müəyyən olunmamış və fiziki xassələri tədqiq edilməmişdir.

İşdə *DySnSe₂* üçlü birləşməsinin alınma texnologiyası işlənilmiş, kristallik quruluşu müəyyənləşdirilmiş, qəfəs parametrləri hesablanmış, sıxlıqları təyin edilmişdir. Alınmış *DySnSe₂* üçlü birləşmələrinin otaq temperaturunda əsas kinetik parametrləri ölçülmüş,

$T=300-800K$ temperatur intervalında Holl əmsalı (R), elektrikkeçiriciliyi (σ), termo e.h.q-si (α) və istilikkeçiriciliyi (χ) tədqiq olunmuş, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası (n) və Holl yürüklüyü (μ) hesablanmışdır.

TƏCRÜBƏNİN METODİKASI

Sistemin başlanğıc komponentləri 0,133 Pa təzyiqə qədər havası sorulmuş kvars ampulada, yüksək təmizlik dərəcəsinə malik olan elementlərdən 500-1100°C temperatur intervalında sintez edilmişdir. Başlanğıc maddə kimi Sn-000 markalı qalay, B4 markalı selen və Dy-99,98 elementar təmiz dusproziyum götürülmüşdür.

Bu işdə $Sn-Dy-Se$ sisteminin kvazibinar kəsikləri olan $SnSe-DySe$ sistemlərinin qarşılıqlı təsiri öyrənilmiş, $LnSe$ -nin $SnSe$ əsasında həllolma oblastı (3,5-5 mol) müəyyənləşdirilmiş, ərimə temperaturu $780^{\circ}S$ olmaqla 7,5-10 mol% miqdarında evtektika alındığı aşkar edilmişdir. $LnSnSe_2$ üçlü birləşmələri ərimə temperaturuna çatmamış parçalandığından onları komponentlərinin birbaşa əridilməsi üsulu ilə sintez etmək mümkün olmur. Buna görə də $DySnSe_2$ birləşmələri presləmə üsulu ilə alınmışdır. Maddənin bircinsliyi və mexaniki bərkliyini təmin etmək üçün götürülmüş komponentlər narın toz halına salınır, mexaniki vibrasiya üsulu ilə qarışdırıldıqdan sonra preslənir. Presləmə iki mərhələdə, soyuq və isti presləmədə aparılmışdır. Soyucu presləmədə $P = 7,4 \frac{ton}{sm^2}$ təzyiq altında 5 dəqiqə

saxlanmışdır. İsti presləmədə presforma $t=390^{\circ}S$ -yə qədər qızdırılmış və $P = 5 \frac{ton}{sm^2}$ təzyiq

altında 5 dəqiqə saxlanmışdır. Alınmış maddədə homogenlik yaratmaq üçün ampulada, $680^{\circ}S$ temperaturu qızdırıcıda üfüqi vəziyyətdə yerləşdirilməklə 330 saat saxlanılmaqla dəmləmə aparılmışdır. Birləşmənin stexiometrik tərkibdə olduğunu və kristallik quruluşunu müəyyən etmək üçün kompleks fiziki-kimyəvi analizləri aparılmışdır.

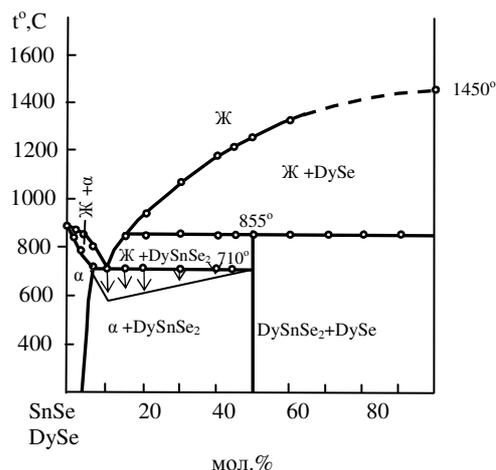
$SnSe-DySe$ sistemində faza tarazlığı, diferensial-termik (DTA), rentgenquruluş (RQA), mikroquruluş analizləri, mikrobərkliyin və sıxlığın təyini metodları əsasında öyrənilmişdir. DTA alcaq tezlikli NTR-73 markalı pirometrdə aparılmışdır. Pirometrdə proqramlaşdırılmış qızma sürəti $9^{\circ}S/dəq$ olmuşdur.

RQA ovuntu metodu ilə Ni filtirli CuK_{α} şüalanmalarında DRON-3 markalı rentgen difraktometrində aparılmışdır. Difraktoqrammalar fasiləsiz rejimdə qeyd edilmiş, difraksiya bucaqları intensivlik maksimumlarının ölçülməsi metodu ilə $0,1^{\circ}$ dəqiqliyi ilə təyin edilmişdir. Sintez edilmiş ərintilərin mikrobərkliyi PIMT-9 markalı metalloqrafik mikroskopda təyin edilmiş, sıxlığı piknometrik üsulla ölçülmüş və rentgenoqrafik nəticələr əsasında hesablanmışdır.

Termo-e.h.q.-si, istilikkeçiriciliyi mütləq stasionar metodla [5], xüsusi elektrikkeçiriciliyi (σ), Holl əmsalı (R) sabit maqnit sahəsində sabit cərəyan rejimində [6] ölçülmüşdür.

TƏCRÜBİ NƏTİCƏLƏR VƏ ONLARIN TƏHLİLİ

Difraktoqrammalarda $0^{\circ} < 2\theta < 60^{\circ}$ bucaq intervalında müşahidə olunan on difraksiya xətlərinin hamısı heksoqonal qəfəs parametrləri ilə uzlaşır. Təcrübə nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, alınan $GdSnSe_2$ və $TuSnSe_2$ birləşmələri stexiometrik tərkibdə defektli və qismən deformasiya olunmuş heksoqonal quruluşa malik kristaldır. Hər iki birləşmədə rentgenoqrafik metodla hesablanmış sıxlıq piknometrik üsulla təyin edilmiş sıxlığın qiymətindən

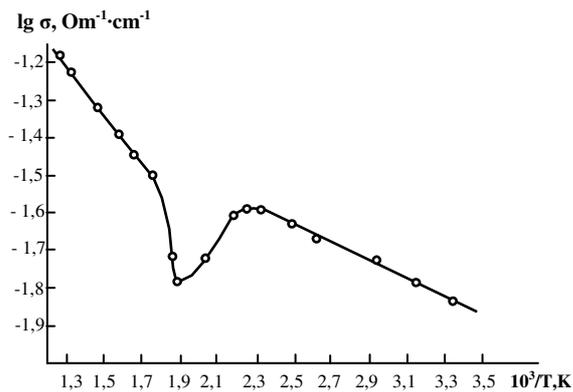


Şəkil 1. $SnSe-DySe$ sisteminin hal diaqramı

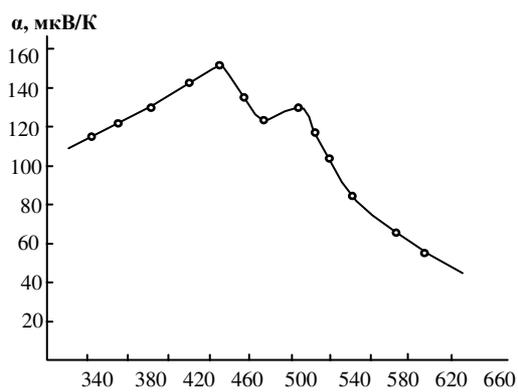
böyük olur. Bu fakt alınmış birləşmələrin quruluş elementlərinin vakansiyalarından ibarət defektlərlə zəngin olduğunu söyləməyə imkan verir.

DTA sistem ərintilərinin termoqrammalarında solidus və likvidusa aid olan iki və ya üç endotermik effektin müşahidə olunduğunu göstərir. DTA-in nəticələri qızma və soyuma əyriələrində qeyd olunan bütün effektlərin dönən olduğunu göstərir. Mikroquruluşun tədqiqində *SnSe-DySe* sistem ərintilərində *DySe*-nin 0-4 at % intervalında birfazlı, qalan ərintilərdə isə iki fazlı olduğu aşkar edilmişdir. *SnSe-DySe* sistem ərintilərinin mikrobərkiyinin təyininə ölç müxtəlif qiymətlər alınmışdır: *SnSe* əsasında alınmış bərk məhlullara uyğun (500-650) MPa; *DySnSe₂* mikrobərkiyinə uyğun 2150 MPa və *DySe* uyğun gələn 2600 MPa. оров на основе SnSe, значения микротвердости для DySnSe₂-2150 МПа и для DySe-2600 МПа. DTA və MQA –dən alınan nəticələri təsdiq etmək üçün sistem ərintilərinin RQA də aparılmışdır. RQA-nin nəticələri tədqiq olunan kəsikdə *SnSe* və *DySe*-nin 1:1 nisbətində *DySnSe₂* tərkibli üçlü birləşmənin alındığını göstərir. DTA, MSA və RQA-nin, mikrobərkiyin və sıxlığın qiymətlərinə əsasən *SnSe-DySe* sisteminin hal diaqramı qurulmuşdur (Şəkil 1).

Sistemin 855°C-də inkonqruent əriyən *DySnSe₂* birləşməsi əmələ gətirən, evtektik tipli kvazibinar olduğu müəyyənləşdirilmişdir. *DySnSe₂* birləşməsi ovuntularının rentgenoqrammalarının təhlili bu birləşmənin *Sb₂S₃* tipli (fəza qrupu *Pbnm-D¹⁶_{2h}*) rombik sinqoniyada kristallaşdığı aşkar edilmiş və elementar qəfəs parametrləri hesablanmışdır: $a=5,74$; $b=10,49$; $c=11,66$ Å, $Z=7$, $V=702$ Å³, sıxlıq $\rho_{\text{pik.}}=7,02$ q/sm³, $\rho_{\text{rent.}}=7,26$ q/sm³.



Şəkil 2. *DySnSe₂* birləşməsinin elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı



Şəkil 3. *DySnSe₂* birləşməsinin termo-e.h.q.-nin temperatur asılılığı

DySnSe₂ üçlü birləşməsinin xüsusi elektrikkeçiriciliyi və termo-e.h.q.-sinin temperatur asılılıqları şəkil 2 və 3-də təsvir edilmişdir. Şəkil 2-dən görüldüyü kimi temperatur 450 K qədər artdıqda xüsusi elektrikkeçiriciliyində artır. Kiçik temperatur intervalında (450-530 K) temperaturun artımı ilə keçiricilik azalaraq metallik xarakter göstərir. Temperaturun sonrakı artımında isə termik ionlaşma nəticəsində yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması hesabına elektrikkeçiriciliyi yenidən artır.

Temperaturun məxsusi keçiricilik oblastına kimi artımında *DySnSe₂* birləşməsində termo-e.h.q.si də artır. 540-660 K temperatur intervalında isə temperaturun artımı ilə termo-e.h.q.si 130 mкV/K-dən 60 vкV/K kimi azalır. Xüsusi elektrikkeçiriciliyi və termo-e.h.q.-nin temperatur asılılıqları mürəkkəb zona quruluşlu aşqar yarımkəçiricilər üçün xarakterikdir.

ƏDƏBİYYAT

1. Смоленский Г.А., Боярченко М.А., Лисовский Ф.В., Раев В.К. // Микроэлектроника. 1972. Т. 1. с. 26.
2. Lock R.D., Lucas J.M. // Radio Electron. 1972. V. 42.p. 435.
3. Насибов И.О., Султанов Т.И. Исследование взаимодействия в тройной системе по разрезу $\text{Eu}_2\text{Se}_3\text{-SnSe}_2$ // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1980. Т. 10. № 3. с. 422-425.
4. Гусейнов Д.И., Мургузов М.И., Исмаилов Ш.С Теплопроводность твердых растворов $\text{Er}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Se}$ ($x < 0.025$) // Изв. АН России. Неорган. материалы. 2008. Т.44. № 5. с. 542-544.
5. Гуршумов А.П., Кулиев Б.Б., Аббасов К.Х., Маггеррамов Ю.Д. Система $\text{SnSe-Dy}_2\text{Se}_3$ // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1990. Т. 26. № 9. с. 1827-1829.
6. Гусейнов Дж.И., Джафаров Т.А. Влияние γ -облучения на электрофизические свойства термообработанных монокристаллов $\text{Tb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Se}$ // ФТП, 2012. Т. 46. В 4. С 447-449.

FeIn_2Se_4 МОНОКРИСТАЛИНIN DИELEKTRİK İTKİSİNİN TEZLİK VƏ TEMPERATURDAN ASILILIĞI

F.M. Məmmədov, *M.B. Muradov, ** N.N. Niftiyev

AMEA Kimya Problemləri İnstitutu, Az1143, H.Cavid pr., 29

**Bakı Dövlət Universiteti, Az1145, Z. Xəlilov, 23*

***Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti, Az 1000, Bakı, Ü.Hacıbəyov,34.*

İşdə müxtəlif temperaturlarda FeIn_2Se_4 monokristalının dielektrik itkisinin tangens bucağının tezlikdən asılılığı tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, tezlik artdıqca itki bucağının tangensinin qiyməti azalır və $\text{tg}\delta \sim 1/\omega$ asılılığı ödənilir. FeIn_2Se_4 monokristalında aşağı temperaturda (295K) keçiricilik sıçrayış mexanizmi ilə, yuxarı temperaturda (3755K) isə zona mexanizmi ilə əlaqədardır.

Hal-hazırda eyni zamanda yarımkeçirici və maqnit xassələrinə malik olan materialların yaradılması istiqamətində intensiv tədqiqatlar aparılır. Belə ki, d və f təbəqələri tamamilə dolmayan elementlər daxil olan üçlü xalkoqenit birləşmələr qeyri - adi fiziki xassələri və praktik tətbiqləri sayəsində geniş tədqiqatların obyektinə çevrilmişdir. Bu birləşmələr içərisində fotoelektronikanın yeni nəsil cihazlarının funksional diapazonunu genişləndirmək üçün böyük potensiala malik olan fiziki prosesləri az öyrənilmiş AB_2X_4 (burada A-Mn, Fe, Co, Ni; B- Ga, In; X-S, Se,Te) tipli maqnit yarımkeçiriciləri xüsusi maraq kəsb edir. AB_2X_4 tipli birləşmələr sinfinə aid olan FeIn_2Se_4 monokristalı Bricmen metodu ilə alınmışdır. Rentgenoqrafik metodla müəyyən edilmişdir ki, FeIn_2Se_4 monokristalı qəfəs parametrləri $a = 4,18\text{Å}$; $c=19,47\text{Å}$; $c/a=4,65$ olan heksaqonal quruluşa kristallaşır [1]. FeIn_2Se_4 monokristalının bəzi fiziki xassələri [2 - 4] işlərində tədqiq edilmişdir. Dielektrik itkisinin tangens bucağını ölçmək üçün qalınlığı $\sim 0,1\text{mm}$ olan kristal lövhələrə gümüş pastası vuraraq kondensatorlar hazırlanmış və ölçülmələr E7-20 ($25 \div 10^6$ Hz) rəqəmli immetans ölçü cihazının köməyi ilə aparılmışdır. Nümunəyə 1V ölçmə gərginliyi verilmişdir.

Şəkil 1-də FeIn_2Se_4 monokristalı üçün 295K temperaturda dielektrik itkisinin tangens bucağının tezlikdən asılılıq qrafiki verilmişdir. Şəkildən görünür ki, tezlik artdıqca itki bucağının tangensinin qiyməti azalır və $\text{tg } \delta \sim 1/\omega$ asılılığı ödənilir. FeIn_2Se_4 monokristalı yüksək kompensasiya edilmiş yarımkəçirici olduğu üçün dielektrik itkisinin tangens bucağının qiyməti kifayət qədər böyük olur.

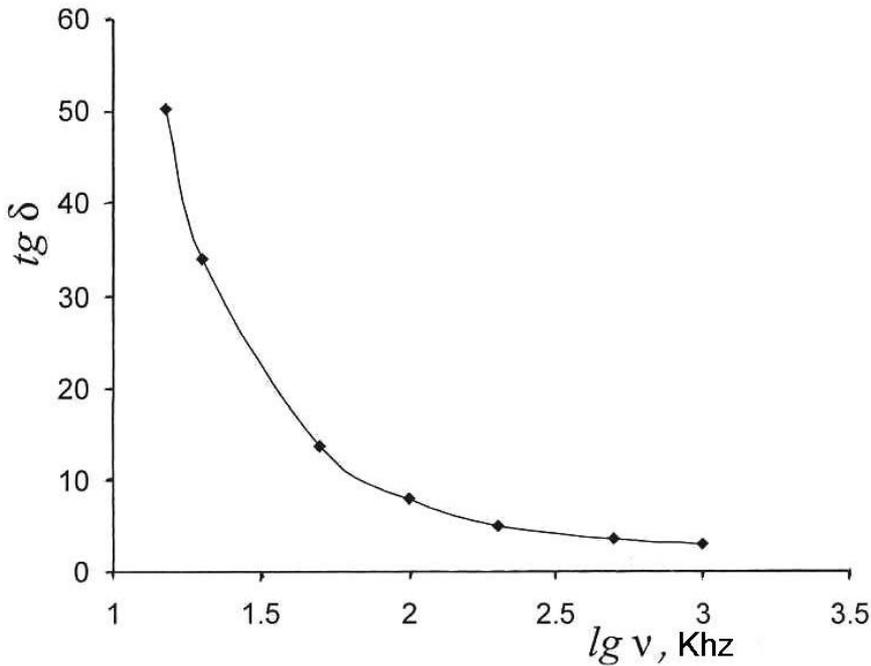
Dielektriklərdə itki bucağının dəyişən elektrik sahəsinin tezliyindən asılılığına baxaq. Tutaq ki, paralel birləşmə zamanı dielektrik C tutumuna malik kondensator və R aktiv müqavimətli naqıl ilə əvəz edilmişdir.

Bu zaman itki bucağının tangensini belə ifadə etmək olar:

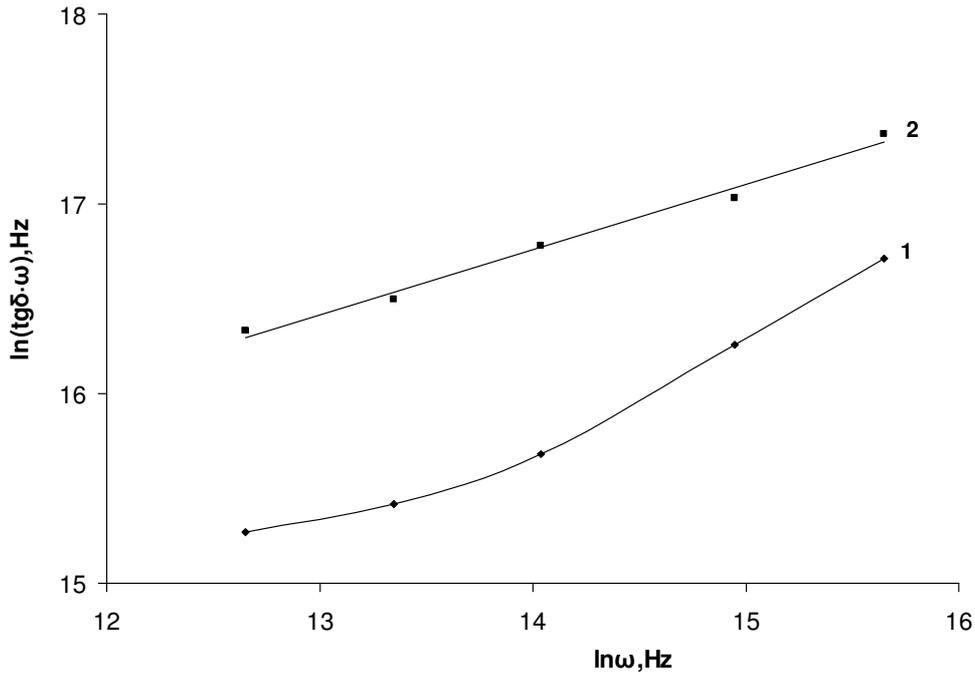
$$\text{tg } \delta = \frac{I_a}{I_r} = \frac{I}{\omega C_R R} = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0 \omega}. \quad (1)$$

Burada J_a – R müqavimətinə malik naqıldən keçən aktiv cərəyanın, J_r -isə C tutumlu kondensatordan keçən reaktiv cərəyanın qiymətidir. $\omega=2\pi f$ - tezlik, σ -elektrikkeçiriciliyi, ϵ_0 - elektrik sabitidir.

FeIn_2Se_4 kristalında ϵ və σ tezlikdən asılı olaraq az dəyişdiyi üçün itki bucağının tangensinin tezliklə tərs mütənasib $\text{tg } \delta \sim 1/\omega$ asılılığı ödənilir. Aktiv keçiricilik kifayət qədər yüksək olduğu üçün qrafikdə relaksasiya maksimumu müşahidə edilmir və itki bucağının tangensi tezlik artdıqca azalır (şəkil 1.)



Şəkil 1. FeIn_2Se_4 monokristalı üçün 295K temperaturda dielektrik itkisinin tangens bucağının elektrik sahəsinin tezliyindən asılılığı.



Şəkil 2. FeIn₂Se₄ monokristalı üçün 295K (1 əyrisi) və 375K (2 əyrisi) temperaturlarda ln(tgδ · ω) ~ lnω asılılığı.

Məlumdur ki, dielektrik itkisinin tezlik asılılığı keçiriciliyin mexanizmindən asılıdır. Belə ki, elektrik keçiriciliyi özü tezlikdən asılı ola bilər. Sıçrayış mexanizmində $\sigma \sim \omega^S$ ($S < 1$) olur. Keçiricilikdə üstün rol oynayan müxtəlif mexanizmlər üçün dielektrik itkisinin tangens bucağının tezlikdən asılılığını aşağıdakı kimi ifadə etmək olar [5]:

$$tg\delta(\omega) \sim (\omega^{-1} + \omega) \quad \text{zona mexanizmi} \quad (2)$$

$$tg\delta(\omega) \sim \omega(\omega^{S-2} + 1) \quad \text{sıçrayış mexanizmi} \quad (3)$$

(2)-dən görünür ki, keçiricilikdə üstün rol oynayan zona mexanizmində $tg\delta \cdot \omega = f(\omega)$ koordinatında düz xətt asılılığı müşahidə edilməlidir. Şəkil 2-də FeIn₂Se₄ monokristalı üçün 295K (1 əyrisi) və 375K (2 əyrisi) temperaturlarda $ln(tg\delta \cdot \omega)$ -nin $ln\omega$ -dan asılılığı qrafiki qurulmuşdur. Şəkildən görünür ki, aşağı temperaturda (295K) asılılıq düz xətdən fərqli olur. Yuxarı temperaturda isə (375K) asılılıq düz xətt kimi özünü göstərir. Buradan belə nəticəyə gəlmək olar ki, aşağı temperaturda keçiricilik sıçrayış mexanizmi ilə, yuxarı temperaturda isə zona mexanizmi ilə əlaqədardır.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Бабаева П.К., Рустамов П.Г. Взаимодействие в системе In₂Se₃-FeSe. В кн.: Исследования в области неорганической и физической химии, Баку, Изд. Элм, 1977, с.264-269.
- [2] Боднарь И.В., Викторов И.А., Павлюковец С.А. Выращивание, структура и анизотропия теплового расширения соединения FeIn₂Se₄ // Неорганические материалы, 2010, т.46, №6, с.681-685.
- [3] Нифтиев Н.Н., Алиджанов М.А., Тагиев О.Б., Мурадов М.Б. Электрические свой-

- ства монокристаллов FeIn_2Se_4 // ФТП, 2003, т.37, в.2.,с. 173-175.
- [4] Нифтиев Н.Н., Тагиев О.Б., Мурадов М.Б. Электрические свойства слоисты монокристаллов FeIn_2Se_4 на переменном токе // ФТП, 2008, т.42, в.3, с.268-270.
- [5] Н.Мотт, Э.Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах (М.,Мир, 1982), т.1.

ПОЛУЧЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБ (ОУН, ДУН, МУН) И ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДЛОЖКИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ-УГЛЕРОДА, ОСАЖДЕННЫХ РЕАКТИВНЫМ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ

Б.А.Наджафов, Х.Ф.Гаджиев*

*Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана, * Азербайджанский архитектурно-строительный Университет*

e-mail: najafov@rambler.ru najafov@husics.az najafov@yaxoo.com

Пленки гидрогенеризованного нанокремтологического сплава кремния-углерода ($nk - \text{Si}_{1-x}\text{C}_x : \text{H}$; $x=0-1$) по сравнению с пленками аморфного кремния и германия имеют большую ширину запрещенной зоны и лучшие оптоэлектронные свойства в видимой части спектра, а также являются термодинамически более стабильными и радиационно стойкими [1, 2.] Эти свойства позволяют использовать их для создания солнечных элементов и ряда других направлений электроники [1-3].

Эксперименты показывают, что аморфные пленки с изменением технологических параметров и условий осаждаются на различных структурных фазах.

Кроме этого в зависимости от условий осаждения как структуры, так и оптоэлектронные свойства сильно зависят от скорости осаждения, температуры подложки, типа подложки и геометрии металлических покрытий.

В работе рассмотрены некоторые параметры тонких пленок нанокристаллического кремния-углерода ($nk - \text{Si}_{1-x}\text{C}_x : \text{H}$; $x=0-1$). Также рассмотрены механизм легирования с фосфором (PH_3) и бором (B_2H_6) данной пленки. Методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) изучена морфология полученных нанотрубок, длина которых составляет от 1 до 4мкм, в зависимости от условий режимов осаждения. Структурные свойства пленок анализировались методом ВК спектроскопии и методом рентгеновской дифракции (РД). Сделано предположение, что в зависимости от условий получения указанного, параметры изменяются, которые характерны для нанокристаллических тонких пленок.

Результаты эксперимента и обсуждение

В данной работе исследовались пленки нанокристаллического сплава кремния углерода ($nk - \text{Si}_{1-x}\text{C}_x : \text{H}$) ($x=0-1$) легированного фосфором (PH_3) и бором (B_2H_6) на различных подложках кварца, стекла и кремния с покрытием Fe , Al , Pd , Ni , Ti .

Поскольку Al и Ag имеют небольшие диффузионные барьеры и обладают плохим смачиванием поверхности одностеночные углеродные нанотрубки (ОСУНТ), то они стремятся к агрегации и образованию больших кластеров. С другой стороны, энергия связи между Fe и ОСУНТ велика, но из-за большой энергии коррозии и

плохого смачивания может образовывать изолированные кластеры. Отметим, что ОСУНТ получается с использованием газовой смеси CH_4 и A_2 . Струя ВЧ – микроплазмы генерируется при атмосферном давлении с помощью однотрубчатого электрода и направляется на подложку к-Si с покрытой пленкой Fe .

В широком диапазоне изменения параметров синтеза (внутреннего диаметра сопла электрода, скорости потока метана и температуры подложки) получены такие углеродные микроструктуры, как алмазные частицы, углеродные нанопроволочки, углеродные нанотрубки и конусообразные микрочастицы Si .

Также изучено влияние условий роста скорости потока метана, тип подложки на распределение, структуру и свойства двухстеночных углеродных нанотрубок (ВУН). При скорости потока 600 куб см/мин получают ДУН с преимущественно полупроводковыми свойствами. При более высокой скорости потока (700 куб см/мин) образуется смесь одностенных и двухстенных нанотрубок, большинство из которых являются полупроводниковыми. При более низких скоростях (300-500 куб см/мин) преобладают металлические многостенные углеродные нанотрубки. Длина полученных нанотрубок составляет 1-4 мкм.

Обнаружено, что полученные из газовой смеси $SiH_4 + H_2 + PH_3$ или $SiH_4 + H_2 + B_2H_6$ на кварцевой, стеклянной или же подложек с увеличением концентрации PH_3 уменьшается средний размер зерен (d) и доля кристаллических зерен объема (V_c). При легировании бором с увеличением концентрации B_2H_6 значение d не меняется, а с V_c уменьшается.

Полученные пленки нанокристаллические SiC толщиной 0,5-1,0 мкм на подложки кварца при температуре 200-6000⁰С в плазме 80% H_2 + 20% A_2 , при повышении температуры подложки до 600⁰С наблюдалось увеличение плотности нанокристаллов SiC средний размер которых составлял 12 нм до 24 нм.

Полученные результаты проверены также и методом ИК спектра поглощения. Исходя из этих результатов, можно утверждать, что наногидридные $Si-H$ и дигидридные $Si-H_2$ комплексно ведут себя как пространственный барьер в объеме пленок и изменяют рост нанокристаллов [8].

Для анализа картины, получаемой на дебасграмме, воспользуемся представлением Брега-Вульфа. Для получения отражения определенного порядка от некоторых серий плоскостей, кристаллик должен быть ориентирован таким образом, чтобы эти плоскости составляли с подающим пучком угол θ , удовлетворяющий уравнению:

$$2d \sin \theta = \lambda \quad (1)$$

Зная угол падения пучка и длину волны из уравнения (1) можно определить диаметр нанокристаллов. Пользуясь формулой (1) для каждой линии можно определить отношение межкомплексного расстояния отражающей серии сеток к порядку отражения:

$$\frac{d}{n} = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (2)$$

Значение $\frac{d}{n}$ для всех линий является конечным результатом, полученным непосредственно из диаграммы.

Рентгеноструктурный анализ проведен пороликовым методом и спектра ИК поглощения измерено ИКС-21.

Аморфные трехкомпонентные сплавы $nk-Si_{1-x}Cx:H$ получались из газовых смесей SiH_4 , CH_4 , H_2 . Водород добавлялся в следующих соотношениях:

$$[PH_3/SiH_4+CH_4]H_2=1/20 \text{ для n-типа пленок}$$

$$[B_2H_6/SiH_4+CH_4]H_2=1/10 \text{ для p-типа пленок.}$$

Используя анализ полуширины рентгеновских линий (дифракционным пикам отражения от плоскостей $\langle 111 \rangle$, $\langle 220 \rangle$ и $\langle 311 \rangle$ рассчитывался средний размер кристаллитов (δ), который для пленок с площадью 95 нм^2 и легированных фосфором при мощности высокочастотного разряда $W_{2f}=250 \text{ Вт}$ и температуры подложки $T_s=600^\circ\text{C}$ и ее значение составлял 12 нм .

Расстояние рентгеновского излучения от плоскостей $\langle 111 \rangle$ кристаллической решетки кремния, угловые положения пиков $2\theta_p$, их высота Y_p и полуширина (2θ) для пленок легированных и нелегированных пленок различаются.

Предполагая, что производная $J_p(2\theta)$ пропорциональна объему нанокристаллической фазы X_c , определялся ее объем в пленках $nk-Si_{1-x}Cx:H$ после их осаждения.

Полученные результаты показывают, что в свежесаженных нелегированных пленках нанокристаллическая фаза в аморфной сетке составляет 70% от всего объема пленки.

Для пленок $nk-Si_{1-x}Cx:H$ легированных фосфором (PH_3) весь объем кристаллитов в пленке составляет 50%, при легировании бором он составляет 30% соответственно. Подобные же результаты наблюдаются также для плоскостей $\langle 220 \rangle$ и $\langle 311 \rangle$ кристаллической решетки кремния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хрупко-пластическая релаксация напряжений несоответствия в системе $Si(001)/Si-xGex$. Мартовицкий В.П., Кривобок В.С.Ж. «Экспериментальная и теоретическая физ.». 2011. Т.140, №2. С. 330-349.
2. Структура и оптические характеристики нанокристаллического карбида – кремния, заключенных в матрицах оксида алюминия. Bonifoulou A., Edely M., Kassiba A., Physica B. 2011, v.406. № 3. С. 4500-4504.
3. Изучение и перспективы наноструктурированных солнечных элементов. Peng Yingcai, Jiang Zirang, Wang Fend, Ma Lei, Lai Jianzhang. Micronanoelectron. Technol. 2011. V.48. № 8. С.481-488.

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ АТОМАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ДИСПРОЗИЯ НА ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДОГО РАСТВОРА $Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}$

Б.Ш. Бархалов, Р.Ю. Алиев, Р.А. Исмайылова

Институт Физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан

E-mail: bbarhal@mail.ru

Исследовано влияние легирования образцов твердого раствора $Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}$ р-типа атомами редкоземельного элемента (РЗЭ) диспрозия Dy в количестве до 0,02 ат. % на их термоэлектрические характеристики в широком интервале температур 80÷300 К. Показано, что примеси РЗЭ немонотонно влияют на величину коэффициента термо-эдс α , электропроводности σ , коэффициента теплопроводности исследованных образцов.

Твердые растворы на основе теллуридов висмута и сурьмы широко применяются в твердотельных электронных охладителях, работающих в области температур, близких к комнатной. Вместе с тем, ведутся исследования, связанные с разработкой термоэлектрических материалов для эффективной работы термоэлектрических преобразователей при температурах ниже 200 К. Перспективными материалами при низких температурах являются твердые растворы $Bi_{2-x}Sb_xTe_{3-y}Se_y$ с замещением атомов (Sb \rightarrow Bi) и (Se \rightarrow Te) в обеих подрешетках Bi_2Te_3 [1, 2].

Одним из путей повышения термоэлектрических характеристик термоэлектрических материалов для конкретных интервалов температур, является легирование примесями, которые могут приводить к заметному увеличению флуктуаций термоэлектрических свойств, связанных со статистическим характером распределения примесных атомов в решетке матрицы [3, 4].

Ранее нами было исследовано влияние легирования экструдированных образцов $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ р-типа и $Bi_2Te_{2,7}Se_{0,3}$ п-типа атомами редкоземельных элементов (РЗЭ) диспрозия Dy и самария Sm в количестве до 0,02 ат. %. Было показано, что примеси РЗЭ сильно влияют на величину коэффициента термо-эдс α , электропроводности σ , коэффициента теплопроводности χ и термоэлектрической эффективности Z [5]. Также было установлено, что концентрация примеси 0,01 ат. % является оптимальной для термоэлектрических параметров при комнатной температуре, причем увеличение термоэлектрической эффективности Z , в основном, было связано с тем, что при введении примеси в результате искажений кристаллической решетки происходит увеличение рассеяния фононов, что приводит к уменьшению решеточной составляющей теплопроводности и увеличению параметра Z .

В настоящей работе приведены результаты изучения влияния легирования атомами редкоземельного металла диспрозия (Dy) термоэлектрические свойства образцов твердого раствора $Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}$ р-типа, легированного атомами диспрозия количестве до 0,02 ат. % Dy.

Для получения образцов были использованы теллур марки "ТВ-Ч", висмут - "Ви-0000", сурьма - "Су-0000", селен - "СВЧ-1", диспрозий - "ДмМ-1". Реакция синтеза проводилась в откачанных ампулах с остаточным давлением $\sim 10^{-2}$ Па. Компоненты твердых растворов и РЗЭ, взятые в расчетных соотношениях, сплавлялись при температуре 1300 К в откачанных кварцевых ампулах. Температура в объеме печи повышалась со скоростью 100 К/ч с промежуточными выдержками при 700 К и 900 К в течение получаса. При достижении 1300 К рост температуры прекращался и ампула выдерживалась в тепловом поле в течение 6 ч, при непрерывном перемешивании вещества в ней качанием. Отжиг проводился в вакууме $\sim 10^{-2}$ Па при температуре ~ 600 К в течение 100 часов. Термоэлектрические параметры образцов измерялись в направлении в интервале температур 80-300 К.

На рис. 1 представлены, соответственно, температурные зависимости коэффициента термо-эдс α (a), электропроводности σ (b) и коэффициента теплопроводности χ (c) для образцов твердого раствора $Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}$, как нелегиро-

ванного, так и легированного атомами редкоземельного металла диспрозия в различных концентрациях (0,001; 0,0025; 0,05 и 0,02 ат. %).

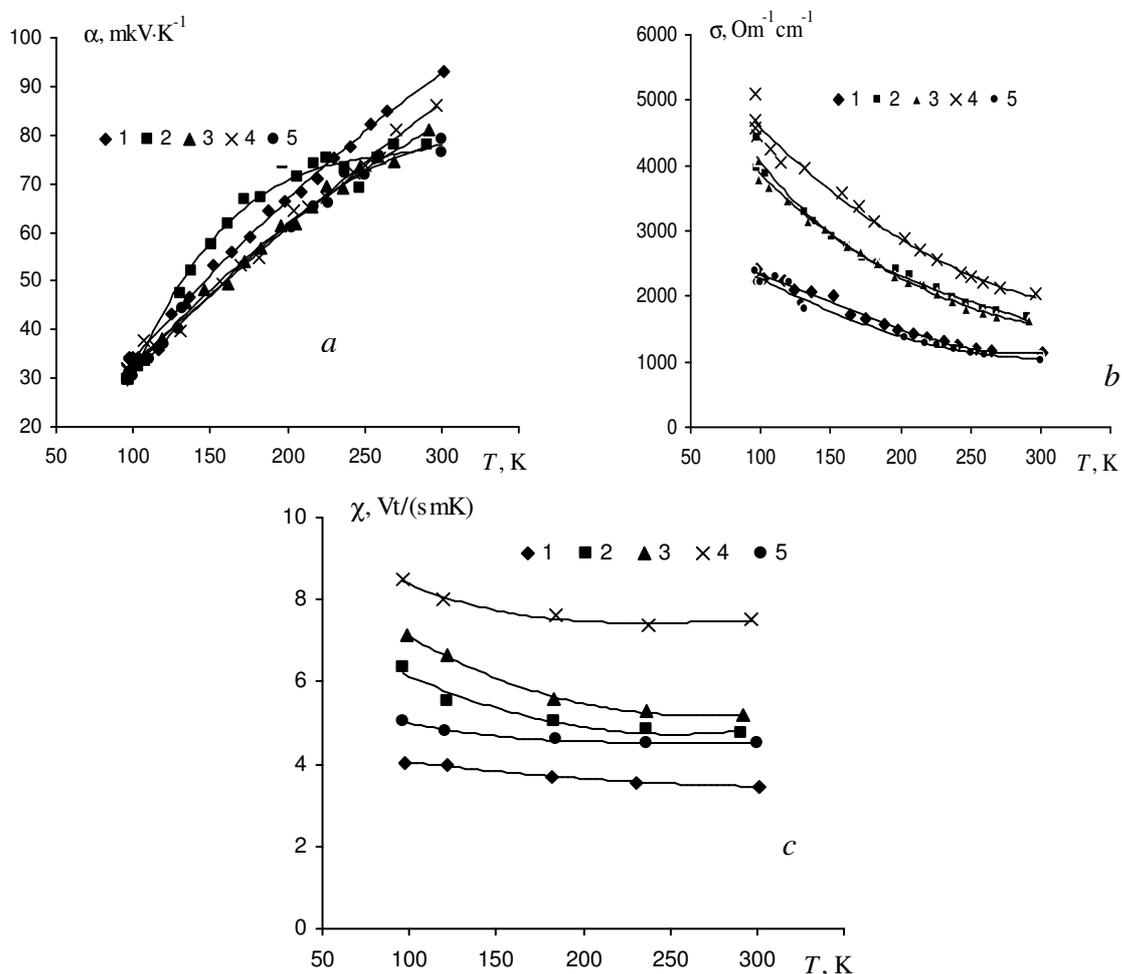


Рис.1. Зависимость коэффициента термо-эдс α (a) , электропроводности σ (b) и коэффициента теплопроводности χ (c) для образцов твердого раствора

$\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$, легированного атомами редкоземельного металла диспрозия, ат. % :

1 - 0; 2 - 0,001; 3 - 0,0025; 4 - 0,05; 5 - 0,02.

Из рисунков следует, что в исследованных твердых растворах электропроводность в интервале температур 100÷300 К с уменьшением температуры растет и в данном температурном интервале обнаруживает металлический характер проводимости. Такое поведение характерно для частично вырожденных полупроводников, где участвуют два механизма рассеяния носителей заряда: на заряженных примесях и тепловых колебаниях решетки. Коэффициент термо-эдс α с уменьшением температуры падает. По знаку коэффициента термо-эдс установлено, что исследованные образцы обладают проводимостью дырочного типа.

Из рисунков видно, что зависимость электрических параметров твердого раствора от концентрации примесей диспрозия немонотонна: зависимость

удельной электропроводности от концентрации примесей диспрозия проходит через максимум при концентрации 0,005 ат.% Dy. Такую зависимость можно объяснить тем, что атомы Dy в исследованном твердом растворе играют роль акцепторов и при концентрациях примеси до 0,005 ат.% Dy приводят к росту концентрации дырок и тем самым к повышению электропроводности.

В то же время, при концентрациях примеси больше 0,005 ат. % Dy с ростом концентрации дефектов в образцах усиливается рассеяние носителей заряда и наблюдается падение электропроводности образцов за счет превалирования уменьшения подвижности зарядов, что подтверждается измерениями коэффициента Холла и подвижности носителей заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ettenberg M.N., Jesser W.A., Rosi F.D. Proc. Of the XV Int. Conf. on Thermoelectrics, Pasadena, CA, USA, 1996, p. 52.
2. Кутасов В.А., Константинов П.П., Лукьянова Л.Н. Доклады V Межгосударственного семинара "Термоэлектрики и их применения", Санкт-Петербург, 1997, с. 14.
3. Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . М., Наука, 1972, 320 с.
4. Чижевская С.Н., Шелимова Л.Е. Неорган.материалы, 1995, т. 31, N 9, с. 1184.
5. Бархалов Б.Ш., Алиев Р.Ю., Багиева Г.З., Мустафаев Н.Б. Материалы VII Межгосударственного семинара "Термоэлектрики и их применение" Санкт-Петербург, 2000, с. 64.

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ



Д.Д.Байрамов, М.М.Годжаев, С.К.Оруджов, Р.С.Агаева, В.Д.Шукюрова

Сумгаитский Государственный Университет, Азербайджан

e-mail: xedice-aliyeva@mail.ru

В настоящей работе приводится синтез и выращивания монокристаллов твердых растворов $TIn_{1-x}Gd_xTe_2$, излагаются результаты физико-химического и рентгенофазового исследования и приводится T-x фазовая диаграмма состояния системы $TInTe_2-TlGdTe_2$. Выявлено, что при частичном замещении атомов индия атомами гадолиния в решетке $TInTe_2$ микротвердость и параметры элементарной ячейки закономерно увеличиваются, а ширина запрещенной зоны уменьшается. Рентгенографический анализ кристаллов системы $TInTe_2-TlGdTe_2$ показал, что твердые растворы $TIn_{1-x}Gd_xTe_2$ ($0 < x \leq 1$) кристаллизуются в тетрагональной решетке типа $TInTe_2$.

В связи с использованием соединений твердых растворов на основе $A^{III}B^{VI}$ в качестве переключающих приборов элементов памяти, приемников ближнего инфракрасного излучения, модуляторов лазерного излучения представляет интерес

изучение поведения различных примесей в решетке $TlInTe_2$. В работах [1] выполнен синтез и в некоторых случаях детально исследованы физико-химические [2], электрофизические [3] и теплофизические свойства сплавов системы $TlInX_2^{VI}-TlInX_2^{VI}$, где Ln - лантаноиды. $X_2^{VI}-S, Se, Tl$. Показано существование в этих системах широких областей растворимости на основе исходных соединений типа $TlInX_2^{VI}$. Однако в литературе не имеются сведения по рентгенографическому и электрофизическому исследованию сплавов системы $TlInTe_2-TlGdTe_2$.

Цель данной работы -получить твердые растворы $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ и методами дифференциально термического анализа (ДТА), рентгенофазового анализа (РФА) и исследованием электрических свойств подтвердить их индивидуальность и определить параметры их элементарных ячеек.

Синтез сплавов системы проводился следующим образом: исходные элементы, загруженные в вакуумированную до $\sim 0,01$ Па ампулу из плавленого кварца, помещали в печь, заранее нагретую до 1220 К. С увеличением количества гадолия время выдержки увеличивается от 5 до 6 ч. Гомогенизирующий отжиг проводили при 1250 – 1350 К в течении недели. Образцы системы $TlInTe_2-TlGdTe_2$ готовили путем сплавления соединения $TlInTe_2$ и $TlGdTe_2$ в разных состояниях. При этом температуру в печи повышали со скоростью 30 – 60 К/ч до 1150 – 1250 К. Ампулу выдерживали при этой температуре 4 – 5 ч. и медленно охлаждали до температуры отжига, определенной предварительно по кривым ДТА. Сплавы, содержащие до 10 мол % $TlGdTe_2$, отжигали при 600 – 650 К в течении 60 ч, а сплавы с концентрацией $TlGdTe_2$ 10 – 60 мол % - при 850 – 900 К в течении 140 ч, далее температуру снижали до комнатной со скоростью 10 – 15 К/ч. Полученные образцы оказались плотными, хорошо сформированными и приобрели свойственную им окраску. Синтезированы сплавы $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$, где $0 \leq x \leq 0,10$, $TlInGdTe_4$ и $TlGdTe_2$.

Для проведения рентгенографических исследований методом Бриджмена выращены монокристаллы сплавов системы $TlInTe_2-TlGdTe_2$. Скорость перемещения ампулы с расплавом составляла 2,5 мм/ч. При выращивании монокристаллов $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ температуру высокотемпературной зоны варьировали от 1000 – 1300 К.

По результатам дифференциально – термического, микроструктурного и рентгенофазового анализов исследуемых сплавов были построены диаграммы состояния систем $TlInTe_2-TlGdTe_2$. При соотношении исходных компонентов 1:1 образуется новая конгурэнтно плавящаяся при 1265 К четверная фаза $Tl_2InGdTe_4$

В интервале 0 – 10 мол % $TlGdTe_2$ наблюдается область твердых растворов замещения. Область растворимости в этой системе подтверждена также микроструктурными и рентгенофазовыми анализами. С помощью рентгенофазового анализа выявлено, что в твердых растворах при частичном замещении атомов индия атомами гадолия параметры тетрагональной ячейки увеличиваются по закону аддитивности, что, по-видимому, связано с различием ионных радиусов индия и гадолия.

В результате проведенного рентгенографического исследования монокристаллов $TlIn_{1-x}Gd_xTe_2$ установлено, что при замещении атомов индия атомами гадолия в интервале 0-10 мол % $TlGdTe_2$ образуются твердые растворы замещения. В области растворимости отклонения от закона Вегарда не наблюдали. Сплавы с $TlInTe_2$, так же как соединение $TlInTe_2$, кристаллизуются в тетрагональной сингонии, и происходящие

фазовые превращения не вызывают появления сверхструктурных линий на дифрактограммах. Отсутствие таких линий подтверждает, что исследованные сплавы твердых растворов в упорядоченном состоянии кристаллизуются в одной и той же сингонии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Годжаев Э.М. Структура, электронные и тепловые свойства сложных полупроводников на основе Sr и $4t$ элементов. Дис.докт.физ.- мат.наук. Баку 1984 с.250
2. Байрамов Д.Д. Электрофизические и упругие свойства твердых растворов $TlIn_{1-x}Gd_xS_2$. Дис. на соискание уч.стен.канд.физ.- мат.наук. Баку. 1991. с. 135.
3. Гусейнов Я.Ю., Байрамов Д.Д., Мустафаева У.М., Магеррамов А.Б.* Синтез и свойства твердых растворов $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ // Неорган.материалы 2012, т.48. №4. с.394-397.

КИНЕТИКА ФОТОПРОВОДИМОСТИ КРИСТАЛЛОВ $CdGa_2S_4$ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕЗАРЯДКЕ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ

Зафар Кадыроглы

*Институт физики Национальной академии наук Азербайджана, Баку,
AZ-1143, пр. Г. Джавида, 33
e-mail: zafark@mail.ru*

Обнаружено, что после предварительного оптического возбуждения излучением $CdGa_2S_4$ определенной длины волны из области 2.6÷3.2 эВ на релаксационных кривых фототока наблюдается вспышка фототока на других длинах волн из области 1.06÷2.4 эВ. Значения максимума вспышки фототока зависит от длины волны и времени предварительного возбуждения, а также длительности темноты после прекращения предварительного возбуждения. Релаксация фотопроводимости после предварительного оптического возбуждения объяснена двухуровневой моделью.

Ключевые слова: *фототок, $CdGa_2S_4$, фотопроводимость, релаксация фототока, локальные уровни, оптическая перезарядка.*

Целью настоящей работы является изучение оптической перезарядки примесных центров в $CdGa_2S_4$, которые позволяют получить информацию о спектре локальных состояний, механизме генерационно - рекомбинационных процессов. Исследована кинетика примесной фотопроводимости после предварительного оптического возбуждения.

Монокристаллы выращивали из синтезированного соединения $CdGa_2S_4$ методом газотранспортных реакций в замкнутом объеме с использованием кристаллического йода в качестве носителя. При изготовлении образцам придавался вид плоскопараллельных пластин размерами 3 x 2 x 1 мм³. При этом одна из сторон всегда соответствовала естественной зеркальной грани кристалла. Образцы имели n -тип проводимости и удельное сопротивление в темноте составляло $\rho_d \geq 10^9$ Ом см при 300

К. Образцы монтировались в криостате и во время измерений поддерживался вакуум $10^{-3} \div 10^{-4}$ мм рт. ст.

Обнаружено, что после предварительного оптического возбуждения излучением CdGa_2S_4 определенной длины волны из области $2.6 \div 3.2$ эВ на релаксационных кривых фототока наблюдается вспышка фототока на других длинах волн из области $1.06 \div 2.4$ эВ (D-центры). Вспышечный характер фототока исследованных нами образцов CdGa_2S_4 наблюдался в области температур $300 - 450$ К. Значения максимума вспышки фототока зависит от длины волны и времени предварительного возбуждения, а также длительности темноты после прекращения предварительного возбуждения. На рис.1 представлена зависимость тока, проходящего через образец, от времени $I = I(t)$, где $I = I_{\text{dark}} + I_{\text{ph}}$ (I_{dark} - темновой ток, I_{ph} - фототок). При возбуждении монохроматическим светом из области энергий $2.6 \div 3.2$ эВ (момент t_1), фототок со временем увеличивается и достигает значительной величины (ab). После снятия возбуждения (момент t_2) ток в цепи сначала резко (bc), а затем медленно (cd) уменьшается, причем значение темнового тока оказалось меньше, чем до освещения (cd проходит ниже ah). Видно, что в процессе очувствления темновой ток уменьшается. Выдерживая образец некоторое время в темноте, а после этого освещая монохроматическим светом из области энергий $1.06 \div 2.4$ эВ (момент t_3) видим, что ток в цепи сначала возрастает вспышкой (de), проходит через максимум и уменьшается (ef). После опустошения уровней светом

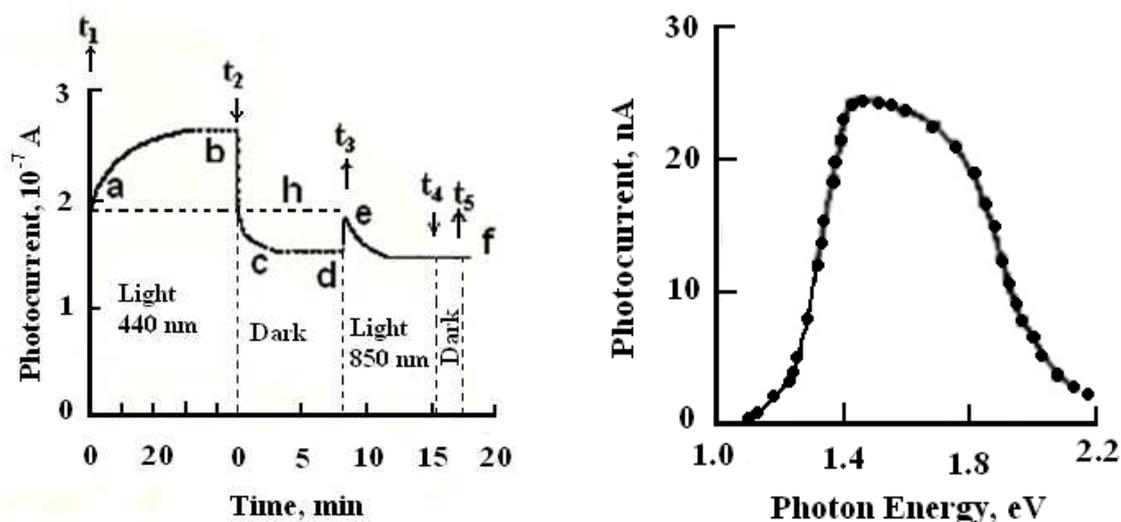


Рис.1. Кинетика фотопроводимости в монокристаллах CdGa_2S_4 при 300 К.

освещение из области $h\nu = 2.6 \div 3.2$ эВ.

образец возвращается в исходное нефоточувствительное состояние (моменты t_4 и t_5). Для очувствления образца требуется повторное

Зависимость тока, соответствующая максимуму вспышки от энергии подсветки представлена на рис.2. Спектр представляет собой широкую полосу в интервале $1.06 \div 2.4$ эВ с максимумом при 1.45 эВ.

Представлялось интересным изучить кинетику примесной фотопроводимости в CdGa_2S_4 при различных заселенностях уровней $1.06 \div 2.4$ эВ. С этой целью исследована кинетика примесного фототока ($\lambda = 850$ нм) при различных временах

предварительного оптического возбуждения ($\lambda = 440$ нм) (рис.3) и при различных длительностях темноты после предварительного возбуждения (рис.4). Обнаружено, что с увеличением длительности предварительного оптического возбуждения значение максимума вспышки растет. Это связано со степенью заполнения уровней, ответственных за вспышки фототока. Интересным моментом является то обстоятельство, что при увеличении времени предварительного возбуждения время соответствующей максимуму вспышки не изменяется. С увеличением длительности темноты после предварительного возбуждения образца, значение максимума вспышки уменьшается. При этом время соответствующей максимуму вспышки растет. Это свидетельствует о том, что рассасывание заряда с уровней $1.06 \div 2.4$ эВ происходит в темноте, т.е. уровни в темноте со временем опустошаются. Это означает, что рассасывание неравновесных электронов с центров не происходит через с-зону и не обусловлено последующим освещением.

Обнаруживается корреляция между медленным ростом фотопроводимости и перезарядкой D-центров. Очувствление CdGa_2S_4 происходит при заполнении уровней $1.06 \div 2.4$ эВ. Отметим, что опустошением и заполнением D-центров можно управлять медленным ростом фотопроводимости.

Релаксация фототока после предварительного оптического возбуждения может быть объяснена в соответствии со следующей двухуровневой моделью [1]. Глубокие уровни $1.06 \div 2.4$ эВ (D – центры) находятся вблизи середины запрещенной зоны и центры ФЧ (A – центры) находятся выше потолка валентной зоны (Исследование спектра оптического гашение фототока показывает, что центры ФЧ в CdGa_2S_4 находятся ~ 0.6 и 0.89 эВ выше потолка валентной зоны [2]). Предварительное возбуждение с энергией квантов $h\nu \geq E_{cA}$ переводит электроны с фоточувствительного уровня (A – центры) или из валентной зоны в зону проводимости. Далее неравновесные электроны из зоны проводимости захватываются D-центрами, которые являются опустошенными. После предварительного освещения создается неравновесная ситуация: A – центры частично опустошены, D – центры почти заполнены электронами.

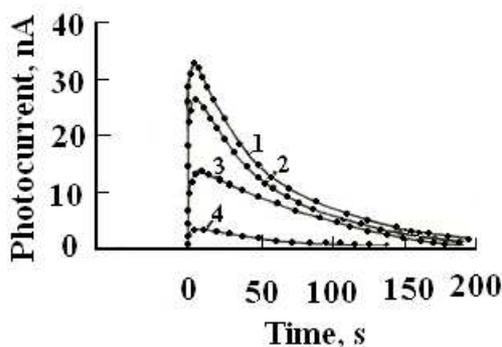


Рис.3. Кинетика примесной фотопроводимости ($\lambda=850$ нм) в монокристаллах CdGa_2S_4 при различных временах предварительного оптического возбуждения: 1) 30 мин.; 2) 20 мин.; 3) 10 мин.; 4) 2 мин.

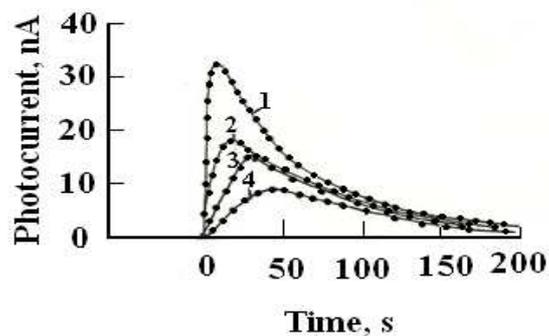


Рис.4. Кинетика примесной фотопроводимости ($\lambda=440$ нм) в монокристаллах CdGa_2S_4 : при различных длительностях темноты после предварительного оптического возбуждения ($\lambda=440$ нм) в течение 30 мин.: 1) 5 мин.; 2) 30 мин.; 3) 60 мин.; 4) 4 часа.

Последующим освещением полупроводника с энергией квантов $h\nu = E_{CD}$ электроны с уровня D генерируются в зону проводимости (E_{CD} , E_{CA} - энергетическое расстояние от дна зоны проводимости глубокого уровня D и уровня акцептора A, соответственно). Вспышечный характер фототока вызван изменением соотношения между рекомбинацией и повторным захватом освобожденных носителей со временем. Таким образом, вспышечная релаксация фототока после оптической перезарядки глубоких уровней объясняется перезарядкой D - центров.

Обнаруживается корреляция между медленным ростом ФП и перезарядкой D - центров. Меняя степень заселенности уровней $1.06 \div 2.4$ эВ (D - центров) можно управлять медленным ростом ФП в $CdGa_2S_4$.

ЛИТЕРАТУРА

- 1.Горя О.С., Ковалев Л.Е., Коротков В.А. и др. Спектральная память фотопроводимости высокоомного ZnSe // ФТП, 1990, Т.24, №8, С.1496-1499.
- 2.Кадыроглы З., Гусейнов Д.Т., Гулиев Р.А. Оптическое гашение фототока в соединении $CdGa_2S_4$ // Fizika. 2007. Т. 13. № 4. С. 115 - 117.

О ВЛИЯНИИ ЧАСТИЧНОЙ НЕУПОРЯДОЧЕННОСТИ НА ИНДУЦИРОВАННУЮ ПРИМЕСНУЮ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В КРИСТАЛЛАХ GaSe

Р.М.Рзаев

Бакинский Государственный Университет

rovnaq.rzayev@mail.ru

В работе исследовано особенность индуцированной примесной фотопроводимости в монокристаллах GaS, обнаружены некоторые аномалии и выяснены их причины указанного эффекта в изучаемом материале.

Среди полупроводниковых соединений $A^{III}B^{VI}$ со слоистой структурой кристаллы моноселенида галлия (GaSe) привлекают особое внимание как перспективный материал для оптоэлектроники, имеющий достаточно высокую фоточувствительность (при температурах вплоть до $\sim 350K$) и оптическую прозрачность в областях $0.30 \div 0.63$ мкм и $0.65 \div 1.80$ мкм, соответственно. Сильная ионно-ковалентная связь внутри слоев и значительно слабая (Ван-дер-Ваальсовская с малым ионно-ковалентным вкладом) связь между слоями (вдоль оси «С» кристалла) помимо сильной анизотропии электрических, оптических, тепловых, механических свойств этих кристаллов, обуславливает также различные аномалии неравновесных электронных явлений в них. Слоистая структура делает монокристаллы GaSe перспективными также для создания различных контактных структур, фотоприемников и источников света, а также бистабильных и пороговых переключателей. Сочетание переключающего свойства с высокой фоточувствительностью и высокоэффективной инжекционной электролюминесценцией в видимом диапазоне позволяет создать на основе этих кристаллов различные генераторы и релаксаторы для оптоэлектроники, в том числе, приборы, которые называются витридами и являются конкурентами многослойным (с одним или

несколькими р-п переходами) полупроводниковым прибором, таким как диносторы, тиристоры, фототриггеры, источники света с «S» образной вольтамперной характеристикой. Преимущество последних (витридов), по сравнению приборами с р-п переходами заключается в возможностях их работы при любой полярности управляющего внешнего электрического напряжения и независимости величины напряжения переключения от крутизны фронта управляющего импульса.

Интересным на наш взгляд является тот факт, что в этом материале имеет место отрицательная фотопроводимость, ИК гашение собственной фотопроводимости, индуцированная примесная фотопроводимость (ИПФ), индуцированная электрическим полем отрицательная фотопроводимость [1, 2]. Указанные свойства, во-первых, значительно расширяют спектр фоточувствительности кристаллов р-GaSe в сторону ближней ИК-области спектра (вплоть до ~ 2.60 мкм); во-вторых, позволяют целенаправленно управлять их фотоэлектрическими свойствами; в - третьих, делают эти полупроводники пригодным материалом и для создания различных фотоприемников и преобразователей, представляющих большой интерес для оптоэлектроники.

В данной работе ставилась цель на основе подробного экспериментального исследования ИПФ в монокристаллах р-GaSe выяснить причин ее аномалий в указанном материале.

Исследуемые образцы скалывались из различных участков одного и того же чистого (специально нелегированного) и легированных атомами диспрозия (Dy) с различным процентным содержанием ($N_{Dy} \approx 10^{-5}$; 10^{-4} ; 10^{-3} ; 10^{-2} и 10^{-1} ат.%) монокристаллического слитка (р-GaSe и р-GaSe<Dy>) по плоскостям спайности. Оба типа слитков выращивались методом медленного охлаждения при постоянном градиенте температуры [3], а легирования Dy различного состава осуществлялось по аналогичной технологией применяемой в [4] для получения легированных редкоземельными элементами (РЗЭ) кристаллов n-InSe.

Измерения проводились на экспериментальной установке, собранной на базе двух монохроматоров (типа МДР-12 и МДР-12 У) с кварцевыми линзами в интервалах $77 \leq T \leq 300$ К, $U \leq 3 \cdot 10^3$ В/см, $\Phi \leq 5 \cdot 10^2$ Лк и $0.30 \leq \lambda \leq 3.00$ мкм температуры (Т), приложенного к образцу внешнего электрического напряжения (U), интенсивности (Φ) и длины волны (λ) света, соответственно. В качестве источников освещения брались лампы накапливания, предназначенные специально для использованных монохроматоров.

Снимались все основные характеристики ИПФ (спектральное распределение, световые характеристики, кинетика, температурная зависимость и зависимость от приложенного к образцу внешнего электрического напряжения) в изучаемых образцах.

В результате проведенных измерений установлено, что монокристаллы моноселенида галлия по своим ИПФ свойствам тоже при низких температурах ($T < 300$ К) разделяются на две группы: низкоомные и высокоомные. В обеих группах кристаллов при $T \leq 170 \div 190$ К (для различных образцов в зависимости от значения $\rho_{то}$) наблюдается ярковыраженная ИПФ, величина и основные характеристики которой значительным образом зависят также от $\rho_{то}$. При прочих одинаковых условиях влияние удельного темнового сопротивления ($\rho_{то}$) на вышеуказанные параметры и характеристики ИПФ с ростом $\rho_{то}$ проявляется более сильно, а с повышением температуры - сильно ослабляется. С повышением температуры уменьшается также величина ИПФ (значение $\Delta i_{пф}$).

В низкоомных кристаллах параметры спектра ИПФ оказываются независимыми от уровня возбуждения, кроме этого в них ИПФ имеет быстрый характер.

В отличие от низкоомных, в высокоомных кристаллах положение максимума ($\lambda_{пм}$)

и красной (длинноволновой) границы ($\lambda_{\text{пр}}$) спектрального распределения ИПФ оказываются зависимыми от $\rho_{\text{то}}$ и с ростом последнего, при слабых Φ_c (а также при не очень больших U_i), слегка смещаются в сторону более длинных волн.

В высокоомных кристаллах, в отличие от низкоомных, спад ИПФ после выключения воздействия зондирующего света имеет долговременно- релаксирующий характер - наблюдается остаточная ИПФ.

Проведенные нами экспериментальные измерения показывают, что в высокоомных кристаллах p -GaSe ИПФ проявляет себя рядом аномалий. В частности, в отличие от указанных в [5], с которыми хорошо коррелируются полученные нами в низкоомных кристаллах p -GaSe результаты, в высокоомных кристаллах при низких температурах и низких уровнях возбуждения положение максимума и красной границы спектра ИПФ зависят от уровня возбуждения и величины $\rho_{\text{то}}$; кинетика ИПФ имеет медленнорелаксирующий характер – наблюдается остаточная ИПФ, величина ($\Delta i_{\text{оп}}$) и время релаксации ($\tau_{\text{оп}}$) которой зависят от уровня возбуждения и $\rho_{\text{то}}$; в начальной части световой характеристики ИПФ наблюдается суперлинейный участок зависимости $\Delta i_{\text{ф}}(\Phi_{\text{п}})$, показатель степени которой в зависимости от уровня возбуждения и $\rho_{\text{то}}$ меняется в пределах $2 \div 5$; зависимость $\Delta i_{\text{пф}}(U_i)$ имеет немонотонный характер ($\Delta i_{\text{пф}}$ - при малых U_i увеличивается, а при более высоких U_i - уменьшается с применяемым к образцу внешним напряжением).

Как установлено, высокоомные монокристаллы p -GaSe могут удовлетворительно описываться на основе двухбарьерной энергетической модели частично неупорядоченного полупроводника [6], согласно которой они в целом состоят из низкоомной матрицы (НО), с хаотическими высокоомными включениями (ВО). Кроме этого, в запрещенной зоне этих кристаллов существуют мелкие (α) и глубокие (β) уровни прилипания, а также быстрые (S) и медленные (r) центры рекомбинации [1, 2, 7, 8]. Причем все эти локальные уровни распределены по объему изучаемого образца неравномерно: α - уровни и S – центры преимущественно локализованы в НО, а β - уровни и r – центры обладают более высокой плотностью в ВО. На границах НО-ВО существуют рекомбинационные, а в разрешенных энергетических зонах между соседними ВО – дрейфовые барьеры. При рассмотренных нами условиях ИПФ преимущественно создается именно вследствие возбуждения квазиравновесных носителей заряда, захваченных β - уровнями. Поэтому не исключается также создания ИПФ вследствие облегченного туннелированием носителей через рекомбинационные барьеры.

Влияние легирования атомами диспрозия на характеристики ИПФ в кристаллах p -GaSe, скорее всего, обусловлено соответствующей зависимостью степени неупорядоченности исследуемых образцов от уровня легирования редкоземельным элементом.

Таким образом, можно заключить, что обнаруженные аномалии индуцированной примесной фотопроводимости в высокоомных кристаллах p -GaSe, прежде всего, обусловлены частичной неупорядоченностью этих кристаллов и преобладающей локализацией носящих непосредственную ответственность в создании ИПФ уровней прилипания в существующих в них хаотических высокоомных включениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Ш.Абдинов, А.Г.Кязым-заде. Отрицательная фотопроводимость, индуцированная

- электрическим полем в монокристаллах селенида галлия. ФТП, 1978, т.12, в.6, с.1074-1078.
2. А.Ш.Абдинов, А.М.Гусейнов. Остаточное ИК гашение собственной фотопроводимости в монокристаллах селенидов индия и галлия. Докл. АН Аз.ССР, 1989, т.45, № 4, с.11-16.
 3. Р.Ф.Мехтиев, Г.Б.Абдуллаев, Г.А.Ахундов. Метод выращивания монокристаллов *GaSe* и исследование их некоторых свойств. Докл. АН Аз.ССР, 1962, т.18, № 6, с.11-17
 4. Гусейнов А.М., Садыхов Т.И. Получение легированных редкоземельными элементами монокристаллов селенида индия. В сб.: Электрофизические свойства полупроводников и плазмы газового разряда. Баку, АГУ, 1989, с.42-44.
 5. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М. «Наука», 1963, - 494 с.
 6. Шейнкман М.К., Шик А.Я. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках. ФТП, 1976, т.10, в.2, с.209-232.
 7. А.Ш.Абдинов, А.А.Ахмедов, В.К.Мамедов, Эль.Ю.Салаев. Примесная фотопроводимость в *GaSe*, индуцированная собственной подсветкой. ФТП, 1980, т.14, в.1, с.164-169.
 8. И.М.Алиев, Н.А.Алиева, А.Р.Гаджиев, Б.Г.Тагиев. Примесная фотопроводимость, индуцированная монополярной инжекцией в *p-GaSe*. Изв.АН Аз.ССР, сер. физ.-техн. и мат.наук, 1980, № 3, с.78-80.

FOTOMETRIK ÖLÇMƏLƏRİN DƏQİQLİYİNİN FİZİKİ MƏHDUDİYYƏTİ

Qulu Həziyev

AMEA Naxçıvan Bölməsi

E-mail: atcc55@mail.ru

Astronomik tədqiqatlarda fotometrik ölçmələrin xüsusi yeri vardır. Səma cisimləri haqqında yeganə informasiya daşıyıcısı onlardan gələn elektromaqnit dalğalarıdır (adi işıq da elektromaqnit dalğasıdır). Bəzən bu siqnallar çox zəif olduğundan onların detekdə olunmasında “siqnal-küy” xarakteristikası həlledici rola malik olur. Təqdim olunan işdə fotometrik ölçmələr zamanı bəzi küy mənbələrinin təsirinin minimuma yendirilməsi metodlarından bəhs olunur.

Detektora düşən orta inteqral işıq seli f_* kvant/saniyə (kv/s) olan sabit işıq mənbəyini nəzərdən keçirək. Spektrin görünən və daha qısdalğalı diapazonda mənbəyin ayrı-ayrı kvantları bir-birindən asılı olmadığından, müəyyən t zamanında n sayda kvantın qeyd olunma ehtimalı böyük dəqiqliklə Puasson statistikasına ilə təyin olunur [1]:

$$p(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle} \quad (1.1)$$

burada $p(n)$ - n sayda kvantın fiksə olunma ehtimalı, $\langle n \rangle = f_* t$ isə t ekspozisiyası ərzində qəbul edilmiş kvantların sayının riyazi gözləməsidir. Puasson statistikasının əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, n ədədinin ortakvadratik fluktasiyası (qiymətləndirmənin dispersiyası) $\langle n \rangle$ kəmiyyəti ilə təyin olunur:

$$\sigma_n^2 = \langle n \rangle \quad (1.2)$$

(2) düsturu kvant (foton) küyünün göstəricisidir və işıq selinin orta qiymətə nisbətən təsadüfi fluktasiyalarını xarakterizə edir.

Spektrin daha uzundağalı hissəsində həlledici amil rolunu işığın dalğa xüsusiyyəti oynayır [2]. Bu halda təsadüfi fluktasiyalar qəbuledicinin buraxma zolağında yaxın tezlikli dalğaların toplanması nəticəsində əmələ gələn döyünlər kimi meydana çıxır.

Qəbul edilən siqnallardakı qeyri-müəyyənliklərdən bəzilərinin müşahidə olunan mənbələrlə heç bir əlaqəsi olmur. Real vəziyyətdə istənilən astronomik obyektiv siqnalları hansısa bir təbii şüalanma fonunda qəbul edir. Təbii şüalanma fonunu səma, Yer atmosferi və ətrafdakı güclü işıq mənbələri yarada bilər. Bundan başqa qəbuledici cihazın özünün də yaratdığı fonu nəzərə almaq lazımdır. Məsələn, detektor və gücləndiricilərin məxsusi şüalanması, fotorafik müşahidələrdə vualın sıxlığı bu qəbildəndir. Bərk maddəli detektorlardan istifadə etdikdə (infraqırmızı və rentgrn diapozonu) cihazın istilik şüalanması çox güclü küy mənbəyi ola bilər. Ona görə də belə detektorları müəyyən temperatura qədər soyutmaq lazım gəlir.

Həm müşahidə obyektinin eyniləşdirilməsi, həm də ondan gələn şüalanma selinin dəqiq qiymətləndirilməsi üçün “siqnal/küy” (S/K) nisbəti vahiddən xeyli böyük olmalıdır. Yəni $S/K \gg 1$. S/K-nin tərs qiymətinə ölçmələrin nisbi xətası deyilir. Adətən ən az xətalı müşahidələr $S/K = 3-5$ olan müşahidələrdir ki, bu halda ölçmələrin xətası uyğun olaraq 30 və 20% faiz olur.

Müşahidə vaxtı müəyyən ekspozisiyada teleskop mənbədən gələn kvantlarla bərabər, həm də fonun kvantlarını qəbul edir. Fon parlaqlığı (S) ilə xarakterizə olunur. S-in ölçü vahidi kvant/($sm^2 \cdot saniyə \cdot bucaq \cdot saniyəsinin kvadratı$) (bundan sonar kv/($sm^2 \cdot san \cdot b.s.kv.$)) kimi götürülür [1]. Sahə vahidinin bucaq saniyəsinin kvadratı kimi götürülməsi ölçmələri xeyli asanlaşdırır. Çünki, nöqtəvi mənbələrin (ulduzların) xəyalının diametri 1"-i aşmır [3]. Fonla birlikdə müşahidə olunan mənbənin şüalanma selinin ölçülməsinin xətasını qiymətləndirək. Fərz edək ki, qəbuledici ideal xəttidir və daxili küyü yoxdur.

Tutaq ki, t – ekspozisiya müddəti, β – xəyalın bucaq ölçüsü (atmosferin təsiri ilə məhdudlaşan), D – teleskopun obyektivinin diametri, S – səma fonunun parlaqlığı, μ – qəbuledicinin kvant çıxışı və f_* [kv/($sm^2 \cdot san \cdot b.s.kv.$)] – mənbənin ölçülən şüalanma selidir.

Əgər obyektivin sahəsinin təxminən D^2 -na, mənbənin səmada tutduğu sahənin isə β^2 -na bərabər olduğunu qəbul etsək, onda t müddətində mənbədən $\langle n_* \rangle \approx \eta D^2 t f_*$ sayda, fonda

$\langle n_f \rangle \approx \eta D^2 t \beta^2 S$ sayda, mənbə və fonda birlikdə isə $\langle n_{*+f} \rangle = \eta D^2 t (f_* + \beta^2 S)$ sayda kvant

qəbul olunur. Hesab edək ki, ekspozisiya müddətində fon dəyişmir və kvantların say fluktasiyaları Puasson xarakterlidir. Onda (1.2)-yə uyğun olaraq orta qiymətə görə dispersiya

$\sqrt{\langle n_{*+f} \rangle}$ olar. Ortakkvadratik meyil impulsların sayının kvadrat kökündən asılı olduğundan,

n_* -un qiymətlərinin dispersiyası $\sigma_* = \sqrt{n_{*+f} + n_f} = \sqrt{n_* + 2n_f}$ kəmiyyəti ilə xarakterizə

olunur (sərbəst təsadüfi kəmiyyətlərin cəmi və ya fərqi üçün σ^2 -nin toplananların σ^2 -nin cəminə bərabər olduğu nəzərə alınmışdır). Bu halda mənbənin (ulduzun) f_* selini xarakterizə

edən impuls sayının ε nisbi xətası

$$\varepsilon = \frac{\sigma_*}{n_*} = \frac{\sqrt{n_{*+f} + n_f}}{n_*} = \frac{\sqrt{\eta D^2 t (f_* + 2\beta^2 S)}}{\eta D^2 t f_*} \quad (1.3)$$

kimi olar.

İki xüsusi hala baxaq:

1) **Parlaq ulduz halında** ($n_* \gg n_f$). Bu halda səmanın tonunu nəzəə almamaq olar və ölçmənin dəqiqliyi

$$\varepsilon_b \cong \frac{\sqrt{n_*}}{n_*} = \frac{1}{\sqrt{n_*}} = \frac{1}{D\sqrt{\eta f_*}} \quad (1.4)$$

kimi təyin olunur. Buradan görünür ki, f_* -un verilmiş dəqiqliklə (S/K münasibəti ilə) hesablanmış limit qiyməti $1/(D^2 t)$ kəmiyyəti ilə mütənəsbdir. Başqa sözlə obyektivin diametri böyük olduqca, verilmiş dəqiqliklə ölçmələt üçün daha kiçik ekspozisiya lazımdır və ekspozisiyanın artırılması obyektivin sahəsinin (D^2) artırılması ilə ekvivalentdir.

2) **Zəif ulduz halında** ($n_* \ll n_f$). Bu halda

$$\varepsilon_f \cong \frac{\sqrt{2n_f}}{n_f} = \frac{\sqrt{2\eta D^2 \beta^2 S t}}{\eta D^2 t f_*} = \frac{\beta}{D f_*} \sqrt{\frac{2S}{\eta t}} \quad (1.5)$$

Belə olduqda aşkara çıxarılmış $f_{\min} \approx (\beta/D) \cdot \sqrt{S/\eta t}$ səmanın fonundan və ekspozisiyadan çox zəif asılı olmaqla, ulduzun xəyalının ölçüsünə (β) və ya xəyalın keyfiyyətinə həssasdır.

ƏDƏBİYYAT

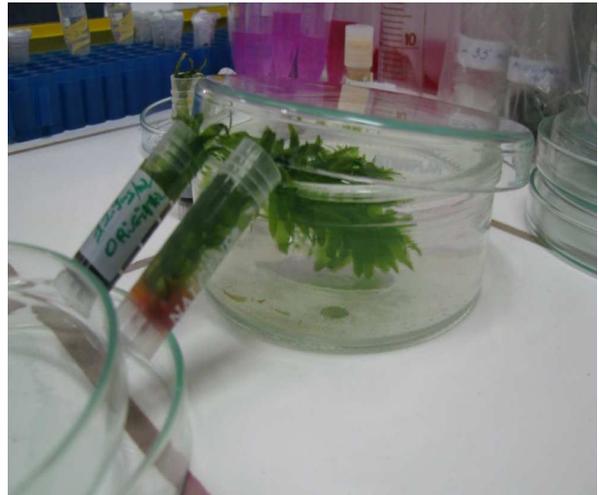
1. Засов А. В., Постнов К. А. Общая астрофизика. Фрязино: Век 2, 2011, 576 с.
2. Мартынов Д. Я. Курс общей астрофизики. Москва: Наука, 1988, 640 с.
3. Миронов А. В. Основы фотометрии. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2008, 260 с.

DƏMİR NANOHISSƏCİKLƏRİN BİTKİLƏRƏ SORULMASININ EPR ÜSULU İLƏ TƏDQIQI VƏ CÜCƏRTİLƏRİN İNKİŞAFINA TƏSİRİ

İ.S. Əhmədov, V.N. Ramazanlı, S.B. Vəliyeva

Bakı Dövlət Universiteti

Verilmiş tədqiqat işində bəzi nanohissəciklərin (Al_2O_3 , ZnO , Fe_3O_4 və SiO_2) bitkilərin orqanlarına sorulması, hərəkəti və toplanması öyrənilmişdir. Təcrübələrdə EPR üsulundan istifadə edilmişdir. EPR metodu ilə dəmir nanohissəciklərinin bitkilərin toxumalarına daxil olması, gövdədə və



yarpaqlarda hərəkəti öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, dəmir nanohissəcikləri kök hüceyrələrinə daxil olaraq bitkinin gövdəsində hərəkət edərək yarpaqlarda toplanır.

Müasir ədəbiyyat icmalı göstərir ki, nanohissəciklərin bitkilərdə sorulması, hərəkəti və toplanması onların formasından, ölçülərindən, dozasından və ekspozisiya müddətindən asılıdır. Qeyd etmək lazımdır ki, bitkilərdə mineral qidalanma mürəkkəb bir proses olub çox müxtəlif amillərdən asılıdır. Nanohissəciklərin bitkilərlə qarşılıqlı münasibəti ilk növbədə onların bitkilər tərəfindən mənimsənilməsi, onların bitkilərin orqanlarında hərəkəti, toplanması kimi əsas məsələlərin həllini tələb edir. Son tədqiqatlar göstərir ki, nanohissəciklər bitkilərə asanlıqla daxil ola bilmir. Onlar bitkilərə daxil olmaq üçün ilk növbədə hüceyrə divarını keçməli, sonra hüceyrələrarası fəzada hərəkət etməli və sitoplazmatik membranı keçməlidir. Dəmir nanohissəciklərinin (Fe_3O_4) yarpaqlarda toplandığı haqqında məlumat var. Kökdə isə nanohissəciklərdən $Ni(OH)_2$, Cu, Al, CeO_2 , Fe_3O_4 , C_{70} fullerenlərin keçmə ehtimalının olduğu göstərilmişdir. Chang Woo Lee (2010) və onun əməkdaşları 4 tip nanohissəciyin (Al_2O_3 , ZnO, Fe_3O_4 , və SiO_2) müxtəlif dozalarında (400, 2000 və 4000 mg/L) model bitki *Arabidopsis thaliana* -nın inkişafına təsirini öyrənmişlər. Onlar toxumların cücərmə faizini, köklərin böyüməsini və yarpaqların sayını ölçmüşlər. Bu nanohissəciklərdən ən çox toksiklik göstərən ZnO nanohissəciyi olmuşdur. Digər iki nanohissəcik dəmir və silisium oksidin toksikliyi zəif olmuşdur. Nanohissəciklərin bitkilərin orqanlarında, kökündə, gövdəsində, yarpaqlarında hərəkətini, toplanmasını detekt etmək üçün bir sıra metodlar təklif olunmuşdur. Məsələn, ABŞ-ın Delaver Universitetinin alimləri Yan Jin and John Xiao maqnetomer vasitəsilə dəmir nanohissəciklərini hidroponika üsulu ilə becərilmiş balqabaq bitkisininə toplanmasını öyrənmişlər. Məlum olmuşdur ki, balqabaq bitkisininə dəmir nanohissəcikləri kökü vasitəsilə sorulur və onun yarpaqlarında toplanır. Maqnetomer balqabağın müxtəlif hissələrində maqnit siqnalı aşkar etmişdir.

Təqdim olunan tədqiqat işində dəmir nanohissəciklərinin bitkilər tərəfindən mənimsənilməsinin, onların gövdəsində, yarpaqlarında toplanmasının yeni üsulu tətbiq edilmişdir. Məlumdur ki, paramaqnit xassəyə malik olan maddələr (məsələn, Fe, Cu, Mn, sərbəst radikallar) maqnit sahəsinə daxil edildikdə maqnit sahəsinin rezonans udulması baş verir və electron paramaqnit rezonansı (EPR) deyilən bir siqnal detekt olunur. EPR siqnalın vasitəsilə bir çox paramaqnitlərin yerini, vəziyyətini və miqdarını həssaslıqla izləmək olur. Odur ki, EPR üsulu dəmir nanohissəciklərinin bitkilərdə hərəkətini yüksək həssaslıqla izləməyə imkan verir. Bu məqsədlə dəmir nanohissəciklərindən ($\gamma-Fe_2O_3$) istifadə etməklə ali su bitkilərinin nümayəndəsi *Elodea canadensis*in yarpaqlarında və gövdəsində dəmir nanohissəciklərinin hərəkəti öyrənilmişdir. Əvvəlcə dəmir nanohissəciklərinin sulu məhlulu hazırlanmış və onun EPR siqnalı çəkilmişdir. EPR siqnalının forması dəmir nanohissəciklərinin formasından asılı olmamışdır. Odur ki, dəmir nanohissəciklərinin qatılığının çox kiçik qiymətlərində belə EPR siqnalını müşahidə etmək mümkün olmuşdur. Bu imkan vermişdir ki, hətta çox az miqdar da belə bitkinin orqanlarına sorulan dəmir nanohissəciklərini detekt etmək mümkün olsun.



Təcrübələrdə ali su bitkisi *Elodea canadensis*in budağının bir hissəsini dəmir nanohissəciyi olan məhlulda, digər hissəsini isə adi suda müxtəlif müddətlərdə saxlamaqla dəmir nanohissəciklərinin hüceyrələrə daxil olub-olmadığı və elədə onların hərəkəti, yarpaqlarda toplanması yoxlanmışdır. Əvvəlcə bilavasitə dəmir nanohissəciklərinin sulu məhlulunda qalan yarpaqlardan və gövdədən nümunələr götürülmüş və EPR siqnalları çəkilmişdir. Məlum olmuşdur ki, elodeanın yarpaqlarını dəmir nanohissəciyində saxladıqda belə yarpaqlarda güclü EPR siqnalı müşahidə olunur. Sonra həmin budağın adi suda qalan hissəsindən yarpaqlar və gövdə götürülərək EPR siqnalları çəkilmişdir. Adi suda qalan yarpaqlarda EPR siqnalı zəif olmasına baxmayaraq müşahidə edilmişdir. Gövdənin bu hissəsinin daha uzaq yarpaqlarında EPR siqnalı müşahidə edilməmişdir. Digər təcrübələrdə elodeanın kökləri birbaşa dəmir nanohissəciklərində, yarpaqlar olan hissəsi isə adi suda 7 gün saxlanmış və sonra həm kökdə və həm də yarpaqda EPR siqnalları çəkilmişdir və kökdə güclü EPR siqnal aşkar edilmişdir. Lakin gövdənin adi suda qalan hissəsindən götürülən yarpaqlarda EPR siqnalı müşahidə edilməmişdir. Bu təcrübələrin nəticələri göstərmişdir ki, dəmir nanohissəciklər elodeanın kəklərinə də sorula bilir, lakin onlar köklərdən gövdəyə hərəkət edə bilmirlər. Bunun səbəbini aydınlaşdırmaq üçün dəmir nanohissəciklərinin gövdədə və yarpaqlarda olan üzvü maddələrlə qarşılıqlı təsirini öyrənmək tələb olunur.

Təcrübələrdə həmçinin dəmir nanohissəciklərinin bitkilərin cücərən toxumlarına daxil olması da EPR üsulu ilə tədqiq edilmişdir. Toxumlar dəmir nanohissəciyi olan məhlulda 24 saat saxlandıqdan sonra onların qabığından, endosperm və rüşeym zonasından nümunələr götürülərək EPR siqnalı çəkilmişdir. Müxtəlif bitkilərin (lobya, qarğıdalı, noxud, buğda, mərcimək), balqabaq, paxla) toxumlarında dəmir nanohissəciklərinin EPR siqnalları yoxlanmışdır. Təcrübələr göstərmişdir ki, dəmir nanohissəciklərinin EPR siqnalı toxumların həm qabığında və həm də endospermdə müşahidə olunur. Bütün toxumlarda EPR siqnalı müşahidə olunmuşdur. Lakin balqabaq toxumlarının daxili nazik qabığını dəmir nanohissəcikləri keçə bilmir. Odur ki, balqabaq toxumunun endosperm təbəqəsində EPR siqnalı müşahidə olunmur. Sonrakı təcrübələrdə bitkilərin toxumları dəmir nanohissəciyi olan məhlulda cücərdilmişdir. Bu təcrübənin nəticələrindən aydın olmuşdur ki, dəmir nanohissəciklərində bitkilərin toxumları adi suda cücərən toxumlara nisbətən xeyli intensiv cücərlər.

ƏDƏBİYYAT

Cang Woolee, Shail Mahendra, Katherine Zdrov, Dong Li, Yu-Chang Tsai, Janet Braam, and Pedro J.J. Alvarez. Developmental Phytoxicity of metal oxide nanoparticles to

Arabidopsis Thaliana. Environmental Toxicology and Chemistry, Vol. 29, No. 3, pp. 669–675, 2010

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ТЕХНОЛОГИЯ СОЗДАНИЯ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

М.А. Джафаров, Э.Ф.Насиров

*Азербайджан, г. Баку, ул. З.Халилова 23, Бакинский Государственный
Университет,
maarif.jafarov@mail.ru*

Данное сообщение посвящено разработке новой технологии осаждения и исследованиям фотоэлектрических свойств гетероструктур р-CdS/CdTe/CdZnS на алюминиевой подложке, играющей одновременно роль нижнего контакта. Проведен сравнительный анализ ВАХ и спектр фототока. Установлено, что с увеличением содержания Zn в базовом материале напряжение холостого хода фотоэлемента увеличивается, а ток короткого замыкания уменьшается.

В последнее время во всем мире наблюдается растущий интерес к нетрадиционным возобновляемым источникам энергии, обусловленный двумя негативными тенденциями развития традиционной энергетики. Для того чтобы фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) стали более доступными, а электрическая энергия, полученная с их помощью, могла конкурировать с электроэнергией традиционных источников, необходима простая и доступная технология их изготовления, не требующая высоких температур, давлений и дефицитных дорогостоящих материалов и реагентов. В литературе последнее время появляется все больше сведений о том, что широкозонный проводник CdZnS является альтернативой применяемым на сегодняшний день материалам, который по своим физико-химическим характеристикам имеет ряд преимуществ. CdZnS обладает хорошей фоточувствительностью и высокой адсорбционной способностью, приемлемой шириной запрещенной зоны (2,4-3,6 эВ) [1]. Еще одним из преимуществ использования CdZnS является многообразие способов его нанесения. При этом метод химического осаждения пленок из раствора имеет преимущества перед другими известными методами синтеза – позволяет получить полупроводниковые нанокристаллы намного меньшего размера. [2]

Традиционные конструкции ФЭП представляют собой многослойный элемент, состоящий из нескольких слоев разного состава, что в свою очередь усложняет технологию нанесения и последующую технологию его утилизации. Рекомендованная методика образования пленки сульфида кадмия и цинка с получением заданных свойств покрытия заключается в осаждении из водного раствора, содержащего хлорида кадмия, тиомочевины, гидроксида натрия и аммиака на стеклянную и алюминиевую подложку, при температурах 23 – 80 °С в течении времени 20 30 минут [3].

Разработана методика электрохимического осаждения $Zn_{1-x}Cd_xS$ из раствора $ZnSO_4 + Na_2S_2O_3 + CdCl_2$ при $V = -0.3В$. При этом подложками служили алюминиевые подложки. Все полученные пленки $Zn_{1-x}Cd_xS$ имели n- типа проводимости. Представляет интерес исследование физико-химических особенностей получения их пленок методом химического осаждения. Метод получения халькогенидов металлов из

растворов предоставляют широкие возможности для управления свойствами их пленок. На основании расчета ионных равновесий и с учетом процесса гидролиза была определена область образования сульфидов цинка в зависимости от pH раствора и концентрации комплексообразователей. В результате проведенных исследований было установлено, что оптимальные концентрации составляют для CdCl_2 1,8 г/л, для тиомочевины 15,2 г/л и для гидроксида натрия 1,8 г/л, которые позволили получить пленку CdS p-типа толщиной 700–900 Å. Пленки CdTe получены поверхностным осаждением из водного раствора диоксида теллура (11,4 г/л) с добавкой гидроксида натрия 1,8 г/л. При исследовании процесса осаждения CdZnS в виде тонкой пленки на стеклянную подложку с покрытием пленкой ИТО (indium tin oxide) было установлено, что при однократном нанесении на подложку CdZnS из водного раствора, частичным замещением хлорида кадмия хлоридом цинка, покрытие имело вид тонкой ровной пленки с зернами размером 0,5–1 мкм.

Фазовый состав и кристаллическую структуру осадков изучали методом рентгеновской дифракции (рис.1.) параллельно с комплексонометрическим определением концентрации ионов Cd^+ для исследования процесса образования CdTe.

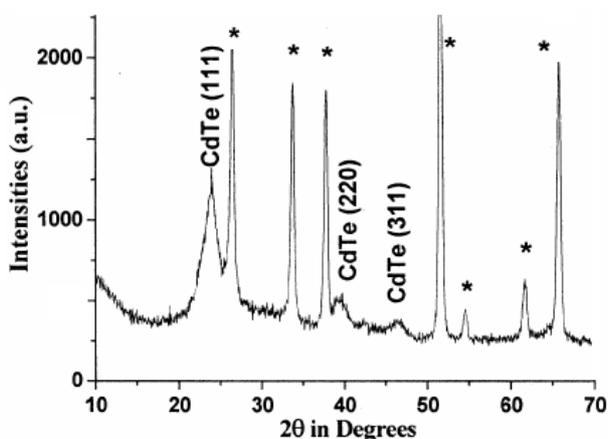


Рис. 1. Дифрактограмма пленок CdTe

Структуры нанопорошков и тонких пленок CdTe, имеют характерные особенности, присущие дифрактограммам наноструктурированного CdTe. Три широких пика на углах $\sim 24^\circ$, 38° и 54° соответствуют нано-CdTe. Размеры частиц варьируются от 2 до 14 нм.

Данное сообщение посвящено также разработке новой технологии осаждения и исследованиям фотоэлектрических свойств гетероструктур p-CdS/CdTe/CdZnS на алюминиевой подложке, играющей одновременно роль нижнего контакта. Проведен сравнительный анализ ВАХ и спектр фототока структур p-CdS/CdTe/CdZnS и p-CdS/CdTe/CdZnS (рис.2).

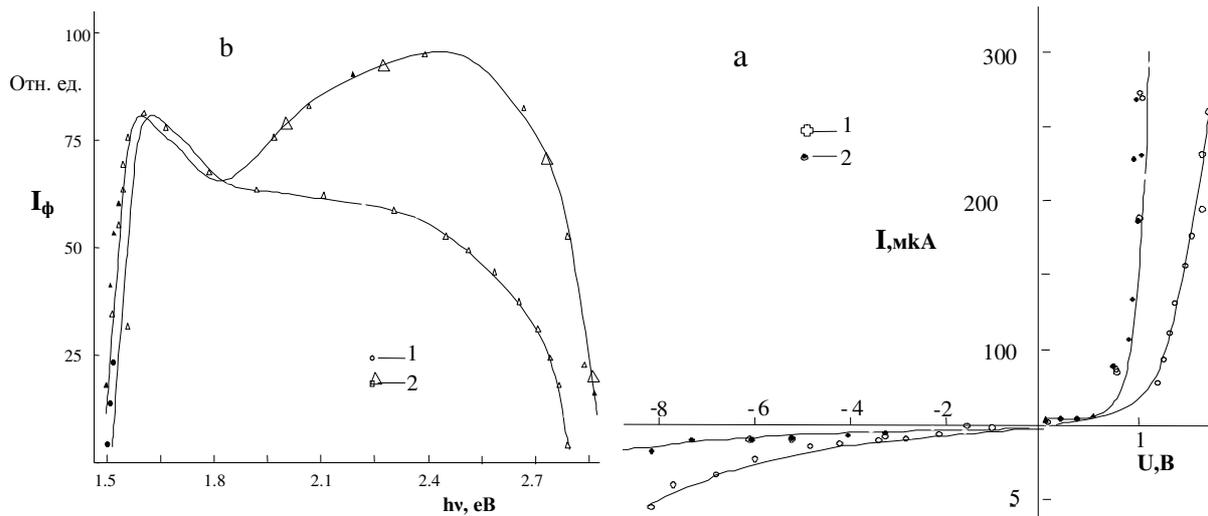


Рис.2. ВАХ (а) и спектр фототока (б) структур CdS/CdTe/CdZnS (1) и p-CdS/CdTe/CdZnS (2).

При освещенности $L=1,45 \cdot 10^4$ лк изучаемые фотоэлементы CdS/CdTe/CdZnS и p-CdS/CdTe/CdZnS генерировали э.д.с. $U_{\text{х.х}} = 0,5 \div 0,6$ в и $0,65-0,68$ В, ток $I_{\text{кз}} = 12-15 \text{ mA/cm}^2$ и $15 \div 20 \text{ mA/cm}^2$ и имели к.п.д. = 9%. и 12%. соответственно. Установлено, что с увеличением содержания Zn в базовом материале напряжение холостого хода $U_{\text{хх}}$ фотоэлемента увеличивается, а ток короткого замыкания уменьшается.

Таким образом, развитая в работе технология химического поверхностного осаждения пленок CdZnS проводимости на поверхность p-CdS, полученные нами впервые тонким промежуточным слоем CdTe позволила получить фотопреобразовательные гетеропереходы CdS/CdTe/CdZnS, демонстрирующие возможности реализовать высокую эффективность преобразования солнечного излучения больших площадей единой технологией. Получение пленок и нанослоев p-CdS позволяет улучшить параметров ФЭП, а также создать принципиально новых приборов микро и наноэлектроники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.Н.Заманова, М.А.Джафаров, Оптический фильтр ИК-диапазона на основе монокристалла CdS:Cu. Приборы и техника эксперимента, 1995, № 1, с.129-131
2. Abdinov A.Sh., Jafarov M.A. Functionalities of the CdSe_{1-x}Te_x films in IR region of spectrum // Proc.of SPIE, 2007, vol.6636, p.68-71.
3. Abdinov A.Sh., Jafarov M.A., Nasirov E.F. Negative infrared photoconductivity in CdS_{1-x}Se_x films //Proc.SPIE, 2003, v. 4467, p. 186-194.

KİMYƏVİ ÇÖKDÜRMƏ YOLU İLƏ ALINMIŞ CdS NAZİK TƏBƏQƏSİNİN OPTİK XASSƏLƏRİ

M.H.Hüseynəliyev

AMEA Naxçıvan Bölməsi
E-mail: mamedhuss@mail.ru

Kimyəvi çökdürmə yolu ilə alınmış CdS nazik təbəqəsinin optik xarakteristikalarını öyrənmək məqsədi ilə optik buraxma və əksolma spektrləri çəkilməmişdir. Bu spektplərdən $T = (1 - R)^2 \exp(-\alpha d)$ tənliyinin köməyi ilə müxtəlif dalğa uzunluqlarında α -nın aldığı qiymətlər hesablanmış və CdS nazik təbəqəsinin udma spektri çəkilməmişdir. $k = \frac{\alpha \lambda}{4\pi}$ düsturundan ekstinksiya əmsalı, $n = \frac{1+R}{1-R} + \sqrt{\frac{4R}{(1-R)^2} - k^2}$ düsturundan isə sinma indeksi hesablanmışdır.

n və k -nin təyin etdiyimiz qiymətlərdən istifadə edilməklə ϵ_1 və ϵ_2 -nin müxtəlif dalğa uzunluqları üçün aldığı qiymətlər hesablanmış və nəticə olaraq dielektrik sabitinin həqiqi və xəyali hissələrinin dalğa uzunluğundan asılılıq qrafikləri çəkilməmişdir.

Bildiyimiz kimi CdS birləşməsi bir çox heteroqəidlərin alınmasında pəncərə materialı kimi geniş tətbiq olunur. Bunun əsas səbəbi odur ki, CdS-in qadağan olunmuş zonasının eni $E_g = 2,4eV$ olduğundan günəş spektrinin çox böyük oblastı üçün şəffafdır və müxtəlif texnoloji üsullardan istifadə etməklə bu birləşmənin çox mükəmməl və yüksək keçiriciliyə malik nazik təbəqələrini almaq mümkündür.

Son vaxtlar ən çox tədqiq olunan heterostrukturlardan biri 10% effektivliyə malik n-CdS/pCdTe strukturudur ki, n-CdS nazik təbəqəsi bu strukturun ayrılmaz tərkib hissəsidir.

Qeyd etmək lazımdır ki, 25 ildən çox müddət ərzində aparılan tədqiqatlar nəticəsində $CuIn_xGa_{1-x}Se_2$ (CIGS) nazik təbəqələri əsasında effektivliyi 19,9 %-ə çatan f.i.ə.-na malik ən yüksək göstəriciyə malik günəş elementi almaq mümkün olmuşdur ki, bu elementdə bufer təbəqə (pəncərə materialı) olaraq kimyəvi çökdürmə yolu ilə alınmış CdS nazik təbəqəsindən istifadə olunmuşdur [1].

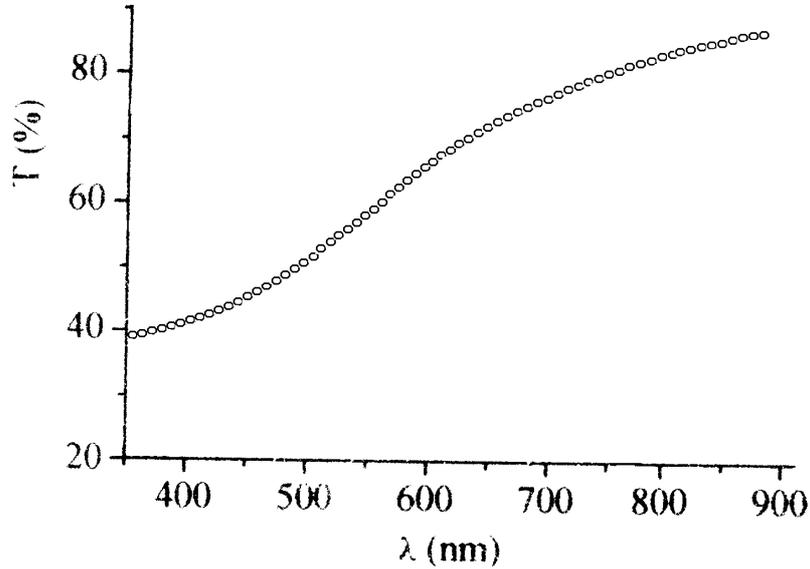
Dayanıqlı və ucuz fotovoltaiqa üçün yeni perspektivli material olan və buna görə də son vaxtlar ən çox tədqiq olunan Cu_2ZnSnS_4 (CZTS) nazik təbəqəsi əsasında günəş elementi strukturu yaradılarkən bu birləşmənin CIGS-ə analoq olması nəzərə alınmış və CIGS üçün illərin tədqiqatı nəticəsində yaradılmış optimal günəş elementi strukturu heç bir dəyişiklik edilmədən CZTS üçün də praktikada tətbiq olunmağa başlamışdır, yəni bu halda da bufer təbəqə olaraq CdS nazik təbəqəsindən istifadə olunmuşdur [2,3].

CdS nazik təbəqəsinin alınmasında kimyəvi çökdürmə üsulundan istifadə edilmişdir. Üzərinə CdS təbəqəsi oturdulması şüşə altlıq şaquli şəkildə içərisində temperaturu 90-95°C məhlul olan laboratoriya stəkanının daxilinə yerləşdirilir. Məhlul 0,5M kadmium asetat, 0,5M tiomoçvinadan ibarət olmaqla hazırlanır. Bunlardan əlavə məhlula kompleksmələgətirən komponent olaraq 7,4M trietanolin və adgeziya yaratmaq məqsədi ilə 13,4M ammonium hidroksid əlavə edilir. Stəkandakı məhlul maqnit qarışdırıcı vasitəsilə daima qarışdırılır. 15-20 dəqiqədən sonra şüşə altlıq çıxarılır və destillə olunmuş su ilə yuyulur.

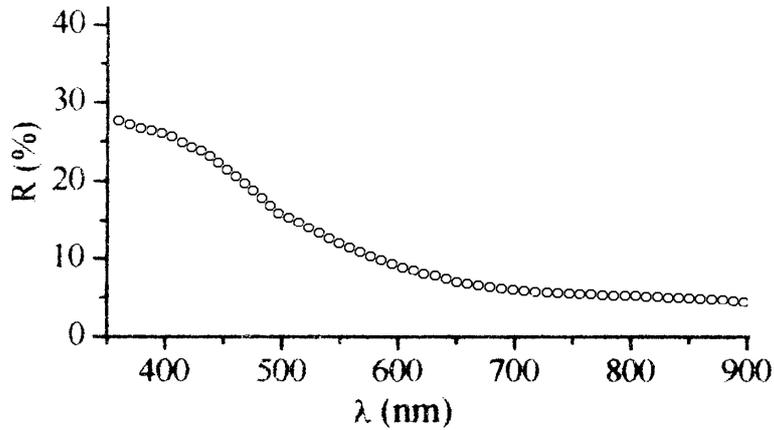
Bu üsulla alınmış CdS nazik təbəqələrində çox yüksək fotokeçiricilik müşahidə olunmuşdur. Belə ki, heç bir aşqar vurulmadan alınmış bu nümunələrdə işıq-qaranlıq keçiriciliklərinin nisbəti $4 \cdot 10^{10}$ -a bərabər olmuşdur və stasionar hal çox uzun müddət ərzində alınmışdır [4].

Kimyəvi çökdürmə yolu ilə aldığımız CdS nazik təbəqəsinin optik xarakteristikalarını öyrənmək məqsədi ilə "SPECORD M-40" spektrofotometrindən istifadə edilmişdir. Bu cihazla 0,185-0,9 mkm dalğa uzunluğu intervalında tədqiqatlar aparmaq mümkündür.

Nümunələrin qalınlığını ölçmək üçün çəki üsulundan istifadə edilmişdir. Şəkil 1 və 2-də CdS nazik təbəqəsinin uyğun olaraq buraxma və əksolma spektrləri göstərilmişdir.



Şəkil 1. CdS nazik təbəqəsinin buraxma spektri.



Şəkil 2. CdS nazik təbəqəsinin əksolma spektri.

Bu asılılıqlardan istifadə olunmaqla $T = (1 - R)^2 \exp(-\alpha d)$ tənliyinin köməyi ilə müxtəlif dalğa uzunluqlarında α -nın aldığı qiymətlər hesablanmış və CdS nazik təbəqəsinin udma spektri çəkilmişdir.

CdS nazik təbəqəsinin qadağan olunmuş zonasının enini təyin etmək üçün düz icazə verilmiş optik keçid halı üçün tətbiq olunan $\alpha = \frac{A_0}{h\nu} (h\nu - E_{g0})^{\frac{1}{2}}$ düsturundan istifadə edilmişdir [5] və $E_{g0} = 2,37 \text{ eV}$ qiyməti tapılmışdır.

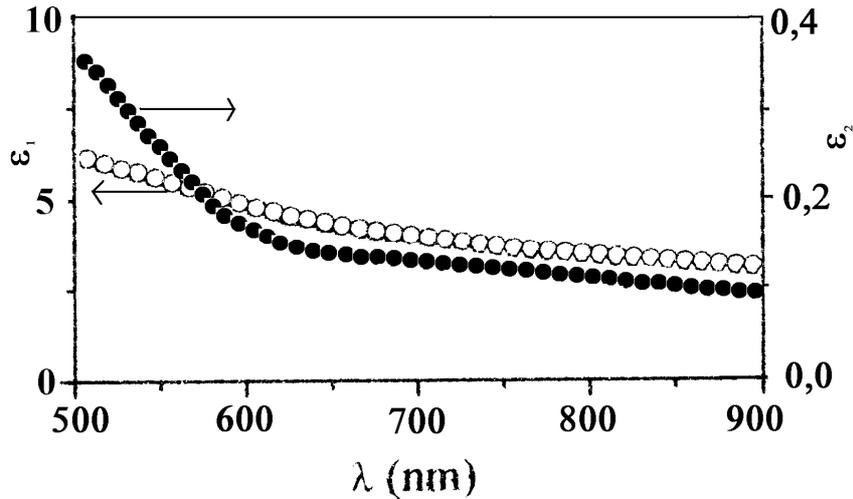
Optik buraxma və əksolma əyrilərinə əsasən $k = \frac{\alpha\lambda}{4\pi}$ düsturundan dalğa uzunluğunun müxtəlif qiymətləri üçün CdS nazik təbəqəsinin ekstinksiya əmsalı, $n = \frac{1+R}{1-R} + \sqrt{\frac{4R}{(1-R)^2} - k^2}$

düsturundan isə sinma indeksi hesablanmışdır [6].

Bildiyimiz kimi, işığın udulması və əksolması işığın kristalla qarşılıqlı təsiri kimi ümumi bir proses olaraq başa düşüldüyündən onlar arasında müəyyən bir əlaqə vardır və bu əlaqə kompleks dielektrik hüfuzluğu vasitəsi ilə ifadə olunur: $\varepsilon^* = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$. Dielektrik sabitinin həqiqi (ε_1) və xəyali (ε_2) hissələri n və k -nın aşağıdakı münasibətlərindən tapıla bilər:

$$\begin{aligned}\varepsilon_1 &= n^2 - k^2 \\ \varepsilon_2 &= 2nk\end{aligned}$$

n və k -nın müxtəlif dalğa uzunluqları üçün təyin etdiyimiz qiymətlərindən istifadə edilməklə ε_1 və ε_2 -nin müxtəlif dalğa uzunluqları üçün aldığı qiymətlər hesablanmışdır və nəticə olaraq dielektrik sabitinin həqiqi və xəyali hissələrinin dalğa uzunluğundan asılılıq qrafikləri çəkilmişdir (şəkil 3).



Şəkil 3. CdS nazik təbəqəsinin dielektrik sabitinin həqiqi və xəyali hissələrinin dalğa uzunluğundan asılılıq əyriləri.

Şəkildən görüldüyü kimi, istər ε_1 , istərsə də ε_2 dalğa uzunluğunun artması ilə azalır və bu azalma kiçik dalğa uzunluqlarında daha çox olur.

ƏDƏBİYYAT

1. Repins I., Contreras M. A., Egaas B. et al. 19.9%-efficient ZnO/CdS/CuInGaSe₂ solar cell with 81.2% fill factor // Progress in Photovoltaics, 2008, vol. 16, no. 3, pp. 235–239.
2. Katagiri H., Jimbo K., Yamada S. et al. Enhanced conversion efficiencies of Cu₂ZnSnS₄-based thin film solar cells by using preferential etching technique // Appl. Phys. Express, 2008, vol 1, no.4, pp.041201-041202.

3. Nagoya A., Asahi R. and Kresse G. First-principles study of $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ and the related band offsets for photovoltaic applications // J. Phys.: Condens. Matter 23 (2011) 404203 pp.1-6
4. Vəliyev Z.Ə., Hüseynəliyev M.H. Kimyəvi çökdürmə yolu ilə alınmış yüksək fotokeçiriciliyə malik CdS nazik təbəqələrinin tədqiqi // "Fizika", 2003,cild IX, №2, s.58-59.
5. Seyidli H.S., Hüseynəliyev M.H. Udma spektrindən yarımkeçiricinin optik keçidlərinin müəyyən edilməsi mərhələləri və onların CuInS_2 monokristallarına tətbiqi // "Fizika 2005" Beynəlxalq konfransın materialları. Bakı, Elm, 2005, s.695-697.
6. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках М., Мир, 1973 г., 458 стр.

Cu_{2-x}S **SİSTEMİ BİRLƏŞMƏLƏRİNİN FAZALARININ QARŞILIQLI** **ƏLAQƏSİ (0 ≤ X ≤ 0,25)**

H.B Qasimov, N.E. Həsənov, R.M. Rzayev
Azərbaycan Dövlət İqtisad Universiteti

Məqalədə Cu_{2-x}S sistemi birləşmələrinin bircinsliliyi, 293-793 K temperaturda mövcud olan fazaların elementar kristal qəfəslərinin parametrləri və onların biri-birinə nəzərən yerləşməsi, bu fazaların qarşılıqlı keçid temperaturları və keçidlərin xarakteri tədqiq edilmişdir.

Müəyyən edilmişdir ki, otaq temperaturunda, Cu_{2-x}S sistemi birləşmələrinin yüksək temperatur kub fazaları metastabil formada kifayət qədər mövcud olur. Bu birləşmələrin monokristallarında yaddaş mövcud olduğundan, qarşılıqlı faza keçidləri [111] kristalloqrafik istiqamət üzrə baş verir.

Tədqiq olunan birləşmələrin monokristallarının tərkib hissəsi olan Cu_{1.96}S –yurlit və Cu_{1.75}S-anilit fazalarının nisbəti x-in dəyişməsi ilə dəyişir. Bu fazalar ciddi surətdə biri-biri ilə sıx surətdə bağlıdırlar və sanki birinin yaranması o birinin yaranmasına səbəb olur.

Ədəbiyyatda məlum olduğu kimi, Cu-S sisteminin hal diaqramında aşağıdakı birləşmələr məlumdur:

Cu₂S –xalkozin, Cu_{1.96}S-yurlit, Cu_{1.80}S -digenit, Cu_{1.75}S-anilit, və CuS- kovellin (1-6).

Bu birləşmələr (CuS- istisna olmaqla) 293-793 K temperatur intervalında bir neçə quruluş çevrilməsinə məruz qalırlar. Fazaları, otaq temperaturunda, metastabil formada uzun müddət mövcud olur.

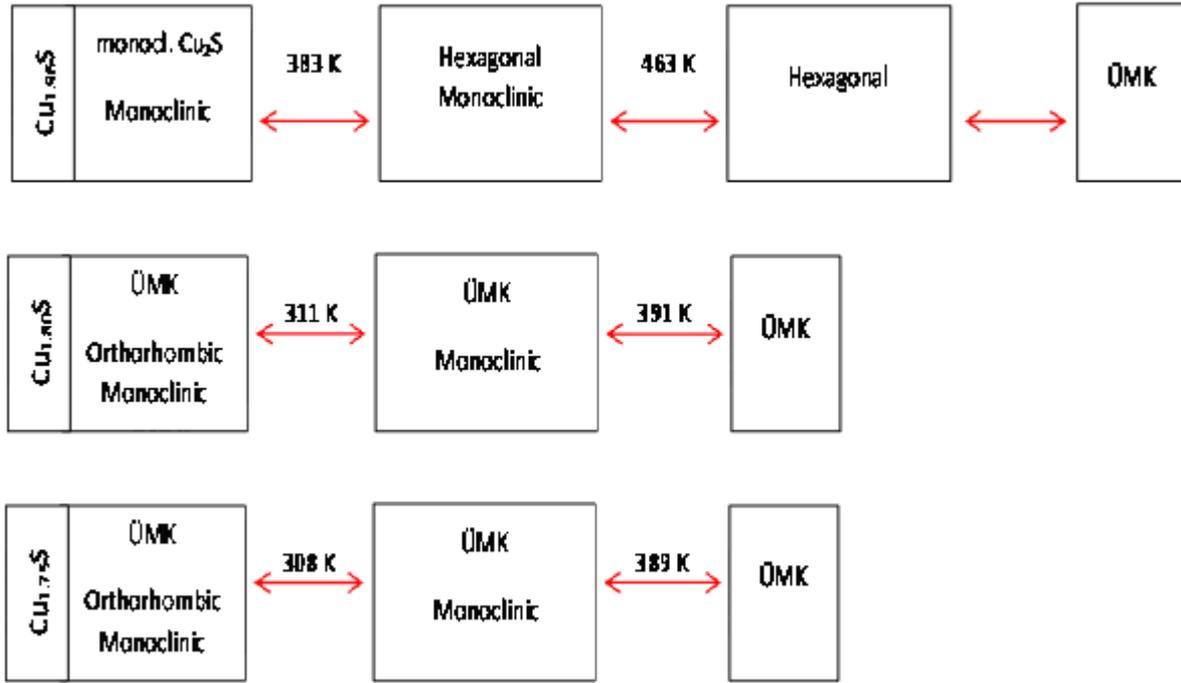
Monokristalları Bridgman metodu ilə alınmış Cu_{1.96}S, Cu_{1.80}S və Cu_{1.75}S qeyristexiometrik tərkibli birləşmələrin otaq temperaturundakı rentgenoqrafik tədqiqi zamanı müəyyən edilmişdir ki, onlar iki fazanın qarışığından ibarətdirlər. Bu fazalardan biri a=7.84, b=7.89, c=11.01 Å, F. qr. Pnma, Z=4 parametrlili ortorombik quruluşda kristallaşan Cu_{1.75}S – anilit, o biri isə a=26.897, b=15.745, c=13.565 Å, F. qr. P2₁/n, β=90°13′ parametrlili, monoklin quruluşda kristallaşan Cu_{1.96}S –yurlitdir (7). Bu fazaların üzdən mərkəzləşmiş yüksək temperatur kub (ÜMK)₁ və (ÜMK)₂. Tədqiq olunan Cu_{2-x}S sistemi birləşmələrində və Cu_{1.90}S, Cu_{1.85}S tərkibli nümunələrdə müəyyən olunmuş fazaların :- Cu_{1.96}S və Cu_{1.75}S nisbəti x-in qiymətinin dəyişməsilə dəyişir.

Beləki, x-in artması ilə nümunələrin tərkibində Cu_{1.96}S fazasının miqdarı artır, Cu_{1.75}S fazasının miqdarı isə azalır. Əksinə x-in azalması ilə Cu_{1.75}S fazasının miqdarı nümunələrin tərkibində artır, Cu_{1.96}S isə azalır.

Bu fazalar biri-biri ilə çox sıx surətdə bağlıdırlar, birinin yaranması o birinin yaranmasına səbəb olur.

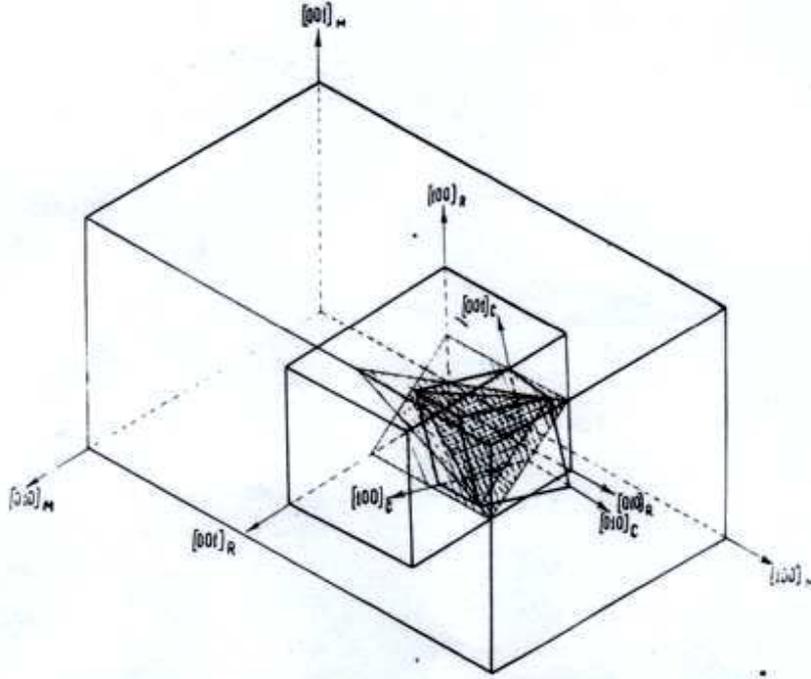
Aparılan yüksək temperaturu rentgenoqrafik tədqiqat nəticəsində müəyyən edilmiş faza keçidlərinin temperaturları və bu keçidlərin xarakteri sxematik olaraq şəkil 1-də verilmişdir.

Şəkildən qöründüyü kimi fazalar arasında mövcud olan keçidlər qarşılıqlı xarakterlidir. Müəyyən edilmişdir ki, bu qarşılıqlı keçidlər zamanı nümunələrin monokristallığı pozulmur, yəni keçidlər monokristal-monokristal xarakterli olur



Şəkil 1.

. Cu_{2-x}S sistemi birləşmələrinin monokristallarının rentgenoqrafik tədqiqi zamanı müəyyən edilmişdir ki, üzdən mərkəzləşmiş yüksək temperatur kub (ÜMK) fazası bu birləşmələrin monokristallarında metastabil formada kifayət qədər uzun müddət mövcud olur. Cu_{2-x}S sistemi birləşmələrinin monokristallarında baş verən faza keçidləri ÜMK fazasının [111] kristalloqrafik istiqaməti üzrə baş verir. Qeyd olunan istiqamətdə Cu_{2-x}S sisteminin monokristallarında faza keçidlərinin baş verməsi , bu istiqamətdəki atom müstəviləri arasında güclü yaddaşın olması ilə əlaqələndirilir. Cu_{2-x}S [111] kristalloqrafik istiqaməti üzrə çox yaxşı laylanma xassəsinə malikdirlər. Cu_{2-x}S sisteminin birləşmələrinin fazaları onların yüksək temperatur fazası olan və ilk kristallaşma prosesi zamanı yaranan yüksək temperaturlu ÜMK fazası ilə kristalloqrafik aspektdən qarşılıqlı əlaqədirlər. 293-793 K temperatur intervalında aparılan rentgenoqrafik tədqiqatlar əsasında müəyyən edilmişdir ki, kristallaşma prosesi zamanı bu faza, kristallaşma temperaturundan başlayaraq otaq temperaturuna qədər soyudularkən , özündə həll etdiyi fazaları özündən ayırır. İlk növbədə $\text{Cu}_{1.96}\text{S}$ -yurlit fazası, sonra isə $\text{Cu}_{1.75}\text{S}$ -anilit fazası ayrılır. Əks proses kristalın otaq temperaturundan başlayaraq 793 K-nə qədər qızdırılması zamanı baş verir, yəni yüksək temperaturlu ÜMK fazası ondan ayrılan fazaları özündə həll edir. Bu faza, ondan ayrılan fazalar üçün əsaslı rol oynayır. Cu_{2-x}S sistemi birləşmələrinin qarşılıqlı keçidləri zamanı onların elementar kristal qəfəslərinin kristalloqrafik istiqamətlərinin biri-birinə nəzərən vəziyyəti şəkil 2-də verilmişdir.



Şəkil 2.

ƏDƏBİYYAT

1. Хансен М.Андерко К., Структуру двойных сплавов-М. Металлургия .1962, т.2.с.663-665.
2. Шанк Ф. Структуру двойных сплавов-М. Металлургия , 1973.с.315.
3. Roseboom E.H.An investigation of the system Cu-S and some natural copper sulfides between and 973 K. Economic Geology , 1966, v. 61, 4, p.642-672.
4. Morimoto N. and Kullerud G. Polimorphism in digenite –Am. Mineralogist 1963, v. 48, 1. p. 110-123.
5. Morimoto N. Djurleite – a new copper sulphide mineral – 1962, v. 47 , p.1181-1184.
6. Morimoto N. Koto K. Anilite Cu_7S_4 .A new mineral Am. Mineralogist, 1969, v. 54, p. 1256.
7. Y.G.Asadov., K.M.Jafarov and G.B.Gasymov. Phase transitions, 1986,v.7.p.281-303.

DOPINQLƏŞMİŞ $ReOFeAs$ TIPLİ BİRLƏŞMƏLƏRİN İFRATKEÇİRİCİ XASSƏLƏRİ

F.Ş. Məmmədov, M.Ə. Aslanov, İ.Ə. Mirzəliyev
Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti

Dəmir əsasında yüksəktemperaturlu ifratkeçiricilərin tədqiqi nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, arsenid-dəmir əsasında sintez olunmuş birləşmələrdə flor əlavə etmədən də, lakin oksigen vakansiyası yaratmaqla ifratkeçiricilik müşahidə olunur. Flor əlavə etdikdə və oksigen vakansiyası yaratdıqda ilkin stexiometrik birləşmələrə oxşar effekt yaranır. Onlar

elektron yükdaşıyıcıları yaradaraq antiferromaqnetizm nizamlılığını pozur və ifratkeçirici halın əmələ gəlməsinə gətirir.

Yeni sinif FeAs birləşmələrində yüksəktemperaturlu ifratkeçiriciliyin kəşfindən keçən bir ildən bir az çox müddət ərzində dünya fiziklərinin, kimyaçıların və texnoloqlarının səyi nəticəsində FeAs birləşmələrinin təbiətinin izahı haqqında böyük müvəffəqiyyətlər əldə edilmişdir. Tədqiqatlardakı bu aktivlik yalnız kupratlarda YTİK kəşfindən sonra meydana çıxan aktivliklə müqayisə oluna bilər. Lakin tədqiqatların indiki periodu uzaq iyirmi illikdəki tədqiqatlardan əhəmiyyətli dərəcədə fərqlənir.

Əgər kupratlarda YTİK-in təbiətin öyrənməsi üçün illər tələb olunurdusa, yeni sinif birləşmələrin fiziki əsaslarının izah edilməsi üçün bir il kifayət etdi ki, ilkin nəticələr haqqında məlumat verilsin.

Hal-hazırdakı işdə obyekt olaraq ReOFeAs birləşməsi götürülmüşdür (burada Re-nadir torpaq elementləridir). Qeyd edək ki, dopinqləşməmiş birləşmələr anti ferromaqnit (AFM) metallardır, hansı ki, maqnit nizamlılığı, Neel temperaturunda ($T_N=140K$) struktur faza keçidi tetraqonaldan ortorombik fazaya keçidi ilə birlikdə baş verir. Oksigeni F ilə əvəz etdikdə F-in konsentrasiyasının artması ilə T_N kəskin düşür və $x \approx 0,1$ olduqda uzaq maqnit tərtibi yox olur və ifratkeçirici hal əmələ gəlir.

FeAs sistemləri ilə kupratların analogiyası onların kristallik quruluşunu müqayisə etdikdə daha aydın olur. FeAs sistemləri FeAs müstəvilərinin LaO müstəviləri ilə bölünmüş sıralanması ilə qurulmuşdur hansı ki, kupratlarda olduğu kimi CuO_2 müstəviləri La və ya Y-Ba müstəviləri ilə ayrılmışdır. Hər iki system təbəqəli quruluş olduğunu görə kəskin anizotropdur və onlarda elektron halı kvazi ikiölçülüdür. Beləliklə hal-hazırda biz FeSe birləşməsinə analogi FeAs müstəvilərindən əmələ gələn üç sinif birləşmələrə LaOFeAs, AFe_2As_2 , LiFeAs maliklik ki, onlarda ifratkeçiricilik yüksək T_c -də müşahidə olunur.

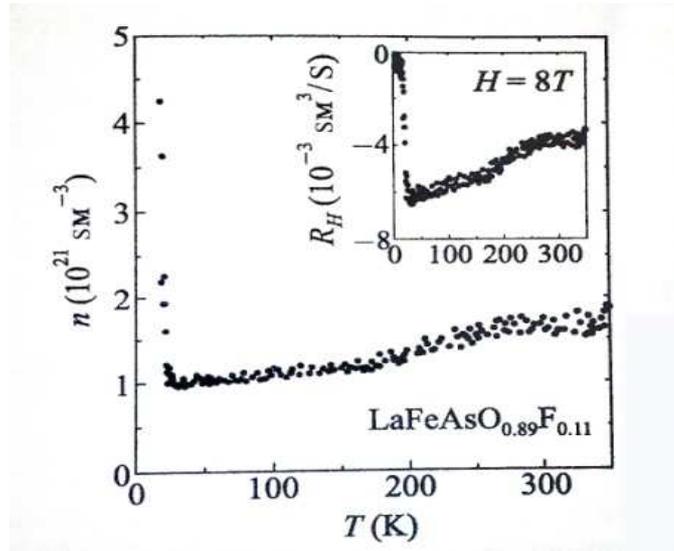
Bir sıra dopinqləşmiş ReOFeAs birləşmələrində (harda ki, Re-nadir torpaq elementləridir) T_c -nin daha yüksək qiymətləri alınmışdır. (Cədvəl 1)

Cədvəl 1. ReOFeAs birləşmələrinin dopinqləşməsi zamanı alınmış ifratkeçiriciliyə maksimal keçid temperaturu (axırıncı iki sətirdə dopinqləşməmiş birləşmələrin qəfəs parametrləri göstərilmişdir)

ReOFeAs	La	Ce	P_r	Nd	Sm	GD
T_c, K	41	41	52	51,9	55	53,5
$a, 10^{-8} \text{ sm}$	4,035	3,996	3,925	3,940	3,940	
$c, 10^{-8} \text{ sm}$	8,740	8,648	8,595	8,496	8,496	

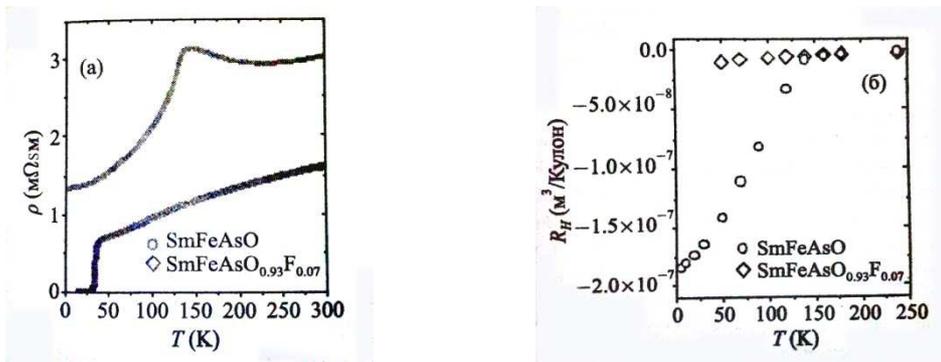
Bütün birləşmələr otaq temperaturunda fəza qrupu $P4/nmm$ olan tetraqonal struktura malikdir. Onların kristallik quruluşu LaO təbəqəsi ilə ayrılan FeAs təbəqələri ilə formalaşır. FeAs təbəqəsi əslində bir-birinə çox yaxın yerləşmiş Fe atomlarından qəfəs yaradan ondan aşağı və yuxarıda As atomlarından olan kvadrat qəfəs Fe müstəvilərinə nəzərən elə yerləşmişlər ki, hər Fe atomu As atomlarından olan tetraedrlə əhatə olunmuşdur. Başqa sözlərlə FeAs təbəqəsi $FeAs_4$ kompleksləri ilə formalaşmışdır. FeAs və LaO təbəqələri arasındakı məsafə $1,8 \cdot 10^{-8} \text{ sm}$ -dir.

Bu birləşmədə oksigeni (O) flor (F) ilə əvəz etdikdə artıq elektron FeAs təbəqəsinə keçir; bu situasiyanı elektron dopingi adlandırmaq qəbul edilmişdir. La-nı məs. Sr ilə əvəz etdikdə LaO təbəqəsində bir elektron çatmır, hansı ki, FeAs təbəqəsindən keçərək bu halda dəşik əmələ gətirəcək. Bu dəşik dopinginə uyğundur. Elektronların doping ilə LaO və FeAs təbəqələri arasında paylanması, birləşmənin yekun keçiriciliyinə gətirir ki, yükdaşıyıcıların təbiəti təcrübi olaraq R_H Holl sabiti ilə müəyyən oluna bilər. Holl sabitinin təyin olunması üçün ölçmələr böhran temperaturu $T_c=26K$ olan $LaO_{0.9}F_{0.1}FeAs$ birləşməsində aparılmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, R_H mənfidir və 240K temperaturla kimi temperaturdan zəif asılıdır. Bu onu göstərir ki, keçiricilikdə elektronlar üstünlük təşkil edir. $T \approx 100K$ temperaturda Holl əmsalının ölçülməsi nəticəsində yükdaşıyıcıların sayı $n \approx 9,8 \cdot 10^{20} \text{ sm}^{-3}$ müəyyən olunmuşdur. (Şəkil 1)



Şəkil 1. Yükdaşıyıcıların və Holl sabitinin temperaturdan asılılığı.

Bu şəkildə həmçinin Holl sabitinin temperaturdan asılılığı göstərmişdir ki, hansı ki, hər yerdə mənfidir. Dəyişin yaranmasının başqa misalı şəkil 2 –də göstərilmişdir. Burada dopingləmiş və dopinglənməmiş birləşmələr müqayisə olunur.



Şəkil 2. Müqavimətin və holl sabitinin temperatur asılılıqları.

Hər iki halda Holl sabiti mənfidir. Başqa nadir torpaq elementləri ilə birləşmələrdə də, məsələn $NdO_{0.82}F_{0.18}FeAs$ yükdaşıyıcıların elektron təbiətli olduğu göstərilir. Flor əlavə edilməmiş, lakin oksigen qıtlığı olan $ReOFeAs$ birləşmələrində ifratkeçiriciliyin kəşfi maraqlı

faktlardandır. Beləliklə florun əlavə edilməsi oksigen qıtlığı ilkin stexiometrik birləşmələrə oxşar effektlər verir. Onlar elektron yükdaşıyıcılar yaradır, antiferromaqnit nizamlılığı pozur və ifratkeçiricilik halına gətirir.

ƏDƏBİYYAT

1. Садовский М.В., УФН, 178, 1243 (2008)
2. Ивановский А.Л., УФН, 178, 1273 (2008)
3. Изюмов Ю.А., Курмаев Э.З., УФН, 178, 1307 (2008)
4. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е., Методы квантовой теории поля в статической физике, М: Физматгиз, 1962
5. Изюмов Ю.А., Анисимов В.И., Электронная структура соединений с сильными корреляциями М-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2008

ВЛИЯНИЕ НАНОПРИМЕСИ СЕЛЕНА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ФИБРОИНА ШЕЛКА

Юсиф Гаджибала оглы Шукюрлу

Шекинский филиал Института Учителей Азербайджанской республики
yusifsh@mail.ru

Установлено, что энергии активации диэлектрической поляризации фиброина составляет 33,6кДж/моль, что характерно для дипольно-групповых процессов. Показано, что эти процессы происходят, преимущественно, в аморфных прослойках (γ -процесс). При этом, наноприимеси селена, играя роль мелких ловушек для электронов, уменьшают энергию активации проводимости фиброина и, вследствие этого, увеличивается электропроводность фиброина на порядок.

Определено, что пробой в фиброине носит тепловой характер и при введении селена в структуру фиброина, из-за увеличения доли аморфных участков, увеличивается вероятность теплового пробоя и снижается электрическая прочность.

Реальный диэлектрик обладает некоторой проводимостью, которая вносит свой вклад в диэлектрические потери и его можно представить в виде параллельно или последовательно соединенных емкостей C и активного сопротивления R' . Параллельная эквивалентная схема применяется, в частности, для описания диэлектрических потерь вследствие сквозной проводимости диэлектрика, а последовательная – для описания потерь в конденсаторе с диэлектриком, обусловленным сопротивлением проводов и электродов.

При параллельной эквивалентной схеме $tg\delta = 1/(\omega R'C)$, а при последовательной $tg\delta = \omega R'C$ [1]. Исходя из этого, для описания взаимосвязи между сквозной проводимостью материала и его диэлектрическими потерями, нами выбрано параллельная эквивалентная схема. При этом, диэлектрические потери, обусловленные сквозной проводимостью диэлектрика, вычисляются по формуле:

$$tg\delta = 2\pi \cdot 1,8 \cdot 10^{10} / (\omega \cdot \epsilon' \cdot \rho_\omega), \quad (1)$$

где ρ_ω - удельное объемное сопротивление диэлектрика (Ом·м) на переменном токе с частотой ω .

По экспериментальным данным и по формуле (1) определяли зависимость логарифма удельного сопротивления $\lg \rho_\omega$ от $1/T$ при одинаковых условиях для контрольных и опытных образцов фиброина шелка. Полученный результат графически показан на рис. 1.

Как видно ρ_ω опытного образца заметно меньше, чем контрольного. Вероятно, это обусловлено вхождением наноприимеси селена в структуру фиброина, что сопровождается увеличением проводимости материала. На кривой температурной зависимости удельного сопротивления фиброина можно выделить три области температур: I - область соответствует стеклообразному состоянию, II - переходной области, III - высокоэластичному состоянию, что хорошо согласуется с результатами термомеханических исследований [2].

Для определения энергии активации проводимости ΔE_{ρ_-} - на тераометре ЕК-6-11 проводили измерение сопротивления таблеток, изготовленных из контрольного и опытного образца фиброина, в интервале температур 295-475 К. Объемное удельное электрическое сопротивление ρ_- , при постоянном электрическом поле, рассчитали по формуле:

$$\rho_- = \pi \cdot D_0 \cdot R' / (4h), \quad (2)$$

где R' - измеренное сопротивление образца; $D_0 = (d_1 + d_2) / 2$. Здесь $d_1 = 10\text{мм}$ - диаметр измеренного образца; $d_2 = 14\text{мм}$ - внутренний диаметр сохранныго электрода; $h = 0,5\text{мм}$ - толщина образца.

Полученные результаты выражены графически в координатах $\lg \rho_-$ и $1/T$ и показаны на рис. 2. По тангенсу угла наклона

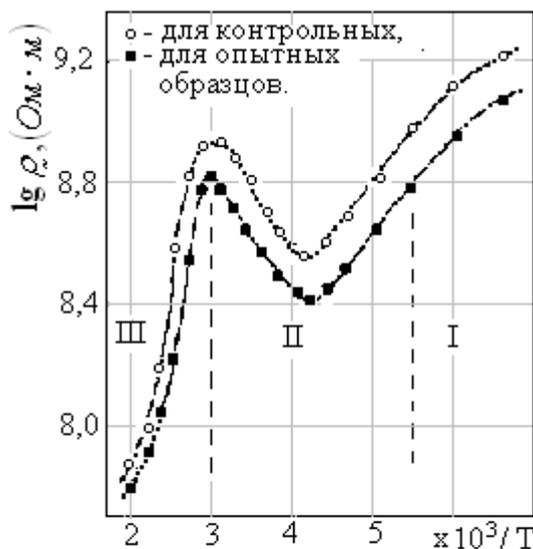


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления фиброина шелка при переменном токе $\omega = 1\text{кГц}$.

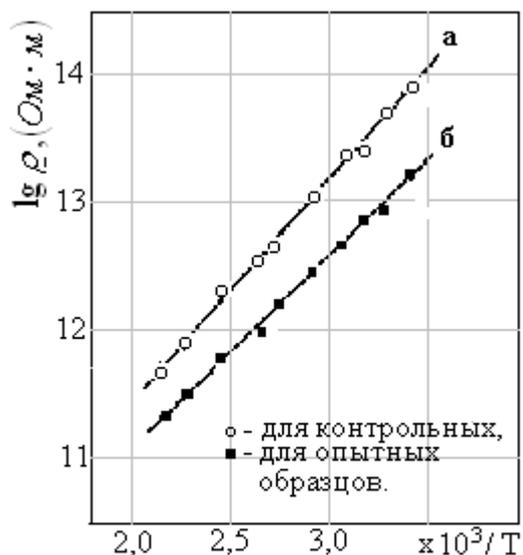


Рис. 2. Температурная зависимость удельного сопротивления фиброина шелка при постоянном токе.

прямой зависимости $\lg \rho_{-}$ от $1/T$, рассчитали энергию активации проводимости:

$$\Delta E_{\rho_{-}} = 2,303 \cdot R \cdot \text{tg} \delta$$

где $R = 8,314 \text{ Дж}/(\text{мол} \cdot \text{К})$ – газовая постоянная.

Для контрольного образца фиброина $\Delta E_{\rho_{-}} = 34,0 \text{ кДж}/\text{мол}$, для фиброина; обогащенного селеном – $30,3 \text{ кДж}/\text{моль}$, т.е. энергия активации проводимости одного носителя, при обогащении фиброина селеном, уменьшается от 0,35 до 0,31 эВ. Это может связано с тем, что когда диэлектрик находится в электрическом поле и эмиссия носителей заряда происходит достаточно свободно. Ток, текущий через образцы, определяется ингибирующим влиянием носителей, захваченных на ловушках, т. е. возникает токи, ограниченные пространственным зарядом.

При таких условиях, важную роль играет сам процесс захвата и ток, ограниченный пространственным зарядом, определяется следующей формулой [2]:

$$J_{\text{монз}} = 9\mu \cdot \varepsilon' \cdot \varepsilon_0 \cdot \theta \cdot U^2 / (8d^3) \quad (3)$$

где $J_{\text{монз}}$ – плотность тока, ограниченная пространственным зарядом, μ – подвижность носителей; ε' – диэлектрическая проницаемость; ε_0 – электрическая постоянная; θ – параметр захвата мелкой ловушкой; U – приложенная напряжения; d – толщина образца.

Согласно формуле (3), можно сказать, что атомы селена играют роль мелких ловушек и увеличивают проводимость материала.

Пробой, под действием однородного поля и в отсутствие химического изменения структуры диэлектрика, может явиться либо тепловым, либо электрическим. Если в диэлектрике под действием длительного приложенного напряжения, то диэлектрик стареет, т.е. его электрическая прочность понижается, а электропроводность возрастает. Такое старение обычно заканчивается тепловым пробоем. Электрическое старение происходит особенно интенсивно, если диэлектрик содержит интенсивные воздушные включения, которые ионизируются в электрическом поле.

Нами была определена электрическая прочность для контрольного и опытного образца фиброина. Перед испытанием образцов на пробивное напряжение их выдерживали в течение 24 ч при температуре $(293 \pm 2) \text{ К}$ и относительной влажности $(65 \pm 2)\%$. Испытание проводили цилиндрическими электродами из латуни с диаметром: верхнего – 4 мм и нижнего – 8 мм. Давление электрода на образце составляло примерно 10 МПа. Образцы помещали в трансформаторное масло, и пробой проводили при плавном подъеме напряжения со скоростью 2 кВ/с на установке АИМ – 80. На рис. 3 приведена зависимость пробивной напряженности электрического поля от толщины образца.

Видно, что величина пробивного напряжения для фиброина составляет $10^7 \text{ В}/\text{м}$ и с увеличением толщины образца пробивного напряжения уменьшается. Подобная

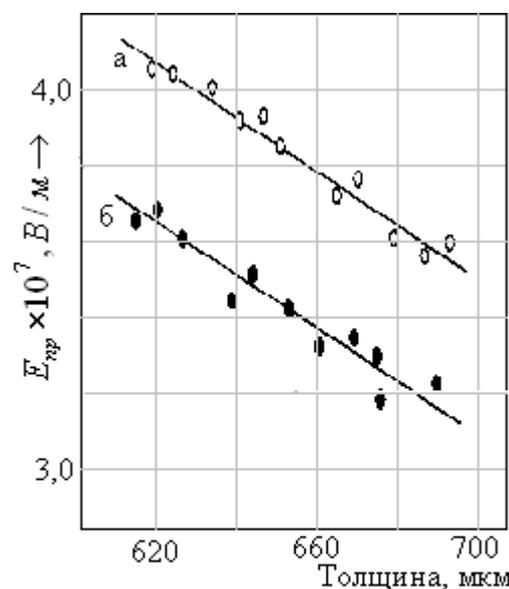


Рис. 3. Зависимость пробивной напряженности электрического поля от толщины образца: а - для контрольных, б - для опытных образцов.

зависимость показывает, что в фиброине имеет место тепловой пробой. Как известно, в начальной стадии приложения поля, из-за плохой теплопроводности фиброина и диэлектрических потерь, происходит нагрев, т.е. количества теплоты, возникшее внутри образца становится более отводимой, в результате чего, температура повышается. Вследствие этого происходит тепловой пробой и обугливание фиброина. С увеличением толщины условие теплопровода из внутренних зон образца в окружающую среду затрудняется и облегчается накопление тепла в объеме и тем самым облегчается условие возникновения теплового пробоя. Кроме того, при пробое фиброина происходят обугливание, канал пробоя обнаруживается невооруженным глазом и специфическим запахом, что характерно для теплового пробоя. С другой стороны, уменьшение электрической прочности с ростом частоты приложенного электрического поля тоже подтверждает тепловой характер пробоя в фиброине.

На рис. 3 видно, что в фиброине, обогащенного селеном, величина пробивного напряжения на 10-12 % меньше по сравнению с пробивным напряжением чистого фиброина. Согласно теории В. А. Фока и Н.Н. Семенова (авторы К. Н. Семенов и А. Ф. Вальтер, Эдлер и др.), уменьшение электрической прочности фиброина, при обогащении его селеном, связано с увеличением его доли аморфных участков. При введении селена в структуру фиброина уменьшение его степени кристалличности сопровождается увеличением коэффициента диэлектрических потерь во всем измеряемом интервале температур, и как следствие понижения электрической прочности материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сажин Б.И. Электропроводимость полимеров. М.-Л.: Химия, 1965, 160 с.
2. Шукюров Ю.Г., Керимов Т.М., Бакиров М.Я., Мамедов Ш.В. Исследование влияния селена на надмолекулярную структуру натурального шелка//Извест. АН Азерб.ССР, серия физ.-тех. и матем. наук, 1981, № 1, с. 110-113.
3. Ламберт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973, 416 с.

ВОЛЬТ - АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМЫ МЕТАЛ – $Ag_3In_5Te_9$ И РАСПЛАВ - $Ag_3In_5Te_9$ И АКВАДАГ – $Ag_3In_5Te_9$

Р. Ш. Рагимов, Д.Г. Джаббаров

Бакинский Государственный Университет

$Ag_3In_5Te_9$ yarımkeçirici maddə ilə müxtəlif metal və akvadakların kontaktı tədqiq olunaraq onların VAX-ında xətti, kvadratik və kəskin artma oblastları aşkar edilmişdir ki, bu da strukturada həcmi yüklərlə məhdudlaşmış cərəyan rejiminin olduğunu göstərir.

Прежде чем приступить к изучению электрических свойств нового полупроводникового соединения, необходимо подобрать вещества, которые при контакте с данным полупроводником создают омические контакты [1]. Для подбора таких веществ, нами использованы металлы Ag, In , расплавы $In-Sn-Pb$ (0,3:3:1), $Sn-Pb$ (6:4), $Sn-Zn$ (6:4) и аквадаг. Вольт - амперные характеристика системы

металл - $Ag_3In_5Te_9$, расплав - $Ag_3In_5Te_9$ и аквадаг - $Ag_3In_5Te_9$ исследованы в интервале температур 77-300К при темноте или под освещением монохроматическим светом. При 300К зависимость плотности тока от напряженности приложенного электрического поля E подчиняется закону $j = \sigma E$ для систем $Ag - Ag_3In_5Te_9$, $Sn - Zn - Ag_3In_5Te_9$, $In - Sn - Pb - Ag_3In_5Te_9$ и аквадаг - $Ag_3In_5Te_9$ носит линейный характер и не зависит от направления поля.

На рис. 1. представлены зависимости $J(U)$ для выше показанных систем при 300К

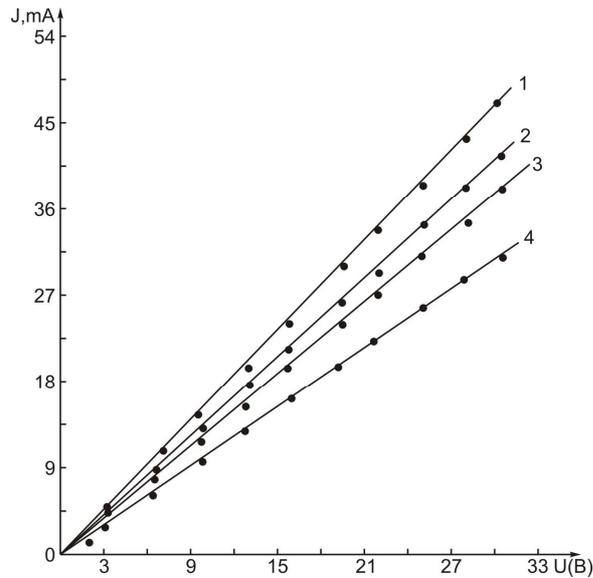


Рис. 1. Статическая ВАХ монокристалла $Ag_3In_5Te_9$ в контакте с

различными веществами при 300 К

1 – серебряная паста – $Ag_3In_5Te_9$, 2 – $Sn - Zn - Ag_3In_5Te_9$,

3 – $In - Sn - Pb - Ag_3In_5Te_9$, 4 – аквадаг – $Ag_3In_5Te_9$

. Отличия величины для кривых 1, 2, 3, 4, при одном и том же U связано с тем, что различные материалы, использованные для контакта, обладают различными сопротивлениями. Отметим, что контакты из аквадага обладают сопротивлением в несколько килоом. Поэтому размеры образца $Ag_3In_5Te_9$ подбирались таким образом, чтобы сопротивления образцов на несколько порядков превышали сопротивление контакта. Так что все приведенные здесь вольт - амперные характеристики можно считать статическими.

На рис. 2. представлено ВАХ образца $Ag_3In_5Te_9$ контактирующего с аквадагом (при 77К). Образец постоянно освещался светом $\lambda = 1.0$ мкм, как видно из рисунка, ВАХ состоит из трех участков. Первый участок соответствует омической зависимости, а последний квадратичному без ловушечному закону. Промежуточный участок выражает предельное заполнение ловушек.

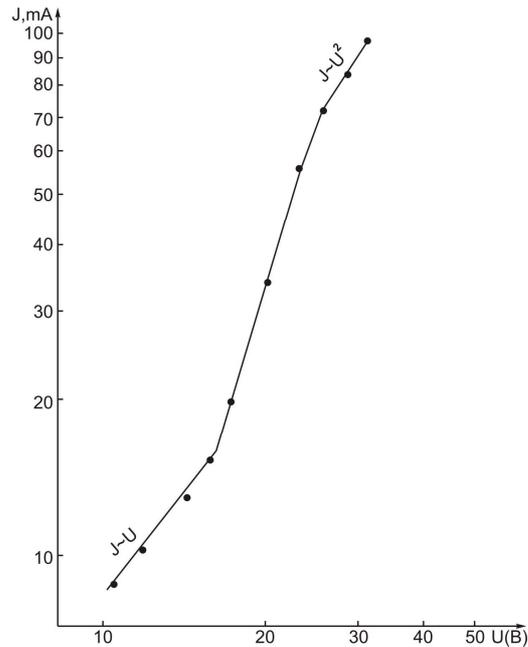


Рис. 2. ВАХ контакта аквадаг - $Ag_3In_5Te_9$ при 77 К

Подобная характеристика реализуется только в том случае, когда все ловушки с концентрацией N_t предельно заполнены до приложения напряжения к полупроводнику.

Рассмотрение такого случая представляется весьма полезным, т.к. оно дает описание явлений в том случае, когда квазиуровень Ферми пересекает уровень, соответствующий центрам прилипания. Такая ситуация реализуется за счет заполнения локальных уровней прилипания с малой концентрацией неравновесных носителей заряда. Когда концентрация неравновесных носителей тока, генерирующихся собственным светом ($\lambda = 1.0$ мкм) $\Delta n_i \geq N_t$, то в этом случае квазиуровень Ферми может пересекать уровень, соответствующий центрам прилипания.

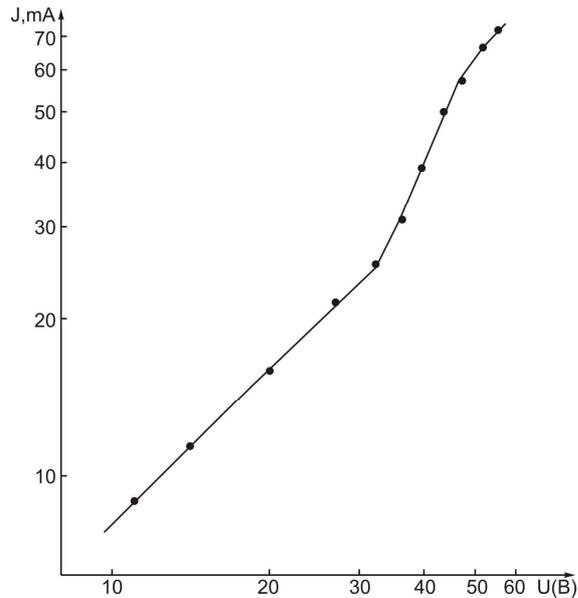
В общем случае в без ловушечных материалах с равновесной концентрацией n_0 при малых приложенных напряжениях выполняется закон Ома, При увеличении напряжения растет инжектирование электронов:

$$J_0 = en_0\mu \frac{u}{d}$$

e - заряд электрона, μ - подвижность, u - приложенное напряжение, d – толщина образца.

При этом наступает момент, когда число инжектируемых электронов становится сравнимым с числом равновесных электронов. При этом поступает так называемые режим токов, ограниченных пространственным зарядом. В этом случае зависимость тока от приложенного напряжения не является линейной, т.е. не выполняется закон Ома.

ВАХ контакта индий – $Ag_3In_5Te_9$ при 280К представлена на рисунке 3.

Рис. 3. ВАХ контакта $In - Ag_3In_5Te_9$ при 280 К

На ВАХ наблюдаются следующие участки: линейный ($J \sim U$), участок резкого роста ($J \sim U^4$) и квадратичный участок. Наличие участков линейного, квадратичного и резкого роста тока на ВАХ указывает на то, что в структуре $In - Ag_3In_5Te_9 - In$ выполняется режим токов, ограниченных пространственным зарядом. На ВАХ при низких температурах характерным для инжекционных токов участки не наблюдались. Поэтому ВАХ приведена сравнительно в области ближе комнатной.

Эксперимент показывает, что: 1) наклон кривых ВАХ в нелинейной области с повышением температуры уменьшаются; 2) напряжения перехода от линейной области к нелинейной с повышением температуры возрастает.

Исследование зависимости плотности тока (в квадратичной области) и напряжения, соответствующего началу резкого роста тока от расстояния между электродами (L) показало, что для $In - Ag_3In_5Te_9 - In$ выполняется закономерность $j \sim L^{-3}$ и $U_p \sim L^2$ соответственно. $U_p \sim L^2$ – напряжение соответствующее предыдущему заполнению ловушечных уровней, при котором на ВАХ наблюдается более резкий рост тока с напряжением. Удовлетворение этих закономерностей свидетельствует о том, что в структурах $In - Ag_3In_5Te_9 - In$ механизм прохождения тока в нелинейной области ВАХ связан с монополярной инжекцией. Вычислены глубины залегания и концентрация ловушек. Оказалось, что они составляют 0,13 эВ и $4,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, соответственно [2]. Следует отметить, что это значение энергии хорошо согласуется со значениями найденными из температурной зависимости электропроводности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Новый класс тройных полупроводниковых соединений типа $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$. В.И. Тагиров, Н.Ф. Кахраманов, А.Г. Гусейнов – 2001.
2. Фустил В.И. «Введение в физику полупроводников», 352 с, 1984