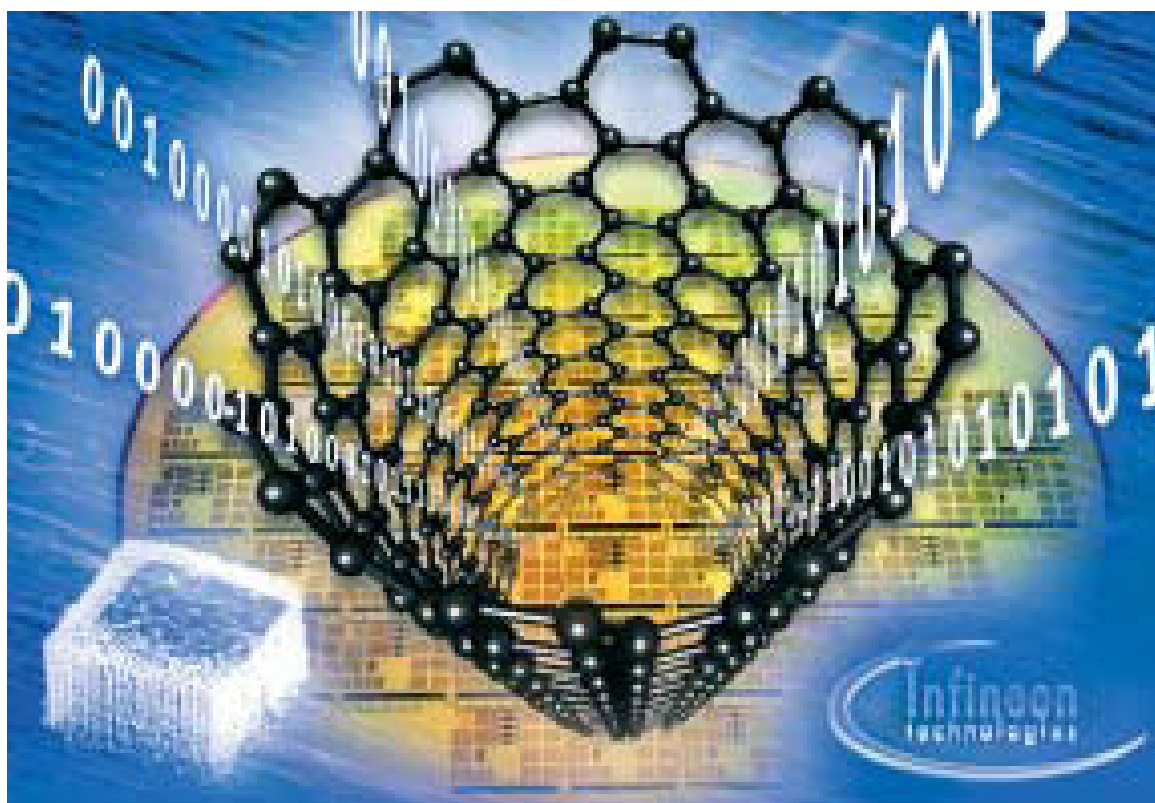


II BÖLMƏ

KONDENSƏ OLUNMUŞ MÜHİT FİZİKASI



К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ЛЕГИРОВАНИЯ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТОГО ПОЛУПРОВОДНИКА n-InSe

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

Бакинский Государственный Университет,

**Азербайджанский Государственный Экономический Университет,*

Исследованы зависимости удельной проводимости и постоянной Холла от температуры и уровня легирования редкоземельными элементами (диспрозием, гадолинием и гольмием) в кристаллах моноселенида индия (n-InSe).

Показано, что обнаруженные при этом аномалии, прежде всего, связаны с наличием в изучаемых образцах хаотических крупномасштабных дефектов, которые обуславливают возникновение в свободных энергетических зонах рекомбинационных и дрейфовых барьеров для свободных носителей заряда.

В представленной работе с целью выявления особенностей электрофизических свойств и выяснения их физического механизма, в диапазоне 77÷600К экспериментально исследованы температурные зависимости удельной проводимости (σ), постоянной Холла (R_x), концентрации (n) и подвижности (μ) свободных носителей заряда в чистых (специально нелегированных), а также слаболегированных (10^{-5} ÷ 10^{-1} ат.%) редкоземельными элементами (гадолинием, гольмием и диспрозием) образцах монокристаллов селенида индия (n-InSe).

Изучаемые образцы скалены из полученных по описанной в [1] методике крупных монокристаллических слитков.

Удельная проводимость (σ) и постоянная Холла (R_x) измерялись традиционным трехзондовым методом [2] в двух направлениях (при нагревании и последующем охлаждении). По полученным значениям σ и R_x из выражений $n = \frac{1}{eR_x}$ и $\mu = R_x \cdot \sigma$, соответственно оценены значения концентрации (n) и подвижности (μ) свободных основных носителей заряда (электронов).

При измерениях ток протекал вдоль слоев, а магнитное поле было направлено перпендикулярно слоям кристалла.

Токовыводящие контакты создавались путем припаивания обычного припоя (Sn) и (или) нанесением серебряной пасты в открытом воздухе. В некоторых случаях использовались также прижимные иглообразные вольфрамовые контакты.

Исходное значение (σ_0) удельной проводимости (значение σ при 77К) составляло $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ ÷ $2 \cdot 10^{-3}$ См /см и $\sim 10^{-9}$ ÷ 10^{-2} См /см для различных чистых и легированных образцов, соответственно. Оказалось, что при изменении уровня легирования от 10^5 ат.% до 10^{-1} ат.%, значение σ_0 сначала (при росте $N_{PЗЭ}$ до 10^{-3} ат.%) уменьшается до $\sim 10^{-9}$ См/см, а далее увеличиваясь, при $N_{PЗЭ} \approx 10^{-1}$ ат.% составляет $\sim 10^{-2}$ См /см.

В результате проведенных измерений установлено, что в области низких температур (при $T \leq 200$ ÷ 220 К) в обеих группах кристаллов (как в чистых, так и в легированных) постоянная Холла (соответственно концентрация основных носителей заряда) почти не меняется, а удельная проводимость и подвижность свободных носителей заряда по активационному закону увеличиваются с температурой (рис.1). Причем, для одного и того же образца значения энергии активации ($\Delta \epsilon_i$) зависимостей $\mu(T)$ и $\sigma(T)$ оказываются почти одинаковыми, но для различных образцов в зависимости от величин σ_0 и $N_{PЗЭ}$ меняется в пределах ~ 0.05 ÷ 0.15 эВ. В области высоких температур (при $T > 400$ ÷ 450 К) с повышением T концентрация свободных носителей заряда и

удельная проводимость образца увеличиваются значительно сильнее (по экспоненциальному закону), а подвижность основных носителей заряда - уменьшается почти по закону $\mu \sim T^{-3/2}$. При этом, во-первых, зависимости $n(T)$ (или зависимость R_x от T) и $\sigma(T)$ проявляют активационный характер; во-вторых, для различных образцов кривые зависимостей $n(T)$ и $\sigma(T)$ постепенно сливаются. Оказалось, что с ростом исходного значения удельной проводимости (σ_0) при низких температурах значение $\Delta\epsilon_i$ для зависимости $\mu(T)$ уменьшается.

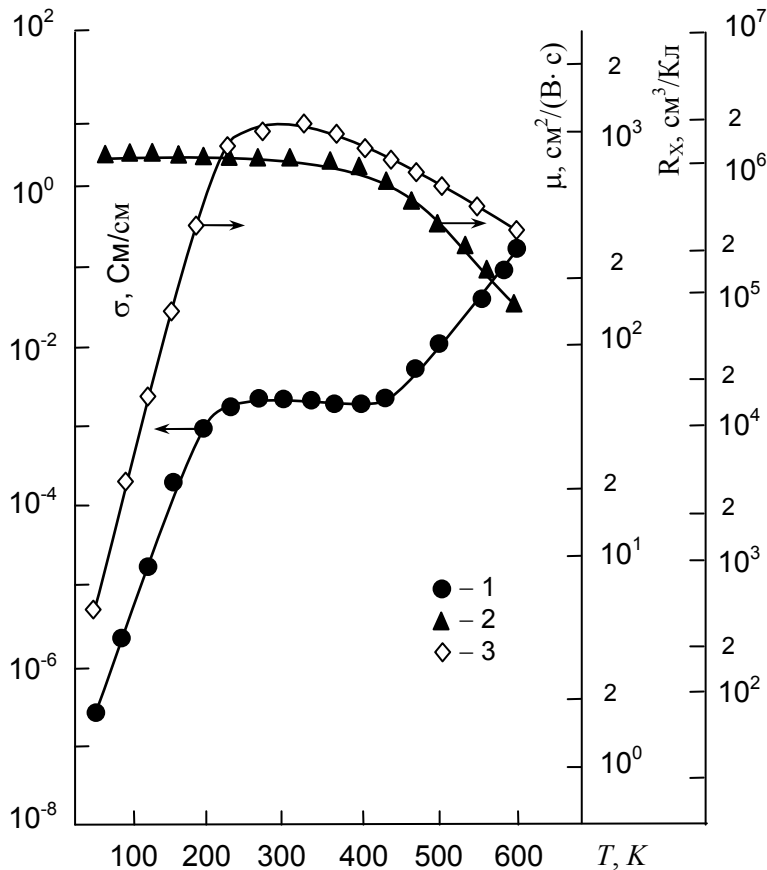


Рис. 1. Температурная зависимость удельной проводимости (кр. 1), постоянной Холла (кр. 2) и подвижности свободных носителей заряда (кр. 3) в чистых высокоомных кристаллах – nInSe. $\sigma_0=2 \cdot 10^{-7}$ См/см.

В чистых образцах значение $\Delta\epsilon_i$ для зависимостей $n(T)$ и $\sigma(T)$ при высоких температурах от величины σ_0 не зависит и составляет ~ 1.22 эВ, т.е. равняется ширине запрещенной зоны (ϵ_g) изучаемого полупроводника [3, 4]. В отличие от кривых зависимости $\sigma(T)$, на кривых зависимости $n(T)$ такой немонотонный ход в указанной области температуры не наблюдается.

Оказалось, что легирования РЗЭ влияет лишь на зависимости $\sigma(T)$ и $\mu(T)$. Причем это влияние, прежде всего, определяется уровнем легирования (значением $N_{РЗЭ}$), а от химической природы введенных примесей не зависит. Зависимость электрофизических параметров, вернее зависимость σ_0 и μ , от легирования РЗЭ заметным образом проявляется в области низких температур (при $T \leq 200 \div 220$ К) и она приводит только лишь к изменению значения σ . При легировании РЗЭ тип проводимости кристаллов селенида индия не меняется. Кроме того, установлено, что легирования РЗЭ на зависимости $R_x(T)$ и $n(T)$ почти не влияет. При $N_{РЗЭ} \leq 10^{-3}$ ат.% с ростом $N_{РЗЭ}$ при прочих одинаковых

условиях значений σ_0 и μ уменьшаются, а их температурная зависимость - усиливаются (становятся более резкой), при ($10^{-3} < N_{P3Э} \leq 10^{-1}$) ат.% с ростом $N_{P3Э}$ значения σ и μ увеличиваются, а зависимости $\sigma(T)$ и $\mu(T)$ ослабляются. Вернее, значение $\Delta\varepsilon_i$ зависимостей $\sigma(T)$ и $\mu(T)$ в области низких T с $N_{P3Э}$ сначала (до $N_{P3Э} \approx 10^{-3}$ ат.%) увеличивается (до $\sim 0.15 \div 0.18$ эВ), а далее уменьшаясь, наконец (при $N_{P3Э} \approx 10^{-1}$ ат.%) почти равняется нулю.

Анализ полученных экспериментальных результатов, показал, что при низких температурах (при $T \leq 200 \div 220$ К) как в высокоомных чистых, так и в слаболегированных РЗЭ кристаллах n-InSe зависимости электрофизических параметров от температуры, а также от уровня легирования (от значения $N_{P3Э}$) не подчиняются соответствующим теоретическим представлениям об электрофизических свойствах строго упорядоченных кристаллических полупроводников [5]. Причем обнаруженный в экспериментах ход зависимости $\sigma(T)$ не связан изменением концентрации, а обусловлен изменением подвижности свободных носителей заряда с температурой. Она не вызвана также с наличием каких-то активных примесных уровней в запрещенной зоне изучаемого полупроводника.

Обнаруженная в области высоких температур сильная зависимость σ от T связана доминированием собственной проводимости и обусловлен зависимостью $n(T)$ (или $R_x(T)$), а не зависимостью $\mu(T)$. Именно по этой причине в области высоких температур кривые зависимостей $\sigma(T)$ и $n(T)$ (или зависимости R_x от T) для различных образцов не зависимо от величины их исходной удельной проводимости и уровня легирования сливаются.

Также выяснено, что используемые примеси РЗЭ при $N_{P3Э} \leq 10^{-1}$ ат.% не создают в кристаллах InSe какие-то электроактивные локальные уровни. Поэтому при таких значениях $N_{P3Э}$ в этом полупроводнике не наблюдается влияние химической природы введенной примеси на электрофизические свойства.

Предполагается, что, как и сказано ранее в [6, 7], высокоомные кристаллы моноселенида индия из-за наличия в них хаотических крупномасштабных дефектов могут удовлетворительно описываться предложенной в [8] двухбарьерной энергетической моделью частично неупорядоченного (пространственно неоднородного) кристаллического полупроводника.

При низких температурах с ростом $N_{P3Э}$ степень пространственной неоднородности кристаллов n-InSe<РЗЭ> меняется не монотонно – сначала (до $N_{P3Э} \approx 10^{-3}$ ат.%) увеличивается, а далее (при $N_{P3Э} > 10^{-3}$ ат.%) постепенно уменьшается. Это, в свою очередь, сопровождается немонотонное изменение размеров и энергетической высоты существующих в свободных энергетических зонах дрейфовых и рекомбинационных барьеров.

Обнаруженная при низких температурах значительная зависимость $\sigma(T)$ непосредственно вызвана зависимостью $\mu(T)$, а не наличием каких-то электроактивных примесных уровней в запрещенной зоне исследуемых кристаллов n-InSe и n-InSe<РЗЭ>. В области высоких температур из-за термического стирания дрейфовых барьеров [9] активационный рост μ с T , заменяется более слабым (по закону $\mu \sim T^{-3/2}$) его спадом, вследствие доминирования рассеяния свободных носителей заряда на акустических колебаниях решетки.

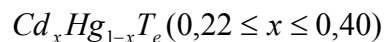
В чистых кристаллах с ростом значения σ_0 ослабляется низкотемпературная зависимость $\sigma(T)$ и $\mu(T)$, т.к. в образцах с высокой исходной удельной проводимостью как число, так и размеры дрейфовых барьеров не велики.

В заключение можно сказать, что из-за пространственной неоднородности высокоомных ($\sigma_0 \leq 10^4$ См/см) чистых и слаболегированных РЗЭ ($N_{P3Э} \leq 10^{-1}$ ат.%) кристаллов моноселенида индия в них наблюдаются ряд аномалий электрофизических свойств. В частности, при низких температурах, хотя R_x остается постоянной, но σ – значительно меняется с T .

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Ковтанюк Н.Ф., Концевой Ю.А. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М. «Металлургия», 1970, -429 с.
3. Абрикосов Н.Х., Банкина В.Ф., Порецкая Л.В., Скуднова Е.В., Чижевская С.Н. Полупроводниковые халькогениды и сплавы на их основе. М. «Наука», 1975, -219 с.
4. Медведева З.С. Халькогениды элементов III B подгруппы периодической системы. М. «Наука», 1968, -216 с.
5. Смит Р. Полупроводники. М. Мир. 1982. – 560 с.
6. Бабаева Р.Ф. Особенности электронных явлений в частично-неупорядоченных полупроводниках типа легированных редкоземельными элементами кристаллов $A^{III}B^{VI}$ со слоистой структурой и гетероструктурах на их основе.: Автореф. дис. докт. физ.-мат. наук. Баку, 2009, -38 с.
7. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф. Накопление памяти слабых световых сигналов и спектральная память в монокристаллах $InSe<Dy>$ // Неорганические материалы, 1995, Т. 31, №7, с. 896-898.
8. Шейнкман М.К., Шик А.Я. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках // Физ. и техн. полупроводников, 1976, Т.10, №2, с. 209-232.
9. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф., Рзаев Р.М., Амирова С.И. Температурная зависимость подвижности носителей заряда в чистых и легированных гадолинием кристаллах p-GaSe // Неорганические материалы, 2012, том 48, № 6, с. 649-653.

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ СОСТАВА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ



Г.С. Сеидли, Н.М. Шукюров*, М.Ш. Гасанова*

Азербайджанский Институт Учителей

**Азербайджанский Технический Университет*

E-mail:geneticsster@gmail.com.

Аннотация: Статья посвящена экспериментальному исследованию влияния пространственных флуктуаций состава на электрофизические свойства монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0,22 \leq x \leq 0,40$)

Экспериментально исследовано влияние размеров образца (толщины d) на электропроводность (σ) коэффициент Холла (R_x). Установлено, что с уменьшением d электропроводность и коэффициент Холла меняется немонотонно. Эти экспериментальные результаты показывают наличие крупномасштабных неоднородных областей внутри кристалла, что объясняется моделью контравариантной модуляции зон.

Ключевые слова: *Флуктуации примесей, контравариантной модуляции зон, спектральное распределение, пространственные флуктуации, бинарные компоненты, коэффициент Холла, электропроводность, концентрация, подвижность носителей заряда.*

Известно, что все реальные твердые растворы характеризуются пространственными флуктуациями состава. Однако в литературе рассматривали флуктуации примесей, связанные со статическим характером распределений атомов по узлам решетки [1, 2, 3], модулирующие энергетические зоны ковариантным образом, что приводит к изменению электронных свойств твердых растворов лишь при низких температурах. Экспериментальные результаты полученные в [4, 5], показывают, что флуктуации состава, имеющие технологическую природу, обладают большими пространственными размерами и амплитудами, что может привести к более заметному изменению электронных свойств полупроводникового твердого раствора.

В [6] обсуждали влияние крупномасштабных флуктуаций состава, приводящих к контравариантной модуляции зон (флуктуации, характерные размеры (L) которых превышают дебройлевскую длину волны и длину свободного пробега носителей заряда), на спектральное распределение фоточувствительности монокристаллов.

Показано, что в такой системе случайных варизонных микробластей движение носителей заряда можно считать классическим. При этом экспериментально установлено, что с изменением толщины изучаемого образца положение максимума спектрального распределения фотопроводимости по шкале энергии подающего фотона меняется почти $80 \div 130$ мэВ, что соответствует флуктуации состава почти на $\Delta x \approx 0,061$.

В настоящее время уже имеются надежные технологические приемы, позволяющие выращивать монокристаллы, пригодные для функционального исследования, так и изготовления приборов. Однако в полученных образцах все время существует пространственные флуктуации по составу, которые имеют различные происхождения и при определенных условиях значительным образом влияют на физические свойства самого материала и характеристики приборов на его основе. Одной из причин возникновения пространственных флуктуаций в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}T_e$ является упругость паров ртути. Это приводит к тому, что значительное количество ртути в процессе роста переходит из жидкой фазы в газовую и в полученном образце наблюдаются значительные отклонения от стехиометрического состава. Второй основной причиной возникновения пространственных флуктуаций состава в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}T_e$ является наличие примесных элементов в бинарных компонентах $Cd_xHg_{1-x}T_e$ ($0,22 \leq x \leq 0,40$).

Предметом данной статьи является изучение влияния пространственных флуктуаций состава на электрофизические свойства монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}T_e$ ($0,22 \leq x \leq 0,40$).

Для выявления наличия флуктуации в твердых растворах существует различные методы, описанные в [7, 8].

Одним из них является изучение зависимости электрофизических характеристик полупроводника от толщины исследуемого образца. С целью влияния флуктуации состава на электрофизические свойства монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}T_e$ п-и р-типа проводимости при $0,22 \leq x \leq 0,40$ нами применялся этот метод. В частности, экспериментально исследовано влияние размеров образца (толщины d) на электропроводность (σ) (рис1), коэффициент Холла (R_x) (рис2), выращенных методом зонной плавки через жидкий теллур, монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}T_e$ при $0,22 \leq x \leq 0,40$.

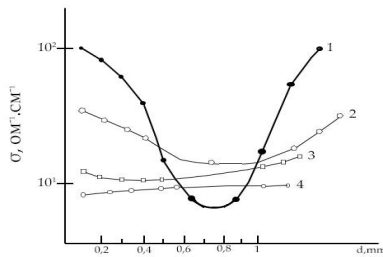


Рис1. Зависимость электропроводности

(σ) от толщины образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$.
 0,26;3-0,32,4-0,40 $T=80$ к.

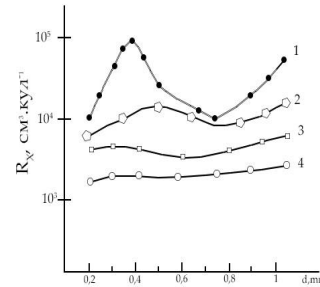


Рис2. Зависимости коэффициента Холла $|R_x|$

от толщины d образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$ x :1-0,22;2-
 0,26;3-0,32,4-0,40 $T=80$ к.

Измерения проводились на экспериментальной установке и после каждого измерения для уменьшения толщины образцов они подвергались механической обработке. Для снижения влияния поверхностных эффектов на изучаемые зависимости перед каждым измерением образцы подвергались химической обработке сперва на полирующем, а затем на бромистом травителе.

В результате исследования зависимости электрофизических характеристик от толщины, образцов уставлено, что с уменьшением d электропроводность и коэффициент Холла меняется немонотонно (рис.1 и 2). С увеличением x при постоянном значении d численные значения R_x и σ уменьшается. Найденные из этих зависимостей концентрация N и подвижность носителей заряда (μ_x) также повторяют ход зависимостей $R_x \approx f(d)$ и $\sigma - f(d)$. Эти экспериментальные результаты, а также данные работы [6], в которых исследовали фотоэлектрические свойства монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ при этих же условиях, показывают наличие крупномшабных неоднородных областей внутри кристалла, обусловленных флуктуацией состава, что объясняется приведенной в [6] моделью контравариантной модуляции зоны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барановский С.Д., Эфрос А.Л. Размытые краев зон в твердых растворах .ФТП, 1973, т.12,В.11, с.2233-2237.
- 2.Сагинов Л.Д., Фидеренко В.А., Пономеренко В.П., Егоров В.Л. Влияние флуктуации состава на оптические свойства $Cd_xHg_{1-x}Te$, ограниченное флуктуациями состава и выделениями второй фазы. Письма в ЖТФ, 1979,т.5, В.16,с.1013-1015.
3. Шак А.Я. Фотопроводимость неоднородных полупроводниковых твердых растворов. Письма в ЖЭТФ, 1982,т.35,в.9,с.357-359.
4. Власенко А.Н., Гаврилюк Ю.Н., Латуга В.В, Сальков Е.А. Время жизни в кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$, ограниченные флуктуациями состава и выделениями второй фазы. Письма в ЖТФ,1979,т.5.,В.16,с.1013-1015.
- 5.Салаев Э.Ю., Исмаилов Ф.Н., Исмаилов И.К., Абдинов А.Ш. Электроотражение и неоднородность по составу в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ Докл.АН.АзССР, 1981, т.37, В.3.с.15-17
6. Абдинов А.Ш., Агаев Р.Р., Кязымзаде А. Л.,Салаев Э.Ю., Сеидли Г.С. О влиянии флуктуации состава на фотоэлектрические свойства монокристаллов твердого раствора $Cd_xHg_{1-x}Te$ ФТП, 1984, т.18,в.6, с.1085-1086

7. Елизаров А.И., Иванов- Омский В.Н., Некоторые особенности низкотемпературной проводимости $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ ФТП, 1981, т.15, в.5, с.927-930.
8. Зверев Л.П., Кружев В.В., Миньков Г.М., Рут О.З. Определение параметров энергического спектра полуметаллического $Hg_{1-x}Cd_xTe$ методом туннельном спектрометрии в магнитном поле. ЖЭТФ, 1981, в.80, с.1163-1179

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СПЕКТР $CoCr_2S_{3,5}Se_{0,5}$

Э.А. Эйвазов, В.И. Гусейнов, С.Ш. Курбанов, И.Я. Алимарданова
*Азербайджанский Государственный Педагогический
 Университет*

Показано ,что в температурной области (140 ÷ 300)К в интервале частот (0,065 ÷ 6) МГц диэлектрические проницаемости ϵ' и ϵ'' $CoCr_2S_{3,5}Se_{0,5}$ с увеличением температуры растут по закону $\epsilon_i = a_1^i + a_2^i \exp(-\Delta x_i / kT)$. С увеличением частоты наблюдается убывание диэлектрической проницаемости. Анализ показывает, что основным механизмом поляризации является ориентационная поляризация.

Ключевые слова: Электрический спектр, поляризация

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты исследования электрического спектра ферромагнитного поликристаллического материала $CoCr_2S_{3,5}Se_{0,5}$ в интервале температур (140 ÷ 300)К и частот (0,065 ÷ 6) МГц. Исследования были проведены резонансным методом [1]. Выявлено, что в исследованной частотной области с увеличением частоты действительная (ϵ') и мнимая (ϵ'') части проницаемости уменьшаются, при этом при сравнительно низких частотах ($\omega \leq 1.5$ МГц) темп убывания $\frac{d\epsilon_i}{d\omega}$ значительно больше чем при высоких частотах.

Температурные зависимости ϵ' и ϵ'' идентичны. Характерным является то, что до определенной температуры ϵ' и ϵ'' остаются практически постоянными, а при дальнейшем увеличении температуры обе проницаемости резко растут. С увеличением частоты температура соответствующая резкому росту ϵ' смещается в сторону высоких температур. Характер температурной и частотной зависимости ϵ' и ϵ'' свидетельствует о релаксационной природе диэлектрических потерь в $CoCr_2S_{3,5}Se_{0,5}$.

Анализ полученных данных показывает, что экспериментальные кривые $\epsilon'_\omega = f(T)$ и $\epsilon''_\omega = f(T)$ могут быть описаны следующими выражениями:

$$\epsilon'_\omega(T) = a_1' + a_2' \exp\left(-\frac{\Delta E'}{kT}\right), \quad (1)$$

$$\epsilon''_\omega(T) = a_1'' + a_2'' \exp\left(-\frac{\Delta E''}{kT}\right) \quad (2)$$

где a_1' и a_2'' постоянные значения ϵ' и ϵ'' вплоть до T_H' и T_H'' , соответственно.

В (1) и (2) $\Delta E'$ и $\Delta E''$ энергетические характеристики поляризации в постоянном и переменном электрических полях, т.к. по физическому смыслу ϵ' обычная электрическая проницаемость, а ϵ'' - диэлектрическая проницаемость связанная с диэлектрической потерей ($\epsilon'' \sim tg\delta$).

Согласно (1) и (2) экспериментальные результаты по ε' и ε'' в координатах $\ln(\varepsilon'_\omega - a'_1) = f\left(\frac{1}{T}\right)$ и $\ln(\varepsilon''_\omega - a''_1) = f\left(\frac{1}{T}\right)$ должны ложиться на прямые, тангенсы угла которых будут характеризовать $\Delta E'$ и $\Delta E''$, соответственно. Предэкспоненциальные коэффициенты в (1) и (2) были определены как отрезки, отсекаемые от ординатной оси $\ln(\varepsilon^i_\omega - a^i_1)$ при $\frac{1}{T} \rightarrow 0$. Найденные описанным методом величины приведены в таблице.

f , МГц	ε'				ε''			
	a'_1	$a'_2 \cdot 10^{-6}$	$tq\delta$	$\Delta E'$, эВ	a''_1	$a''_2 \cdot 10^{-7}$	$tg\delta$	$\Delta E''$, эВ
0,065	30	46,77	2,79	0,240	22	11	3,2	0,276
0,20	24	12,70	2,83	0,244	12	5,6	2,89	0,249
0,50	20	9,24	2,89	0,249	6	1	2,78	0,239
1,00	12	8,23	3,01	0,254	3	0	2,81	0,242

Как следует из таблицы, энергетические характеристики $\Delta E'$ и $\Delta E''$ по порядку величины равны и практически не зависят от частоты. Коэффициенты a^i_1 и a^i_2 ($i = I, II$), входящие в (1) и (2) с увеличением частоты уменьшаются. С учетом сказанного (1) и (2) могут быть записаны в общем виде следующим образом:

$$\varepsilon^i(\omega_i T) = a^i_1(\omega) + a^i_2(\omega) \exp\left(-\frac{\Delta E^i}{kT}\right). \quad (3)$$

Можно показать, что ε' и ε'' в общем случае определяются следующими выражениями [2]:

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (4)$$

$$\varepsilon'' = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \cdot \omega} + \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \cdot \omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (5)$$

Согласно (4) и (5) температурные зависимости диэлектрических проницаемостей ε' и ε'' будут определяться соответствующими зависимостями времени релаксации (τ) и электропроводностью (σ) материала. Частотная зависимость их, при прочих одинаковых условиях, будет зависеть и от механизма проводимости, т.к. в случае зонного механизма $\sigma \neq \sigma(\omega)$, а при перескоковом механизме проводимости $\sigma = \sigma(\omega)$.

После простых преобразований из (4) и (5) можно установить следующую связь между ε' и ε'' :

$$\varepsilon' = \varepsilon'_\infty + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\varepsilon''}{\omega}. \quad (6)$$

В координатах $\varepsilon' = f\left(\frac{\varepsilon''}{\omega}\right)$, в случае пригодности (6) мы имеем прямую, тангенс угла наклона которого равен $\frac{1}{\tau}$ и отсекающую от ординатной оси отрезок равный ε'_∞ .

Такая прямолинейная зависимость имеет место и оказалось, что $\varepsilon'_\infty = 20,4$, а

$\tau \approx 15 \cdot 10^{-10}$ сек. Как видно, в нашем случае время релаксации по порядку соответствует ориентационной поляризации.

Таким образом, наши данные позволяют заключить, что доминирующей в поляризации $CoCr_2S_{3.5}Se_{0.5}$ является ориентационная поляризация и действительные и мнимые диэлектрические проницаемости с увеличением температуры растут, а с убыванием частоты увеличиваются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.А. Воробьев, Н.П. Похолков, Н.Д. Королев, В.И. Меркулов. Физика диэлектриков. Томск, Изд-во ТПУ, 2003, 328 с.
2. Ю.М. Поплавко, Л.П. Переверзева, И.П. Раевский. Физика активных диэлектриков. Ростов-на-Дону, изд-во ЮФУ, 2009, 298с.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОТРАЖЕНИЯ ПРИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В InAs

М.А. Мусаев

Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия

m_musaver@yahoo.com

Изучены особенности отражения слабой сигнальной волны при четырехволновом взаимодействии в схеме с двумя встречными волнами в узкозонном полупроводнике InAs на длине волны 10,6 мкм и измерены константы нелинейного взаимодействия.

Исследование зависимости эффективности четырехволнового взаимодействия R от интенсивности опорных волн I показало, что при малых интенсивностях $R \sim I^2$, как и следует из теории четырехволнового взаимодействия, в средах с независимой от интенсивности нелинейной восприимчивостью третьего порядка $\chi^{(3)}$ [1]. Из полученных результатов определены величины $\chi^{(3)}$ в InAs, которые при вырожденном четырехволновом взаимодействии составили $\sim 2,5 \cdot 10^{-7}$ СГСЕ. Показано, что $\chi^{(3)}$ в этом полупроводнике обусловлена нелинейностью движения свободных электронов из-за непараболичности зоны проводимости. Исследована зависимость $\chi^{(3)}$ от концентрации свободных электронов N_e и от температуры. Из этих данных определены времена релаксации электронов в зоне проводимости по энергии τ_E , которые составили ~ 10 пс при $N_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\sim 0,5$ -1 пс при $N_e \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

При увеличении интенсивности обнаружено отклонение зависимости R(I) от квадратичной, и при интенсивности $I > 1$ -2 МВт/см² R стало уменьшаться с ростом интенсивности. Интенсивности, при которых достигается максимум эффективности R, оказались примерно равными интенсивностям, при которых проявляется нелинейное поглощение, обусловленное трехфотонной генерацией свободных электронов. Константа нелинейного поглощения составляет в InAs $\gamma_4 = 0,14 \text{ см}^3/\text{МВт}^2$ и обусловлена поглощением излучения на дырках, возникающих в результате генерации свободных электронов. Так как сечение поглощения на дырках в узкозонных полупроводниках значительно превышает сечение поглощения на свободных электронах, то для заметного роста поглощения требуется относительно малые концентрации генерируемых свободных электронов, недостаточные для заметного изменения $\chi^{(3)}$.

Теоретически рассмотрена задача о четырехволновом взаимодействии при постоянной $\chi^{(3)}$ и с учетом линейного и нелинейного поглощения. Для эффективности отражения в борновском приближении получено выражение

$$R = \left(\frac{2\pi\omega}{cn_0} \chi^{(3)} I \right)^2 \exp[-2\ell(\alpha + \gamma_n I^{n-1})] \left[\frac{1 - \exp[-\ell(\alpha + \gamma_n I^{n-1})]}{\alpha + \gamma_n I^{n-1}} \right]^2 \quad (1)$$

где ℓ – длина взаимодействия, ω – частота излучения, c – скорость света, n_0 – показатель преломления, α – коэффициент линейного поглощения, $\gamma_n I^{n-1}$ – коэффициент Нелинейного поглощения по интенсивности. Подстановка независимо измеренных α , $\chi^{(3)}$ и γ_n в (1) и сопоставление расчета с экспериментом показало хорошее согласие (Рис. 1).

Из (1) определены оптимальная длина взаимодействия ℓ_{opt} , интенсивность накачки I_{opt} и максимальная достижимая эффективность отражения R_{max}

$$\ell_{opt} \approx \frac{0,46}{\alpha}, \quad I_{opt} \approx \sqrt[3]{\frac{\alpha}{2\gamma_n}}, \quad R_{max} = \frac{0,13M^2}{\sqrt[3]{4\gamma_n^2\alpha^4}}$$

Здесь $M = \frac{\pi\omega\chi^{(3)}}{cn}$ – константа характеризующая нелинейную связь взаимодействующих волн.

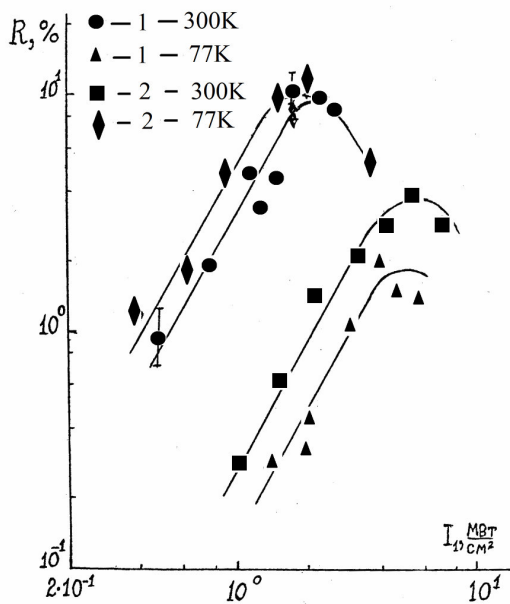


Рис. 1. Зависимости R от I_1 в образцах InAs с разными N_c ($1-N_c=1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $2-N_c=1,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) при комнатной и азотной температурах

Полученные выражения показывают, что R_{max} является характеристикой каждого образца, определяемой величинами α , $\chi^{(3)}$ и γ_n в нем. Измерение указанных величин в ряде образцов InAs показало, что при оптимальных длинах и интенсивности излучения в этом материале достижимы $R > 100\%$. Ис следовано влияние температуры на α , $\chi^{(3)}$ и γ_n и соответственно R_{max} .

Полученные из экспериментальных данных значения $\chi^{(3)} = \frac{cn}{\pi\omega} M$ в InAs существенно превышают значения $\chi^{(3)}$ в этом полупроводнике, обусловленные ангармонизмом движения связанных электронов. С другой стороны, можно утверждать, что наблюдаемое отражение при ЧВ не связано с генерацией свободных носителей при трехфотонном в InAs поглощения. В противном случае,

вместо наблюдаемой квадратичной зависимости R и I_1 , наблюдалось бы $R \sim I_1^6$. Вклад теплового механизма нелинейности в R , как показали оценки, незначителен ($< 0,05\%$). Таким образом, можно предположить, что основным механизмом, ответственным за отражение при ЧВ в этих полупроводниках, является непараболичность зоны проводимости. Расчеты $\chi_{кл}^{(3)}$, обусловленной, непараболичностью зоны проводимости в полупроводниках, проводились в классической работе [2]. Экспериментальные

значения $\chi^{(3)}$ сильно отличаются от расчетных $\chi_{кл}^{(3)}$, и рост $\chi^{(3)}$ в зависимости от N_e не являются монотонным, как это должно следовать из теории. При низких концентрациях носителей, ($N_e \lesssim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) $\chi^{(3)} / \chi_{кл}^{(3)}$ составляет $\sim 20 \div 30$, с увеличением N_e оно уменьшается и при $N_e \gtrsim 1,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ это отношение составляет $4 \div 6$. Максимальное $\chi^{(3)} \approx 2,5 \cdot 10^{-7}$ CGSE в InAs наблюдалось в образце с $N_e \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Наблюдаемое отличие измеренных величин $\chi^{(3)}$ от $\chi_{кл}^{(3)}$ может быть связано со следующим обстоятельством. Существующая в настоящее время схема вычисления нелинейных оптических восприимчивостей основана на разложении матрицы плотности системы, состоящей из вещества и электромагнитного поля, в ряд по теории возмущений. Для электронной поляризации параметром разложения в теории возмущений является $E/E_{ат}$. При этом пренебрегается изменением функции распределения электронов в рассматриваемой системе.

Учет изменения функции распределения, для нелинейных оптических эффектов вырожденного типа в разложении поляризации по степеням поля приводит к появлению параметров отличных от $E/E_{ат}$ и даже существенно превышающих его. Именно с этими параметрами связано в теории возникновение больших и даже "гигантских" нелинейностей при взаимодействии излучения с веществом. Таким образом, наблюдающиеся большие нелинейности можно рассматривать как реакцию вещества на происходящие в нем под действием поля макроскопические изменения (генерация носителей тока в полупроводниках, насыщения поглощения, изменение системы энергетических уровней и др.) и сопутствующие им необратимые изменения в системе.

В частности, учет диссипации энергии свободных электронов за счет взаимодействия с кристаллической решеткой, ионами примеси и др. может привести к существенному превышению нелинейной восприимчивости, обусловленной непараболичностью зоны проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев В.Г. Нелинейная оптика и обращение волнового фронта. М.: Физматлит, 2003, 256с.
2. Yuen S.Y., Wolff P.A. Difference-frequency variation of the free-carrier-induced, third-order nonlinear susceptibility in n-InSb// Appl. Phys. Lett., 1982, vol. 40, №6, p.457-459.

TlIn_{1-x}Dy_xTe₂ BƏRK MƏHLULLARININ İSTİLİKKEÇİRMƏSİ

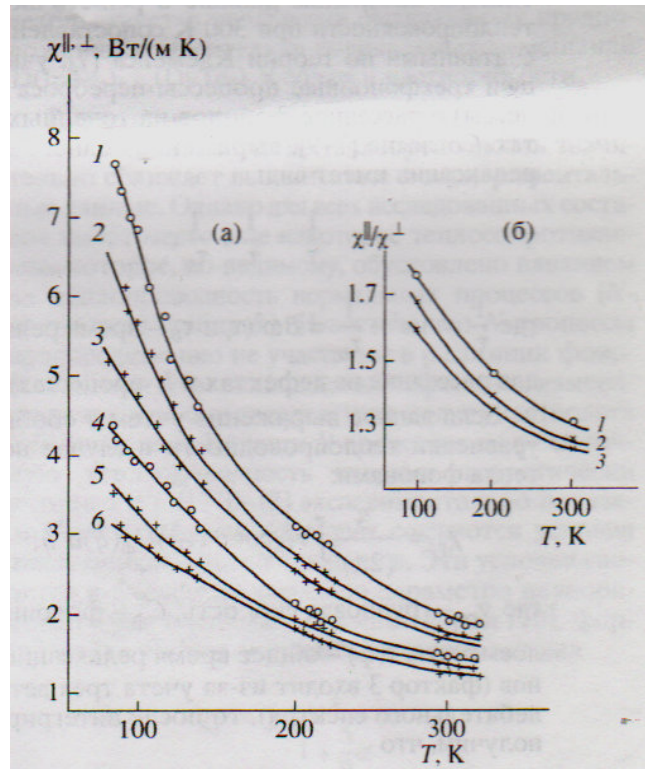
H.İ. Zeynalov, M.M. Zərbəliyev, A.H. Dəmirov
Sumqayıt Dövlət Universiteti

Müəyyən edilmişdir ki, TlInTe₂ birləşməsində və onun əsasında TlIn_{1-x}Dy_xTe₂ bərk məhlullarında istilik əsas etibarı ilə qəfəsin istilik rəqslərinin hesabına daşınır. Fononların səpilməsində əsas rolu üç fononlu proseslər (U-proseslər) oynayır. TlIn_{1-x}Dy_xTe₂ bərk məhlullarında Debay temperaturundan böyük temperaturlarda fononların səpilməsində eyni zamanda U- proseslərlə birlikdə N-proseslər və nöqtəvi defektlərdən səpilmə aktiv rol oynayır.

Ədəbiyyatda [1-3] $\text{TlInS}_2(\text{Se}_2\text{Te}_2)$ - $\text{TlDyS}_2(\text{Se}_2\text{Te}_2)$ sistemi tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, TlInTe_2 - TlDyTe_2 sistemində 12 mol% həll olma oblasti mövcuddur. $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x$ bərk məhlulları, eləcə də TlInTe_2 ilkin birləşməsi tetraqonal sinqoniyada kristallaşır. İlkin komponentlərin 1:1 nisbətində dördqat $\text{Tl}_2\text{InDyTe}_4$ birləşməsi əmələ gəlir. Tərkib-elektrik xassələrinin asılılığının öyrənilməsi göstərdi ki, sistemin bütün birləşmə və bərk məhlulları sırf yarımkeçirici xarakterə malikdirlər. TlInTe_2 - TlDyTe_2 sistemi birləşmə və bərk məhlullarının keçiriciliyinin tipi və əsas yarımkeçirici parametrlər təyin edilmiş və güclü elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyi öyrənilmişdir.

İstilikkeçirmənin konsentrasiya asılılığının analizi, birləşmənin yaranması, istilikdaşınmanın əlavə mexanizmləri və bərk məhlullardan fononların səpilməsi və başqa hadisələr haqda mühüm məlumatlar verir.

Bu işdə TlInTe_2 - TlDyTe_2 sistemi bərk məhlullarının anizotrop kristallarından fononların əsas səpilmə mexanizmini aşkar etmək üçün istilikkeçirmənin temperatur asılılığı tədqiq edilmişdir.



Şəkil. $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Te}_2$ bərk məhlullarının $x=0,01$ (1,4); $0,05$ (2,5); $0,09$ (3,6) istilik selinin (001) müstəvisinə paralel olan hal üçün (1-3) və perpendikulyar olan hal üçün (4-6) (a), $\chi^{\parallel}/\chi^{\perp}$ nisbətinin $x=0,01$ (1), $x=0,05$ (2) və $0,09$ (3) (b) temperaturdan asılılığı.

$\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Te}_2$ bərk məhlullarının monokristallik nümunələrinin istilik selinin təbəqəyə paralel (χ^{\parallel}) və perpendikulyar (χ^{\perp}) istiqamətlərdə istilikkeçirmənin temperatur asılılığı şəkildə göstərilmişdir.

Ümumi istilikkeçirmənin elektron toplananı Videman Fransın məlum münasibətinə əsasən qiymətləndirilmiş və $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Te}_2$ -nin müxtəlif tərkibləri üçün ümumi istilikkeçirmənin 1%-ni aşmamışdır. Ona görə də hesab etmək olar ki, ölçülən kəmiyyətlər qəfəs rəqslərinin verdiyi payın hesabınadır.

Şəkildən görünür ki, bütün temperatur intervalında bərk məhlullarda anizotropiya müşahidə olunur. Məlumdur ki, atomların nizamlı düzülüşə malik olan birləşmədən onun əsasında bərk məhlullara keçdikcə istilikkeçirmənin atom kütləsindən asılı olaraq adi

qanunauyğun dəyişməsindən kənarçıxma müşahidə edilir. Bu hal onunla əlaqədardır ki, dəyişən tərkibli qarışıq kristallar üçün lokal nöqtəvi defektlərdən fononların səpilməsi üstünlük təşkil edir. $TlInTe_2$ birləşməsində və onun əsasında $Tl_2InDyTe_2$ bərk məhlullarında istilik əsas etibarlı ilə qəfəsin istilik rəqslərinin hesabına daşınır.

Fononların səpilməsində əsas rolu üç fononlu U-proseslər oynayır. $TlIn_{1-x}Dy_xTe_2$ bərk məhlullarında Debay temperaturundan böyük temperaturlarda fononların səpilməsində eyni zamanda U-proseslərlə yanaşı N-proseslər və nöqtəvi defektlərdən səpilmə aktiv rol oynayır.

ƏDƏBİYYAT

1. Зарбалиев М.М. Твердые растворы замещение в системе $TlInTe_2$ - $TeDyTe_2$ // Неорган.материалы. 1999. Т.35 №5 с.560-564
2. Зейналов Г.И., Зарбалиев М.М., Сардарова Н.С. Электрофизические свойства сплавов системы $TlInTe_2$ - $TeDyTe_2$ // Неорган.материалы. 1999. т. 36, №8, с.913-916
3. Зарбалиев М.М. Твердые растворы $TlIn_{1-x}YbS_2$ // Неорган.материалы. 2000. Т.36.№5., с.619-623

$TlGa_{1-x}Gd_xS_2$ ($0,01 \leq x \leq 0,03$) BƏRK MƏHLULLARININ İSTİDƏN GENİŞLƏNMƏSİ VƏ İZOTERMİK SIXILMASI

M.M. Qurbanov, S.C. Məmmədov, C.C. Bayramov, M.M. Qocayev
Sumqayıt Dövlət Universiteti

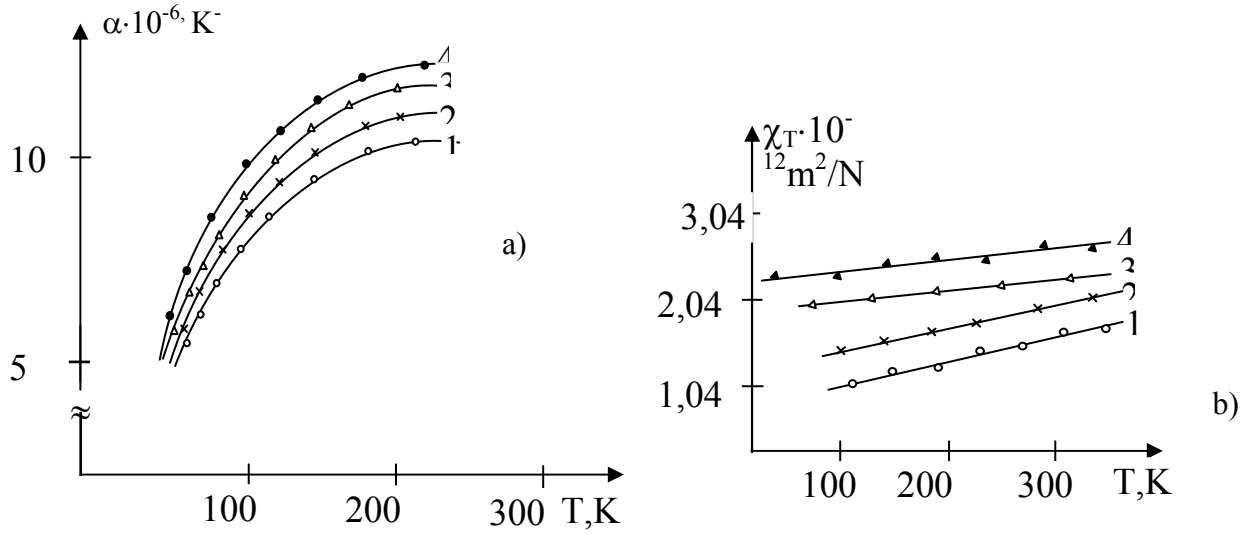
Baxılan işdə $TlGaS_2$ birləşməsi və $TlGa_{1-x}Gd_xS_2$ ($0 \leq x \leq 0,03$) bərk məhlullarının istidən genişlənmə və izotermik sıxılma əmsallarının eksperimental qiymətləri verilmişdir. İstidən genişlənmə və izotermik sıxılma əmsallarının təcrübi qiymətləri əsasında Debay xarakteristik temperaturu, atomlararası orta kvadratik yerdəyişmə, Yunq modulu, sürüşmə əmsalı və Puasson əmsalı hesablanmışdır. Tərkibdə qadolinium atomlarının miqdarı artdıqca Debay temperaturunun, Yunq modulunun, Puasson əmsalının azalması, orta kvadratik yerdəyişmənin və sürüşmə modulunu qiymətinin artması atomlararası kimyəvi rabitə qüvvəsinin zəifləməsi ilə əlaqələndirilir.

$A^{III}B^{VI}$ tip kristallardan və onların əsasında alınan bərk məhlullardan praktikada geniş istifadə edilir. Bu baxımdan $TlGaS_2$ birləşməsi daxilində qallium atomlarının qismən qadolinium atomları ilə əvəz olunması nəticəsində alınan bərk məhlullar da həm nəzəri, həm də praktik baxımından maraqlıdır. Tərkibə qadolinium atomlarının daxil edilməsi qadağan olunmuş zonanın eninə və atomlararası kimyəvi əlaqə qüvvəsinin qiymətinə təsir göstərir.

$TlGa_{1-x}Gd_xS_2$ ($x=0,01; 0,02; 0,03$) bərk məhlullarının sintezi mövcud metodika əsasında aparılmışdır [1]. Müxtəlif tərkiblərin rentgen quruluş analizi göstərmişdir ki, alınan bərk məhlullar monoklin quruluşda kristallaşır və tərkibdə qadoliniumun miqdarı artdıqca qəfəs parametrləri də qanunauyğun şəkildə dəyişir.

Sintez olunmuş tərkiblərdən istidən genişlənmə və izotermik sıxılma əmsallarını ölçmək üçün uzunluğu 0,03m və diametri 0,005m olan silindrik formalı nümunələr hazırlanmışdır. İstidən genişlənmə və izotermik sıxılma əmsalları geniş temperatur intervalında ($77 \div 300$)K məlum metodika əsasında ölçülmüşdür [2].

$TlGaS$ birləşməsinin və $TlGa_{0,99}Gd_{0,01}S_2$, $TlGa_{0,98}Gd_{0,02}S_2$, $TlGa_{0,97}Gd_{0,03}S_2$ bərk məhlullarının istidən genişlənmə və izotermik sıxılma əmsallarının temperatur asılılıqları şəkil 1a və şəkil 1b-də göstərilmişdir.



Şəkil 1. $\text{TlGa}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}_2$ bərk məhlulunun istidən genişlənmə əmsalının (a) və izotermik sıxılma əmsalının (b) temperatur asılılığı.
 1- TlGaS_2 ; 2- $\text{TlGa}_{1,99}\text{Gd}_{0,01}\text{S}_2$; 3- $\text{TlGa}_{1,98}\text{Gd}_{0,02}\text{S}_2$; 4- $\text{TlGa}_{1,97}\text{Gd}_{0,03}\text{S}_2$

Şəkillərdən görüldüyü kimi bütün tərkiblərdə istidən genişlənmə və izotermik sıxılma əmsallarının temperatur asılılıqlarının xarakteri TlGaS_2 birləşməsinin istidən genişlənmə (α) və izotermik sıxılma (χ_T) əmsalının temperatur asılılığı ilə tamamilə eyni alınır. Bütün tərkiblərdə α və χ_T əmsallarının temperatur asılılıqlarında heç bir anomaliya müşahidə edilmir. Tərkibə az miqdarda çəki nisbətində qadolinium atomlarının daxil edilməsi α və χ_T əmsallarının artmasına səbəb olur. Bu onunla əlaqələndirilir ki, TlGaS_2 birləşməsində tərkibə ion radiusu qalliumun ion radiusuna nisbətən böyük olan qadolinium ($r_{\text{Ga}}=0,93\text{Å}$; $r_{\text{Gd}}=0,96\text{Å}$) atomlarının daxil edilməsi, həm kristal qəfəsində defektliyin artmasına, həm də atomlararası kimyəvi rəbitə qüvvəsinin azalmasına səbəb olur. Bu halda ümumi kimyəvi əlaqədə metallik rəbitənin rolu artır.

İstidən genişlənmə və izotermik sıxılma əmsallarının təcrübi qiymətləri əsasında, ədəbiyyat [3,4]-də verilən empirik düsturların köməyi ilə $\text{TlGa}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}_2$ ($0 \leq x \leq 0,03$) bərk məhlullar üçün bir sıra istilik və elastikiyyət parametrləri: Debay xarakteristik temperaturu ($\theta = 19,37 \sqrt{\bar{A} \cdot V^{2/3} \cdot \alpha}$); atomlararası orta kvadratik yerdəyişmə ($\sqrt{\bar{U}^2} = 4,3 \cdot 10^{-14} \left[\frac{D(\theta/T)}{\theta/T} + \frac{1}{4} \right] / (\bar{A} \cdot \theta)$); Yung modulu ($E = \frac{\theta \cdot m^3 \cdot d^6}{1,6818 \cdot 10^3}$); sürüşmə modulu ($\mu = \frac{E}{2(1+\sigma)}$); Puasson əmsalı ($\sigma = 1 - (E/3k)$) hesablanmışdır. Hesablamanın nəticəsi cədvəldə verilmişdir.

T, K	TiGaS ₂					TiGa _{1,99} Gd _{0,01} S ₂					TiGa _{1,98} Gd _{0,02} S ₂					TiGa _{1,97} Gd _{0,03} S ₂				
	θ, K	$\sqrt{U^2}$, Å	E, QPa	σ	μ, QPa	θ, K	$\sqrt{U^2}$, Å	E, QPa	σ	μ, QPa	θ, K	$\sqrt{U^2}$, Å	E, QPa	σ	μ, QPa	θ, K	$\sqrt{U^2}$, Å	E, QPa	σ	μ, QPa
80	298	0,138	373,6	0,473	63,8	300	0,136	585,2	0,492	50,3	302	0,135	592,6	0,501	99,4	305	0,134	625,3	0,525	162,4
90	285	0,146	349,7	0,475	79,2	297	0,143	580,4	0,489	65,2	298	0,140	590,3	0,497	109,2	299	0,138	620,2	0,510	160,3
100	271	0,158	324,3	0,480	80,3	283	0,154	579,2	0,487	70,3	284	0,152	581,6	0,461	110,6	286	0,150	619,3	0,502	159,2
120	259	0,169	280,0	0,482	86,4	276	0,162	561,3	0,481	89,6	277	0,160	573,2	0,452	120,2	278	0,157	516,6	0,500	157,1
140	252	0,197	235,6	0,486	87,3	268	0,193	554,7	0,480	97,1	269	0,189	569,9	0,449	127,4	271	0,185	510,7	0,496	150,0
160	234	0,220	241,7	0,489	89,6	259	0,215	543,8	0,479	99,8	261	0,212	525,1	0,430	130,6	262	0,208	500,8	0,481	149,8
180	218	0,251	234,3	0,501	90,3	247	0,246	539,0	0,461	103,6	248	0,244	500,0	0,290	137,3	249	0,241	499,1	0,480	136,3
200	205	0,279	226,7	0,512	92,6	234	0,273	521,7	0,452	119,0	237	0,270	481,2	0,255	140,1	238	0,265	480,2	0,480	131,4
250	171	0,310	200,5	0,516	101,7	221	0,307	503,2	0,449	121,2	224	0,303	479,6	0,121	147,8	225	0,299	470,3	0,473	130,2
300	156	0,243	197,6	0,519	116,8	209	0,340	497,8	0,425	139,6	210	0,336	469,2	0,119	150,1	211	0,331	462,6	0,470	129,5
350	155	0,345	192,4	0,525	126,9	192	0,342	461,8	0,410	142,4	193	0,339	450,7	0,85	157,3	195	0,338	452,8	0,469	110,6

Сәдвәлдән гөрүндүюү кими температурун артмасы илә θ , σ , E -нин қиымәтләри азалыр, $\sqrt{U^2}$ вә μ -нин қиымәтләри исә артыр. Бу бир даһа гөстәрир ки, тәркибиндә қадолiniumун миқдары артдыққа кристал қәфәсдә атомларарасы кимйәви рабитә қүввәси зәифләйир.

ӘДӘБИҲҲАТ

1. Д.Д. Байрамов, М.М. Годжаев, М.М. Курбанов, У.М. Мустафаева. Фотопроводимость твердых растворов $TiIn_{1-x}Gd_xS_2$. SDU Elmi хәбәрләг, сild 9, № 3-4, Sumqayıt ş. 2009, сәһ.6-9.
2. Э.М. Годжаев, Г.И. Зейналов, С.Д. Мамедов. Синтез и рентгенографическое исследование сплавов системы $TiInS_2-TiDyS_2$ /Изв.АН СССР. Неорган. материалы. 1986, Т.22, №12, с.1905-1907.
3. М.М. Курбанов. Тепловое расширение и изотермическая сжимаемость $TiGaSe_2$. Неорган. Материалы, том 37, с.1447, 2001 г.
4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. М.: Наука, 1965.

КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЯ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА С МЕЛАНИНОМ РАСТИТЕЛЬНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

Р.М. Багиров, О.Ш. Багирова, Г.А. Турабова
Бакинский Государственный Университет

*Выделен меланин растительного происхождения из кожуры бобов *Visia faba* и исследованы взаимодействия полученных меланинов с ионами железа. Установлено, что растительные меланины способны образовывать комплексы с ионами железа как в его двух, так и в трехвалентном состоянии. Причем, при взаимодействии с ионами Fe^{2+} меланины их частично окисляют до Fe^{3+} с последующим комплексобразованием Fe^{2+} и Fe^{3+} . Величины параметров ГР-спектра изученного образца характерны для высокоспиновых комплексов ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} с октаэдрическим лигандным окружением. Предполагается, что способность растительных меланинов эффективно связывать прооксидантные ионы Fe^{2+} может является одним из возможных механизмов их антиоксидантных и протекторных свойств.*

Биополимеры –высокомолекулярные природные соединения, которые являются структурной основой всех живых организмов и растений, и выполняют ключевые функции в процессах их жизнедеятельности. Одним из таких биополимеров является меланин. Под термином меланин понимают черные, темно-коричневые (в некоторых случаях желтые) чрезвычайно химически устойчивые пигменты, имеющие полимерную природу. Они образуются в результате окислительной полимеризации

тирозина, диоксифенилаланина и катехоламинов на белковой матрице. Биологическая роль меланинов разнообразно и зависит от органа, где они локализируются [1].

В последнее время накопилось ряд важных физико-химических свойств меланинов (электретные, полупроводниковые, электронно и ионно-обменные, каталитические, антиоксидантные, противовоспалительные, антитоксичные, антирадиационные, антиопухолевые и т.д.), благодаря которым они стали объектом пристального исследования широких кругов исследователей [2].

В наших ранних работах были исследованы комплексообразования ионов железа с синтетическим L-ДОФА-меланином, с меланопротеиновыми гранулами (МПГ) глаза позвоночных. Высказано предположение, что в случае МПГ подавление ими перекисного окисления липидов связано в первую очередь со связыванием ионов Fe^{2+} , являющихся катализаторами перекисного окисления липидов [3].

Пигменты меланинового ряда играют важную роль и в растительном мире, где их функции связаны главным образом с защитой клеток от различных повреждающих факторов внешней среды и в первую очередь света. Можно полагать, что вышеупомянутый механизм является существенным и в случае меланиновых пигментов растительного происхождения.

В настоящей работе представлены результаты исследования методом гамма-резонансной спектроскопии (ГРС) комплексообразования ионов железа с меланинами, выделенными из кожуры бобов *Visia faba*.

Промытые бобы предварительно замачивали в дистиллированной воде для набухания, что облегчало снятие кожуры. Отделенную кожуру высушивали на воздухе при комнатной температуре, а затем путем кипячения кожуры с обратным холодильником в 0,5М растворе NaOH в течение 2-х часов экстрагировали из нее меланин. Полученный экстракт подкисляли 1N H_2SO_4 до pH 4,5, при этом из экстракта выпадал хлопьевидный осадок черного цвета, который отделяли центрифугированием (4000 g, 20 мин.). Затем осадок 5-6 раз промывали дистиллированной водой с последующим осаждением при тех же оборотах до нейтральной реакции супернатанта.

Комплексы ионов железа с меланином получали инкубированием свежесыделенного меланина (18 мг сухого веса) в 8 мл растворе $^{57}FeSO_4$ (pH 6,0) с концентрацией 0,23мг/мл при комнатной температуре. Во избежание окисления ионов Fe^{2+} в слабокислой среде в исходный раствор добавляли гидроксилламин $(NH_2OH)_2 \cdot H_2SO_4$, сильнопрепятствующего агента образования окислов или гидроокислов железа. Предварительные опыты показали, что гидроксилламин не восстанавливает меланин. Раствор $^{57}FeSO_4$ получали растворением металлического α -Fe в разбавленной (0,1-0,2M) H_2SO_4 («ХЧ») в инертной среде.

ГР-спектры регистрировали на установке электродинамического типа в режиме постоянного ускорения. Источником резонансных γ -квантов служим изотоп ^{57}Co в матрице Cr.

ГР-спектры изученных нами систем $^{57}FeSO_4$ +меланин при температуре 80К представлена на рис.1, а в табл.1 приведены параметры их ГР-спектров. Исходный раствор и супернатант после осаждения имеют аналогичные ГР-спектры –это четкий дублет с параметрами, характерными для высокоспиновых (ВС) комплексов ионов Fe^{2+} . Осадок имеет сложный ГР-спектр, состоящий, по крайней мере, из 4-х парциальных спектров: двух дублетов и двух секететов с уширенными линиями. Центральный менее интенсивный дублет, доля которого составляет ~22% от общего спектра (по площади) характерен для ВС комплексов Fe^{2+} . Отличия параметров этого дублета, в первую очередь КР, от параметров Fe^{2+} в исходном растворе указывает на комплексообразование ионов Fe^{2+} с меланинами. Более интенсивный центральный узкий дублет (~37%) характерны для парамагнитных ВС комплексов ионов Fe^{3+} . Параметры секететных парциальных спектров (~41%) также характерны для ионов Fe^{3+} .

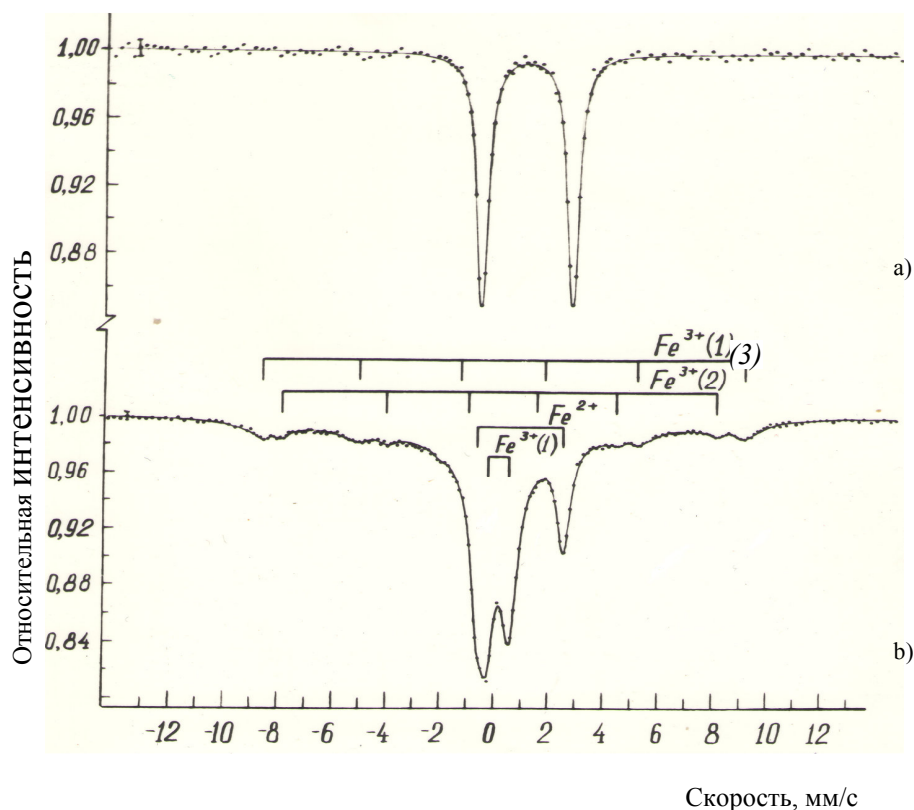


Рис.1. ГР-спектры изученных образцов при температуре 80 К.
 а) Исходный раствор $^{57}\text{FeSO}_4$; б) Комплекс $^{57}\text{FeSO}_4$ + растительный меланин

Таблица 1.

Параметры ГР-спектров изученных образцов при температуре 80К. А –исходный раствор $^{57}\text{FeSO}_4$; В – супернатант после осаждения; С –комплекс $^{57}\text{FeSO}_4$ растительный меланин

№	Образцы	Fe^{2+}		$\text{Fe}^{3+}(1)$		$\text{Fe}^{3+}(2)$			$\text{Fe}^{3+}(3)$		
		ИС мм/с	КР мм/с	ИС мм/с	КР мм/с	ИС мм/с	КР мм/с	$\text{H}_{\text{эф}}$ Тл	ИС мм/с	КР мм/с	$\text{H}_{\text{ф}}$ Тл
1.	А	1,37	3,33								
2.	В	1,36	3,35								
3.	С	1,34	3,22	0,56	0,83	0,58	0,16	50,2	0,51	0,14	55, 5

Таким образом меланины растительного происхождения способны образовывать комплексы с ионами железа как в его двух, так и в трехвалентном состоянии, причем, при взаимодействии с ионами Fe^{2+} меланины их частично окисляют до Fe^{3+} и помимо ионов Fe^{3+} связывают последних. Значение параметров всех парциальных ГР-спектров указывают на октаэдрическое лигандное окружение ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} в комплексах. Следовательно, по отношению к ионам железа меланина вступают как лиганды слабого поля.

Одновременное присутствие магнитной и дублетной парамагнитных компонент в ГР-спектрах, по видимому, связано неоднородным распределением железосвязывающих центров в полимере меланина.

Основная часть координированных ионов Fe^{3+} расположены достаточно близко друг к другу (например они входят в состав полиядерных ($n \geq 2$) кластеров) и, благодаря быстрой релаксации обусловленной эффективным спин-спиновым взаимодействием наблюдаются дублетные парциальные ГР-спектры. Наличие магнитных релаксационных спектров указывает на то, что часть координирующих центров в меланине обособлена. Другими словами в случае достаточно разделенных в пространстве ионов Fe^{3+} спин-спиновое взаимодействие сильно ослабится. При низких температурах также будут подавлены спин-решеточные релаксации и для таких структур будут наблюдаться релаксационные парциальные ГР-спектры с размытой сверхтонкой структурой (СТС).

Секстет с полем 55Тл соответствует ионам Fe^{3+} , связанным с карбоксильными группами, секстет с меньшим полем (~50Тл) соответствует структурам, где в координации с Fe^{3+} наряду с COO^- -группами участвуют также амино- или имино группы меланина. Молекулы воды, входящие в состав полимеров также могут участвовать в координации с ионами железа. Ионы Fe^{2+} образуют с меланинами моноядерные комплексы, при этом центры связывания достаточно удалены друг от друга.

Исходя из полученных данных можно полагать, что способность растительных меланинов эффективно связывать прооксидантные ионы Fe^{2+} может являться одним из возможных механизмов их антиоксидантных и протекторных свойств.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борщевская М.И., Васильева С.М. Развитие представлений о биохимии и фармакологии меланиновых пигментов. Вопросы медицинской химии – 1999, №1, с.5-16.
2. Донцов А.Е., Островский М.А. Антиоксидантная роль экранирующих пигментов глаза-меланинов и оммохромов и физико-химические механизмы их действия. – В кн. «Химическая и биологическая кинетика. Новые горизонты», М.: 2005, т.2, с.155-174.
3. Багиров Р.М., Насиров Э.Ф., Багирова О.Ш., Турабова Г.А. Исследование взаимодействия ионов железа с мелагосомами. Труды V Международной научно-технической конференции «Актуальные проблемы физики», Баку, 2008, с.174-176.

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ АМОРФНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА ОТ ВЫСОТЫ БАРЬЕРА $p-n$ ПЕРЕХОДА

**Ш.Г. Аскеров, М.Н. Агаев, В.Г. Сафаров,
М.Г. Гасанов, Ф.Б. Абдурахманова**
Бакинский Государственный Университет
Mahammad.hasanov@rambler.ru

Исследованы солнечные Элементы (СЭ) на основе $p-n$ перехода с металлизацией из аморфного металлического сплава $Al_{80}Ni_{20}$ и зависимость эффективности кремниевых солнечных элементов от высоты потенциального барьера (ВПБ) $p-n$ перехода. Для снижения потерь отражении от поверхности были использованы просветляющая покрытия (ФСС). Из снятых нагрузочных ВАХ и $C-V$ характеристик определены коэффициент полезного действия С.Э. (кпд) и ВПБ соответственно. Установлена некоторая зависимость между увеличением величины ВПБ и повышением К.П.Д. С.

В современной солнечной энергетике особое внимание уделяется разработке высокоэффективных солнечных элементов, какими являются монокристаллические кремниевые солнечные элементы (С.Э) [1–3]. Основная цель дальнейших разработок – снижение стоимости С.Э. [3] за счет совершенствования технологии их изготовления, повышение КПД и уменьшение рабочей поверхности СЭ.

Нами были исследованы элементы на основе р–п перехода из р-Si, покрытые просветляющим покрытием с переменным составом SiO_x ($x=1\div 2$) и Ag металлизацией [4], и элемент, покрытый фосфорсиликатным стеклом (ФСС) и металлизацией из аморфного металлического сплава $\text{Al}_{80}\text{Ni}_{20}$ [3–5]. Все образцы имели на рабочей поверхности одинаковый рисунок контактной сетки, но с различным шагом. Сняты нагрузочные ВАХ исследуемых элементов (рис.1), из которых рассчитана к.п.д. солнечных элементов [4]. Из снятых вольт–фарадных характеристик рассчитана высота потенциального барьера р–п перехода С.Э. (рис.2)

Во время измерений солнечная батарея освещалась проградуйрованным имитатором солнечного излучения с регулируемой интенсивностью потока. Интенсивность потока изменялось в пределах от $30 \cdot 10^{-3}$ до $0\text{Vt}/\text{cm}^2$. Все измерения проводились при комнатных условиях.

При освещенности $F=450 \text{ L}_x$ были получены следующие данные:

Параметры элементы	η , %	$I_{\text{кз}}$, mA	$U_{\text{хх}}$, V	$\Phi_{\text{В}}$, eB
I элемент	18,3	14,3	0,86	1,3
II элемент	16,9	13,85	0,9155	1,25
III элемент	10,17	14,5	0,472	0,45

где η – коэффициент полезного действия СЭ

$I_{\text{кз}}$ – ток короткого замыкания

$U_{\text{хх}}$ – напряжение холостого хода

$\Phi_{\text{В}}$ – высота потенциального барьера р–п перехода

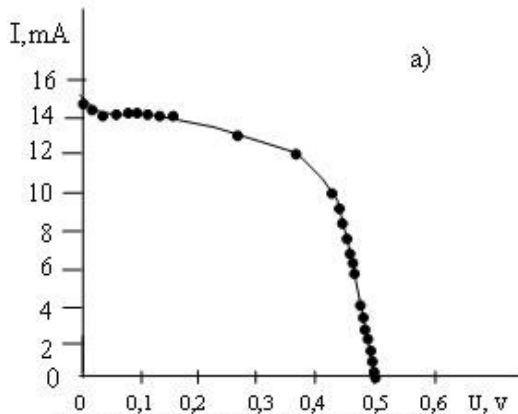


Рис.1. Нагрузочная ВАХ элемента на основе р–п перехода из Si–р с аморфной $\text{Al}_{80}\text{Ni}_{20}$ металлизацией при $F = 450 \text{ L}_x$

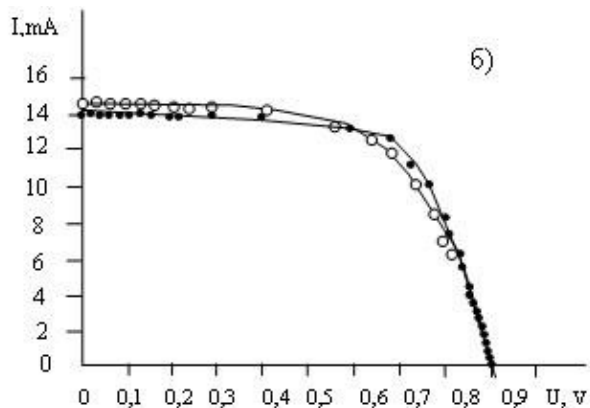


Рис.2. Нагрузочная ВАХ элементов на основе р–п перехода из Si–р с серебряной металлизацией при $F = 450 \text{ L}_x$, с различной покрытием поверхности

При исследовании спектральной чувствительности обнаружена что спектральная чувствительность солнечного элемента падает как при освещении светом очень коротких волн, так и длин волн, близких к поглощению.

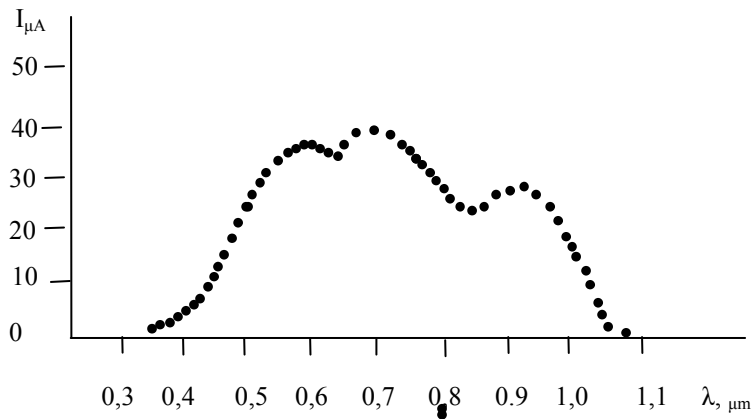


Рис.4 . Спектральная характеристика солнечного элемента на основе р-п перехода из р-Si с металлизацией из аморфного металлического сплава $Al_{80}Ni_{20}$.

Интервал чувствительности элемента на падающую лучистую энергию находится в области от 0,34мк до 1,08мк, а максимум чувствительности элемента достигается при 0,7мк, что хорошо согласуется с теоретическими данными для кремниевых солнечных элементов [1, 2]

В последнее время возрос интерес к солнечным элементам (СЭ) с применением аморфных металлических сплавов. Для хорошего качества С.Э. необходимо, чтобы величина Φ_B была по возможности выше. Для данного полупроводникового материала, характеризуемого определенной шириной запрещенной зоны, при прочих условиях высота потенциального барьера будет тем выше, чем меньше величина обратного тока неосновных носителей, или как еще называют, обратного тока насыщения [1].

Из сказанного легко видеть, что для обеспечения высокого значения Φ_B необходимо применять изготовления С.Э. такой полупроводниковый материал, который имел бы малое число неосновных носителей тока в темноте. Последнее условие выполняется, во первых, если материал имеет большое число основных носителей тока как в р-, так и в п областях, т.е. если материал в сильное степени насыщен донорами или акцепторами, и, во вторых если полупроводник имеет более широкую запрещенную зону. Однако, при применениям материалов с относительно широкой запрещенной зоной, качества С.Э. ухудшается, несмотря на рост Φ_B . Ухудшение качества обусловлена тем, что фотоны с малой энергией не могут создавать электронно-дырочные пары.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.М.Колтун. Солнечные элементы М.; Наука , 1987 г.
2. В.Л. Августимов , Т.Н.Белюсова, С.И.Власкина, С.В.Свечникова, З.И. Шапалов М.К.Шейнман // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника–1995 г. в.30, с.120 –154.
3. Ш.Г. Аскеров, М.Н. Агаев, М.Г. Гасанов, Ш.С.Асланов, В.А.Оруджов, Н.А. Гусейнов Тез. докл. Научно – техническая конференция . Связь и наука. Баку, 2002 г., с. 125.
4. Ш.Г. Аскеров, Ш.С.Асланов , М.Н. Агаев, М.Г. Гасанов, , В.А.Оруджов, Н.А. Гусейнов // Вестник БГУ – 2003 г., в.1, стр. 164 – 167.
5. Ш.Г. Аскеров, М.Н. Агаев, М.Г. Гасанов, , В.А.Оруджов, Н.А. Гусей // Вестник Академии Наук Азербайджана – 2003 г., №5(II) , т. XXIII, стр.66 – 68.
6. И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин, Успехи физических наук, 160, № 9 (1990) 75

**ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ С ЗАДЕРЖКОЙ В ТВЕРДЫХ
РАСТВОРАХ $TlIn_{1-x}Nd_xTe_2$**

М.М. Зарбалиев, У.М. Агаева, Э.Г. Мамедов, Г.М. Дамиров
Сумгаитский Государственный Университет
zarbaliievm51@mail.ru

Как было отмечено в работах [1-4] замещением часть атомов индия атомами редкоземельных элементов в соединениях $TlInS_2(Se_2, Te_2)$ получены ряд твердых растворов с интересными свойствами. В частности вольтамперные характеристики твердых растворов $TlIn_{1-x}Ln_xS_2(Se_2Te_2)$ содержат участки с отрицательными дифференциальными сопротивлениями (ОДС), использование в приборах которых позволяет решать многие технические задачи, недоступные классической транзисторной электронике. Электронные элементы–негатроны, ОС в которых возникает за счет физических процессов в самых элементах, (например, туннельные, инжекционно–пролетные, лавинно–пролетные диоды, тиристоры, лавинные и потенциального неустойчивые транзисторы) и эквиваленты негатронов, свойства которых обусловлены схематической реализацией (например, транзисторные эквиваленты р-п-р-п структур, схемы транзисторных усилителей и генераторов на потенциального устойчивых транзисторах). В настоящее время наиболее интенсивные исследования проводятся в направлении создания и применения полупроводниковых негатронов. Здесь четко вырисовывались два основных направления: 1) негатроны на базе полупроводниковых структур, использующих физические процессы в р-п переходе; 2) негатроны на базе физических процессов в полупроводниковых кристаллах различных структур. Анализ результатов многочисленных исследований показывает, что S-диоды обладают намного большими функциональными возможностями, чем другие полупроводниковые приборы. Они могут быть использованы в качестве, оптоэлектронного переключателя фототриггеров, триггера, генератора релаксационных и гармонических колебаний, резонансного и параметрического усилителя, порогового источника света, порогового элемента, элемента памяти, логического элемента и т.д. Особенно интересные возможности применения S-диодов открываются благодаря большой внутренней индуктивности, которая, как известно, относительно трудно реализуется в микроэлектронике [5]. Так как транзисторы на очень больших частотах становятся потенциально-неустойчивыми, то при определенных нагрузках между электродами транзистора наблюдается отрицательное динамическое сопротивление, т.е. транзистор по существу становится негатроном. Динамические негатроны имеют отрицательное значение основного дифференциального параметра в некотором определенном диапазоне частот. У статических негатронов на основной характеристике (вольтамперная для R-негатронов, кулон-вольтная для C-негатронов и вебер-амперная для L-негатронов) наблюдается падающий участок, где значение основного дифференциального параметра является отрицательным.

Несмотря на некоторое число работ, посвященных исследованию механизма процесса переключения в твердых растворах систем $TlInS_2(Se_2Te_2) - TlInS_2(Se_2Te_2)$ в них практически не затронуты вопросы развития неустойчивости тока во времени, что и является целью данной работы.

В начальном этапе длительность развития неустойчивости тока, происходящая в течении времени задержки t_d , зависит от приложенного напряжения V_d , проводимости σ , температуры T и геометрии образца [7, 8]. По этой причине изучение процессов развития неустойчивости тока во времени t_d для пленок сплавов системы $TlInTe_2 - TlNdTe_2$, толщиной 2-10мкм производилось при таких условиях, когда изменилась

только одно из величин при постоянном значении других. В частности, зависимость t_d от толщины была получена при одинаковом для различных толщин поле E_d .

Из анализа посвященных проблемы возникновению объемного дифференциального сопротивления можно сделать вывод о том, что полевые или термические эффекты являются поставщиками носителей тока, но формирование участка с отрицательным наклоном кривой S-ОДС происходит за счет токовых эффектов. Действительно, возникновение ОДС возможно только в случае наличия положительной обратной связи по одному параметру, например росту плотности тока, увеличивающему плотность тока. Иными словами, изменения, происходящие в материала под действием какого-либо возбуждения, должны это возбуждение усиливать. Поскольку для наблюдения S-ОДС образец должен быть включен в режим заданного тока, рост проводимости материала, будет приводить к снижению поля и, следовательно, к уменьшению проводимости и исчезновению эффекта. Чтобы избежать этого противоречия, авторы полевых моделей привлекают дополнительные механизмы, например сужение области сильного поля, что позволяет сохранить пороговую напряженность поля и ток при снижении падения напряжения на образце. При этом на клеммах образца действительно появляется S-ОДС, но такое ОДС не обладает объемным характером, следовательно, не может привести к шнурованию тока, так как для возникновения шнура высокой плотности тока необходимо (но недостаточно) чтобы механизм S-ОДС мог реализоваться в каждом отдельно взятом микрообъеме образца. Как известно, любой полупроводниковый материал содержит в себе встроенных областей с различным набором физических параметров. В таком материале S-ОДС возникает в части объема материала, усиливая первоначальную неоднородность.

Изученная в работе зависимость длительности времени задержки от толщины образцов при постоянном значении приложенного поля показывает, что длительность начального этапа развития неустойчивости тока прямо пропорциональна толщине образца d . Из этого следует, что на начальном этапе своего развития неустойчивость возникает локально на небольшом отрезке $\Delta y = \Delta l \ll d$ и в дальнейшем распространяется на все межэлектродное расстояние. Идея о локальном развитии ОДС ранее была высказана в [9] и использована при расчете $t_d(V)$. В [10] предложен механизм переключения, основанный на последовательном пробое микродиодов. Так как толщина пленки d это длина пути, а весь процесс происходит в течение t_d , то скорость распространения неустойчивости тока в межэлектродном пространстве $v^0 = d/t_d$.

Остановимся качественно на некоторых вопросах начального этапа развития неустойчивости тока. Полагаем, что в образце имеются линии тока с различной плотностью. В течение t_d за счет $V_d = E_d \cdot d$ локально (по координате) ток в одной из нитей на участке Δl возрастает, достигает критического для перехода к ОДС, и дифференциальное сопротивление данного участка нити становится отрицательным. В этом случае падение напряжения на Δl уменьшается, что приводит к перераспределению V_d . Возросшее в другом месте продольное поле стимулирует возрастание плотности тока до критического j_k , и процесс повторяется. При этом условия формирования шнура в локальной области, по-видимому, не выполняются вследствие малого поперечного сечения токовой нити [7, 11]. Процесс развития шнура, являющийся следствием наличия ОДС и связанный с переменной знака поперечных полей начинается в конце t_d , а время развития ОДС в локальной области много меньше времени задержки: $t_v^0 \ll t_d$.

Исследование по влиянию толщины пленки на времени задержки свидетельствует о том, что, кроме поперечного развития флуктуации тока имеет место и продольное распространение области ОДС, происходящие в течение d/v^0 . Основные закономерности развития электротермической неустойчивости с каналом подробно рассмотрены [12, 13].

Исследованием зависимости скорости распространения области отрицательного дифференциального сопротивления от величины приложенного поля было выявлено, что с ростом приложенного поля v^0 увеличивается почти на порядок. Характер зависимости $v_0(E)$ можно объяснить тем, что на $v^0(E)$ существенное влияние оказывает среднее значения приложенного поля. С ростом напряженности приложенного поля разница между V_d/d и полем E_k , необходимым для достижения критической плотности тока, уменьшается и требуется меньшая прибавка поля, что соответственно ускоряет процесс достижения j_k .

Изучением влияния напряжения и температуры на длительность задержки было установлено, что с ростом напряженности внешнего поля и температуры образцы длительности задержки уменьшается по экспоненциальному закону: $t_d = \tau_0 \exp(-T)$. Следовательно, с ростом T ($T > 300\text{K}$) $v^0 = d/\tau_0 \exp(T)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зарбалиев М.М. Неорганические материалы, 1999, т.35, №5, с. 560-564.
2. Зарбалиев М.М. Неорганические материалы, 2000, т.36, №5, с. 619-623.
3. Зарбалиев М.М., Мамедов Э.Г., Ахмедова А.М., Зейналов Г.И. Неорганические материалы, 2007, т.43, №12, с. 1611-1615.
4. Зарбалиев М.М., Мамедов Э.Г., Нагиев А.Б., Сардарова Н.С. Труды между. конференции «Научно-технический прогресс и современная авиация» 2009, т.1, с. 322-324.
5. Филинюк Н.А. Труды III МЭПП, 2001, с. 31-33.
6. Касимов Ф.Д., Филинюк Н.А. Материалы МНТК, 2004, с. 381-383.
7. Сандомирский В.Б., Суханов А.А. Зарубежная радиоэлектроника, 1976, т.9, с.68.
8. Костылев С.А., Махиня Л.Н. ФТП, 1975, т.9, с. 2296.
9. Chakraverty В.К. J.Non-Cryst. Sol., 1970, t.3, p.317.
10. Орешкин П.Т., Семенов В.А., Золотарев В.Ф., Митрофанов О.В. Изв. Вузov СССР, Физика, 1969, т.3, с.85.
11. Стафеев В.И., Викулин И.М. Полупроводниковые приборы и их применение, 1974, т.28, с.23.
12. Суханов А.А. Микроэлектроника, 1978, т.7, с.455.
13. Суханов А.А. ФТП, 1978, т.12, с.2338.

TI_{0,01}Ga_{0,9} MONOKRİSTALINDA PYEZOREZİSTİV EFFEKTİN TƏDQİQİ

Z.M. Zeynalov, İ.İ. Qasimov, V.C. Rüstəmov, S.M. Abdullayev
Gəncə Dövlət Universiteti

Pyezorezistiv effekt bütün yarımkeçiricilərdə müşahidə edilir. Çünki, deformasiya, yəni atomlar arasında məsafənin dəyişməsi elektronların dalğa funksiyasının bir –birini örtmə dərəcəsinin dəyişməsinə səbəb olur. Bu isə son nəticədə yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasının eninə və xüsusi müqavimətinə təsir edir. Pyezorezistiv effekt gərginlik tenzoru və elektrik müqaviməti tenzoru arasında əlaqənin təyin edilməsi yolu ilə təsvir edilir. Ümumi halda pyezomüqavimət tenzoru 4-cü dərəcəli tenzordur və 81 komponentlidir. Amma, qəfəs simmetriyası asılı olmayan komponentlərin sayını hiss olunacaq qədər azaldır. TI_{0,01}Ga_{0,99} Se heksaqonal sistemə aiddir və asılı olmayan komponentlərin sayı 5-dir.

Deformasiyaya nəzərən pyezohəssaslıq əmsalı (K) nümunənin kristalloqrafik oxlara görə istiqamətlənməsindən asılıdır. (K)–ölçüsüz kəmiyyətdir, vahid deformasiya nəticəsində müqavimətin nisbi dəyişməsini xarakterizə edir. Kiçik deformasiyalar üçün:

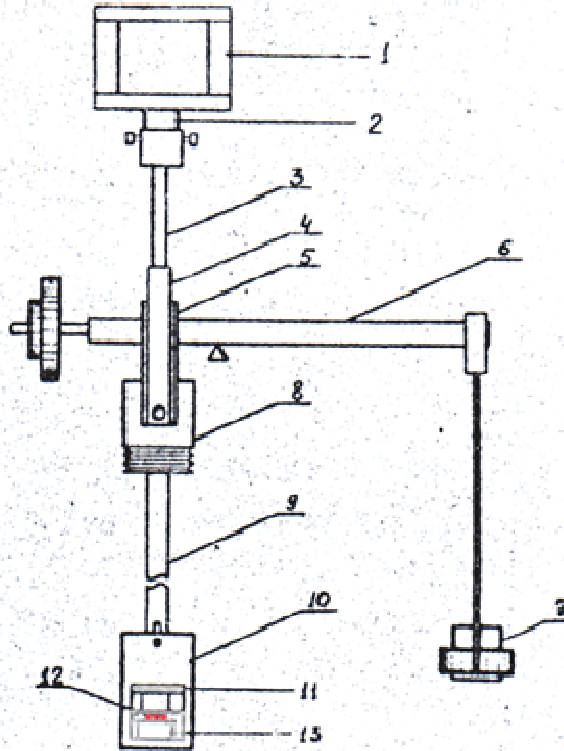
$$K = \frac{\Delta R}{R \cdot \varepsilon} = 1 + 2\mu + H_e E_e$$

μ -Puasson əmsalı, H_e -xüsusi müqavimətin dəyişməsi ilə deformasiya arasında mütənəsiblik əmsalı, E_e -Yunq moduludur və kristalda istiqamətdən asılıdır. 2μ həddi nümunənin uzununa dartılması nəticəsində kəsiyinin eninə sıxılması ilə əlaqədardır. Yarım-keçiricilər üçün pyezomüqavimətin qiyməti böyükdür və $H_e E_e$ vuruğu əsas rol oynayır. [1]

$Tl_{0,01}Ga_{0,99}Se$ monokristalının elastiklik sabitləri yüksək simmetriya istiqamətində ultrasəs dalğalarının yayılma sürətinin ölçülməsi nəticəsində təyin edilmişdir. [2]

Bu verilənlər əsasında biz $Tl_{0,01}Ga_{0,99}Se$ –nin pyezohəssaslıq əmsalının ölçülməsini və müxtəlif faktorların ona təsirinin öyrənilməsini qarşıya məqsəd qoymuşuq.

Monokristallar Bricmen –Stokbarger üsulu ilə alınmışdır. Ölçmə üçün nümunələr müstəvi paralel güzgü üzvlü düzbucaqlı paralelepiped şəklində hazırlanmışdır. Bu nümunələr xüsusi qurğuya yerləşdirilir. Onlara sabit və dəyişən təzyiq (gərginlik) vermək mümkündür. Qurğunun ümumi görünüşü şəkil 1-də göstərilmişdir. Şəkil 1-də III formalı içliyi olan dəyişən cərəyan dolağıdır. İçliyin bir hissəsi kəsilmiş, boşluğa güclü sabit maqnit (2) yerləşdirilmişdir. Maqnitin digər ucu silindrik çəskada sıxılmış və ötürücü çubuq (3) vasitəsilə Π formalı (şəkilli) xomutla (4) sərt əlaqələndirilmişdir. Xomut sabit təzyiqli ling (6) vasitəsi ilə nümunəyə ötürür. Ling qolları nisbəti 1:10 – a bərabərdir.



Şəkil 1

Lingin digər qolundan çəkisi məlum olan yüklər (7) asılır. 8–silindrik qab, üzərində 4 və 5 xomutları olan oxla və hərəkətsiz boru şəkilli tutqac (9) daxilində hərəkət edə bilən

çubuqla sərt bağlıdır. 10 nümunənin tutqacının bağlıdır, başlıqhərəkəti daxili çubuğa birləşdirilmişdir. 11–verici pyezokeramikadır. 12–elektrod rolunu oynayan iki müstəvi paralel keçirici şüşə arasında sıxılmış nümunədir. 13 –qəbuledici pyezokeramikadır.

Müxtəlif temperaturalarda ölçmələr aparmaq üçün tutqac (9) başlıqla (10) birlikdə kriostata yerləşdirilir.

Nümunədə dəyişən deformasiya iki yolla yaradılır:

- a) Verici pyezokeramikanı dəyişən elektrik sahəsi ilə həyəcanlandırmaq;
- b) 1-dolağına dəyişən cərəyan verməklə.

Bunun nəticəsində sabit maqnitə (2) işarəsi dəyişən qüvvə təsir edir. Bu qüvvə ötürücü elementlər – 3, 4, 8 və 10 vasitəsilə tətbiq olunan nümunəyə ötürülür və onda dəyişən cərəyanın tezliyinə bərabər olan dəyişən deformasiya yaradır.

Qəbuledici pyezokeramika (13), əvvəlcədən dərəcələnməmiş və nümunənin dəyişən deformasiyasını qiymətləndirir.

Kristalların elektrik keçiriciliyi kiçik yük rejimində ölçülmüşdür ($R_y \ll R_{kr}$).

Yuxarıda göstərilən üsul $Tl_{0,01}Ga_{0,99}Se$ monokristalının pyezorezistiv xassələrini [001] kristalloqrafik ox istiqamətində tətbiq etməyə imkan vermişdir.

Ölçmələr xüsusi müqavimətləri müxtəlif olan nümunələrdə aparılmışdır ($2,4 \cdot 10^3 \div 4 \cdot 10^6 \text{ Om} \cdot m$)

Məlum olmuşdur ki, kristalın [001] oxu istiqamətində sıxılması ρ -nun azalmasına səbəb olur. Bu ρ -də $Tl_{0,01}Ga_{0,99}Se$ məxsusi qüsurların olması [3] nəticəsində yaranan akseptor səviyyələrin ionlaşma enerjisinin azalması ilə izah edilə bilər [4].

Qeyd olunmuşdur ki, nümunənin xüsusi müqaviməti artdıqca, pyezo-həssaslıq yüksəlir. Bu nəticəni onunla izah etmək olar ki, elektron–fonon qarşılıqlı təsiri yarımkeçiricinin elastiklik modulunun onun leqirə olunma dərəcəsiindən asılılığına səbəb olur. Yükdəyişicilərin konsentrasiyası artdıqca, elastiklik modulları və pyezohəssaslıq azalır.

Pyezohəssaslıq əmsalının sabitliyi, yəni $\frac{\Delta I}{I}$ -nin ε -dan (və ya P -dən) asılılığının geniş intervalda xətti olması $Tl_{0,01}Ga_{0,99}$ monokristalından texnikada böyük pyezohəssaslığı olan material kimi istifadə etməyə imkan verir.

Beləliklə, aparılan tədqiqatlar nəticəsində pyezohəssaslıq əmsalı $10^4 - 10^5$ olan yüksək həssas yarımkeçirici pyezorezistiv strukturların yaradılmasının mümkünlüyü göstərilmişdir. Bunlar $10^{-9} - 10^{-10}$ tərtibində olan nisbi deformasiyaları qeyd etməyə imkan verir.

ƏDƏBİYYAT

1. Полупроводниковые тензорезисторы: тематич. обзор / отдел НТИ АН Азерб.ССР. ИФ, Баку 1979 с.44
2. Ковтун В.М., Михалченко В.П, УФЖ. 1980, т.25, стр.709
3. Yozo Kanda., J.appl.Phys. 1967, V.6, №4, p.475
4. Manfredotti C., Rizzo A., De Blasi C., Galassini S., Ruggiero L.J.Appl.Phys.1975, №10, p.4531

AŞAĞI TEMPERATURLARDA Ag_2S BİRLƏŞƏSİNİN TERMOELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİNİN ÖYRƏNİLMƏSİ.

S.M. Abdullayev, V.S. Zərbəliyeva, N.İ. Quliyev, T.K. Hüseynova.

Gəncə Dövlət Universiteti

Azərbaycan Dövlət Aqrar Universiteti

Aşağı temperaturlarda ($<100K$) Ag_2S birləşməsinin termoelektrik hərəkət qüvvəsi (α) öyrənilmişdir. İlk dəfə olaraq müəyyən edilmişdir ki, termo e.h.q. ($\alpha_F(T)$) artma maksimumu fonon istilikkeçirməsinin maksimumu ilə müqayisədə daha aşağı temperaturlar tərəfə ($\sim 16\sim 18 K$) doğru sürüşür. Ag_2S birləşməsində istilik daşınmasında bütün fonon spektri iştirak edir. Bu isə o deməkdir ki, digər kristallardan fərqli olaraq Ag_2S birləşməsində defektin olmadığını göstərir.

Yarımqeçiricilərdə α -termo elektrik hərəkət qüvvəsi (termo e.h.q.) ən çox məlumat daşıyan kinetik əmsallardan biridir. Termo e.h.q. yükdaşıyıcıların kimyəvi potensialın səviyyəsi, səpilmə mexanizmi və elektronların effektiv kütləsi kimi mühüm parametrlərini təyin etməyə imkan verir. Yarımqeçiricilərdə termomaqnit hadisələri termoelektrik bölməsində xüsusi yer tutur. Ona görə də, elektrik termoelektrik hadisələrinin tədqiqi zamanı mühüm kinetik əmsal kimi termo e.h.q. öyrənilməsi böyük əhəmiyyət kəsb edir [1]. Məhz buna görə də yarımqeçiricilərin elektrik xassələrinin tədqiqinə termo e.h.q. mütləq daxil olur. Ag_2S yarımqeçirici birləşməsi az öyrənilmiş yarımqeçiricidir və otaq temperaturundan aşağı temperaturlarda bu birləşmənin termo e.h.q. barədə məlumat yoxdur. Bizim qarşıya qoyduğumuz məqsəd $T < 100K$ temperaturlarında Ag_2S birləşməsinin istilik keçiriciliyinin tədqiqi olduğundan termo e.h.q.-nin də həmin intervalda tədqiqi məqsədəuyğun hesab edilmişdir. Ona görə ki, bu temperaturlarda Ag_2S -də fononların dəşiklərin sayını artırması effektini gözləmək olar.

Belə tədqiqatın Ag_2S birləşməsində aparılmasına maraq ondan irəli gəlmişdir ki, bu birləşmə aşağı temperaturlarda çox kiçik elektrik keçiriciliyi və dəşiklərin böyük effektiv kütləsi olan dəşik keçiriciliyinə malikdir. Ona görə də artma hadisəsinin nəzəri əsaslarına baxarkən p - Ag_2S birləşməsində fononlar tərəfindən dəşiklərin güclü artmasını gözləmək olar.

Termo e.h.q. ölçmələri $\alpha(T)$ -istilikkeçirmə əmsalının ölçmələri ilə eyni zamanda aparılmışdır. $\alpha_F(T)$ -nin ölçmələrinin nəticələrinin $\alpha_F(T)$ -nin nəticələri ilə müqayisəsi zəruri olduğundan [2] $\alpha_F(T)$ və $\alpha_F(T)$ -nin temperatur asılılıqları eyni diaqramda göstərilir. Həmin diaqramlardan görünür ki, $100K$ – dən başlayaraq temperaturun azalması ilə termo e.h.q. qiyməti kəskin artır, $\sim 16\sim 18K$ temperaturda maksimumdan keçir. Lakin α_F -in maksimumu daha yüksək temperaturlarda ($\sim 30K$) yerləşir. Şübhəsiz ki, α -nın belə böyük artımı fononların dəşikləri artırması effekti şərtlənir. Eyni zamanda məlumdur ki, bu temperaturlarda diffuziya termo e.h.q. temperatur artdıqca artmalı yox, azalmalıdır [3]. Ona görə də təcrübədə müşahidə olunan termo e.h.q. fonon termo e.h.q.- α_F hesab etmək olar. alınmış nəticələrdən belə çıxır ki, p - Ag_2S birləşməsində $\alpha_F(T)$ və $\alpha_F(T)$ maksimumları ayrılırlar. Daha dəqiq desək α_F maksimumu, $\alpha_F(T)$ maksimumları ilə müqayisədə ($\sim 30K$) daha aşağı temperaturlarda yerləşir ($16\sim 18 K$).

Təcrübədən aldığımız nəticələr göstərir ki, həqiqətən də dəşiklərin effektiv kütləsi, dəşik qazının yaranması və uzundalğalı fononların τ_F tam relaksasiya müddətinin, böyük qiyməti Ag_2S birləşməsində fononların dəşikləri güclü artırma effekti yaradır. Maksimumdan əvvəl və sonra $\alpha(T)$ üzrə alınan nəticələr Xerrinq [4] nəzəriyyəsi ilə uyğunlaşır. İlk dəfə olaraq, müəyyən edilmişdir ki, $\alpha_F(T)$ -nin artmasının termo e.h.q.-nin maksimumu, fonon istilik keçiriciliyinin maksimumu ilə müqayisədə daha aşağı temperaturlara tərəf sürüşmüşdür. Bu

nəticə Ag_2S –də istilik daşınmasında düz sərhəd səpilməsinə qədər sərbəst qaçış yolunun uzunluğu (\bar{l}_F) uzundalğalı fononların sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğundan ($l_{g,F}$) xeyli kiçik ($\bar{l}_F \ll l_g$) olan bütün fonon spektrinin iştirak etməsinə uyğun gəlir. bu isə o deməkdir ki, Ag_2S birləşməsində, artma effekti aşkar olunan digər kristallarla müqayisədə defektlər yoxdur. Bu defektlərdən, sərhəd səpilməsi temperaturunadək spektrin uzundalğalı hissəsinin səpilməsi baş verir.

ƏDƏBİYYAT

1. Гасанов З.С, Абдуллаев С.М, Алиев С.А. О размытии фазового перехода в Ag_2S . азерб. Респ. Технич. Универ. Науч. Труд. Науки. 3, 93, 2002.
2. Алиев С.А, Гасанов З.С, Агаев З.Ф, Гусейнов Р. Электрические и тепловые свойства Ag_2Se в области фазового перехода. АМЕА – nin xəbərləri. Fiz – riy və texnika. E.S.2003.
3. Мамедов К.П, Сулейманов З.И, Зейналов В.З. Рентгенографическое исследование фазового перехода в Ag_2Se . Кристаллография 19, 1, 174, 1974.
4. Appel J. Electrical properties of chalcogenides selevel. Naturforsch 10, 530, 1955

SERİUM VƏ SAMARIUM ELEMENTİ İLƏ AŞQARLANMIŞ p-SnSe BİRLƏŞMƏSİNİN TERMÖELEKTRİK XASSƏLƏRİ

V.Ə. Abdurahmanova, B.A. Tahirov, Ş.S. İsmayılov

AMEA Fizika İnstitutu

narimansoltanov@gmail.com

İşdə serium (Ce) və samarium (Sm) element atomları ilə aşqarlanmış p-SnSe kristalının (300÷800)K temperatur intervalında termoelektrik xassələri tədqiq edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, $\text{Ce}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Se}$ və $\text{Sm}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Se}$ tərkiblərində ($x \leq 0.050$ at%) aşqar miqdarının artmasına uyğun ümumi istilikkeçirmə əmsalının qiymətləri mütənasib azalır. Bu azalma əlavə səpilmə mərkəzlərinin yaranması ilə izah olunur. Müəyyən olunmuşdur ki, $\text{Ce}=0.05$ at%-li, $\text{Ce}_{0.05}\text{Sn}_{0.95}\text{Se}$ nümunənin termoelektrik effektivliyi yüksəkdir ($Z=2.26 \text{ T}^{-1}$) və termoelektrik material kimi termogeneratorların hazırlanmasında istifadə oluna bilər.

Termoelektrik materialların alınması və enerjinin bir formadan digərinə çevrilməsini təmin etmək müasir elm və texnikanın ən mühüm məsələlərindən biridir. Hazırda bu sahədə olan elmi tədqiqat işləri xeyli artmışdır [1, 2]. Bu sahədə aparılan tədqiqat işləri sırasına nadir torpaq materiallarının (NTM) iştirakı ilə olan yarımkeçirici termoelektrik materialları daxildir [3,4]. NTM iştirakı ilə alınan termoelektrik materiallar bir tərəfdən yüksək temperaturlarda işləyən termogeneratorların radiasiyaya qarşı davamlılığını [4] digər tərəfdən yüksək temperaturlarda işləyə bilən yeni xassəli yarımkeçirici maddələrin alınmasına və onların xassələrinin öyrənilməsinə, tətbiqinə imkan yaradır [1]. Bu göstərilənləri nəzərə alaraq NTM-dan olan Ce(serium) və Sm(samarium) metalları ilə aşqarlanmış p-SnSe yarımkeçirici termoelektrik materialları alınmış və termoelektrik xassələri öyrənilmişdir. Bu məqsədlə hər iki elementlə eyni miqdarda aşqarlanmış $\text{Ce}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Se}$ və $\text{Sm}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Se}$ sistemlərindən $x=0.005$; 0.025 və 0.050 at%-li nümunələri alınmış və $T=(300-800)\text{K}$ temperatur intervalında elektrik keçiriciliyi σ , termo e.h.q- α , istilikkeçiriciliyi- χ tədqiq edilmiş və termoelektrik effektivliyi qiymətləndirilmişdir.

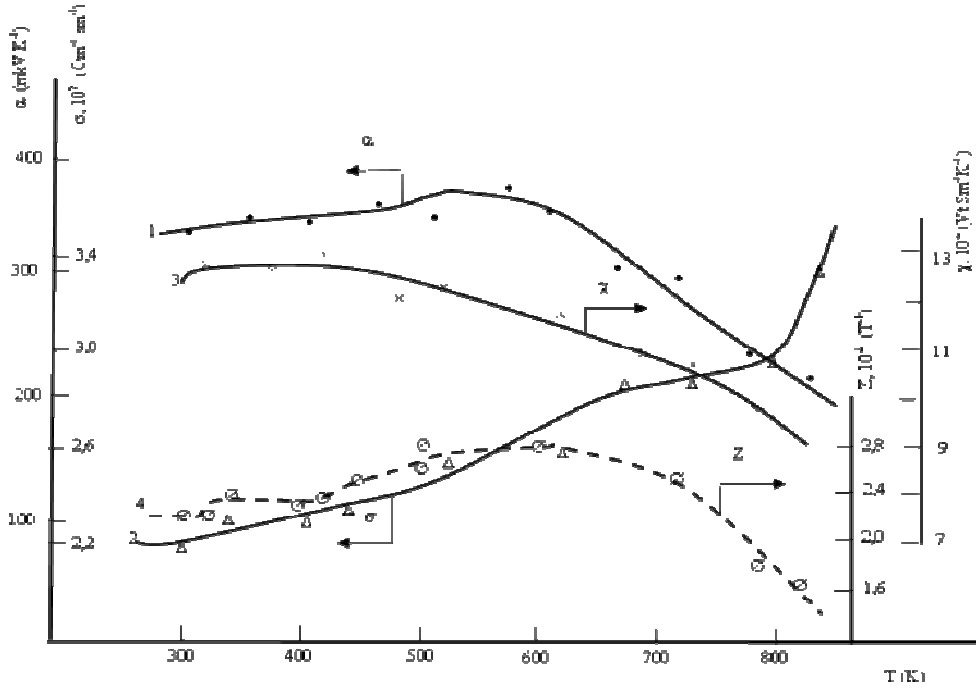
Göstərilən tərkiblər ampulalara doldurulmuş, vakuüm ($P \approx 0.1 \text{ Pa}$) yaradılaraq bağlanıldıqdan sonra vibrasiya edici qızdırıcıya yerləşdirilmiş və temperaturu 4 saat müddətində $T=1100^\circ\text{S}$ -yə qaldırılmış, 3 saat saxlanıldıqdan sonra birbaşa havada soyudulmuşdur. Bundan sonra nümunələrin hər biri istiqamətlənmiş ərimə zonası üsulu ilə ($\Delta T \approx 150 \text{ dər/sm}$ və $v=3 \text{ mm/saat}$) monokristallar alınmışdır. Nümunələrin bircinsliyini təmin etmək məqsədi ilə $T=620^\circ\text{S}$ -də, $t=142$ saat müddətində dəmləmə aparılmışdır. Bundan sonra nümunələrin fiziki və kimyəvi analizi (rentgenoqrafik və DTA) aparılmışdır. $x=0.25 \text{ at\% Sm}$ olan nümunə istisna olmaqla digər nümunələrin analizi nümunələrin stexiometrik tərkiblərə uyğun olduğunu təsdiq edir. Nümunələrin parametrlərinin ölçülməsindən alınan ilkin qiymətlər ($T=300\text{K}$) cədvəldə verilmişdir.

Ln	x at%	P(n) (sm^{-3})	σ $\text{om}^{-1}\text{sm}^{-1}$	U $\text{sm}^2/\text{V}\cdot\text{san}$	α mkV/K	$10^{-3}\chi$ Vt/sm·K	$10^{-3}Z$ (T^{-1})
O	0	$3.76 \cdot 10^{18}$	97	163	430	18.7	0.96
Ce	0.005	$3.4 \cdot 10^{18}$	62	114	441	17.2	0.72
Ce	0.025	$-1.1 \cdot 10^{19}$	186	105	-382	15.4	1.76
Ce	0.050	$-1.48 \cdot 10^{19}$	217	98	-364	12.7	2.26
Sm	0.005	—	—	—	—	—	—
Sm	0.250	$-1.4 \cdot 10^{19}$	328	146	-268	15.9	1.48
Sm	0.050	$-1.0 \cdot 10^{19}$	162	98	-225	14.7	0.71

Cədvəldən görüldüyü kimi hər iki sistemdə, tərkiblərdə aşqarların miqdarının artması ilə $x \geq 0.025 \text{ at\%}$ -dən başlayaraq keçiricilik tipinin dəyişməsi müşahidə olunur. Digər tərəfdən cədvəldən görüldüyü kimi tərkiblərdə aşqar komponentlərin miqdarı artdıqca verilmiş temperaturda istilikkeçirmə əmsalının qiyməti azalır. Tərkiblərində istilikkeçirmə əmsalının qiymətinin azalması əlavə səpilmə mərkəzlərinin yaranması ilə izah olunur. Termo e.h.q- α -nın və R-Holl əmsalının işarələrindən görüldüyü kimi $x \geq 0.025 \text{ at\%}$ -li nümunələrin elektrik keçiriciliyi işarəsini müsbətdən mənfiyə dəyişir. Buradan görüldüyü kimi alınan tərkiblər qismən kompensasiya olunmuş yarımkeçirici termoelektrik materiallardır.

Cədvəldən görüldüyü kimi $x \geq 0.050 \text{ at\%}$ - Ce olan nümunənin termoelektrik effektivliyi $Z \approx 2.26 \cdot 10^{-3} \text{ T}^{-1}$ tərkibindədir. Praktiki baxımdan bu nümunə termoelektrik generatorların hazırlanmasında istifadə oluna bilər. Ona görə ilk növbədə $\text{Ce}_{0.05}\text{Sn}_{0.95}\text{Se}$ və uyğun olaraq $\text{Sm}_{0.05}\text{Sn}_{0.95}\text{Se}$ tərkibli nümunələrin termoelektrik parametrlərinin temperatur asılılıqları öyrənilmişdir. Alınan qiymətlər əsasında qrafikləri qurulmuş və şəkillərində göstərilmişdir.

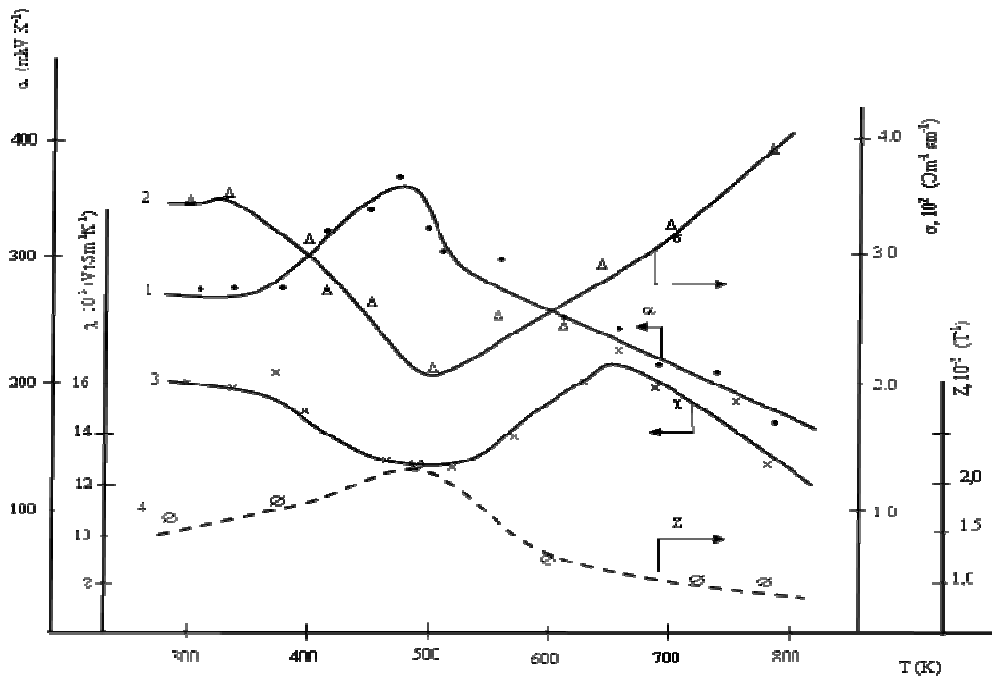
Şəkil 1a-da $\text{Ce}_{0.05}\text{Sn}_{0.95}\text{Se}$ nümunəsinin termoelektrik parametrlərinin temperatur asılılıqları verilmişdir. Qrafiklərdən görüldüyü kimi; $\sigma(T)$ asılılığı $T=(300 \div 560)\text{K}$ temperatur intervalında sabitdir və T-un sonrakı artımında $\alpha=360 \text{ mkV/K}$ -dən, $T=800\text{K}$ -də, $\alpha=205 \text{ mkV/K}$ -ə qədər monoton azalır (1a,1-ci əyri). 2-ci əyridə $\sigma(T)$ asılılığı verilmişdir. Qrafikdən görüldüyü kimi $\sigma(T)$ əyrisi $T=(300 \div 560)\text{K}$ - ə qədər monoton artır və T-nin sonrakı artımında nisbətən zəif artım müşahidə olunur ($T=(680 \div 780)\text{K}$). Uyğun olaraq ümumi istilikkeçirmə əmsalı tədqiqat apardığımız temperatur intervalında ölçülərək hesablanmış və 3-cü qrafikdə göstərilmişdir. Alınan ilkin nəticələrə görə $Z=\alpha^2\sigma/\chi$ kriteriyasına əsasən nümunənin Z-termoelektrik effektivliyi hesablanmış və alınan qiymətlər 4-cü qrafikdə verilmişdir. Qrafikdən görüldüyü kimi $T=(500 \div 700)\text{K}$ temperatur intervalında $Z=(2.45-2.72) \cdot 10^{-3} \text{ T}^{-1}$ qiymətləri arasında dəyişir. Başqa sözlə desək nisbətən yuxarı temperaturlarda tərkibin Z effektivliyi qismən yaxşılaşır.



Şəkil 1a. $Ce_{0.05}Sn_{0.95}Se$ tərkibli nümunənin termoelektrik xassələrinin temperatur asılılığı: 1- α , 2- σ , 3- χ , 4-Z

Şəkil 1b-də $Sm_{0.05}Sn_{0.95}Se$ nümunəsinin termoelektrik parametrlərinin temperatur asılılıqları verilmişdir. $\alpha(T)$ asılılığı $T=(300\div 480)K$ temperatur intervalına qədər monoton artır və $\alpha=360$ mK/V maksimal qiymətini alır. T -nin sonrakı artımında monoton azalma müşahidə olunur və $T=800$ K-də $\alpha=180$ mK/V-ə qədər azalır. Uyğun olaraq $\alpha(T)$ asılılığı da öyrənilmişdir və $T=(480\div 520)K$ temperaturda minimumdan keçərək ədədi qiyməti monoton artır. $\chi(T)$ və $Z(T)$ asılılıqları da təyin olunmuşdur, burada məqsəd tədqiq olunan tərkiblərin praktik əhəmiyyət kəsb edib-etmədiyini müəyyən etməkdir. Qeyd edək ki, $Sm_{0.05}Sn_{0.95}Se$ tərkibli nümunənin termoelektrik xassələrinin temperatur asılılıqlarından görüldüyü kimi (şəkil 1b) kinetik əmsallarının temperatur asılılıqları temperaturdan asılı olaraq müxtəlif formada dəyişir. Çox ehtimal ki, buna səbəb tərkibində olan müxtəlif növ dislokasiyaların olmasıdır. Bu tərkibin də termoelektrik parametrlərin qiymətlərindən istifadə edərək Z-termoelektrik effektivliyi təyin olunmuş və 4-cü qrafikdə qırıq xətlərlə göstərilmişdir. Qrafikdən görüldüyü kimi $T\approx(480\div 500)K$ temperatur intervalında Z-termoelektrik effektivliyi kifayət qədər böyükdür və texnoloji prosesi daha da təkmilləşdirməklə yüksək keyfiyyətli termoelektrik material almaq mümkündür.

Beləliklə təcrübədən aşağıdakı nəticə alınmışdır. Ce və Sm metalları ilə aşqarlanmış p- $SnSe$ bərk məhlullarından: rütubətə, radiasiyaya davamlı və geniş temperatur intervalında işləyə bilən n-tip yeni tərkibdə yarımkəçirici termoelektrik material alınır.



Şəkil 1b. $\text{Sm}_{0.05}\text{Sn}_{0.95}\text{Se}$ tərkibli nümunənin termoelektrik xassələrinin temperatur asılılığı: 1- α , 2- σ , 3- χ , 4-Z

ƏDƏBİYYAT

1. А.В. Дмитриев, И.П. Звягин "Современные тенденции развития термоэлектрических материалов". В журнале "Успехи физических наук". Том 180, N8.(2010) с 821-837
2. Под ред. В.П. Жузе " Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов" .Изд "Наука" Л.1973 303с
3. В.А. Таиров, М.İ. Murquzov, V.Ə. Abdurahmanova, Ş.İ. İsmayılov, X.A. Adıgözəlova "SmSnSe₂ birləşməsinin elektrik keçiriciliyi mexanizmi " FİZİKA jurnalı, XVIII say. №2, Bakı-2012 səh 41
4. Г.Т. Алексеева, М.В. Ведерников, Е.А. Гуриева и др. "Донорное действие редкоземельных металлов в РvTe" ФТП. 1998 том 32 N7. С 806-810

О МЕХАНИЗМЕ РЕКОМБИНАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ CuIn_5S_8 .

А.Г. Гусейнов, В.М. Салманов, А.А. Ахмед*, Р.М. Мамедов,
А.З. Магомедов, Р.С. Джафарлы

Бакинский Государственный Университет, *Азербайджанский Технический
Университет

rovshan63@rambler.ru

На монокристаллах CuIn_5S_8 выращенных методом медленного охлаждения расплава при постоянном градиенте температуры, изучены механизмы рекомбинации неравновесных носителей тока, генерированных при разных уровнях оптического возбуждения. Показано, что глубина залегания уровней прилипания, обусловленных отталкивающими центрами рекомбинации равна 0,16 эВ, а время релаксации бимолекулярной рекомбинации составляет 400 нс.

Введение. Полупроводниковое соединение со стехиометрической формулой $CuIn_5S_8$ кристаллизуется в структуре кубической шпинели (пространственная группа $I\bar{4}2d$) и имеет 25 % концентраций вакансий в катионной подрешетке [1]. В зависимости от режима синтеза и выращивания монокристаллов соединений $CuIn_5S_8$ встречаются как «нормальный», так и «инверсный» варианты шпинелевой кристаллической структуры, которые существенно отличаются по физическим свойствам. На фоне огромной концентрации анион-катионных вакансий, физические свойства $CuIn_5S_8$ не испытывает сильного влияния со стороны посторонних атомов, т.е. чужеродные примеси в них являются электрически неактивными [2]. Физико-химические свойства соединения $CuIn_5S_8$ исследованы не на достаточном уровне, однако, выявленные в них особенности проявили интерес для изготовления различных фотопреобразователей и элементов оптоэлектроники [3–8].

Анион-катионные вакансии в кристаллической структуре полупроводниковых соединений типа $A^I B_5^{III} C_8^{VI}$ играют большую роль в формировании физических свойств. В частности, выявленное сильно-люминесцирующее свойство монокристаллов $AgIn_5S_8$ связано с рекомбинацией неравновесных носителей тока донорно-акцепторными уровнями, обусловленными вакансиями анионов и катионов кристаллической структуры [9, 10]. Подобные особенности рекомбинации неравновесных носителей тока могут быть обнаружены также и в других представителях данного типа соединений, в таких как $CuIn_5S_8$.

В данной работе представлены результаты измерений термостимулированного тока (ТСТ) и кинетики фототока при разных уровнях оптического возбуждения кристалла.

Методика эксперимента. Синтез соединения $CuIn_5S_8$ проводился прямым сплавлением элементарных компонентов взятых в стехиометрическом соотношении, в кварцевых ампулах. Процесс синтеза проводился с учетом того, что в соединении присутствовала сера, обладающая высоким давлением насыщенных паров, значение которого резко повышается при температурах превышающих 600°C . Ампула с шихтой помещалась в полость печи таким образом, чтобы часть ампулы располагалась вне полости печи. После этого температура поднималась до 600°C . Дальнейшее повышение температуры производилось со скоростью ~ 50 К/час. По мере повышения температуры часть серы концентрировалась в холодном конце ампулы. Таким образом, при достижении конечной температуры необходимой для образования соединения $CuIn_5S_8$ (1087°C) основная часть серы была сосредоточена в холодном конце ампулы в жидком состоянии, и только небольшая ее часть вступала в реакцию образуя соединение. По мере реакции ампула поэтапно вводилась в печь создавая условия для подачи новых порций серы вступающей в реакцию. В конечном итоге вся ампула оказалась в области высоких температур. После этого она выдерживалась при температуре 1100°C в течение трех часов и подвергалась вибрации.

Монокристаллы $CuIn_5S_8$ выращивались методом медленного охлаждения расплава при постоянном градиенте температуры со скоростью $0,4$ К/час. На полученных монокристаллах проводили рентгеноструктурный анализ.

Для измерения ТСТ, исследуемый образец в криостате охлаждался до достаточно низких температур, при которых производилось оптическое возбуждение носителей заряда. Затем при увеличении температуры со скоростью $0,23$ К/сек создаются условия для перехода носителей из возбужденного состояния в равновесное и регистрируется

ток, вызванный релаксационным процессом этого перехода. Для выяснения механизма рекомбинации неравновесных носителей при высоких уровнях оптического возбуждения, были проведены исследования фотопроводимости монокристаллических образцов $CuIn_5S_8$ при возбуждении лазерным излучением.

Обсуждение результатов. Результаты рентгеноструктурного анализа показал, что монокристаллы $CuIn_5S_8$ обладают кубической структурой «нормальной» шпинели с

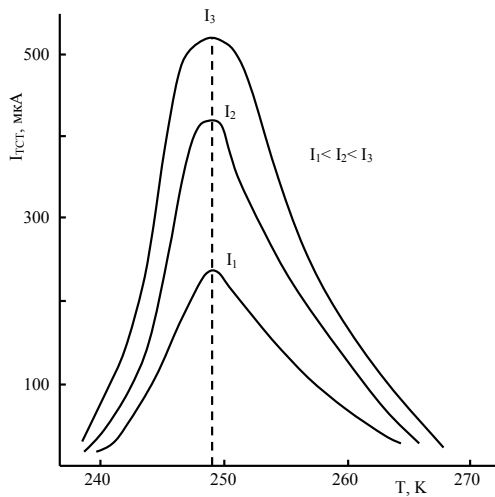


Рис. 1

параметрами элементарной ячейки равным $(10,620 \pm 0,005) \text{ \AA}$.

Кривые термостимулированного тока в области температур (77÷400)К при разных уровнях оптического возбуждения представлены на рис.1. На всех кривых наблюдается один максимум при $T=249\text{К}$. Для определения глубины залегания энергетических уровней использовалось выражение [11]:

$$E_t = \frac{kT_m^2}{T_2 - T_m},$$

где T_2 —температура при которой ТСТ уменьшается вдвое от максимальной. Эффективное сечение захвата электронов вычисляется по

формуле:

$$S_r = \frac{bE}{v_k k T_m^2 n_m},$$

где $v_k = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$ —тепловая скорость, n_m —концентрация носителей, вычисляемая по

площади ограниченной кривой ТСТ, b —скорость нагрева.

Проведенные расчеты показали, что глубина залегания уровней прилипания от дна зоны проводимости составляет 0,16 эВ. Концентрация электронов, рассчитанных по площади кривой ТСТ составляет $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Эффективное сечение захвата носителей $S_r \approx 10^{-22} \text{ см}^2$, следовательно, центры захвата носителей являются отталкивающими.

На рис. 2а приведена кривая релаксации неравновесной фотопроводимости кристаллов $CuIn_5S_8$ при средней интенсивности возбуждения ($I \sim 1 \cdot 10^{23} \text{ кв}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$). Как видно, наблюдается наличие в кристалле центров быстрых и медленных рекомбинаций. Время релаксации быстрых центров составляет 400мкс. В зависимости амплитудных значений фототока от интенсивности света лазера ($\lambda = 0,535 \text{ мкм}$), в монокристаллах $CuIn_5S_8$ при 300К (рис. 2), наблюдается зависимость типа $\Delta\sigma \sim I^\alpha$, где $\alpha = 0,5$. Это известный случай бимолекулярной рекомбинации. Небольшое увеличение наклона ЛАХ при достаточно больших интенсивностях, по видимому, связано с локальным нагревом образца в поле

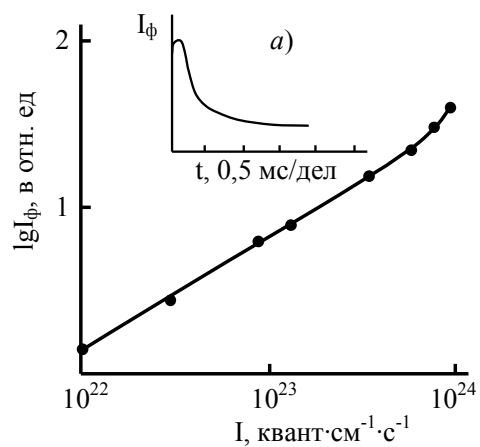


Рис. 2

световой волны.

Заключение. Методом медленного охлаждения расплава при постоянном градиенте температуры, выращены монокристаллы соединения $CuIn_5S_8$. Определена кристаллическая структура и ее параметры. Показано, что полученные монокристаллы обладают «нормальной» кубической структурой. Из кривых ТСТ установлено, что глубина залегания от дна зоны проводимости уровней прилипания составляет 0,16 эВ, а центры захвата электронов являются отталкивающими. Неравновесные носители заряда рекомбинируют через быстрые и медленные уровни, а фототок пропорционален квадратному корню из интенсивности света. Механизм быстрой рекомбинации соответствует случаю бимолекулярной рекомбинации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ch. Stephan. Structural trends in off stoichiometric chalcopyrite type compound semiconductors. Dissertation (Dr. rez. nat.). Berlin, 2011, pp. 213.
2. И.В. Бондарь, В.В. Шаталов. Ширин запрещенной зоны монокристаллов твердых растворов $(In_2S_3)_x(CuIn_5S_8)_{1-x}$. ФТП, 2012, т. 46, в. 9, с. 1146-1149.
3. S. Sebentritt. Solar Energy, 77, 767, 2004.
4. B. Asenjo. Solar Energy Mater. Solar Cells, 480-481, 151, 2005.
5. T. Schulmeyer, A. Klein, M. Powalla. Appl. Phys. Lett., 85, 961, 2004.
6. S. Sterner, J. Malmstrom, L. Stolt. Photovolt.: Res. Appl., 13, 179, 2005.
7. T.T. John, S. Bini, Y. Kashiwaba, T. Abe, Y. Yasuhiro, C.S. Kartha, K.P. Vijayakuma. Semicond. Sci. Tehnol., 18, 491, 2003.
8. К. Чопра. Тонкопленочные солнечные элементы: М. Мир, 1986.
9. Gasanly N.M., Serpenguzel A., Aydinly A. Donor-acceptor pair recombination in $AgIn_5S_8$ single crystals. Phys. 1999, 85, 3198.
10. Selahattin O., Mahmut B., Tezer F. Characteristics of traps in $AgIn_5S_8$ single crystal. J. Alloys and Compaunds, 2014, 611, p. 7-10.
11. Литовченко П.Г., Устинов В.И. Определение параметров уровней прилипания в полупроводниках методом термостимулированной проводимости. Вильнюс, 1969, с. 153-172.

SnSe VƏ CeSnSe₂ MONOKRİSTALLARINDA HOLL-FAKTORU

S.P. Məmmədova, R.F. Məmmədova, Ş.S. İsmayilov, C.İ. Hüseynov, G.Ə. Qaraşova
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti
minevver@box.az

İşdə, məlum konsentrasiyalı SnSe, CeSnSe₂ yarımkəçirici monokristallarında holl-faktorunun $-r_H$, yükdaşıyıcıların r -səpilmə mexanizminin temperatur asılılığından alınan nəticələrin qısa xülasəsi verilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, $T = (77 - 220)K$ temperatur intervalında $p_{SnSe} = 2,1 \cdot 10^{18} sm^{-3}$ və $p_{CeSnSe_2} = 7,9 \cdot 10^{18} sm^{-3}$ konsentrasiyalı nümunələrdə Holl -yürüklüyü, holl-faktorundan asılı olaraq mürəkkəb formada dəyişir.

Məlumdur ki, yarımkəçirici maddələrdə Holl əmsalının qiyməti

$$R_H(B) = \frac{r_H(B)}{q \cdot n} \quad (1)$$

düsturu ilə hesablanır. Burada q -elektrik yükü, n -yükdaşıyıcıların konsentrasiyasıdır. Mütənəsiblik əmsalı $r_H(B)$ -Holl faktoru adlanır [1,2]. Holl-faktoru

$$r_H(B) = \frac{\langle \mu^2(B) \rangle}{\langle \mu(B) \rangle^2} \cdot \frac{1}{1 + \mu_H^2 B_z^2} \quad (2)$$

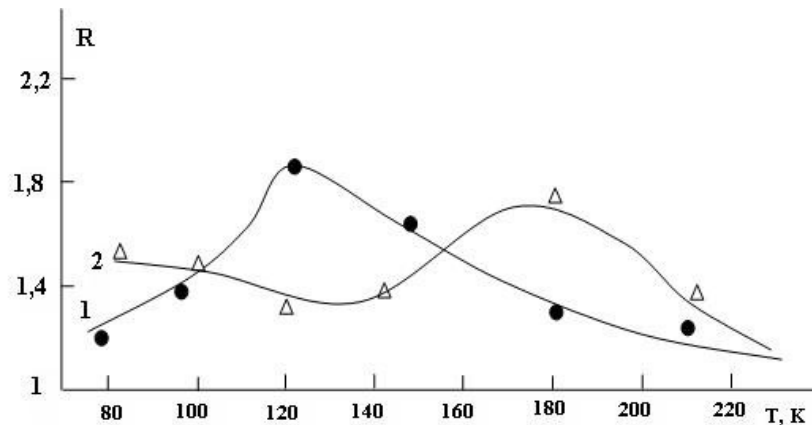
kimi ifadə olunur [2, 3]. Burada $\mu_H(B)$ Holl yürüklüyü, $\mu(B)$ isə yükdaşıyıcıların dreyf yürüklüyü adlanır. Zəif maqnit sahəsində yürüklüyə görə $r_\mu(B)$ -səpilmə mexanizminin dəyişməsi $r_H(B)$ mexanizmi ilə üst-üstə düşür və [2, 3]

$$r_\mu(B) = r_H(B) = r_H = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2 \quad (3)$$

kimi ifadə olunur. Burada τ səpilmədə yükdaşıyıcıların relaksasiya müddətinin xarakterizə edir və hissəciklərin enerjisindən $\tau = \tau_0 \varepsilon^s$ kimi bağlıdır. Burada s -üstlü kəmiyyət öz növbəsində səpilmə mexanizmindən asılıdır. Klassik güclü maqnit sahəsində $r_H(B) = (\langle \mu^{-1} \rangle \langle \mu \rangle)^{-1}$ və $r_H(B) = 1$ olur [2, 3].

Buradan görüldüyü kimi təcrübədə verilmiş yarımkeçirici kristalda Holl yürüklüyünü və onun temperatur asılılığını təyin etməklə, müxtəlif səpilmə mexanizmləri üçün Holl-faktorunun qiymətini təyin etmək mümkündür.

Təcrübənin analizi və nəticə. Təcrübədə, konkret olaraq SnSe və nadir torpaq metallarının iştirakı ilə olan CeSnSe₂ yarımkeçirici monokristallarında yükdaşıyıcıların holl yürüklüyünün və Holl-faktorunun temperatur asılılığı analiz edilmişdir. Holl yürüklüyü $\mu_H(B) = \tau(B)R_H(B)$ düsturuna əsasən təyin olunmuşdur (məqalədə qrafiki göstərilməmişdir). Bu düstura əsasən zəif maqnit sahəsində və $B \rightarrow 0$ şərti daxilində R_H -əmsalı təyin edilmiş və temperaturun verilmiş nöqtələrində nümunələrin elektrik keçiriciliyini ölçməklə μ_H -əmsalları hesablanmış və uyğun olaraq r_H -holl-faktorunun temperatur asılılıqları hesablanmışdır. Hesablamalar, SnSe maddəsi üçün $P_{77} = 2,1 \cdot 10^{18} \text{sm}^{-3}$ və CeSnSe₂ maddəsi üçün $P_{77} = 7,9 \cdot 10^{18} \text{sm}^{-3}$ konsentrasiyalı nümunələri üçün aparılmışdır. (1) və (4) düsturlarına əsasən r_H -holl-faktorunun qrafiki qurulmuş və analiz edilmişdir. Alınan qiymətlər -şəkli 1-də göstərilmişdir. Qrafikdən görüldüyü kimi SnSe kristalı üçün r_H -holl-faktorunun qiyməti (şəkildə 1-ci əyri) temperaturdan asılı olaraq müxtəlif formada dəyişir; $T = (77-120)\text{K}$ temperatur intervalına qədər $r_H = 1,22$ -dən $1,88$ -ə qədər artır və temperaturun sonrakı artımında monoton azalır və 220K -də $1,12$ olur. Buradan görüldüyü kimi müxtəlif temperatur intervallarında yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmi dəyişir. Belə ki, 77K temperatur ətrafında ($r_H = 1,22$) polyarizəlanmış fononlardan səpilmə; $T = 120\text{K}$ temperatur ətrafında; ($T = 110-140$)K ionlaşmış aşqarlardan səpilmə baş verir və temperaturun artması ilə ionlaşmış aşqar mərkəzlərdən səpilmə akustik fononlardan səpilmə ilə əvəz olunur [2, 4].



Şəkil 1. SnSe və CeSnSe₂ kristallarında Holl faktorunun temperatur asılılığı.
1-p- SnSe; 2-n- CeSnSe₂

Qrafikdən göründüyü kimi CeSnSe₂-monokristalında Holl-faktorunun maksimal qiyməti nisbətən yuxarı temperatur intervalına doğru (T=160-190)K sürüşür və maksimal qiyməti: $r_H=1,94$ olur. (şəkilə 2-ci əyri): T=(77-140)K temperatur intervalında deformasiya olunmuş potensialından və ionlaşmış aşqar mərkəzlərdən qarışıq səpilmə baş verir. T=(160-190)K temperaturunda ionlaşmış aşqar mərkəzlərin həyəcanlanmasından səpilmə üstünlük təşkil edir. Temperaturun artması ilə bu səpilmə növü qeyri-polyar optik fononlardan səpilmə ilə əvəz olunur [4].

Beləliklə, verilmiş yarımkeçirici maddələrdə yaranan,

1) Yükdaşıyıcıların yürüklüyünü və impulsun relaksasiya müddətini təyin etdikdə holl-faktorunu dəyişməsi nəzərə alınmalıdır.

2) Təcrübədən alınan holl yürüklüyü holl-faktorunun funksiyasıdır və bu parametrləri ölçməklə verilmiş maddə üçün əlavə informasiya əldə etmək mümkündür

ƏDƏBİYYAT

1. Б.М. Аскеров «Электронные явления переноса в полупроводниках» М.Наука. 1985 ст. 318.
2. В.М. Əgərov “Bərk cisimlər nəzəriyyəsi” Bakı 2013, s.395.
3. E.Ə. Eyvazov “Bərk cisimlər fizikası” Bakı 2003, s.455.
4. В.П. Бонг-Бруевич, С.Г. Калашников «Физика полупроводников». М.Наука 1990, ст. 685.

SnSe KRİSTALININ ELEKTRİ KEÇİRİCİLİYİNƏ ELEKTRİK SAHƏ GƏRGİNLİYİNİN TƏSİRİ

A.Ə. İbrahimova, Ş.S. İsmayılov, A.C. Nəsibli
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

İşdə, SnSe monokristalının elektrik keçiriciliyinə və yükdaşıyıcılarının yürüklüyünə elektrik sahə gərginliyinin təsiri öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, elektrik sahə gərginliyinin böhran qiymətindən ($E_b \geq 3,7 \cdot 10^3 \frac{V}{\text{см}}$) böyük sahələrdə SnSe monokristalının elektrik keçiriciliyi və yükdaşıyıcılarının yürüklüyü artır. Buna səbəb kimi güclü sahələrdə ionlaşmış aşqar mərkəzlərdən səpilmədə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının və yürüklüyün E sahə gərginliyində zərbə ilə ionlaşma zamanı isti yükdaşıyıcıların hesabına artdığı göstərilir.

Ədəbiyyat materiallarından məlum olduğu kimi kifayət qədər güclü elektrik sahələrində yükdaşıyıcıların dreyf sürətinin sahədən asılılığı qeyri xətti dəyişir və bir çox hallarda doyma halları müşahidə olunur. Daha güclü elektrik sahələrində isə zərbə ilə ionlaşma hadisəsi baş verir. Praktikada hər bir yarımkeçirici maddə üçün ona məxsus güclü elektrik sahə gərginliyinə keçid qiymətini, başqa sözlə böhran qiymətinin (E_b) təyini böyük əhəmiyyət kəsb edir. Çünki güclü sahələr, yükdaşıyıcıların enerjisinin relaksasiya prosesini və yüksək enerjilərdə yaranan isti və ya qızmar elektronların səpilməsi haqqında informasiya əldə etməyə imkan verir. Hər bir maddə üçün E_b qiyməti müxtəlifdir və onun kristallik quruluşundan, energetik zonanın formasından, anizotropluğundan, onda olan aşqarların təbiətindən asılıdır [1, 2, 3].

Məsələn Ge kristalı $E_b = 6 \cdot 10^6 \frac{V}{\text{см}}$ qiymətində elektron və deşiklərin dreyf sürəti özünün doyma halına keçir. $E = 3 \cdot 10^6 \frac{V}{\text{см}}$ qiymətində isə mənfi differensial müqavimət yaranır və onda olan aşqarların təbiətindən, aşqarlanma dərəcəsiindən asılı olaraq geniş temperatur intervalını əhatə edir [4]. GaAs kristalında, müxtəlif temperaturlarda dreyf sürətinin E sahə

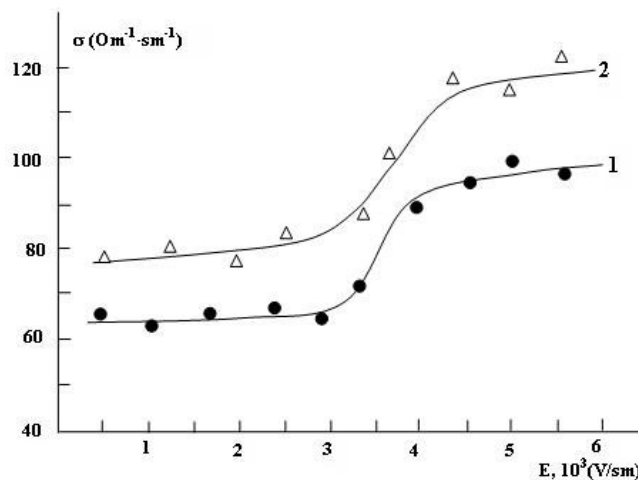
gərginliyində asılılığı öyrənilmişdir [2, 4]. Müəyyən olunmuşdur ki, temperaturun artması ilə yükdaşıyıcıların dreyf sürətinin doyma halı E sahəsinin kiçik qiymətlərində baş verir [4, 5]. Çox böyük sayda yarımkəçiricilər üçün elektrik sahəsinin böhran qiyməti təyin olunub və $E_b = (10^3 - 10^6) V/m$ tərtibindədir [5]. Se –elementi üçün $E_b = 10^3 \frac{V}{m}$ -dir. E_b qiyməti yükdaşıyıcıların dreyf $-U_d$ və istilik diffuziya v_i qiymətlərinin təyini maddə haqqında əlavə informasiya əldə etməyə imkan verir.

SnSe birləşməsinin energetik zona quruluşu çox mürəkkəbdir [5]. Bu kristal üçün E_b -qiyməti və daha güclü sahələrin onun elektrik keçiriciliyinə, yükdaşıyıcıların yürüklüyünə təsirinin öyrənilməsi maraqlı kəsb etmişdir. Məqalədə bu sahədə aparılan tədqiqat işlərindən alınan ilkin nəticələr verilmişdir.

Təcrübənin aparılması. SnSe monokristalları qabaqcadan adi üsulla, $P=0,1 Pa$ vakumda və $T = 980^\circ C$ temperaturunda sintez edilmişdir. Bundan sonra daxili diametri $\phi = 8 mm$ olan ampulaya doldurulmuş və Bridgman-Stockbarger qurğusunda monokristallar alınmışdır. Tərkiblərdə homogenlik yaratmaq üçün üfüqi vəziyyətdə qızdırıcı içərisinə yerləşdirilmiş və $T = 620^\circ C$ temperaturunda, 72 saat saxlanıldıqdan sonra çıxarılmışdır. Rentgenfaza və DTA tərkiblərin stexiometriyaya uyğun olduğunu göstərir. SnSe monokristal ortorombik quruluşda kristallaşır və p- tip termoelektrik materialdır [5].

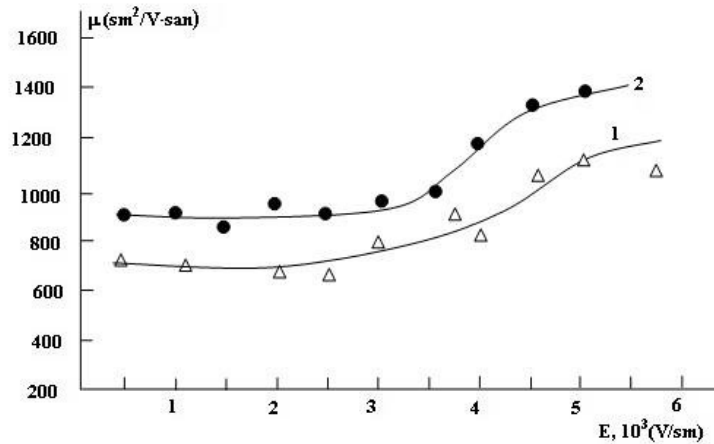
Tədqiqat üçün $P_{77} = 1,3 \cdot 10^{18} sm^{-3}$ və $P_{77} = 2,1 \cdot 10^{18} sm^{-3}$ nümunələri götürülmüş və onların qalvanomagnit xassələri (77-350)K temperatur intervalında ölçülərək hesablanmışdır. Ölçmələr mütləq stasionar rejimdə, kompensasiya üsulu ilə aparılmışdır. Ölçmələr zamanı buraxılan xətlər 3,2% -dən çox olmamışdır.

Təcrübədən alınan qiymətlərin analizi. Təcrübələr $T = 77 + 350 K$ temperatur intervalında aparılmışdır. Göstərilən nümunələrin elektrik keçiriciliyinin $-G$; yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının $-p$; yürüklüyünün bir neçə temperatur nöqtələrində elektrik sahəsinin E gərginliyindən asılılığı öyrənilmişdir. Bu birləşmənin müxtəlif konsentrasiyalı nümunələrinin göstərilən və digər kinetik parametrlərinin geniş temperatur intervalında zəif elektrik və maqnit sahələrində aldıkları qiymətləri haqqında [5] ədəbiyyatında geniş məlumat verilmişdir. Yuxarıda göstərdiyimiz kimi $N1 P_{77} = 1,3 \cdot 10^{18} sm^{-3}$ və $N2, P_{77} = 2,1 \cdot 10^{18} sm^{-3}$ nümunələrinin elektrik keçiriciliyinin $-\sigma$, u - yürüklüyünü, E sahə gərginliyindən $[\sigma(E) \text{ və } u(E)]$ asılılıqları öyrənilmiş və alınan ilkin qiymətlərə əsasən onların qrafikləri qurularaq analiz edilmişdir. Alınan qiymətlə 1a, b qrafiklərində verilmişdir. Qrafiklərdən görüldüyü kimi zəif sahələrdə elektrik keçiriciliyin sahə asılılıqlar E_b - qiymətlərinə qədər sabitdir (Şəkil 1a, 1 və 2-i əyri).



Şəkil 1a. SnSe və CeSnSe₂ kristallarında elektrik keçiriciliyin E sahə gərginliyindən asılılığı. 1- $P_{77} = 1,3 \cdot 10^{18} sm^{-3}$, 2- $P_{77} = 2,1 \cdot 10^{18} sm^{-3}$

$E \geq E_b$ qiymətlərində isə $\sigma(E)$ asılılığında artma müşahidə olunur. Bu artım 1N-li nümunədə $E_b \approx 3 \cdot 10^3 \frac{V}{sm}$; 2N-li nümunədə isə $E_b \approx 3,5 \cdot 10^3 \frac{V}{sm}$ qiymətlərində baş verir. Digər tərəfdən artım sürəti 1-ci nümunədə 2-yə nəzərən daha sıçrayışla artır və təxminən $E \approx 4 \cdot 10^3 \frac{V}{sm}$ qiymətlərində $\sigma(E)$ asılılığında qismən doyma halına keçid müşahidə olunur. Hər iki nümunə üçün ortalaşdırılmış sahənin böhran nöqtəsi $E_b \approx 3,3 \cdot 10^3 \frac{V}{sm}$ tərtibindədir. 1b şəklində həmin nümunələrdə yükdaşıyıcıların yürüklüyünün E sahəsindən asılılığı göstərilmişdir. Qrafiklərdən görüldüyü kimi sahə gərginliyinin $E \geq 3,75 \cdot 10^3 \frac{V}{sm}$ qiymətlərində $U(E)$ asılılığı artır və $E \approx 5 \cdot 10^{13} \frac{V}{sm}$ qiymətindən böyük sahədə μ yürüklüyü monoton artımdan kənara çıxaraq özünü doyma halına yaxınlaşır.



Şəkil 1b. SnSe və CeSnSe₂ kristallarında yürüklüyün E sahə gərginliyindən asılılığı.
 1- $P_{77}=1,3 \cdot 10^{18} \text{ sm}^{-3}$; 2- $P_{77}=2,1 \cdot 10^{18} \text{ sm}^{-3}$

İlk hesablamalar göstərir ki, sahənin E_b böhran nöqtəsində n böyük qiymətlərində $\sigma(E)$ -nin qiymətinin və eyni zamanda $U(E)$ -nin artması bilavasitə E_b - qiymətindən asılı olaraq isti yükdaşıyıcıların daxili bir enerji səviyyəsindən digərinə keçidi hesabına baş verir. $\sigma(E)$ və $U(E)$ qiymətlərinin yaranması isə zərbə ilə ionlaşma (Ziner effekti) hesabına qızmar yükdaşıyıcılar yaranır ki, buda səpilmənin intensivləşməsi nəticəsində yükdaşıyıcıların yürüklüyünü zəiflədir.

İlk nəticələrin keyfiyyətə analizindən müəyyən olunmuşdur ki, E_b - qiymətindən daha böyük sahəyə keçid intervalında ($E_b \approx 3,3 \cdot 10^3 \frac{V}{sm}$; $E_b < E = 3,75 \frac{V}{sm}$) nümunələrdə isti elektronlar yaranır və yüklərin yenidən enerji səviyyələrinə keçidi hesabına onların konsentrasiyası və yürüklüyü qismən artır. Bu səbəbdən $\sigma(E)$ və $U(E)$ asılılığında artım müşahidə olunur.

ƏDƏBİYYAT

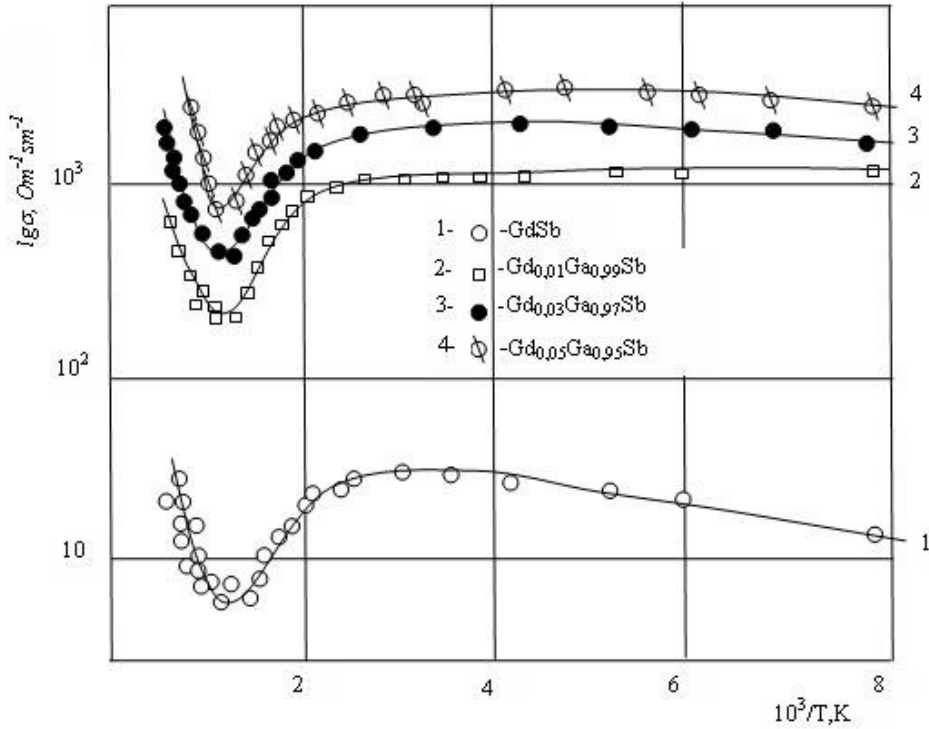
1. В.Л. Бонг-Бруевиг, С.Г. Калашников «Физика полупроводников», М.Наука 1990, ст.685.
2. Ф.Г. Басс, Ю.Г. Гуревич «Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда» М.Наука 1975. Ст. 399.
3. П.И. Баранский, В.П. Кльков, И.В.Потыкевич «Полупроводниковая электроника», Справочник. Изд. Наукова-Думка. Киев. 1975, ст. 704.
4. А.П. Гуршумов, М.И. Мургузов, Ш.С. Исмайылов «Исследование зонной структуры и механизма рассеяния носителей тока в селениде олова». В.к.н. «новые неорганические материалы». Баку 1992, ст. 16-38

Gd_xGa_{1-x}Sb (0≤x≤0,1) SİSTEM ƏRİNTİLƏRİNDƏ ELEKTRİKKEÇİRMƏ VƏ NERNS-ETTENSXANZEN EFFEKTİNİN TƏDQIQI

İ.Ş. Dadaşov, Ə.N. Quliyev, İ.M. Məmmədov, Q.Ə. Şahsuvarova
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

Gd_xGa_{1-x}Sb (0≤x≤0,1) sistem ərintisində GaSb əsasında bərk məhlul sahəsi aşkar edilmişdir. Bəzi nümunələrdə elektrikkeçirmə otaq (T=300K) və geniş temperatur sahəsində öyrənilmişdir. Yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmi dəqiqləşdirilməsi üçün Nerns-Ettensxanzen effekti ölçülmüşdür.

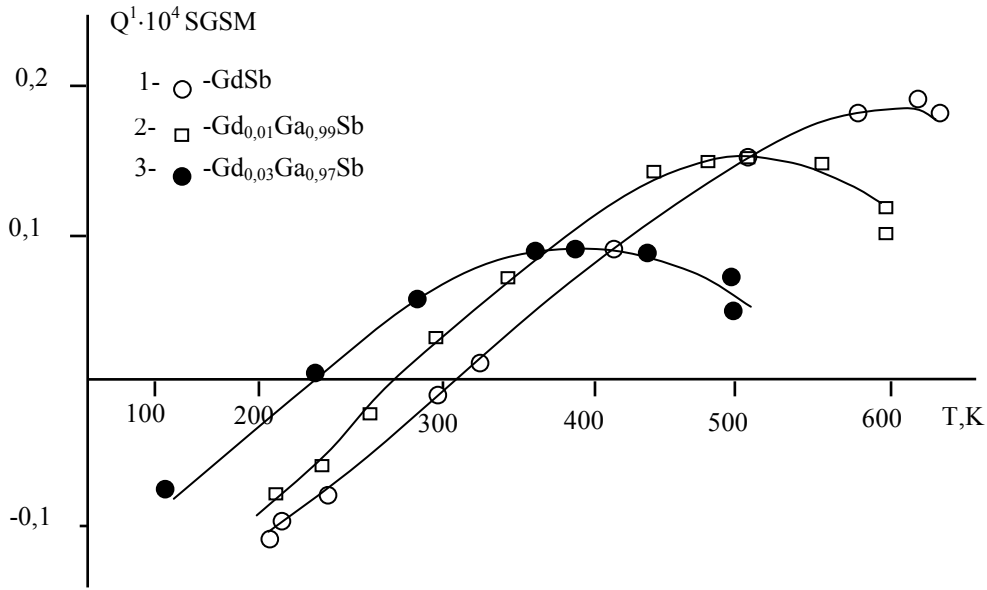
Gd_xGa_{1-x}Sb (0≤x≤0,1) sistem ərintilərinin GdSb-GaSb kəsiyində GaSb əsasında alınan bircins nümunələrin elektrikkeçirməsi otaq temperaturunda (T=300K) və geniş temperatur 100÷1000K intervalında öyrənilmişdir. Seçilmiş Gd_{0,01}Ga_{0,99}Sb, Gd_{0,03}Ga_{0,97}Sb və Gd_{0,05}Ga_{0,95}Sb nümunələrində elektrikkeçirmə həm otaq, həm də geniş temperatur (100÷1000K) sahələrində araşdırılmışdır.



Şəkil 1. Elektrikkeçirmənin temperatur asılılığı

GaSb-GdSb kəsiyində GaSb əsasında alınan bərk məhlul sahəsində olan nümunədə T=300K-də tərkibdən asılı olaraq $\sigma = 14 \div 200 (\text{Om} \cdot \text{m})^{-1}$ qiyməti dəyişir. Elektrikkeçirmənin ölçmələrindən alınan nəticələrə əsasən qrafik qurulmuşdur və şəkil 1-də verilmişdir. Həmin nümunələrdə 300÷520K temperatur sahəsində elektrikkeçirmə əvvəlcə az, sonra isə çox azalma nəzərə çarpır. Bu nümunələrdə 520÷750K temperatur arasında elektrikkeçirmə sürətlə azalması baş verir. 750÷820K temperatur intervalında elektrikkeçirmənin artımı x=0,05 və x=0,06 nümunələrdə artım müşahidə olunur, ətrafında baş verir. Bu da yarımkəçiricidə məxsus keçiriciyə xas olan xüsusiyyətdir (n=p).

Şəkildə Gd_xGa_{1-x}Sb sistem ərintilərinin və GaSb nümunəsinin eninə Nerns-Ettensxanzen əmsalının temperaturdan asılılıq qrafiki verilmişdir (şəkil 2).



Şəkil 2. Gd_xGa_{1-x}Sb sistem ərintilərinin Nernst- Ettenqsxanzen əmsalının temperaturdan asılılığı

ƏDƏBİYYAT

1. Eyvazov E.Ə., Fərəcov V.C., Qurbanov S.S. Yarımkəçiricilər fizikasına giriş. Bakı, 2007.
2. Б.М.Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., наука, 1985.
3. Eyvazov E.Ə. Vərk cisimlər fizikası. Bakı, Çaşıoğlu, 2003.
4. Маделунг О. Физика соединений элементов III-V групп. Мир, М., 1967.
5. Дехтияр М.Я., Номешколенко В.В. Электронная структура и электронные свойства переходных металлов и их сплавов. «Науково Думка», Киев. 1971

WHITE LIGHT EMITTING DIODE BASED ON InGaN/GaN

R.B. Jabbarov, S.K. Orudjov, R.M. Ismailov, I.Dj. Djumaliyeva

Sumqait State University

osamir@yandex.ru

We report the optimization of the InGaN/GaN Multi Quantum Well (MQW) Light Emitting Diode (LED) grown on a patterned sapphire substrate (PSS) by metal organic chemical vapor deposition (MOCVD). We report the electro-optical parameters of elaborated prototype of white LED lamp obtained by Chip on Board (COB) system.

Key words: Solid State Lighting, Phosphors, LEDs

Introduction. One of the promising avenues to limit future electricity shortages is through lighting. Optoelectronic devices working in the short-wavelength region of the visible spectrum have seen tremendous development over the past 20 years since basic material issues of GaN and its related alloys like hetero-epitaxy on foreign substrates and p-doping could be mastered (see, e.g., [1]). Among them, GaN and its alloys with InN and AlN have attracted strong attention since the successful commercialization of bright blue/green

light-emitting diodes followed later by the demonstration of injection lasers. Today, GaN-based nitride semiconductors form the material base for modern solid state lighting (SSL). III-Nitride semiconductors have significant applications for solid state lighting (SSL) and lasers. The InGaN quantum wells (QWs) employed as active region for nitride light-emitting diodes (LEDs) covers the wide spectral regime from near ultraviolet to near infrared. SSL based on semiconductors LEDs –which features high emission quantum efficiencies, long lifetime, and harmless constituent atoms–could be an attractive option to replace traditional fluorescent lamps and incandescent bulbs. Therefore, realizing advanced LED based SSL with controllable color emission would be the ultimate goal of lighting technology. The present work consist is growth and optimization of InGaN MQW blue LEDs for SSL within the blue-pumped phosphor architecture [2-5].

Experiments and Results. The purpose of the current work is the investigation and optimization of the growth of InGaN/GaN multiple quantum well (MQW) and LED structures on these GaN/sapphire templates by MOCVD. For the today the radiant efficiency of InGaN blue chip reaches, but final light output reduces suffering from the inevitable Stokes loss and optical loss as scattering and absorbance in the package. The rest is lost to heat, which is dissipated through the package to the ambient. But regarding the operating current, it needs to require careful attention, because the quantum efficiency of InGaN LED drops with increasing current density. It is important to decide a suitable operating current range in accordance with chip design, although the range is much expanding than before. In 2020, LED lighting efficiency is expected to be over 200 lm/W. But to achieve that, there are many intermediate steps that have to be taken, for example, increasing light extraction from LED devices, improving packaging, finding better infrastructure, and discovering highly efficient LED phosphors. However, the external quantum efficiency (EQE) of LEDs drops rapidly as current density increases in InGaN/GaN multiple quantum well (MQW) LEDs. For high power application of LEDs, the injection current is increased and efficiency droop becomes an unavoidable problem. The loss of InGaN LED efficiency at high operating currents is relevant to both multichip and phosphor-converted white LEDs, and has been a topic of active investigation. To accomplish this we have employ two new techniques. One is to use an ITO contact as a p-type electrode, because the light generated in the active layer could exit into the resin with much lower optical absorption at the electrode. The other method of reducing absorption we used patterned sapphire substrates (PSS), with effectively scattered the emission light from the active layer. We have fabricated high luminous efficacy white LEDs, using patterned sapphire substrates (PSS) and indium-tin oxide (ITO) contact as a p-type electrode. The refractive index of nitride films is higher than those of the sapphire substrate and the resin, about 60% of the emission light from the active layers propagates in the thin nitride films. In a conventional blue LED, a translucent electrode such as Ni/Au is used as a p-contact electrode. The transmittance of this electrode is only 40%, and the optical absorption is very high. As a result, the electrodes absorb some of the propagating light whenever it is reflected at the electrode. Because a large number of reflections occur in the thin nitride films, the optical absorption at the electrode is significant. Therefore it is important to reduce the number of reflections on the electrode and the optical absorption of the electrode in order to improve extraction efficiency. In this case compare with the case of flat sapphire substrate, the propagating light can more efficiently exit into the sapphire substrate. The density of the propagating light in the nitride films will significantly decreased and the quantity of light reflected at the electrode will significantly reduce. As a result, extraction efficiency will considerably enhance.

Figure 1(a, b) shows the cross-sectional structure of a phosphor conversion white LED lamp consisting of a blue LED die and a yellow phosphor. The LED die is mounted in the cup on the lead frame and coated by the yellow phosphor. The LED die and the phosphor are

packaged by a resin formed into the shape of an optical lens. This device produces white light by mixing the blue emission from the LED die with yellow fluorescence from the phosphor, which is excited by the blue emission of the LED die, as shown in figure 1(b). The commonly used yellow phosphor is YAG phosphor prepared by us with combustion method (with shorter preparation time and lower sintering temperatures). YAG phosphor has very high wavelength conversion efficiency, high thermal stability, high material toughness and a low production cost.

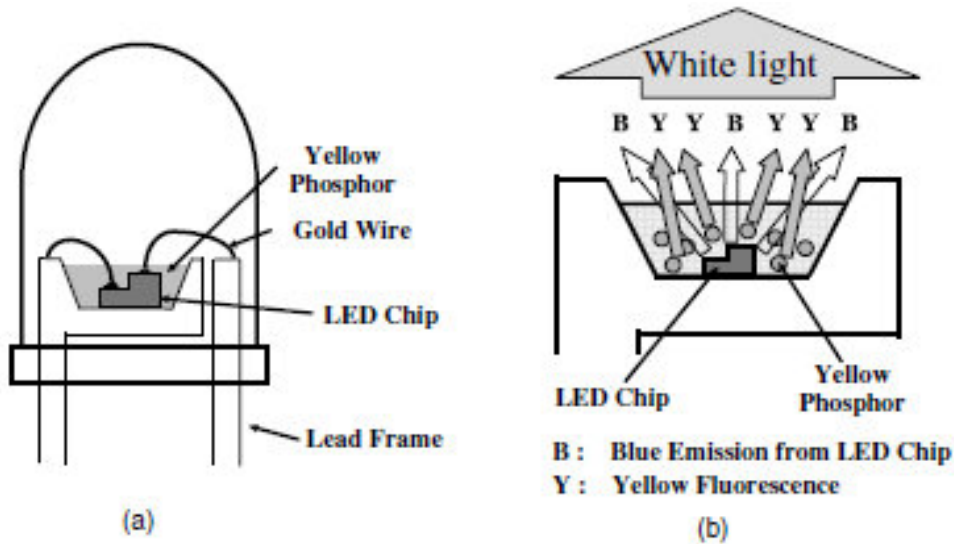


Figure 1 (a) The cross-sectional structure of a phosphor-conversion white LED lamp using a blue LED die and yellow phosphor, (b) emission mechanism of the white LED.

Fig. 2 shows the schematic image of the InGaN/GaN MQWs LED. The LED structure consists of a Si-doped n-type AlGaIn layer, an InGaIn/GaN MQWs active region, a Mg-doped p-type AlGaIn layer, and a Mg-doped GaN contact layer. The ohmic metallization of Ti/Al (500/ 500 Å), Ni/Au (35/35Å), and pad metals of Ni/Au (150/500Å) was performed by e-beam evaporation. SiO₂ film was deposited by RF sputtering. Windows for the LED structure were formed by conventional photolithography and wet chemical etching. Then, the InGaIn/GaN MQWs LED was grown by MOCVD.

A major activity will be the development of new phosphor materials activated by Ce³⁺ and their implementation onto GaN-based LED chips and studies of white LED's properties. Figure 3(a, b) shows the SEM image and Photoluminescence (PL) spectra of YAG:Ce³⁺ phosphor. The broad emission peak is attributed ~557nm, excitation rang ~(430-490)nm. CIE 1931 Chromaticity coordinates is (0.442, 0.537).

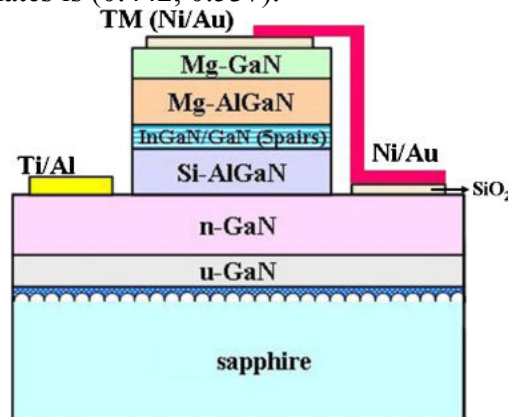


Figure 2. Side view of the InGaIn/GaN MQW LED structure.

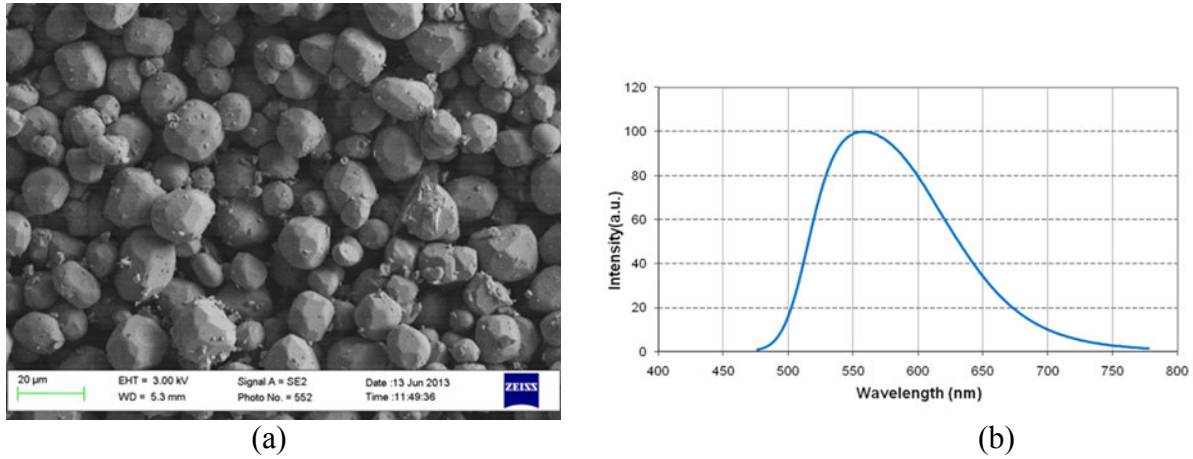


Figure 3. (a) SEM image of YAG:Ce³⁺ phosphor prepared by combustion method, (b) PL spectra of YAG:Ce³⁺ phosphor.

Phosphor conversion white LEDs were fabricated by combining blue LED as an optical pumping source with post-heat-treated YAG:Ce³⁺ phosphor. The phosphor were mixed with transparent silicone gel (1:10wt%), and coated onto the lead frame with blue chip with maximum emission at about 465nm. Highly efficient, tightly-matched LED die material is bounded to a thermally conductive substrate and encapsulated with a precision applied phosphor coating. We achieve high performance, because we use a bigger LED chip area which has been optimally distributed across the substrate surface to enhance optical efficacy and reduce current density. In addition the electronic configuration of the die (chip) elements has been arranged to keep drives current low, thereby reducing the power dissipation further. Not only does this technique result in high luminous efficiency, it also ensures that heat is spread more effectively across the substrate surface resulting in lower junction temperature and longer life expectancy. LED based street lamps with high brightness and performance have been identified as one of the solutions for next generation energy saving lighting sources in city lighting, especially in road lighting applications which provide suitable illumination for safety driving at night. Energy saving is not only a major driving force but also an enabling technology in today's global crisis of costly energy policy, especially, the capability of using other energy sources such as solar and wind energy to directly drive LED lighting modules is a plus for adopting this potential light source. The performances of fabricated white LEDs prototype lamp were investigated by GONIOPHOTOMETERS SYSTEM and INTEGRATING SPHERE (Figure 4). The CIE coordinate of white-LED lamp is 0.35, 0.40. The correlated color temperature (CCT) is 4755K.

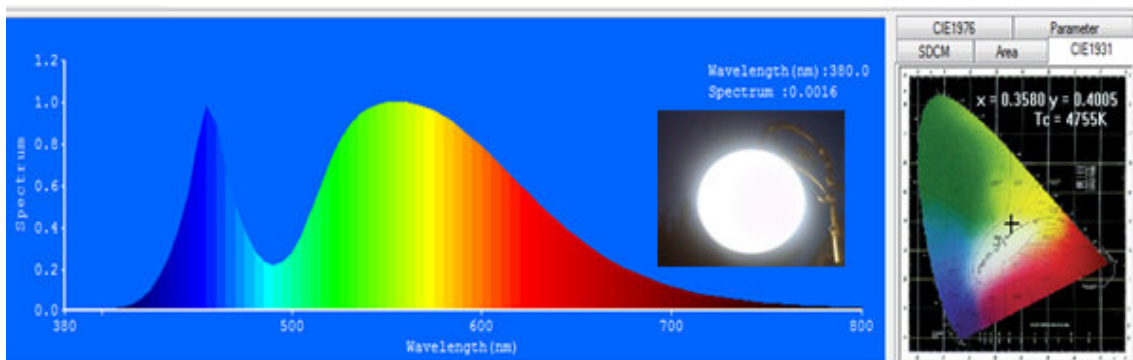


Fig. 4. Electroluminescence spectra of fabricated LEDs lamp.

REFERENCES

1. Nakamura S and Fasol G 2000 The Blue Laser Diode—GaN Based Light Emitters and Lasers (Berlin: Springer)
2. Y. Shiimizu, K. Sakano, Y. Noguchi, and T. Moriguchi, Patent No. US6614179 (2003).
3. R. Mueller-Mach, G.O. Mueller, M.R. Krames, and T. Trottier, IEEE J. Selec. Top. Quantum Elec. 8, 339–345 (2002).
4. R. Mueller-Mach, G. Mueller, M. R. Krames, H. A. Hoppe, F. Stadler, W. Schnick, T. Juestel, and P. Schmidt, Phys. Status Solidi A 202, 1727–1732 (2005).
5. R. Jabbarov, N. Musayeva, F. Scholz, T. Wunderer, A. N. Turkin, S. S. Shirokov, and A.E. Yunovich, Phys. Status Solidi A 206, No. 2, 287–292 (2009)
6. Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, and M.R. Krames, Appl. Phys. Lett. 91, 141101 (2007).
7. M.R. Krames, O.B. Shchekin, R. Mueller-Mach, G.O. Mueller, L. Zhou, G. Harbers, and M.G. Craford, J. Disp. Technol. 3, 160–175 (2007).

ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ С АНИЗОТРОПНЫМ ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ КОНФАЙНМЕНТА.

Р.З. Ибаева

Институт Физики НАНА Азербайджана

raida_ibayeva@hotmail.com

Развита теория поглощения света свободными носителями в сверхрешетках из квантовых точек с анизотропной параболической потенциальной яме при рассеянии носителей на полярных оптических фононах.

Благодаря стремительному прогрессу полупроводниковой нанотехнологии могут быть получены различные низкоразмерные системы, такие как полупроводниковые сверхрешетки, квантовые ямы, квантовые проволоки и квантовые точки. С реализацией первых квантовых точек около двух десятилетий назад, много усилий было посвящено их изучению. Интерес к ним вызван тем, что эти так называемые «искусственные атомы» могут быть изготовлены и настроены таким образом, чтобы они имели конкретные характеристики. Это важное свойство, как с точки зрения возможных применений, так и для изучения основных квантовых явлений.

Современная нанотехнология позволяет изготавливать квантовые точки различных форм. Полупроводниковые сверхрешетки квантовых точек привлекает все большее внимание в связи с их возможными применениями в различных устройствах. Существует значительный интерес к исследованию переноса заряда в сверхрешетках из квантовых точек, который очень важен для понимания эффективности работы большинства упомянутых устройств.

В настоящей работе проведено исследование поглощения электромагнитного излучения свободным электронным газом, взаимодействующим с колебаниями решетки, в сверхрешетках из квантовых точек.

Известно, что движение электрона в сверхрешетках является ограниченным и что энергетический спектр квантуется на дискретных уровнях. Мы предполагаем, что квантование имеет место в z –направление. Мы рассматриваем электрон-фононное взаимодействие в сверхрешетках из квантовых точек с периодическим потенциалом U

(z) периода d вдоль z-напрвления [1]. Предполагается, что электронный газ в сверхрешетках из квантовых точек ограничен анизотропным параболическим потенциалом следующим образом:

$$V(x, y) = \frac{m^*}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2), \quad (1)$$

где m^* -эффективная масса и ω_x и ω_y частоты конфайнмента в x и y напрвлениях, соответственно. В приближении сильной связи Гамильтониан для носителя в сверхрешетках из квантовых точек может быть записан в виде [2,3]

$$H = \frac{(p_x^2 + p_y^2)}{2m^*} + \frac{m^*}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2) + \frac{\Delta}{2} (1 - \cos \frac{p_z d}{\hbar}), \quad (2)$$

где Δ -ширина минизоны. Нормализованные собственные функции электрона $\Psi_{n,e,k_z}(r)$ и собственные значения $E_{n,l}(k_z)$ в зоне проводимости задаются, соответственно, в виде [4]

$$\Psi_{n,e,k_z}(r) = \frac{1}{\sqrt{L}} \Psi_n(x) \Psi_e(y) \xi_{k_z}(z), \quad (3)$$

$$E_{n,l}(k_z) = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_x + (l + \frac{1}{2}) \hbar \omega_y + \frac{\Delta}{2} (1 - \cos k_z d) = \varepsilon_{n,l} + \varepsilon(k_z), \quad (4)$$

где через $n(=0,1,2,\dots)$ и $l(=0,1,2,\dots)$ обозначены индексы уровней электронных подзон, k_z -компонента волнового вектора в z -направлении, $\Psi_n(x)$ и $\Psi_n(y)$ - собственные функции простого гармонического осциллятора, $\xi_{k_z}(z)$ означает [БЛОХОВСКАЯ ФУНКЦИЯ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ](#) в z -направлении и L_z - нормализованная длина в z - направлении.

Рассматриваемый процесс поглощения света свободными носителями при участии фононов рассчитывается во втором порядке теории возмущения. Коэффициент поглощения определяется при этом известной формулой [5]

$$\alpha = \frac{\varepsilon^{1/2}}{n_0 c} \sum_i W_i f_i \quad (5)$$

где ε -диэлектрическая постоянная, n_0 -число фотонов в поле излучения, f_i функция распределения свободных носителей, W_i - вероятность перехода определяемая следующей формулой

$$W_i = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{f,q} \left[\left| \langle f | M_+ | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\Omega - \hbar\omega_q) + \left| \langle f | M_- | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\Omega + \hbar\omega_q) \right] \quad (6)$$

где E_i и E_f обозначают начальное и конечное состояние энергии электронов, соответственно, $\hbar\Omega$ - энергия фотона, $\hbar\omega_q$ - энергия фонона, и $\langle f | M_{\pm} | i \rangle$ -являются элементами матрицы перехода от начального состояния к конечному состояния для взаимодействия между электронами, фононами и фотонами.

Используя волновые функции, заданные выражением (3), матричные элементы электрон-фотонного взаимодействия могут быть записаны как

$$\langle n'l'k'_z | H_R | nk_z \rangle = \frac{e\Delta d \sin(k_z d)}{2\hbar} \left(\frac{2\pi\hbar n_0}{V\Omega \varepsilon} \right)^{1/2} (\mathcal{E}_z) \delta_{m'l'} \delta_{kk'_z}, \quad (8)$$

где V –объем кристалла. Здесь поле излучения поляризовано вдоль z - направления, ε - вектор поляризации поля излучения.

Функция распределения электронов для невырожденного электронного газа может быть записана как

$$f_0(E_{nk_z}) = \frac{2n_{1d} de^{\frac{\Delta}{k_B T}} \sinh\left(\frac{\hbar\omega_x}{2k_B T}\right) \sinh\left(\frac{\hbar\omega_y}{2k_B T}\right)}{M\left(\frac{1}{2}, 1, \frac{\Delta}{k_B T}\right)} \exp\left(-\frac{E_{nk_z}}{k_B T}\right)$$

где n_{1d} -число электронов на единицу длины и $M(a; c; x)$ –конфлюэнтная гипергеометрическая функция [6],

$$M(a, c; x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(a)_n x^n}{(c)_n n!}.$$

Для взаимодействия электрон- полярный оптический фонон мы имеем

$$C_{POL}^2 = 2\pi e^2 \hbar \omega_0 \left\{ \frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right\}, \quad F_{POL} = \frac{N_0^{\pm}}{q^2},$$

здесь ε_{∞} и ε_0 -высоочастотная и статическая диэлектрические постоянные полупроводника, соответственно. Как обычно, энергия фонона взята $\hbar\omega_q = \hbar\omega_0 \approx \text{const}$

$$N_0 = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad N_0^- = N_0, \quad N_0^+ = N_0 + 1$$

где $N_0^-(N_0^+)$ описывает уничтожение и рождение фонона.

Используя матричные элементы электрон-фононное взаимодействия $\langle k_y n l' | V_s | k_y n l \rangle$, вышеупомянутым процессам можно вычислить коэффициент поглощение света свободными носителями.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Noguchi, J.P. Leburton and H. Sakaki, Phys. Rev. B 47, 15593 (1993).
2. W.M. Shu and X.L. Lei, Phys. Rev. B 50, 17378 (1994).
3. S.C. Lee, D.S. Kang, J.D. Ko, Y.H. Yu, J.Y. Ryu and S.W. Kim, J. Korean Phys. Soc. 39, 643 (2001); Sang Chil Lee, J. Korean Phys. Soc. 51, 1973 (2007).
4. S.C. Lee J. of Korean Phys. Soc, 52, 1081, (2008).
5. Adamska H. and Spector N., J.Appl. Phys.,1986,v.59 p.619-626.
6. George B. Arfken and Hans J. Weber, Mathematical Methods for Physicists (Academic Press, New York,2001), p. 832.

FOTOKEÇİRİCİLİYİN RELAKSASIYASI METODU İLƏ GaS LAYLI YARIMKEÇİRİCİ KRİSTALLARINDA TUTULMA MƏRKƏZLƏRİNİN VƏ SƏTH HALLARININ TƏDQIQI

N.İ. Hüseyinov, Y.M. Mustafayev, F.Q. Əsədov, T.B. Tağıyev

AMEA, Radiasiya Problemləri İnstitutu, Bakı, Azərbaycan

farqanasadov@mail.ru

Müasir yarımkeçiricilər texnologiyası dərinliyə görə aşqarlanmış strukturlar əsasında hazırlanır, hansı ki, yarımkeçiricilərin xassələrini lazım olan dərinliyə qədər effektiv dəyişməsini təmin edir. Bu məqsədlə qaçış məsafəsi kiçik olan yüklü zərrəciklərdən istifadə olunması məqsədə uyğundur. A^3B^6 birləşməli yarımkeçiricilərdə radiasiya defektlərinin yaranması geniş öyrənilmişdir, ancaq birləşmə atomlarının dərinliyə görə paylanması və onların radiasiya defektlərinin yaranmasına təsiri çox az tədqiq edilmişdir. Məlumdur ki, atomların qeyri

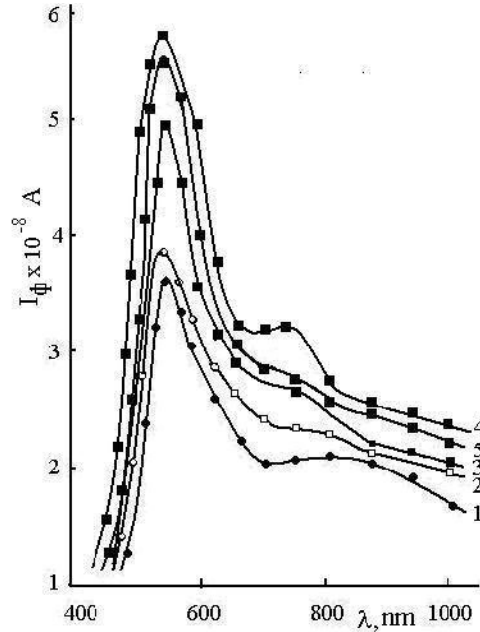
bərabər paylanması cihazların fiziki xassələrinə güclü təsir edir. Odur ki, komponentlərin kristalda dərinliyə görə paylanmasının tədqiqi böyük maraq kəsb edir və olduqca aktualdır.

İşdə 140keV enerjili H_2^+ ionu ilə 1.10^{15} və $5.10^{15}cm^{-2}$ dozada implantasiya olunmuş GaS monokristalının struktur dəyişməsinə Rezerford əks səpilmə və işığın kombinasiyalı səpilmə metodu ilə tədqiq edilmişdir. Tədqiq olunan GaS monokristalı Bridjmen metodu ilə alınmış və xüsusi müqaviməti $\sim 10^9$ omsm tərtibində olmuşdur. Tədqiqatda (RƏS) enerjisi 1,5MeV olan He^{+1} ionundan istifadə edilmişdir. H_2^+ ionunu implantasiya etmək üçün Van-de-Qraafa (tip AN2500) sürətləndiricisindən istifadə edilmişdir. İmplantasiya dozası 1.10^{15} - $1.10^{15}sm^{-2}$ tərtibində olmuşdur. Eksperimentin nəticələri SİMNRA 6,05 proqramı əsasında hesablanmışdır. GaS monokristalında enerjisi 1,5MeV olan He^{+1} -in rezerfor əks səpilməsinin energetik spektri verilmişdir. Spektrdən görüldüyü eksperimentin nəticələri modelləşdirmədən alınan nəticələrlə üst-üstə düşür. Səpilmə spektrinin nəticələrindən görünür ki, kristalın tərkibi üç elementdən ibarətdir: Ga, S, O. Eksperimentdən müəyyən edilmişdir ki, səthdən 40nm dərinlikdə Ga(38%), S(42%) və O(20%) təşkil edir. 40nm-dən yuxarı dərinlikdə isə qallium və kükürdün miqdarı bərabərdir(50%, 50%), GaS monokristalının göstərilən istiqamətdə tədqiqi mühüm elmi əhəmiyyət kəsb edən sahələrdən biridir. Məlumdur ki, səth halları, onların energetik paylanması yarımkeçiricilərin xassələrinə təsir edən mühüm amillərdən biridir. GaS laylı yarımkeçiricisi və bir çox parametrlərinə görə mühüm perspektiv tətbiqi gözlənilən $A^{11}B^{VI}$ birləşmələrdən sayılır. Buna görə də yarımkeçirici əsaslı müxtəlif yönlü cihazqayırma sənayesində GaS laylı kristalının kinetik səth və səth yanı parametrlərinin idarə olunması müasir dövrün aktual problemlərindən biri hesab edilir. Nəzəri və praktiki baxımdan GaS laylı yarımkeçiricisinin Perspektivdə bu yarımkeçiricinin şüalanmasının təsiri ilə parametrlərinin idarə olunmasına ehtiyac duyulur.

Yarımkeçirici kristallar əsasında hazırlanmış cihazların fiziki və texniki xassələri onların kinetik parametrlərindən çox asılıdır. Buna görə də yarımkeçiricilərin kinetik parametrlərinin tədqiqi, onların xassələrinin və perspektiv tətbiq istiqamətlərinin mümkünlüyü üçün başlanğıc və vacib tədqiq mərhələlərindən biridir. Belə ki, yarımkeçiricilərin bir çox praktik istifadəsində, o cümlədən onlarda fotoelektrik, elektrik, lüminessensiya və injeksiya hadisələri zamanı yarımkeçirici monokristalların yükdaşıyıcılarının rekombinasiya mexanizimi böyük rol oynayır.

GaS laylı yarımkeçiriciləri müxtəlif şüalanma detektorları, o cümlədən γ və rentgen şüalarının qiymətləndirilməsi detektorların hazırlanmasında perspektiv materiallardan biri kimi əhəmiyyət kəsb edir. GaS yarımkeçirici əsasında hazırlanacaq belə cihazlar lazımı fiziki və texniki xassələrini həm də otaq temperaturunda saxlaya bildiyindən, onun xassələrinin tədqiqi və idarə olunması bu kristallara marağın artmasına səbəb olmuşdur.

Qeyd etmək lazımdır ki, bir çox yarımkeçiricilərin, o cümlədən, GaS monokristalının fiziki və texniki xassələri qadağan olunmuş zonada mövcud olan lokal səviyyələrin təbiətindən, halından, yerləşməsindən və konsentrasiyasından asılıdır. Cəsarətlə demək olar ki, stasionar volt-amper xarakteristikası və termostimuliə cərəyan spektri qeyd olunan parametrlərin təyini olunması üçün kifayət qədər informasiya vermir. Ona görə də GaS monokristallarının fiziki xassələrinin fotokeçiriciliyinin relaksasiyası metodu ilə tədqiqinin vacibliyi müasir dövrün tədqiq oblastlarından biri hesab olunur.



Şəkil 1. GaS monokristallarında fotokeçiriciliyin spektral asılılığı $T=300\text{K}$, 1- ilkin nümunə
 2. $\Phi=10^{13}\text{ el/sm}^2$, 3. $\Phi=10^{14}\text{ el/sm}^2$, 4. $\Phi=10^{15}\text{ el/sm}^2$
 5. $\Phi=10^{16}\text{ el/sm}^2$.

GaS monokristalının kinetik xarakteristikalarının tədqiqi zamanı bu yarımkəçirici LED impulsuları ilə işıqlandırılmışdır ($t_u=10^{-6}\text{san}$). Yarımkəçiricidə impulsu işıqlanma zamanı yaranan potensial dəyişməsi geniş zolaqlı gücləndirmədən sonra osilloqrafla qeyd olunmuş və qeyd olunan fotosiqnal kompyuterdə analiz olunmuşdur. Ölçü metodikasının zamana görə ayrılma müddəti 10^{-8} saniyədən az olmadığından 10^{-8} – 10^{-2} saniyə zaman intervalındakı siqnalların qeydiyyatı mümkün olmuşdur.

Təqdim olunan işdə laylı yarımkəçirici GaS monokristallarında rekombinasiyalar mexanizmi, tutulma mərkəzlərinin rekombinasiya parametrlərinin elektron keçidlərinin öyrənilməsi məqsədilə stasionar və kinetik tədqiqat üsullarından istifadə edilmişdir.

Bu tədqiqat metodlarından istifadə edərək bir daha təsdiq olunmuşdur ki, GaS monokristallarında kinetik proseslər zamanı bir neçə növ rekombinasiya tutulma mərkəzləri əsas rol oynayır. Bu rekombinasiya tutulma mərkəzləri sürətli (s) və yavaş (r) xarakterlidir.

NƏTİCƏ. Təqdim olunan işdə yarımkəçiricini monoxromatik impulsu işıqlandırılması zamanı əmələ gələn fotopotensialın qeyd alınması metodu ilə laylı GaS -in yükdaşıyıcılarının yaşama müddəti ölçülmüşdür. GaS -in laylı monokristalı üçün udulma mərkəzlərinin energetik səviyyəsindən asılı olaraq yükdaşıyıcılarının yaşama müddəti 10^{-6} – 10^{-3}san intervalında olduğu müəyyən edilmişdir.

ƏDƏBİYYAT

1. Ансельм А.И Введение в теорию полупроводников. М. Наука,1978,615с.
2. Аскеров Б.М. Кинетически эффективы полупроводниках. М.Наука,1970,303с.
3. Əsgərov. В.М. Bərk cisimlər nəzəriyyəsi. BDU – nun nəşriyyatı, Bakı,2001,154s.
4. Tahirov V.İ. Yarımkəçiricilər fizikasının əsasları. Maarif nəşriyyatı ,Bakı, 1984,326s.

ŞOTTKİ DİODLARININ ELEKTROFİZİKİ PARAMETRLƏRİNƏ ƏLAVƏ ELEKTRİK SAHƏSİNİN TƏSİRİ.

N.N. Haşımova, Ə.R. Aslanova

Bakı Dövlət Universiteti

Müasir mikroelektronikanın və nanotexnologiyanın inkişafı ilə əlaqədar olaraq düzləndirici və omik xassələrə malik metal –yarımkeçirici kontaktların həm tətbiqinə həm də tədqiqinə xüsusi diqqət yetirilir. Son illər metal nanokompozit materiallar əsasında hazırlanan düzləndirici metal –yarımkeçirici kontaktların (Şottki diodları) elektrofiziki xassələrinin geniş tədqiqi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, Şottki diodlarında (ŞD) metal elektrod daxilində xüxtəlif təbiətli metal nanohissəciklər yerləşdirməklə onların potensial çəpərlərinin hündürlüyünü, ideallıq əmsallarını və digər elektrofiziki parametrlərini tənzimləmək mümkün olur [1].

Kontakt materiallarının təbiətindən və hazırlanma texnologiyalarının seçimindən asılı olmayaraq real metal-yarımkeçirici kontaktlar bir qayda olaraq kontakt səthi boyunca elektron emissiyası baxımından qeyri-bircins olur. Kontakt səthi bircins olsa belə, kontakt səthi ilə onu əhatə edən metal və yarımkeçiricinin sərbəst səthləri arasında yaranan potensiallar fərqi hesabına real ŞD qeyri-bircins olur. Bu isə o deməkdir ki, real ŞD-lar bir-biri ilə elektrik əlaqəsində olan paralel qoşulmuş və lokal potensial çəpərlərinin hündürlükləri fərqli olan mikro- və nanokontaktlardan ibarət olur. Belə mikro- və nanokontaktlar arasında kontakt potensiallar fərqi və müvafiq elektrik sahələri yaranır ki, bu əlavə elektrik sahələrin intensivlikləri çıxış işi kiçik olan hissəcik səthindən çıxış işi böyük olan hissəciyin səthinə doğru yönəlir və yarımkeçiricinin kontaktaltı hissəsində yerləşir. Digər tərəfdən, real metal – yarımkeçirici kontaktlarda kontakt səthi ilə onunla bilavasitə təmasda olan metal və yarımkeçiricinin sərbəst səthləri arasında potensiallar fərqi yarandığından periferiyaya boyunca kontaktaltı hissədə əlavə elektrik sahəsi yaranır. Bu səbəblərdən real ŞD-lərdə baş verən elektron proseslərində əlavə elektrik sahəsi fəal rol oynayır [2].

Tədqiq olunan nümunələrin voltamper xarakteristikalarının tədqiqi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, SD -lərdə cərəyan axını termoelektron emissiyası mexanizmi ilə müəyyən edilir. Onların VAX-ı termoelektron emissiya nəzəriyyəsinə görə aşağıdakı düstur ilə təsvir olunur [2]:

$$I = SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BO} \pm \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\pm \frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

Real SD-lərdə $\Delta\Phi_B$ əsasən əlavə elektrik sahəsinin təsiri ilə təyin edilir və $\Delta\Phi_B = \pm\beta qU$ olur və $qU \gg kT$ ödəndikdə onların düz istiqamətdə ($U>0$) I-V asılılığı

$$I_F \approx SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BO}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{nkT}\right) \quad (2)$$

olur. Bu düsturlardakı işarələr ədəbiyyatda ümumən qəbul edilmiş işarələrdir.

Ayrılan tədqiqat zamanı kontaktların periferiya parametrlərini təyin etmək üçün məlum [2] metodlardan istifadə olunmuşdur. Düzləndirici kontaktın periferiya cərəyan sıxlığı J_L aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur :

$$J_L = \frac{I_L}{L} = \frac{NI_1 - I_2}{NL_1 - L_2} \quad (3)$$

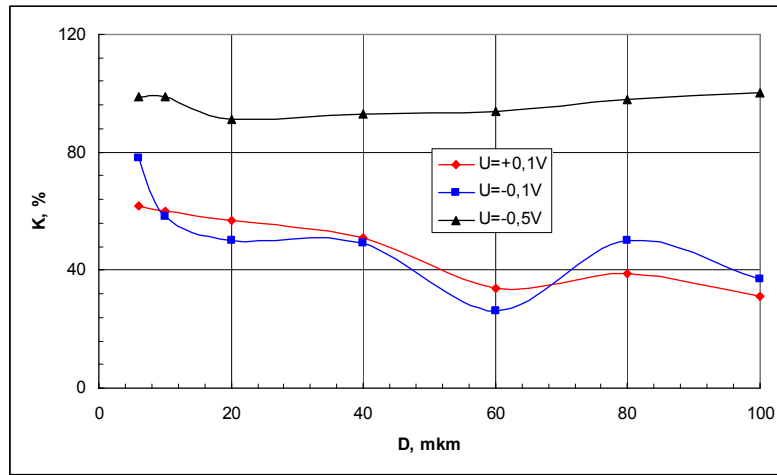
Kontaktların periferiyasının uzunluğu L olan MYK-nın və cərəyanı I aşağıdakı kimi ifadə olunurlar:

$$I_L = IL \quad (4)$$

MYK-ların ümumi cərəyanında periferiya cərəyanlarının K payları aşağıdakı kimi ifadə olunurlar:

$$K = \frac{I_L}{I} 100\% \quad (5)$$

Təcrübədə alınmış nəticələrə əsasən yuxarıda göstərilən düsturlardan istifadə edərək gərginliyin müxtəlif qiymətlərində cərəyanın kontaktın diametrindən asılılığı qurulmuşdur və göstərilmişdir ki, 0,1, -0,1, -1 və -5V gərginliklərdə cərəyan diametrin ölçüsü 6mkm-dən 100mkm-ə qədər artıqca cərəyan artma xarakteri müxtəlif olur. Belə ki, cərəyanın diametrdən asılılığı 0,1 və -0,1V qiymətlərində kvadratik xarakter daşayır və -5V qiymətlərində isə xətti xarakter kəsb edir. Bu isə o deməkdir ki, bu halda cərəyan əsasən periferiya cərəyanından ibarət olur. Aparılmış təcrübələrə uyğun olaraq periferik cərəyanın kontaktın ümumi cərəyanında olan payının kontaktların diametrindən asılılığı aşağıdakı şəkildə göstərilmişdir.



Şəkil.1. Cu-nSi Şottki diodunun periferiya cərəyanının kontaktın ümumi cərəyanında olan faizlərlə payının kontakt diametrindən asılılığı.

Aparılan tətqiqat zamanı müşahidə olunmuşdur ki, Cu-nSi kontaktının diametri 6mkm -dən 100 mkm-ə qədər artıqca periferik cərəyanın kontaktın ümumi cərəyanındakı payı azalır və tətqiqatın -5V qiymətində göstərilən pay sıfır faizə qədər enir. Təcrübə zamanı əldə edilmiş nəticələrdən istifadə olunaraq kontaktların potensial çəpərin hündürlüyü aşağıdakı ifadə ilə hesablanmışdır

$$\Phi_B = kT \ln \frac{SAT^2}{I_0} \quad (6)$$

Alınmış nəticələr aydın görünür ki, əlavə elektrik sahəsinin təsiri hesabına kontaktın diametrinin kiçik intervalında (10-100mkm) potensial çəpərin hündürlüyü diametr artdıqda kəskin şəkildə artır. Diametrin sonrakı intervalında bu artım zəifləyir və demək olar ki, sabit qalır.

ƏDƏBİYYAT

- 1.Min-Seok Kang et al. Nanoscale Reseach Letters 2012, 7, 75 [1]
- 2.Мамедов Р.К., Контакты металл –полупроводник с электрическим полем пятен, Баку, БГУ, 2003, 231с. [2]

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА AgSbSe_2

С.С. Рагимов, А.А. Саддинова

Институт Физики НАН Азербайджана

sadiyar@mail.ru

Проведено исследование температурных зависимостей коэффициента Холла и электропроводности AgSbSe_2 в температурном интервале 80-350К. Обнаружено максимум на температурной зависимости коэффициента Холла в области 150К.

Тройное соединение AgSbSe_2 , получаемое на основе двух бинарных соединений типа Ag_2Se и Sb_2Se_3 известно как термоэлектрический материал с низкой решеточной теплопроводностью [1]. Из-за большого значения удельной чувствительности S/k (где S -коэффициент термоэдс, k -коэффициент теплопроводности) это соединение может быть использовано в качестве чувствительного элемента в различных преобразователях инфракрасного излучения [2]. Термоэлектрические свойства этого соединения исследовано недостаточно.

В данной работе приводятся результаты изучения температурной зависимости коэффициента электропроводности и эффекта Холла. Синтез соединения осуществлялся сплавлением исходных компонентов в стехиометрическом соотношении с последующим медленным охлаждением. Полученные образцы имели серебристый блеск немногим количеством пор.

Эксперименты проводились четырехзондным методом в температурном интервале 80-300К. Исследованный образец имел р-тип проводимости с концентрацией носителей заряда $n=5,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

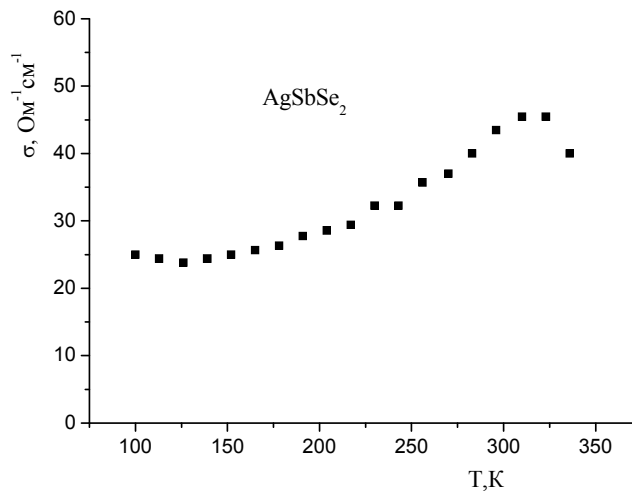


Рис.1. Температурная зависимость электропроводности

На рисунках 1 и 2 представлены полученные экспериментальные результаты. Как видно из рис.1 температурная зависимость электропроводности с ростом температуры растет и в области 320 К проходит через максимум и далее уменьшается. Такая температурная зависимость электропроводности характерна для образцов с дырочной проводимостью. С ростом температуры по мере приближения к собственной области проводимости электронный вклад в проводимость увеличивается и происходит смена знака проводимости. Для подтверждения сказанной мысли нами была исследована и температурная зависимость коэффициента Холла.

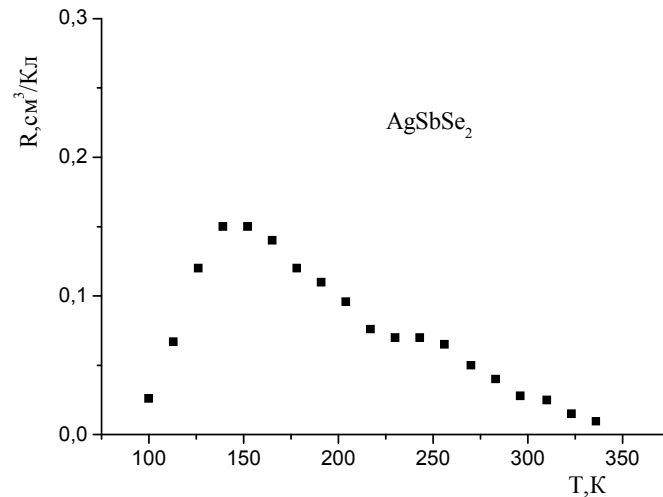


Рис.2. Температурная зависимость коэффициента Холла

На рис.2 представлены экспериментальные данные по эффекту Холла. Как видно из рис.2 температурная зависимость коэффициента Холла проходит через максимум в области 150К. В области 80-150К с ростом температуры коэффициент Холла возрастает, далее проходя через максимум, уменьшается. Подобная температурная зависимость коэффициента Холла было обнаружено в соединениях AgSbTe_2 и AgBiTe_2 в области 180-200К [2, 3]. Обнаружение максимума можно объяснить следующими двумя предположениями:

1. Присутствием в этом соединении второй подзоны в валентной зоне. С ростом температуры все большее количество дырок переходит в подзоны и эффективная концентрация дырок участвующее в проводимости уменьшается. Вследствие этого значение коэффициента Холла возрастает. Далее с ростом температуры все больше в проводимости участвует, электроны и снова значение коэффициента Холла уменьшается за счет подвижных электронов.

2. С наличием второй фазы $p\text{-Ag}_2\text{Te}$. В $p\text{-Ag}_2\text{Te}$ на температурной зависимости наблюдается инверсия знака коэффициента Холла около 60К. В зависимости от количества второй фазы температура максимума смещается в ту или другую сторону.

Исследование других эффектов даст более исчерпывающий ответ на причину прохождения через максимум.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д.Дудкин, А.П.Острица, ДАН СССР, 124, 1, с.94, (1959)
2. С.С.Рагимов, Известия РАН "Неорганические Материалы", т.43, стр. 1321-1323, (2007)
3. С.А.Алиев, Дж.А.Багиров, Ф.З.Гусейнов, "Неорганические Материалы", т.6, стр. 1052-1055, (1985)

FROM 3D SUPERCONFORMAL INDICES TO 2D PARTITION FUNCTIONS

Sh. Jafarzade^{1,2} and E. Asgerov¹

¹*Institute of Radiation Problems, Azerbaijan National Academy of Sciences,*

²*Physics Faculty, Baku State University*

Shahriyarjafarzade@gmail.com

The Standard Model is a theory of elementary particles which combines all fundamental interactions (except gravity) in nature. This theory was checked by a large number of experiments and it works quite well. However the Standard Model have some problems as dark energy, dark matter, neutrino oscillations, hierarchy problem, quantum gravity and etc. In order to get rid of some of these problems one needs to study beyond the Standard Model. One way to do that is study of supersymmetric theories. Supersymmetry is a symmetry of a given theory which connects fermionic degrees of freedom to bosonic ones. We know that in our world the number of fermions and bosons are not equal to each other, therefore supersymmetry is broken in nature [1, 2].

In order to check that the supersymmetry is broken or not, in 1982 Witten introduced the topological invariant (now called the Witten index) of a theory

$$I_{Witten} = \text{Tr}_{H=0} (-1)^F$$

where $(-1)^F$ is the Fermion number operator and H is the Hamiltonian. The trace is taken over all states with $H=0$ in the Hilbert space of the theory. The index computes the difference between the numbers of bosonic and fermionic ground states.

Recently Romelsberger [3] and independently Kinney et al. [4] introduced the so-called superconformal index which is a non-trivial generalization of the Witten index in a way that it respects all symmetries of the theory

$$I(f_1, \dots, f_n) = \text{Tr} \left[(-1)^F e^{-\beta(\mathcal{Q}, \mathcal{Q}^\dagger)} \prod_{i=1}^n f_i^{F_i} \right]$$

where \mathcal{Q} and \mathcal{Q}^\dagger are supercharges, F_i are generators for global symmetries, f_i are additional regulators corresponding to global symmetries.

Superconformal indices of three-dimensional theories have attracted much attention recently [5-9]. The equality of the superconformal indices for supersymmetric dual theories in three dimensions leads to the new unknown integral identities for basic hypergeometric functions [9]. Roughly speaking the three-dimensional index has the form of integral over the following infinite products

$$I_q[m, x] = \prod_{i=0}^{\infty} \frac{1 - x^{-1} q^{\frac{i-m}{2}+1}}{1 - xq^{\frac{i-m}{2}}}$$

We consider the following three-dimensional duality found in [9]

$$\sum_{m \in \mathbb{Z}} \oint \frac{dz}{2\pi i z} (-z)^{-3m} \prod_{i=1}^3 I_q \left[-m, q^{\frac{1}{6}} \xi_i z \right] I_q \left[m, q^{\frac{1}{6}} \eta_i z^{-1} \right] = \prod_{i,j=1}^3 I_q \left[0, q^{\frac{1}{3}} \xi_i \eta_j \right]$$

There is a reduction procedure from the three-dimensional index to the two-dimensional partition function proposed in [5]. From the perspective of special functions this reduction brings basic hypergeometric integrals to integrals over Euler's gamma functions

$$\lim_{q \rightarrow 1} \frac{(q^t, q)_{\infty}}{(q^s, q)_{\infty}} (1 - q)^{t-s} = \frac{\Gamma(s)}{\Gamma(t)}$$

Using this reduction procedure we try to get new complicated integral identities for ordinary hypergeometric functions and study relations between 3d and 2d supersymmetric

dualities. Note that physical aspects are not our main focus, instead, we aim at connections between physics and very interesting mathematical structures.

REFERENCES:

1. ITEP lectures on particle physics and QFT, Volume1
2. ITEP lectures on particle physics and QFT, Volume2
3. Romelsberger C., Counting chiral primaries in $N=1$, $d=4$ superconformal field theories, Nucl. Phys. B 747, 329 (2006)
4. Kinney J, Maldacena J.M., Minwalla S. and Raju S., An Index for 4 dimensional superconformal theories, Commun. Math. Phys. 275, 209 (2007)
5. Kim S., The Complete superconformal index for $N=6$ Chern-Simons theory, Nucl.Phys. B821 (2009) 241-284
6. Bhattacharya J. and Minwalla S., Superconformal Indices for $N=6$ Chern Simons Theories, JHEP 0901 (2009) 014
7. Krattenthaler C., Spiridonov V. and Vartanov G., Superconformal indices of three-dimensional theories related by mirror symmetry, JHEP 1106 (2011) 008
8. Kapustin A., Kim H. and Park J., Dualities for 3d Theories with Tensor Matter, JHEP 1112, 087 (2011)
9. Gahramanov I. and Rosengren H., A new pentagon identity for the tetrahedron index, JHEP 1311 (2013) 128
10. Benini F. and Cremonesi S., Partition functions of $N=(2,2)$ gauge theories on S^2 and vortices, Commun.Math.Phys. (2014) July

НЕКОТОРЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СИСТЕМЫ FeSb-MnTe

С.А. Алиев*, С.С. Алиев**

*Азербайджанская Государственная Морская Академия

** Азербайджанский Государственный

Архитектурно-Строительный Университет

sabir.eliyev.1950@mail.ru

Соединение 3d переходных металлов с элементами 4-ой группы (Fe,Se,Ca) таблицы Менделеева отличаются большим разнообразием физических свойств. Ценнейшее сочетание полупроводниковых и магнитных свойств делает их незаменимыми материалами в ряда электронных устройств.

В обычных полупроводниковых материалах типа Ge и Si не обладающих магнито упорядоченными состояниями, электронная корреляция слабая и они обладают широкой энергетической зоной. Сильная электронная корреляция придаёт этим материалам новые электрические и интересные магнитные свойства [1;2].

В литературе изучение электронной проводимости в халькогенидах переходных металлов в основном проводились в отдельных образцах (NiO, MnO,CoO₂ и ферритах) и не в широком температурном интервале, что не может прояснить общей картины энергетического состояния носителей тока. Учитывая вышеизложенное нами исследованы соединения переходных металлов на основе MnSb, MnTe, MnO и FeSb. Одну из таких систем образуют твёрдые растворы системы (FeSb)_x-(MnTe)_{1-x} на основе MnTe [3].

С помощью рентгенографического, дифференциально –термического, микро-структурного анализов и измерения микротвёрдости и плотности соединения (FeSb)_x-

$(\text{MnTe})_{1-x}$ построена диаграмма состояния и установлена, что в интервале $0 \leq x \leq 0,25$ получены твёрдые растворы на основе MnTe. Измерения показали, что микротвёрдость сплавов в зависимости от содержания состава MnTe и FeSb сильно изменяется. Зависимость плотности полученных сплавов от состава показывает, что в области твердого раствора плотность остаётся почти постоянной, что нельзя сказать об области двухфазных образцов, где происходит некоторое её уменьшение, в зависимости от количества MnTe и FeSb.

Исследование указанных физических свойств показывает, что Mn в решётке FeSb может находиться в заряжённом состоянии Mn^{+2} , заменив атом железа которым соответствует электронная конфигурация $3d^5$. Для такой электронной конфигурации характерно отсутствие расщепления энергетического состояния кристаллическим полем, так как её орбитальный момент равен нулю. Следует отметить, что ионы Mn^{+2} находятся на больших расстояниях друг от друга и обменное взаимодействие между ними практически отсутствует. Как известно из правила Хунда, при образовании кристаллической решётки электронные состояния изменяются вследствие внутриаомной связи электронов, расщепляющего действия кристаллического поля решетки и наличия условий для магнитной (ферро и антиферромагнитной) связи спинов соседних атомов и т.д. При образовании твёрдых растворов в системе FeSb- MnTe образуется несовершенная кристаллическая решётка. Повышенное содержание марганца приводит к тому, что температурная зависимость магнитных восприимчивостей (α) уже не подчиняется закону Кюри, в то же время как в области высоких температур экспериментальные данные подчиняются закону Кюри-Вейсса. Между магнитными моментами атомов Mn и Fe, образующих кластер, существует обменное взаимодействие антиферромагнитного знака (MnTe) и ферромагнитного знака (FeSb), которое и обуславливает более резкое изменение величины магнитной восприимчивости при понижении температуры. Отметим что в области высоких температур восприимчивость ионов Mn и Fe подчиняются закону Кюри –Вейсса. Согласно теории молекулярного поля характеристическая температура должна быть прямо пропорционально отношению концентрации ионов марганца и железа. Учитывая вышеуказанное, также проведено исследование некоторых кинетических параметров в области твёрдых растворов систем FeSb- MnTe.

Из значений магнитной восприимчивости определены точка Кюри для некоторых образцов систем FeSb- MnTe и её зависимость от состава. Установлено, что увеличения MnTe до 25% в FeSb приводит к уменьшению точки Кюри, а от 25% до 60% мол. MnTe в FeSb остаётся почти постоянным, а затем резко падает.

Таким образом установлено, что микротвёрдость исследованных соединений в зависимости от содержания MnTe и FeSb сильно изменяется. Изменение магнитной восприимчивости подчиняется закону Кюри, а пикнометрическая плотность при температуре 300К не изменяется.

ЛИТЕРАТУРЕ

1. Киттель «Введение в физику твёрдого тела» Москва Наука, 1978г.
2. М.А. Алиджанов, А.М. Кулиев, Г.И. Сафаралиев «Получение и исследование тройных систем» АМЕА «Xəbərlər». Fiziqa – riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2005 il, №2, s.118
3. Ш.Ш. Дадашов, А.М. Кулиев, А.А.Алиев «Магнитное свойства твёрдых растворов системы FeSb- MnTe» Известия Педагогического Университета. Баку №1, 2012г, ст.92

MÜXTƏLİF TƏBİƏTLİ DEFEKTLƏRİN $A^{III}B^{VI}$, $A_2^VB_3^{IV}$ TIPLI YARIMKEÇİRİCİLƏRİN TERMOELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ TƏSİRİ

Y.Q. Nurullayev*, B.Ş. Barxalov**, E.S. Qarayev*

*Bakı Dövlət Universiteti, **AMEA-nın Fizika İnstitutu

Nurullayev.yusif@ramler.ru

Bərk cisim elektronikasısı üçün perspektivli olan mürəkkəb yarımkeçiricilər və bərk məhlul kristalları qismən nizamsız quruluşa malik defektli kristallardır. Bu tip kristallarda mövcud olan həm məxsusi və həm də müəyyən üsullarla yaradılan defektlərin yaranma mexanizminin öyrənilməsi həm elmi və həm də praktik əhəmiyyətə malikdir.

Yarımkeçirici materiallarda yaranan defektləri aşağıdakı kimi qruplaşdırmaq olar: struktur defektləri, idarə olunmayan aşqar defektləri, xüsusi olaraq daxil edilmiş aşqar defektləri, radiasiya defektləri, termik defektlər. $A_2^VB_3^{IV}$ tipli birləşmələr qrupuna aid olan $As_2Se_3 - As_2Te_3$ birləşmələri monoklin qəfəs quruluşuna malik kristallar olub $P2_1/n - C_{2n}^5$ fəza qrupuna aiddir. Hər iki birləşmənin quruluş tipi D_5^8 olub $Pb_{nm} - D_{2n}^{16}$ quruluşda kristallaşır. Bu quruluşa həmçinin Sb_2Se_3 və Bi_2S_3 tipli birləşmələr də aiddir. As_2Se_3 və As_2Te_3 birləşmələrinin strukturu (010) müstəvisinə paralel müstəvilər təşkil edən və aralarında zəif Van-Der-Vaals əlaqəsi olan As_2S_3 laylarından ibarətdir. Lay As_2S_3 və As_2Te_3 birləşmələrində As atomu 3 kükürd Se atomu ilə əhatə olunmuşdur. Laylar arasında atomlar güclü kovalent rabitədədir. As_2Se_3 və As_2Te_3 birləşmələri bir-birindən 2 As atomu və üç kükürd $Se(Te)$ atomunun kristal qəfəsdə düzülüşü ilə fərqlənir [1].

Həm As_2S_3 və həm də As_2Te_3 birləşmələrinin fiziki xassələri ilə bağlı məlumatlardan aydın olur ki, bu kristallar əsasında daha yüksək effektiv termoelektirik hazırlamaq mümkündür. Bu məqsədlə müxtəlif tərkibli ($x=0,1; 0,3; 0,5; 0,9$) $As_2S_3 - As_2Te_3$ kristalının termoelektirik xassələri 100-500K temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur. Bu tip birləşmələr şüşəvari kristallardır. As_2S_3 birləşməsində qadağan olunmuş zolağın eni 2,5eV-dir. As_2S_3 -dən fərqli olaraq As_2Te_3 kristalının qadağan olunmuş zolağın eni 1,0eV olub yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının $1,8 \cdot 10^8 \text{ sm}^{-3}$ qiymətində yükdaşıyıcılarının yürlüklüyünü $170 \text{ sm}^2/\text{v} \cdot \text{san}$ tərtibindədir.

Tədqiqat zamanı müxtəlif tərkibli nümunələr üçün müəyyən olunmuşdur ki, tərkibində As_2Te_3 komponentinin baxılan intervalda artması ilə termoelektirik hərəkət qüvvəsi $25 \frac{mkV}{K}$ -dən $75 \frac{mkV}{K}$ -ə, Holl əmsalının isə $0,15 \text{ sm}^3 \cdot K^{-1}$ -dən $0,7 \text{ sm}^3 \cdot K^{-1}$ -ə qədər dəyişir. Bu halda Holl əmsalına görə hesablanmış yükdaşıyıcıların konsentrasiyası təqribən 3 dəfə azalır və nümunənin tərkibində Te atomlarının artması ilə bütün intervalda yükdaşıyıcıların konsentrasiyası azalır, amma uyğun olaraq termoelektirik hərəkət qüvvəsi artır. Alınan təcrübə nəticələrindən bir daha aydın olur ki, $As_2S_3 - As_2Te_3$ sistem bərk məhlul birləşməsinin qadağan olunmuş zonasında dərin və dayaz səviyyələr vardır. Alçaq temperaturlarda qadağan olunmuş zonadakı dərin səviyyələr qismən kompleksə olunduğundan bu birləşmələr alçaq temperaturlarda yüksək olurlar. Temperaturun artması ilə dərin aşqar səviyyələri tədricən boşalır və yükdaşıyıcıların konsentrasiyası dəyişir.

Ədəbiyyatdan [2] məlumdur ki, halkogen əsaslı termoelektrik materiallarda müəyyən təbiətli defekt mərkəzləri olan qismən nizamsız quruluşa malik defektli kristallardır. Bu kristallara vurulan müxtəlif faizli kənar element aşqaları konsentrasiyanın müəyyən qiymətində defekt mərkəzlərinin bir qismini kompensə edərək kristalın qəfəs quruluşunda müəyyən dəyişikliklər yaradır. Bu kristalların qadağan olunmuş zonalarında müxtəlif tipli lokal səviyyələr: dayaz α və dərin β –yapışma səviyyələri, asta r – və sürətli S – rekombinasiya mərkəzləri mövcuddur. Alınan təcrübi nəticələr və ədəbiyyat məlumatlarından istifadə edərək əvvəlcədən aşqarlanmamış *InSe* kristalının qadağan olunmuş zonasında olan α , β səviyyələri, həmçinin r , S - rekombinasiya mərkəzlərinin enerji dərinliyi hesablanaraq aşağıdakı qiymətlər alınmışdır: $E_{a_1} = E_c - 0,05 \text{ eV}$; $E_{a_2} = E_{\bar{n}} - 0,34 \text{ eV}$; $E_{\beta} = E_{\bar{n}} - 0,56 \text{ eV}$; $E_S = E_0 - 0,40 \text{ eV}$; $E_r = E_v + 0,50 \text{ eV}$. Hesablamalardan bu mərkəzlərin konsentrasiyası üçün $N_{a_1} \approx 9,7 \cdot 10^{18} \text{ sm}^{-3}$; $N_{a_2} \approx 2,4 \cdot 10^{14} \text{ sm}^{-3}$; $N_r \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$ qiymətləri, əsas və qeyri-əsas yükdaşıyıcıların r - və S - mərkəzləri tərəfindən zəbt olunma əmsalları üçün isə maye azot temperaturunda uyğun olaraq $\gamma_{ns} = 10^{-18} \text{ sm}^2$, $\gamma_{nr} = 3 \cdot 10^{-19} \text{ sm}^2$, $\gamma_{ps} = 10^{-17} \text{ sm}^2$, $\gamma_{pr} = 3 \cdot 10^{16} \text{ sm}^2$ qiymətləri alınmışdır.

Laylı quruluşa malik kristallarda mövcud olan bu mərkəzlər qəfəsin məxsusi defektləri (vakansiya, düyünlərərası atomlar və s.) və idarə olunmayan müxtəlif aşqarlarla əlaqədardır. Məhz n – *InSe* kristallarında elektron keçiriciliyinin üstünlük təşkil etməsi tərkibdə indiumun artılığı ilə əlaqədardır. Indiumun bu artılığı n – *InSe* kristalının sintez və göyərdilmə prosesində selenin tez uçuculuğu ilə bağlıdır. Bu atomların bir qismi düyünlərərası aralıqda yerləşərək donor səviyyələr, digər qismi isə materialda selen vakansiyaları yaradır. Eyni zamanda n – *InSe* kristallarında az da olsa *In* vakansiyaları mövcuddur. Həm indium, həm də selen vakansiyaları akseptor xarakterlidir. Ona görə də adi halda xüsusi aşqarlanmamış n – *InSe* kristalları öz-özünə qismən kompensə olunmuş olur. Bu fakt laylı A^3B^6 kristalında öyrənilən müxtəlif elektron proseslərinin tədqiqi zamanı bir daha təsdiq olunur.

Müxtəlif mexaniki təsirlərlə yaranan kristal daxili sahələrin varlığı hesabına, həm düyünlər arası atomlar, həm də vakansiyalar kristal daxilində fəzaca qeyri-bircins paylandığından ayrı-ayrı oblastlarda onların lokallaşması müəyyən üstünlük təşkil edir. Bu halda kristalda düyünlərərası atomun lokallaşdığı hissələr özlərini alçaqomlu matrisa (AO), indium və selenin (akseptor) üstünlük təşkil etdiyi lokal hissələr isə özlərini yüksəkəomlu fazalar (YO) kimi aparır. Bu zaman oblastların sərhəddində rekombinasiya çəpəri yaranır. Bu halda alçaqomlu oblastlarda qonşu rekombinasiya çəpərlərinin fəza yükləri oblastının “quyruqlarının” bir-birini qismən örtməsi nəticəsində nisbətən kiçik hündürlüklü dreyf çəpərləri yaranır. Dreyf çəpərlərinin varlığı alçaqomlu matrisada yükdaşıyıcıların diffuziya dərinliyinin kiçilməsinə səbəb olur və yaranan belə hissələr özlərinin bir-birinə ardıcıl qoşulmuş müxtəlif müqavimətli keçirici kimi aparır.

Bu kristalların qadağan olunmuş zonasında cəld S - və asta r -kombinasiya mərkəzlərinin varlığı məxsusi fotokeçiricinin lüks-amper xarakteristikasının subxətti oblastı ilə, fotocərəyanın infraqırmızı və temperatur sönməsi ilə; dayaz yapışma səviyyələrinin varlığı – fəza yükləri ilə məhdudlaşmış cərəyan, termostimullaşmış keçiricilik, induksiyanmış aşqar fotokeçiricilik hadisəsinin tədqiqində müşahidə olunur.

A^3B^6 tipli laylı kristallarda aşqar atomların nisbətən aşağı miqdarlarında aşqar ionları kristala daxil olaraq qəfəsdə düyünlər arasında nöqtəsi defektlət (daxil olma) şəklində toplanır və sonradan temperaturun dəyişməsi ilə bu defektlər kristal daxilində öz yerini dəyişir. Nəticədə, bir tərəfdən həm kristalın struktur defektliyi çoxalır, digər tərəfdən isə makroskopik

qeyri-bircinsliyin ölçüləri artır. Təbii ki, bu mexanizm öz növbəsində, uyğun araşdırmada fəzaca qeyri-bircins kristallarda müşahidə olunan struktur-defekt xarakterli effektlərin güclənməsinə səbəb olur.

Aşqar atomların sonrakı artımı zamanı onlar kristaldakı üçüncü qrup element komponentlərinin (*In* və *Ga*) vakant yerləri tərəfindən tutulur. Nəticədə, ilk halda kristalda laylar arası nizamlılıq tədricən bərpa olunur və birləşmədə ionun nadir torpaq element ionu ilə əvəz olunması hesabına laylar arası əlaqə güclənir, bu isə öz növbəsində kristalın defektlik dərəcəsinin, həmçinin onun fəzaca qeyri-bircinsliyinin azalmasına səbəb olur. Kristalda nisbətən böyük konsentrasiyalı nadir torpaq element aşqar atomları daxil edildikdə yaranan yeni elektron xassələri, qadağan olunmuş zonasında uyğun lokal səviyyələri olan fəzaca bircins kristalların elektron xassələrinə güclü təsir edir. Bu mülahizələr kristala daxil edilən uyğun aşqarların ion radiusları, atomlar arası məsafə, təbii layların qalınlığı, birləşmədə komponentlərin ion və kovalent radiuslarından asılıdır.

Laylı kristallarda α - və S - mərkəzləri alçaqomlu matrisada, β - və r - mərkəzləri isə yüksəkomlu fazalarda lokallaşır. Lokal səviyyələrin kristal daxilində belə paylanması (lokallaşması) kristalları alçaqomlu və yüksəkomlu edir. Təklif olunan bu model aşqarlanmamış A^3B^6 tipli qeyri-bircins yarımkeçirici birləşmələrdə baş verən elektron hadisələrini keyfiyyətcə kifayət qədər yaxşı izah edə bilər.

$Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalında ilkin lokal mərkəzlər və fəzaca qeyribircinslilik çox güman ki, tərkibdə civə, kadmium və düyünlər arası (akseptor tipli), *Te*- atomlarının, düyünlər arası kadmium və civə, həmçinin *Hg* (donor tipli) defektlərinin varlığı ilə bağlıdır. Belə nöqtəvi defektlərin əmələ gəlməsi hər şeydən əvvəl civənin daha tez uçucu olması ilə əlaqədardır.

$Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında γ - şüalanma kristalda həm donor və həm də akseptor tipli radiasiya defektləri yaranır, lakin akseptor səviyyələr üstünlük təşkil etdiyindən *n*- tip $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında kompensə dərəcəsi artır.

$Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalının müxtəlif dozalı γ - kvantlar və sürətli elektron seli ilə şüalandırılması onun kinetik parametrlərinə müxtəlif cür təsir göstərir. Bu təsir şüalanma nəticəsində $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalında həm donor, həm də akseptor tipli nöqtəvi radiasiya defektlərinin yaranması ilə əlaqədardır. Bu defektlər kristal qəfəsdə civə atomlarının vakansiyaları və düyünlər arası civə atomları ilə bağlı nöqtəvi Frenkel defektləridir. Ədəbiyyatdan [3] məlumdur ki, $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında şüalanmaya qədər məxsusi defektlərin klasterləri mövcuddur və bu klasterlər hesabına kristal daxilində lokal elektrik sahələri təsir göstərir. Kiçik şüalanma dozalarında yaranan nöqtəvi defektlər kristal daxilində miqrasiya edərək kristal daxilində iriölçülü qeyri-bircinslilik yaradır. Təbii ki, yürüklüyü kifayət qədər yüksək olan donor tipli nöqtəvi defektlər kristal daxilində daha effektiv və intensiv miqrasiya edir. Çox güman ki, γ -şüalandırılmış kristallarda müxtəlif nizamsızlıqların ətrafında donor tipli radiasiya defektlərinin toplanması da məhz bununla əlaqədardır.

ƏDƏBİYYAT

1. N.X. Abrikosov, V.F. Baykina, A.V. Poreükaə, Полупроводниковые соединения, их получение и свойства, М., Наука, 175 s., 1987.
2. Y.Q. Nurullayev, Qismən nizamsız kristallarda elektron defekt qarşılıqlı təsiri, Dokt. Dissert. Bakı, 254 s., (2005).
3. A.Ş. Abdinov, R.F. Babaeva, M.A. Djafarov, Ö.Q. Nurullaev, Neorqaniçeskie materialı **34**, 271 (1998).

ASTANA ƏTRAFI OBLASTINDA KATOD TOZLANMASININ ENERJETİK ASILILIGINA SƏTHİN QEYRI-BİRCİNSLİYİNİN TƏSİRİ

Ş.Q. Əsgərov, R.A. Hacıyeva

Bakı Dövlət Universiteti

Katod tozlanması –neytral və ya ağır atomar zərrəciklərlə bərk cisimi bombarduman etdikdə bərk cisim atomlarının səthdən qopması hadisəsidir. Bu hadisə 100 ilə yaxındır ki, öyrənilir. Tozlanma prosesi ilk dəfə qaz boşalması borusunun katodunda müşahidə olunduğu üçün bu hadisə katod tozlanması adlandırılmışdır.

Katod tozlanma hadisəsi *tozlanma əmsalı* (S) ilə yəni bir ionun çıxartdığı atomların sayı ilə xarakterizə olunur. Bu əmsalın təcrübi qiymətləri çox geniş diapazonda (10^{-5} -dən 10^0 atom/ion qədər) dəyişir. Tozlanma əmsalının qiyməti həm bombarduman edən ionun, həm bombarduman olunan hədəfin fiziki parametrlərindən, həm də texnoloji parametrlərdən asılıdır. Tozlanma əmsalının ionların enerjisindən asılılığı $S(E)$ bu prosesin əsas xarakteristikasıdır. Təcrübi tədqiqatlara görə müxtəlif enerji oblastlarında bu asılılıq müxtəlif düsturlarla ifadə olunur [1]:

a) astana ətrafı oblast $E_0 < E < 200$ eV üçün :

$$S = k_1(E_p - E_0)^3 \quad (1)$$

b) alçaq enerji oblastı $200 < E_p < 1000$ eV üçün:

$$S = k_2(E_p - E_0) \quad (2)$$

Burada

E_p - ionların enerjisi;

E_0 -astana enerjisi;

k_1, k_2 -mütənəsiblik əmsallarıdır.

Astana enerjisi E_0 - ionların o enerjisinə deyilir ki ondan alçaq qiymətlərdə tozlanma hadisəsi baş vermir. İon enerjisinin alçaq (200-1000 eV) qiymətlərində energetik asılığın nəzəri və təcrübi nəticələri bir-birini təsdiqləyir və ziddiyyət təşkil etmir. Astana ətrafı oblastda (0-200 eV) $S(E)$ asılılığı polikristal səthlər üçün qeyri-xəttidir. Bu oblastda nəzəri və təcrübi nəticələr arasında ziddiyyətlər var. Belə ki, Vilhelmin nəzəri hesablaması $S(E)$ asılılığı üçün kvadratik [2], Əsgərov və Senanın [1] təcrübi nəticələri bu asılılıq üçün kubik nəticə alınmışdır. Monokristallik səthlər üçün $S(E)$ asılılığı astana ətrafı oblastda xəttidir.

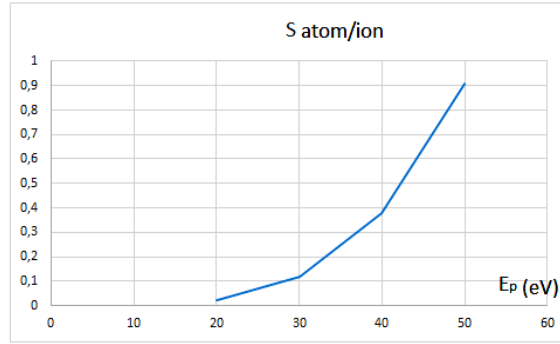
Bu ziddiyyətləri aradan qaldırmaq üçün səthın mikrostrukturunu nəzərə almaq bu məqalənin əsas məqsədidir.

İşdə fərz olunur ki, polikristallik səth bir neçə bərabər sahəli kristallitlərdən təşkil olunubdur. Bu kristalların hər birinin astana enerjisi müxtəlifdir. Yəni bombarduman olunan lokal səthlərinin astana enerjisi müxtəlifdir. İonların enerjisi artdıqca tozlanmaya qoşulan səthın nisbi sahəsi artır:

$$dw = df/F = \beta dE \quad (3)$$

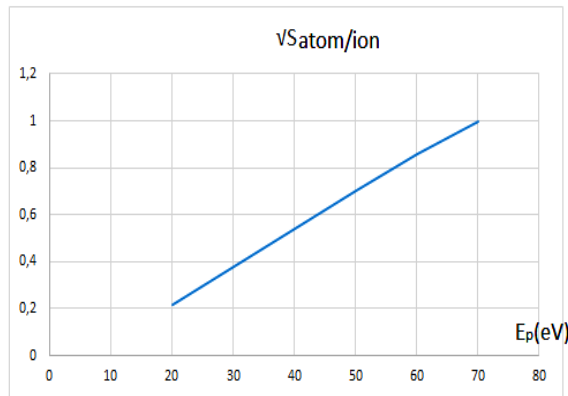
Burada F -bombarduman olan səthın ümumi sahəsidir, df - astana enerjisi E_0 -ilə $E_0 + dE_0$ intervalında dəyişən kontaktının cəm sahəsidir. β - kontakt səthinin astana enerjisinə görə paylanma funksiyasıdır və aşağıdakı düsturla ifadə olunur :

$$\beta = 1/F * df/dE \quad (4)$$



Şəkil 1. Dörd mikrokristallıtdən təşkil olunmuş səthin hesablanmış $S(E)$ asılılığı

Şəkil 1-də dörd mikrokristallıtdən təşkil olunmuş səthin $S(E)$ asılılığı göstərilmişdir. İonların enerjisi 20 və 30eV arasında olanda yalnız bir mikrokristal tozlanır. İonların enerjisi 40eV çatanda həm birinci, həm də ikinci mikrokristal tozlanır. Enerjisinin sonrakı artımında digər mikrokristallarda tozlanmaya qoşulur. Bütün bu hallar şəkil 1-də göstərilmişdir. Əgər bombardman olunan səth çoxlu mikrokristallıtlərdən təşkil olunarsa, onda bu qırıq xətlər kəsilməz əyriyə çevrilər. Bu əyrinin analitik ifadəsini tapmaq üçün şəkil 2-də \sqrt{S} -nin E_p -dən asılılığı göstərilmişdir.



Şəkil 2. Katod tozlanma əmsalının kvadrat kökünün ionların enerjisindən asılılığı

Şəkildən görünür ki, $S(E)$ asılılığı

$$S = k' (E_p - E_{0i})^2$$

düsturu ilə ifadə olunur. Bu isə onu göstərir ki, astana ətrafı oblastda tozlanma əmsalı S -in E_p -dən asılılığı qeyri-xətti olub, kvadratik qanunla dəyişir. Bu dəyişmənin əsas səbəbi səthin qeyri bircins olmasıdır.

ƏDƏBİYYAT

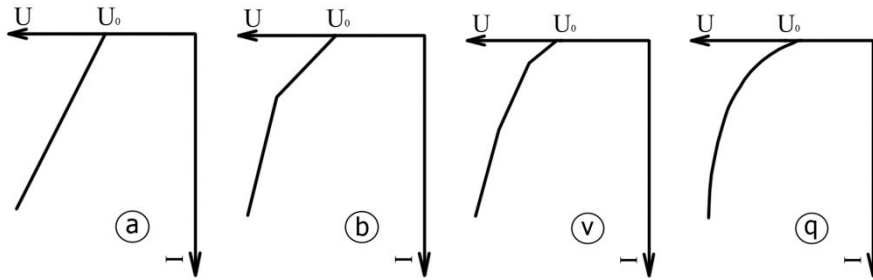
1. Аскеров Ш.Г, Сена Л.А. Исследование катодного распыления некоторого металлов медленными ионами, Физика Твёрдого Тела, т.11с.1591-1597,1968.
2. Wilhelm, H.E. Theoretical Investigation of Plasma Processes in the Ion Bombardment Thruster, NASA CR-13471,1971.
3. Maris A.Mantenieks,Sputtering Threshold Energies of Heavy Ions,NASA TM-1999-209273,İEPC-97-187.

ŞOTTKİ DİODUNUN DEŞİLMƏSİNƏ MİKROSTRUKTURUN TƏSİRİ

Ş.Q. Əsgərov, G.F. Ağakışiyeva
Bakı Dövlət Universiteti

Şotki diodu (ŞD) metal- yarımkeçirici kontaktlarında baş verən elektron prosesləri əsasında işləyir. Metal- yarımkeçirici kontaktının bir elektrodu monokristal Y/k, digər elektrodu polikristal metal təbəqədir. Metal təbəqə polikristallik struktura malik olduğuna görə bu işdə mikrostrukturun Şotki dioduna təsiri öyrənilmişdir.

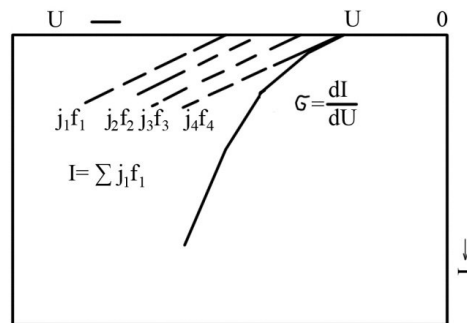
ŞD volt-ampere xarakteristikası (VAX) əks istiqamətdə müxtəlif formalara malikdir. VAX-ın “kəskin” və “yumşaq” deşilməyə malik olan məlum formaları ilə yanaşı, deşilmə oblastında “bir qat”, “iki qat” sınıma malik (şəkil 1) VAX da müşahidə olunur. VAX-ın bu formaları da diqqətə layiqdir və zənnimizcə əks istiqamətdə ŞD VAX-ın məlum formaları arasındakı əlaqəni başa düşmək üçün açar rolunu oynayır. Məsələn ondadır ki, p-n keçidə malik cihazlardan fərqli ŞD-da kontaktın tərəf müqabillərindən biri adətən metallik polikristal təbəqə olur. Belə ki, polikristalların çıxış işi səthin koordinatının funksiyası olduğundan metal-yarımkeçirici kontaktı (MYK) qeyri bircins olur və bunu tədqiqatlarda nəzərə almaq lazımdır. Bu səbəbdən də MYK qeyri-bircins modeldən [1] istifadə edilmişdir. Bu modelə əsasən ümumi kontakt müxtəlif baryer hündürlüklərinə, deşilmə gərginliyinə və kontakt sahəsinə malik olan çoxsaylı elementar kontaktların paralel birləşməsi kimi baxılır. Bu modelə uyğun olaraq təqdim olunan VAX-lar arasındakı əlaqəni aşağıdakı üsulla yaratmaq olar.



Şəkil.1. Şotki Diodunun əks istiqamətdə təcrübi VAX-ları

Əgər “a” tip VAX-ı deşilmənin sel mexanizminə malik ideal ŞD-nin əks budağı olaraq götürsək, onda “b” tip VAX-ı belə paralel birləşmiş müxtəlif parametrlərə (baryer hündürlüyü, deşilmə gərginliyi və kontakt sahəsi) malik iki, “v” tip VAX-ı isə paralel birləşmiş üç diodun əks cərəyanlarının cəmi kimi təsəvvür etmək olar. Aydın ki, diodların sayı yetərin-cə çox olduqda Şotki diodunun əks cərəyanlarının həndəsi toplanması nəticəsində “q” tip VAX alırıq.

Yuxarıda deyilənləri analitik şəkildə də ifadə etmək olar. Bunun üçün hesab etmək lazımdır ki, kontaktın müxtəlif bircins hissələri müxtəlif sahələrə malikdir.



Şəkil. 2. Şotki diodunun deşilməsinin həndəsi mexanizmi

Fərz edək ki, $dw=df/F$ -deşilmə gərginliyi U və $U+dU$ intervalında dəyişən kontaktının nisbi sahəsidir:

$$dw=\beta dU \quad (1)$$

Burada F -kontaktın ümumi sahəsi, df -deşilmə gərginliyinin U və $U+dU$ intervalında dəyişən kontaktının cəm sahəsidir. β - kontakt səthinindeşilmə gərginliyinə görə paylanma funksiyasıdır və aşağıdakı düsturla ifadə olunur :

$$\beta=1/F * df/dU \quad (2)$$

Sadəlik üçün fərz eləmək olar ki, kontakt səthideşilmə gərginliyinə görə bərabər paylanır. Bu o deməkdir ki, əks gərginliyin artması ilədeşilmə prosesində iştirak edən kontakt sahəsi mütənasib olaraq xətti artır. Yəni paylanma funksiyası əks gərginlikdən asılı deyil, sabitdir. Tam kontaktın inteqral cərəyanı üçün dI/dU münasibətini σ ilə işarə edək. Onda yuxarıda şərh edilən həndəsi mexanizminə əsasən şəkil 2-dən görüldüyü kimi əks gərginliyin artması zaman σ keçiriciliyinin artmasıdeşilmə prosesində iştirak edən sahənin artması ilə əlaqəlidir. Bu artımı belə ifadə etmək olar:

$$d\sigma = \sigma_0 dw \quad (3)$$

Burada σ_0 -deşilmə oblastındadeşilən birinci elementar diodun differensial keçiriciliyidir.

Sadəlik üçün təsəvvür edək ki, elementar diodların differensial keçiricilikləri bir birinə bərabərdirlər. Yəni qırıq xətlər bir birinə paralellər. Differensial keçiricilik əks gərginliyin artması ilə artır. O zaman (3)-dən alırıq;

$$\sigma = \sigma_0 + \beta dU \quad (4)$$

Burada σ_0 -ən azdeşilmə gərginliyinə malik olan elementar diodun keçiriciliyidir. Uyğun riyazi əməliyyatdan sonra alırıq:

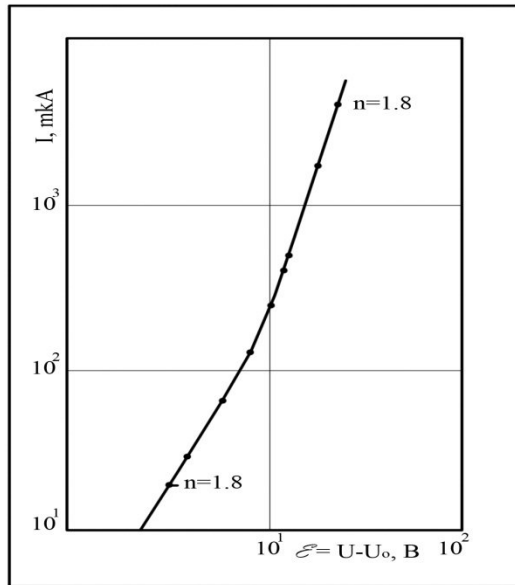
$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_0 \beta (U-U_0) \quad (5)$$

Nəhayət, əks istiqamətli VAX üçün aşağıdakı ifadəni yazmaq olar:

$$I = \sigma_0 (U-U_0) + \sigma_0 \beta (U-U_0)^2 \quad (6)$$

Düstur (6)-dan görünür ki, tam kontaktın əks istiqamətdə $I(U)$ asılılığı kvadratikdir.

Şəkil 3- də ŞD-nun 'yumşaq'deşilməyə malik VAX-ı loqarifmik miqyasda göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi müxtəlif hissələrdə VAX-ın meyli müxtəlifdir və vahiddən böyükdür.



Şəkil 3. Əks istiqamətdə ŞD-nun loqarifmik məşşabda VAX-ı.

Beləliklə, bu nəticəyə gəlmək olar ki, Şotki diodunun VAX- ının müxtəlif formaya malik olması metal-yarımkeçirici kontaktının qeyri bircinsliyin nəticəsidir. Başqa sözlə ŞD

‘yumşaq’ deşilməsi gərginliyin artması ilə əks cərəyanın qeyri xətti artımı ümumi kontakt əmələ gətirən elementar diodların əks cərəyanlarının həndəsi cəminin nəticəsidir. Şotki diodunun ideal VAX-a malik olması toxunma sərhəddinin bircinslik dərəcəsinin yüksək olması ilə bağlıdır. Eksperimentlər bu fikrin doğru olduğunu tamamilə təsdiqləyir.

ƏDƏBİYYAT

1. Ş. Əsgərov, Геометрический механизм пробоя ДШ. Тем. сборник АГУ: «Электронные явления в твердых телах и газах», с.52-56, Баку, 1982
2. Ə. Abdinov, T.Hüseynov “Elektron cihazları və emissiya elektronikasının əsasları”, səh. 234-239, Bakı, 2008.

Eu ATOMLARININ $TlLnX_2^{VI}$ $TlInX_2^{VI}$ ƏSASINDA ALINAN BƏRK MƏHLULLARIN TERMOELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ TƏSİRİ

N.S. Sərdarova

Sumqayıt Dövlət Universiteti

nailya-sardarova@rambler.ru

Müasir elektronikanın inkişafı praktik tətbiq sahələrinə malik yeni yarımkeçirici materialların axtarışını və onların fiziki xassələrinin geniş intervalda öyrənilməsini tələb edir. Bu baxımdan tərkibində lantanoidlər olan bərk məhlul kristalları daha perspektivli sayılır [1]. Bu tip bərk məhlul krisallarına yaranan maraq ilk növbədə onların elektrik və istilik xassələrinin tədqiqində praktik məqsəd üçün əhəmiyyəti olan yeni effektlərin müşahidə olunması ilə bağlıdır.

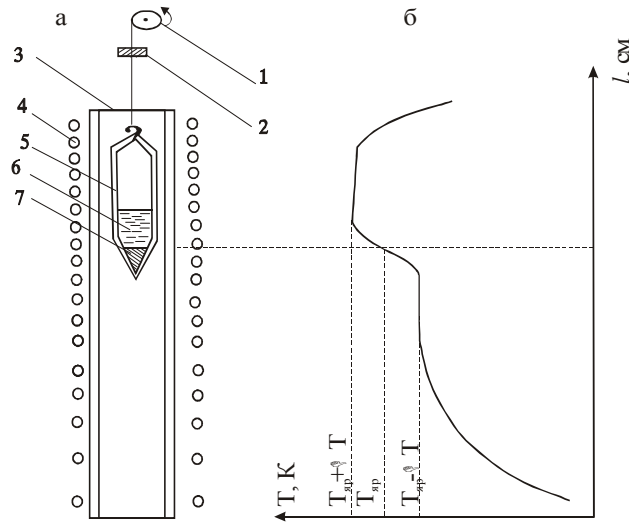
Soyuducu elementlərin hazırlanmasında adətən praktik məqsədlər üçün daha çox bismut, sürmə və tellur komponentli halkogen bərk məhlul əsasında hazırlanmış termoçevricilərdən istifadə olunur. Belə termoelektrik materialların keyfiyyət əmsalını artırmaq üçün müəyyən faizli kənar element aşqarlarından istifadə etmək mümkündür. Ədəbiyyatda [2] bu məqsədlə lantanoid elementlərinin əhəmiyyəti göstərilir. Bu baxımdan $TlInSe_2$ - $TlEuSe_2$ sistemi əsasında bərk məhlul kristallarının alınması və onların fiziki xassələrinin tədqiqi xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Amma belə sistem əsasında alınmış bərk məhlul kristallarının polikristal nümunələri praktik məqsədlər üçün əlverişli deyil. Ona görə də bərk məhlul kristallarının monokristallarının alınması vacibdir.

Tərkibində lantanoidlər olan bərk məhlul kristalları kifayət qədər yüksək ərimə temperaturuna, böyük mexaniki gərginliyə, yüksək termoeffektliyə malik kristallar olub geniş temperatur intervalında öz yarımkeçirici xassələrini saxlayır. $TlLnX_2^{VI}$ və $TlInX_2^{VI}$ tipli birləşmələrə daxil edilən Ln və In atomları üçvalentlidir və onların ion radiusları yaxındır. Məsələn, indiumun ion radiusu $0,92 \overset{\circ}{\text{Å}}$, lantanoid qrupundan olan yevropiumun ion radiusu $0,91 \overset{\circ}{\text{Å}}$, disproziumun ion radiusu $0,908 \overset{\circ}{\text{Å}}$, qadolimiumun ion radiusu $0,810 \overset{\circ}{\text{Å}}$, holmiunun ion radiusu $1,075 \overset{\circ}{\text{Å}}$ tərtibindədir. Ona görə də $TlLnX_2^{VI}$ tipli birləşmələrdə indium atomlarının tədricən lantanoid atomları ilə əvəz edilməsi yeni yarımkeçirici xassəli və daha geniş fiziki xassələrə malik birləşmə və bərk məhlul əldə etmək mümkündür.

$TlInSe_2$ - $TlEuSe_2$ sisteminin birləşmə və bərk məhlul monokristalları zona əritmə üsulu ilə ilkin Tl, In, Te və Eu elementlərinin, havası 10^{-2} Pa təzyiqə qədər sorularaq ağız əridilərkən

bağlanmış kvars ampulada alınmışdır. Tarazlıq halının alınması üçün qarışıq üzərində 900-1000 K temperaturda 160-200 saat termik işlənmə aparılmışdır. Kristalların alınmasında, təmizlik dərəcəsi 99,999% olan Tl , 99,999% olan In , 99,999% olan Eu və 99,999% olan Se elementlərindən istifadə olunmuşdur. Monokristallar 1-ci şəkildə göstərilən qurğuda alınmışdır.

Alınan kristalların monokristallığı rentgenoqrafik təhlillə müəyyən olunmuşdur. Kristalların rentgen təhlili DRON-3 qurğusunda aparılmışdır. 2-ci şəkildə $TlIn_{0,99}Eu_{0,01}Se_2$ bərk məhlulunun monokristallarının rentgenoqramı verilmişdir. Rentgenoqrafik təhlildən müəyyən olunmuşdur ki, alınan birləşmələr ilkin $TlInSe_2$ birləşməsinə uyğun olaraq tetraqonal sinqoniyada kristallaşır və qəfəs parametrləri tərkibində Eu atomlarının artması ilə artır və $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlul kristalları $TlInSe_2$ birləşməsində indium atomlarının müəyyən qayda ilə Eu atomları ilə əvəz olunması ilə alınır. Alınan tetraqonal sinqoniyada 2 struktur vahidi vardır.

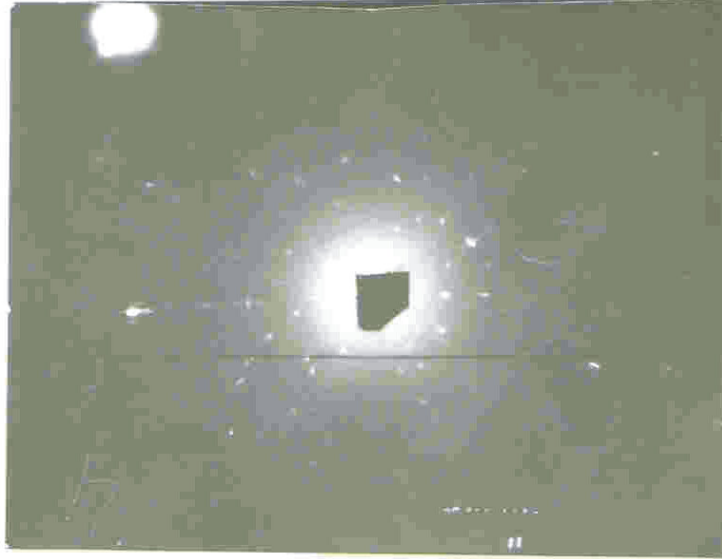


Şəkil 1. Monokristalın alındığı öürğu. Sağda nümunə boyunca temperaturun paylanması göstərilib

Tədqiqat nəticəsində tədqiq olunan $TlInSe_2 - TlEuSe_2$ sistemi üçün uyğun konsentrasiya tərkibinin 0÷15 mol % intervalı üçün hal diaqramı qurulmuş və müəyyən olunmuşdur ki, $TlEuSe_2$ birləşməsinin maksimum həll olması 11 mol %-dır və $TlInSe_2 - TlEuSe_2$ sistem bərk məhlulunda ilkin komponentlərin 1:1 nisbətində tərkibində $Tl_2InEuSe_4$ kimi dördqat birləşmələr yaranır.

$TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlul kristallarının əsas xarakterik xüsusiyyəti onun kristal qəfəsində yüksək konsentrasiyalı stexiometrik boş tutulmamış yerlərin olmasıdır. Belə tutulmamış yerlərin konsentrasiyası $\sim 10^{19} - 10^{20} \text{sm}^{-3}$ tərtibində olub, qadağan olunmuş zonada müxtəlif təbiətli lokal səviyyələr vardır [3]. Materialın yarımqeçirici xassələri bir sıra xarakterik parametrlərdən – yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmindən, qadağan olunmuş zonanın quruluşundan, kristalda istilikkeçirmənin mexanizmindən kəskin asılıdır. Bu xarakterik kəmiyyətlər tədqiq olunan materialı digər materiallarla müqayisə etməyə, onların uyğun xassələri arasındakı fərqi aşkar etməyə və nəticədə bu materialların tətbiq sahəsini müəyyənləşdirməyə imkan verir. Bu xarakterik parametrlər nümunənin qadağan olunmuş zonasının eni, yükdaşıyıcıların effektiv kütləsi, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası, onların yürüklüyü kimi kəmiyyətlərdir.

Tədqiq olunan bərk məhlul kristalında istilikkeçirmə və termoelektrik kəmiyyətlər arasındakı əlaqəni müəyyən etmək məqsədilə bərk məhlul sisteminin müxtəlif tərkibləri üçün istilikkeçirmə, elektrikkeçiricilik termoelektrik hərəkət qüvvəsi geniş temperatur intervalında tədqiq olunmuşur.



Şəkil 2. $TlIn_{0,99}Eu_{0,01}Se_2$ bərk məhlulunun monokristallarının rentgenoqramı

Qadağan olunmuş zonanın eni keçiriciliyin temperatur asılılığının yüksək temperatur intervalında təyin olunaraq müəyyən olunmuşdur ki, tərkibdə aşqar atomların artması ilə nümunənin qadağan olunmuş zolağın eni azalır. Bu isə dəşiklərin konsentrasiyasının artmasına dəlalət edir. Zona nəzəriyyəsinə görə qadağan olunmuş zonanın eninin azalması və elementar qəfəsin parametrlərinin artımını valent zonada uyğun səviyyələrin parçalanması ilə əlaqədardır. Otaq temperaturundan yuxarı temperaturda yükdaşıyıcılar əsasən akustik fononlardan səpilir.

Temperaturun artması ilə əvvəlcə keçiriciliyin mütləq qiyməti artır və 500 K-də yuxarı temperaturalarda isə temperaturun sonrakı artımında məxsusi keçiriciliyin yaranması ilə tədricən azalır. Tədqiq olunan kristallar üçün termo e.h.q.-nın temperatur asılılığının mürəkkəb xarakteri kristalın qadağan olunmuş zonasının olması ilə əlaqədardır. Konsentrasiyanın artması ilə ikinci hədd artdığından yüksək konsentrasiya intervalında tam termo e.h.q. artır. Ağır dəşiklərin konsentrasiyasının sonrakı artımında isə termo e.h.q. temperaturun artması ilə azalır və nəticədə maksimum müşahidə olunur.

Müxtəlif tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlullarının monokristallar nümunələrdə 80-400 K temperatur intervalında istilik keçirmə əmsalının temperatur asılılığı tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, temperaturun artması ilə istilikkeçirmə əmsalı azalır. İstilikkeçirmə əmsalının ədədi qiyməti də tərkibdən asılıdır. İstilikkeçirmənin elektron komponentinin nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğuna görə tədqiq olunan kristallarda istilik enerjisinin fononlarla verilir.

ƏDƏBİYYAT

1. Zeynalov Q.İ., Zərbəliyev M.M., Sardarova N.S. Glektriçeskie svoystva splavov sistemı $TlInS_2 - Tl - DyS_2$. // Rossiyskaə AN Neorqaniçeskie materialı, 1999, t.36, №8, s. 913916.

2. Sərdarova N.S. $TlInS_2(Se_2) - TlEuS_2(Se_2)$ sistemlərinin bərk məhlullarında yük və istilik daşınma. f.r.e.n. avtoreferatı, Bakı, 2007. –18 s.
3. Zeynalov Q.İ., Kurbanov M.M., Qodjaev V.A., Sardarova N.S. İzotermičeskəə sjimaemostğ i nekotorie parametrı upruqosti splavov sistemı $TlInS_2 - TlDyS_2$. // Rossiyskəə AN Neorqaniçeskie materialı, 2003, t.39, №4, s. 409-411.

$TlIn_{1-x}Ln_xX_2$ BƏRK MƏHLUL KRİSTALLARINDA ELEKTRON HADİSƏLƏRİ

N.S. Sərdarova

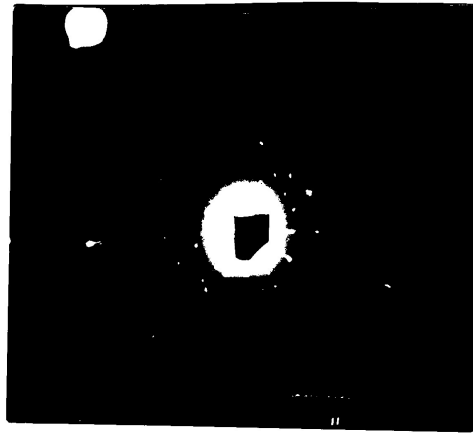
Sumqayıt Dövlət Universiteti

nailya-sardarova@ramler.ru

Yarımkeçiricilər fizikası və bərk cicim elektronikasi qarşısında duran vacib amillərdən biri d'praktik əhəmiyyətli yeni yarımkeçirici materialların alınması və onların fiziki xassələrinin hərtərəfli tədqiqi vacibdir. Bu sahədə ən perspektivli materiallar lantanoidlər əsasında alınan bərk məhlul kristallarıdır. Məhz bu baxımdan bərk məhlulların fiziki xassələrinin tədqiqi maraq kəsb edir. Ona görə də $TlInS_2$ üçqat birləşmələri əsasında bərk məhlulların alınması və onların fiziki xassələrinə nadir torpaq elementlərinin təsirinə tədqiqi xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Ədəbiyyatdan [1] məlumdur ki, tərkibində lantanoidlər olan belə birləşmə və bərk məhlullar yüksək ərimə temperaturuna, böyük mexaniki bərkliyə malik olub, qismən yuxarı temperaturlarda belə öz yarımkeçirici xassələrini saxlayırlar.

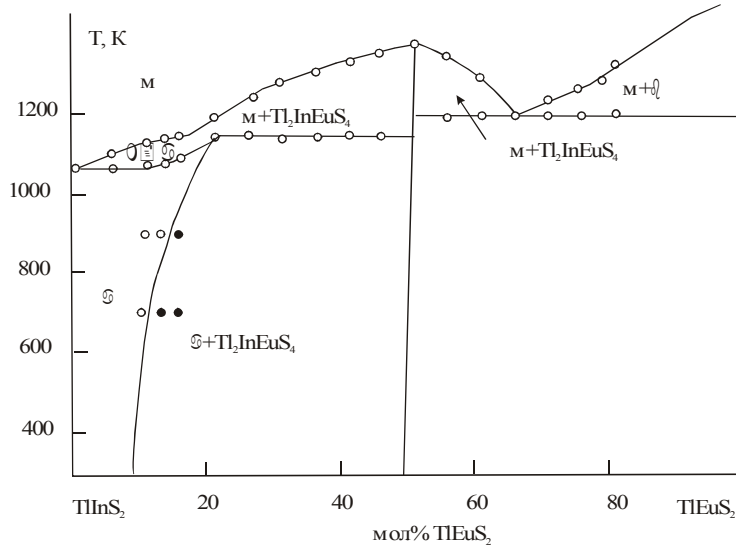
İşdə 0,01; 0,03; 0,05 at.% *Eu* aşqar atomları ilə aşqarlanmış $TlInS_2 - TlEuS_2$ sistemlərinin bərk məhlullarının monokristalları alınmış, onlarda yük və istilikdaşınma hadisələrinin mexanizmi öyrənilmişdir.

Alınan kristalların monokristallığı rentgenoqrafik təhlillə müəyyən olunmuşdur. Kristalların rentgen təhlili DRON-3 qurğusunda aparılmışdır. 1-ci şəkildə tədqiq olunan $TlIn_{0,99}Eu_{0,01}Se_2$ nümunələrindən biri üçün rentgenoqramı verilmişdir. Rentgenoqrafik təhlildən müəyyən olunmuşdur ki, alınan birləşmələr ilkin $TlInSe_2$ birləşməsinə uyğun olaraq tetraqonal sinqoniyada kristallaşır və qəfəs parametrləri tərkibində *Eu* atomlarının artması ilə artır və $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlul kristalları $TlInS_2$ birləşməsində indium atomlarının müəyyən qayda ilə *Eu* atomları ilə əvəz olunması ilə alınır. Alınan tetraqonal sinqoniyada 2 struktur vahidi vardır.



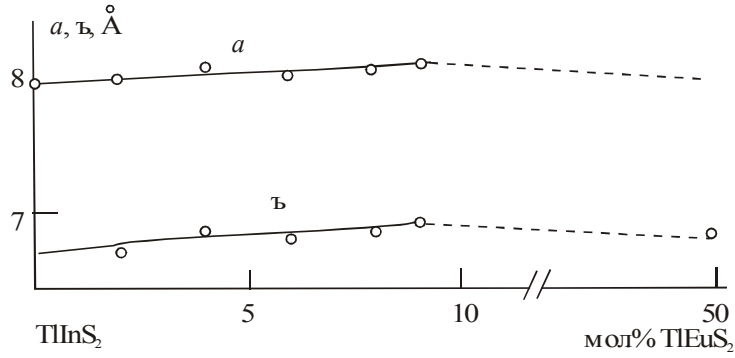
Şəkil 1. $TlIn_{0,99}Eu_{0,01}S_2$ bərk məhlulunun monokristallarının rentgenoqramı

İşdə həmçinin $TlInS_2 - TlEuS_2$ sistem ərintilərinin tərkibində nadir torpaq elementlərin miqdarından asılı olaraq alınan birləşmələrin fiziki-kimyəvi xassələrinin kompleksinin tədqiqi də aparılmış, $TlInS_2 - TlEuS_2$ sisteminin hal diaqramı qurulmuşdur (şəkil 2). Mikrostruktur, diferensial-termik və rentgenofaza analizlərinin nəticələrinə əsasən $TlInS_2 - TlEuS_2$ sistemlərinin hal diaqramında bərk məhlul oblastı müşahidə olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, otaq temperaturunda $TlEuS_2$ birləşməsində $TlInS_2$ 9 mol %-ə kimi, həll ola bilər.



Şəkil 2. $TlInS_2 - TlEuS_2$ sisteminin hal diaqramı

Bu qəfəs həndəsi baxımdan oktaedr, kimyəvi baxımdan isə tetraedr olan iki struktur vahidindən təşkil olunmuşdur. TlS , InS kimi birləşmələrdə kristallik quruluşun formalaşmasında oktaedrdə birvalentli tallium və indium ionları, yarımkəçirici xassələr isə əsas etibarilə tetraedrdə üçvalentli tallium, indium ionları ilə müəyyən olunur. $TlS - Tl_2S_3$ tipli qəfəslərdə yarımkəçirici parametrləri idarə etmək məqsədilə tallium atomları lantanoid atomları ilə əvəz olunur. Bu birləşmələrdə lantanoid atomları adətən üçvalentlilik göstərir və onların ion radiusları 3 valentli indium ionlarının radiusuna yaxındır. Ona görə də TlS qəfəslərində uyğun əvəzləmə həyata keçirməklə yeni birləşmə və bərk məhlul almaq mümkündür [2]. Bu birləşmələrdə halkogen atomlarının xarici elektron təbəqəsi Tl -un $6p^1$, indiumun $5s^25p^1$ və lantanoidlərin $5d^15s^2$ - elektronları hesabına neytral arqon, kripton və ksenon kimi tamamlanır. Alınan $TlInS_2$ birləşməsinin kristallik quruluşunun təhlili göstərdi ki, S -in koordinatının cüzi dəyişməsi zamanı $TlInS_2$ -nin struktur motivi TlS -nin struktur motivini təkrarlayır. Bu sistemlərdə müşahidə olunan digər birləşmələrin rentgenoqrafik tədqiqi göstərdi ki, onların hamısı TlS birləşməsi kimi tetraqonal sinqoniyada kristallaşır. Müəyyən olunmuşdur ki, $TlInS_2 - TlLnS_2$ bərk məhlullarında lantanoidlərin konsentrasiyası artdıqca lantanoidlərin valent elektronlarının bir qismi kollektiv hala keçir. Nəticədə elektron qarşılıqlı təsiri dəyişir. Şəkil 3-də $TlInS_2 - TlEuS_2$ sistemində elementar qəfəs parametrlərinin tərkibdən asılılığı göstərilmişdir.



Şəkl. 3. TlInS₂-TlEuS₂ sistemində elementar qəfəs parametrlərinin tərkibdən asılılığı

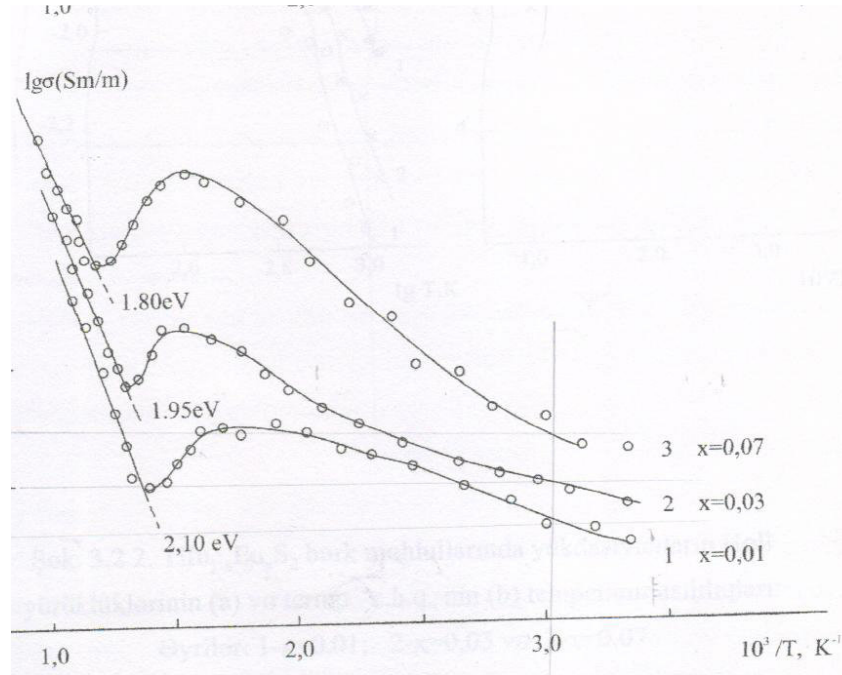
$TlIn_{1-x}Ln_xX_2$ bərk məhlullarının ($X-S$ və Te) ərintilərinin sintezində və monokristalların alınmasında aşağıdakı amillərə xüsusi diqqət yetirilmişdir.

1. Birləşmənin tərkibindəki selen və kükürdün yüksək uçma qabiliyyətinə malik olması;
2. Ərimə temperaturunda ərintilərin güclü buxarlanma və kondensasiyası;
3. Nadir torpaq elementlərinin tərkibə qatılmasının alınan maddələrin həm fiziki xassələrinə, həm də ərimə prosesinin özünə təsiri.

$TlIn_{1-x}Ln_xX_2$ bərk məhlullarında yük və istilikdaşınma hadisələrini və termoelektrik xassələri tədqiq olunmuşdur. Bu məqsədlə tədqiq olunan $TlInSe_2-TlEuSe_2$ sistemlərinin bərk məhlullarının elektrik keçiriciliyinin, Holl və termoelektrik əmsallarının 100-700K temperatur intervalındakı temperatur asılılıqları araşdırılaraq keçiriciliyin aşqar və məxsusi oblastları aşqar olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, $T > 500K$ intervalında temperaturun artması ilə keçirici zonaya keçən yükdaşıyıcıların sayının kəskin artması hesabına Holl əmsalının azalması baş verir. Temperaturun bu intervalında termoelektrik hərəkət qüvvəsi $650 \frac{mkV}{K}$ -dən $400 \frac{mkV}{K}$ -ə qədər azalır. Tədqiq olunan birləşmələr üçün qadağan olunmuş zonanın eni üçün alınmış qiymətlər konsentrasiyanın $n > 10^{23} m^{-3}$ şərtində bu birləşmələr üçün parabolik dispersiya qanunun ödənildiyini təsdiq edir.

Termo.e.h.q., istilikkeçirmənin və Holl əmsalının aşqar və məxsusi oblastlardakı təcrübi qiymətlərinə əsasən məlum səpilmə mexanizmləri halında [3] tədqiq olunan nümunələrdə yükdaşıyıcıların effektiv kütlələri hesablanmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, məhlulların tərkibində lantanoudlərin miqdarının artması ilə kristalın qadağan olunmuş zonasının eni, hal sıxlıqları və yükdaşıyıcıların effektiv kütlələri dəyişir. Bütün temperatur intervalında nümunələr p-tip olmuşdur. 4-cü şəkildə $TlIn_{1-x}Ln_xX_2$ bərk məhlulu üçün keçiriciliyin temperatur asılılığı göstərilib.

Əyirilərin aşağı temperaturu hissələrində aşqar keçiricilik, $\sim 400K$ dən yüksək hissələrdə isə məxsusi keçiricilik müşahidə olunur. Müəyyən olunmuşdur ki, $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlullarında $\sim 500K$ temperatura kimi elektrik keçiriciliyi çox kiçik meyllə artmaqda davam edir. Belə asılılıq aşqar zona üzrə keçiriciliklə əlaqədar olub, kvazimetallik gediş adlanır. Bu hissədən sonra elektrik keçiriciliyinin nisbətən kəskin azalması müşahidə olunur və bu azalma tərkibdə yevropiumun artması ilə daha kəskin hiss olunur. Buna səbəb aşqar mərkəzlərin tükənməsi və nəticədə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının sabit qalması ilə, onların qəfəsdən səpilmələri nəticəsində yürüklüyün məhdudlaşması baş verir ki, bu da elektrik keçiriciliyinin temperaturun artması ilə azalmasına gətirib çıxarır.



Şək. 4. $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlullarında elektrik keçiriciliyinin (σ) temperatur asılılıqları: 1- $x=0,01$; 2- $x=0,03$ və 3- $x=0,05$

Temperaturun sonrakı artımında elektrik keçiriciliyinin eksponensial artımı ilə məxsusi keçiricilik oblasti müşahidə olunur. Daha doğrusu, temperaturun kifayət qədər böyük qiymətlərində yükdaşıyıcıların istilik enerjiləri qadağan zonasını keçməyə imkan verir.

ƏDƏBİYYAT

1. Sərdarova N.S. $TlInS_2(Se_2) - TlEuS_2(Se_2)$ sistemlərinin bərk məhlullarında yük və istilik daşınma. f.r.e.n. avtoreferatı, Bakı, 2007. –18 s.
2. Zərbəliyev M.M. Tverdie rastvori zameheniə v sisteme $TlInTe_2 - Tl - YbTe_2$. // Rossiyskə AN Neorqanicheskie materialı, 1999, t.35, №5, s. 560-564.
3. Askerov B.M. Kineticheskie gffekti v poluprovodnikax. L. «Nauka», 1970, 302 s.

ZnO NAZİK TƏBƏQƏLƏRİNİN MAQNETRON TOZLANDIRILMASI ÜSULU İLƏ ALINMASI VƏ SƏTH MORFOLOGİYASININ TƏTQİQİ

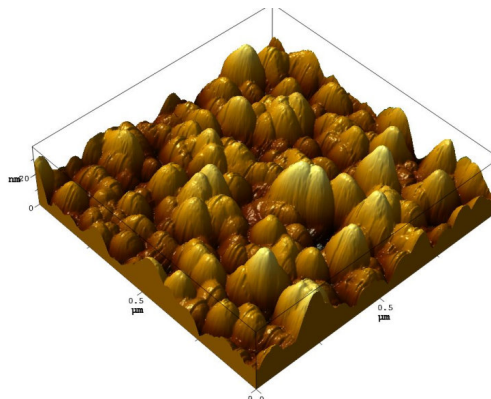
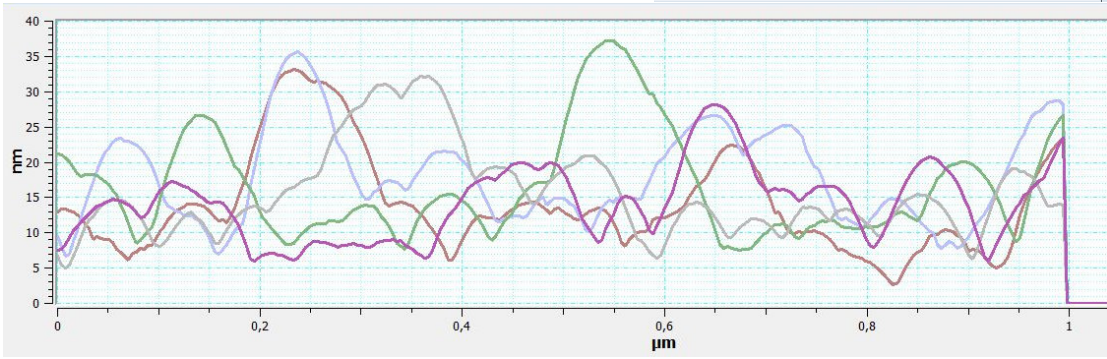
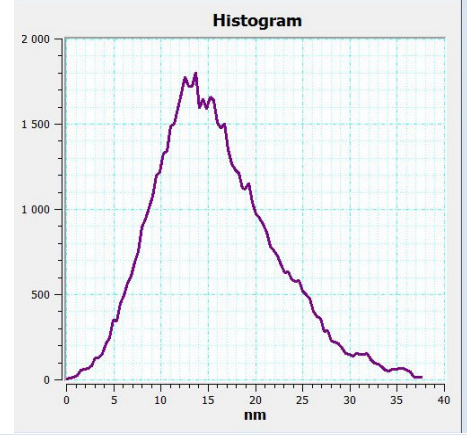
Ə.Ş. Abdinov, R.V. Vəliyev
v.rusif@gmail.com

Son 10 illərdə ZnO-in yarımkəçirici kimi bir çox elmi tədqiqat qrupları tərəfindən araşdırılmasının şahidi olmuşuq. Yarımkəçirici ZnO nazik təbəqələri yüksək, elektrik, fotoelektrik, optik, kristallıq xassələrinə, elektron yürlüklüyünə, ultrabənövşəyi oblasta yaxın geniş qadağan olunmuş zolağa malik olması, həmçinin, maya dəyərinin ucuz olması və xüsusi ilə zəhərsiz maddə olmalarına görə hazırda optoelektronika və fotonika cihazlarında geniş tətbiq edilir.

ZnO heksaqonal kristallıq quruluşa malikdir. GaN-dən fərqli olaraq ZnO böyük monokristal parça kimi mövcuddur [1]. Məsələn, GaN safir üzərində yetişdirilir, ~16% böyük qəfəs uyğunsuzluğu ilə yayılmış defektlərin böyük konsentrasiyasına ($10^6-10^9 \text{ sm}^{-2}$) gətirib çıxarır [2]. Optoelektronikada nitridlərin son uğurları ilə ZnO GaN üçün altlıq kimi

hesab olunur [1]. ZnO-in GaN-dən digər üstünlüyü ZnO-in nəm kimyəvi aşılınmaya həssas olmasıdır [3]. Bundan əlavə ZnO-in qadağan olunmuş zolağının enerjisinin dəyişilməsi MgO və ya CdO-in ərintiləri ilə əldə oluna bilər [3]. ZnO-ə Mg əlavə etdikdə qadağan olunmuş zonanın enerjisini artırır, Cd əlavə etdikdə isə qadağan olunmuş zonanın enerjisi azlır [3]. ZnO-in keçiriciliyini idarə etmək hələdə aktual məsələlərdən biri olaraq qalır.

Amount = 65536
 Average value = 15.9534nm
 Maximum = 37.9089nm
 Minimum = 0nm
 Median = 15.2058nm
 Ra = 5.02037
 Rms = 6.30952nm
 Skew = 0.542542
 Kurtosis = 0.136864
 Projected Area = 1.0029 (μm)²



Şəkil 1. 2%-li oksigen mühitində 300⁰C altlıq temperaturunda alınmış ZnO nazik təbəqəsinin AFM təsviri və parametrləri

ZnO-i digər yarımkeçiricilərdən fərqləndirən xüsusi keyfiyyətləri aşağıdakılardır.

- 3.44eV geniş qadağan olunmuş zona enerjisi
- Geniş eksiton əlaqə enerjisi
- Böyük pyezoelektrik sabitlər

- Güclü lüminessensiya
- Adsorbsiya növlərinin iştirakı ilə səth keçiriciliyinin güclü həssaslığı
- Polikristal ZnO-in güclü qeyri-xətti müqaviməti
- Böyük qeyri-xətti optik əmsallar
- Yüksək istilik keçiriciliyi
- Böyük monokristalın mümkünlüyü
- Nəm kimyəvi aşılınmaya davamlılıq
- Güclü şüalanma və s.

İşdə ZnO nazik təbəqələri maqnetron tozlanma üsulu ilə inert mühidə müxtəlif temperaturu (otaq temperaturu, 200⁰C, 300⁰C və 400⁰C) 2x2 sm ölçülü kvarts altlıqlar üzərində alınmışdır. Nazik təbəqələrin qalınlığı 100-145 nm intervalında dəyişmişdir. Həm təmiz, həm də Al-la aşqarlanmış ZnO nazik təbəqələrinin optik xassələri, səthin morfologiyası və rentgenstruktur analizi aparılmışdır. AFM analizi göstərir ki, altlığın temperaturundan asılı olaraq ZnO nazik təbəqələrinin strukturu, səth morfologiyası və optik xassələri kəskin dəyişir. Belə ki, AFM tədqiqatlar əsasında müəyyən edilmişdir ki, 300⁰C temperaturu altlıqlar üzərində həm oksigeniz, həm də oksigen mühitində (2-6%) alınmış nazik təbəqələrdə polikristalliklik dərəcəsi əvvəlcə artır sonra isə azalır və 6%-lik oksigen mühitindən sonra demək olar ki, amorf quruluş nümayiş etdirirlər. 300⁰C temperaturu altlıqlar üzərində 2%-li oksigen mühitində kristallaşma dərəcəsi maksimal olur. Bu cür nazik təbəqələrin optik buraxma əmsalının qiyməti də altlığın temperaturundan asılı olaraq dəyişir. Belə ki, 300⁰C temperaturu altlıqlar üzərində alınmış nazik təbəqələrin udma sərhəddi daha kəskindir. Spektrin $h \leq 3,6\text{eV}$ oblastında nazik təbəqələrin optik buraxma əmsalının qiyməti 70-80% intervalında dəyişir ki, bu da onlardan günəş enerjisinin fotoçeviricilərində şəffaflaşdırıcı təbəqə kimi istifadə etməyə imkan verir. Altlığın 300⁰C temperaturunda 2%-li oksigen mühitində alınmış ZnO nazik təbəqəsinin AFM təsviri və parametrləri aşağıdakı şəkildə təsvir olunmuşdur.

Spektrin $h \leq 3,6\text{eV}$ oblastında nazik təbəqələrin optik buraxma əmsalının qiyməti 70-80% intervalında dəyişir ki, bu da onlardan günəş enerjisinin fotoçeviricilərində şəffaflaşdırıcı təbəqə kimi istifadə etməyə imkan verir. Oksigeniz mühidə elektrik keçiriciliyi maksimal olur. Lakin oksigen mühitinin faiz miqdarı artdıqca elektrik keçiriciliyi azalmağa başlayır.

İşdə buraxma spektrlərindən istifadə edilərək $(h)^{1/2}=f(h)$ asılılıqları əsasında ZnO nazik təbəqələrinin qadağan olunmuş zolağının eni hesablanmışdır (3,35 eV).

ƏDƏBİYYAT

- 1 Reynolds D C, Look D C and Jogai B 1996 *Solid State Commun.* 99 873
2. Nakamura S and Chichibu S F (ed) 2000 Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes (Boca Raton, FL: CRC Press)
3. Anderson Janotti and Chris G Van de Walle 2009 Fundamentals of zinc oxide as a semiconductor

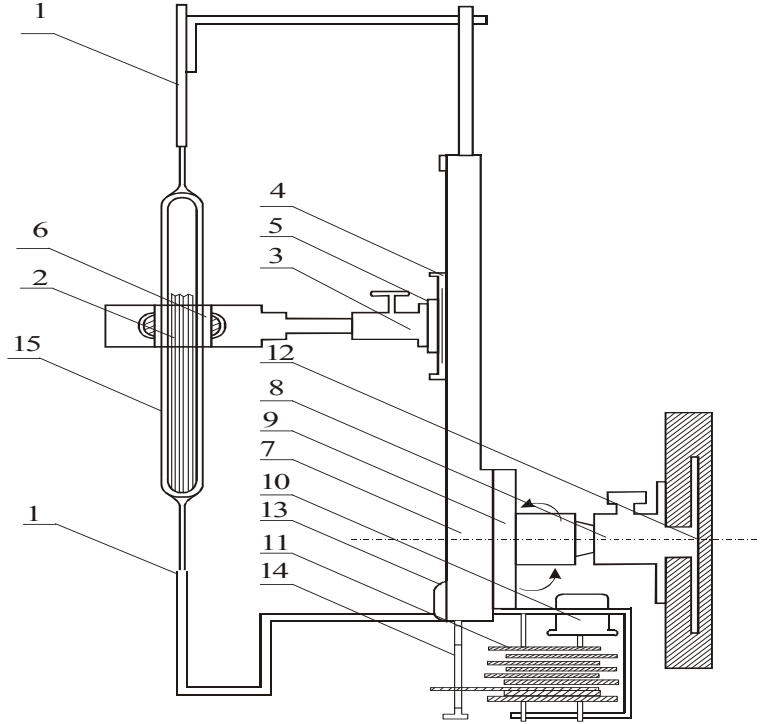
**$TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ BƏRK MƏHLUL KRISTALLARININ
TERMO-ELEKTRİK XASSƏLƏRİ ($x = 0,1; 0,3; 0,5$)**

G.Ə. Əzizli, E.S. Qarayev,
Bakı Dövlət Universiteti
Eldarsq56@mail.ru

Eu aşqarları vurulmuş mürəkkəb tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlul sistemi olunaraq müəyyən olunmuşdur ki, tərkibdə ilkin komponentin 1:1 nisbətində Tl_2In EuS_2 tərkibli birləşməsi yaranır. İşdə $x=0,1; 0,3; 0,5$ tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlul kristalının elektirikkeşiriciliyi, termoelektrik hərəkət qüvvəsi $100 \div 500K$ temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, tərkibdə Eu aşqaratomlarının artması ilə nümunənin qadağan olunmuş zolağın eni azalır, nəticədə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası dəyişir.

Elm və texnikanın müasir inkişafı praktik əhəmiyyətli yeni yarımkeçirici materialların alınmasını və mövcud yarımkeçiricilərin fiziki xassələrinin ətraflı öyrənilməsinə tələb edir. Bu baxımdan tərkibində lantanoidlər olan bərk məhlul kristalları xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Bu məhlulların üstün cəhəti ə onlarda ilkin komponentlərində müşahidə olunmayan effektlərin onların əsasında alınmış mürəkkəb tərkibli bərk məhlul kristallarında yaranması ilə bağlıdır [1]. Bu baxımdan $TlInS_2 - TlEuS_2$ sistemi əsasında bərk məhlul kristallarının alınması və onların fiziki xassələrinin tədqiqi xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Belə sistem əsasında alınmış bərk məhlul kristallarının polikristal nümunələri bir sıra praktik tələbləri yaxşı ödəmir. Ona görə də belə bərk məhlulların monokristallarının alınması vacibdir. Bu məqsədlə işdə $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlul kristalının müxtəlif tərkibli monokristal alınmışdır. $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ monokristallarının zona əritmə üsulu ilə yetişdirilməsi şəkil 1-də göstərilən qurğuda aparılmışdır. Bu üsulla monokristallar yetişdirilərkən içərisinə maddə doldurulmuş ampula (15) hərəkətsiz (1) dayaqlarına birləşdirilir. Qızdırıcı (3), (6) ştativi ilə (5) dayağına birləşdirilərək ampula boyunca (4) arabacığı vasitəsilə $(1,7 \div 5,6) \cdot 10^{-6}$ m/saat sürətlə hərəkət edir. Arabacığın hərəkəti SD-4(14) sinxron mühərriki vasitəsilə tənzimlənir. Əlaqə (10) mexanizmi ilə yaradılır. Arabacığın hərəkət etdiyi (7) relsi və onunla əlaqədar bütün sistem (9) özülünə möhkəm birləşdirilir. Özül isə öz növbəsində divara möhkəm bağlanır. Onlar arasındakı əlaqə (8) mexanizmi vasitəsilə həyata keçirilir. (9) özülünün (8) mexanizmi ilə əlaqəsi elə yaradılmışdır ki, onun vasitəsilə sistemi istənilən bucaq altında nizamlamaq mümkün olur. Bununla da eyni qurğuda əridilmiş zonanın istər üfiqi, istərsə də şaquli vəziyyətdə hərəkət edə bilməsi təmin edilir [2].

Bircinsli $TlIn_{1-x}Eu_xS_2(Se_2)$ monokristallarının yetişdirilməsi üçün ən effektiv üsul xüsusi halda zona əritmə üsulu olmuşdur. Sonuncu üsulun effektivliyi aşağıdakılarla əlaqədardır: bu kristallar kifayət qədər termik dayanıqlıdır, ərimə nöqtəsində nisbətən kiçik buxar təzyiqinə malikdir, maye fazada yaxşı həll olan aşqarlara, müsbət istidən genişlənmə əmsalına malikdir və orta temperaturalarda əriyirlər. $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ -nin qeyd olunan üsulla alınmış monokristalları düzbücaqlı paralelopiped formasında olub, təbəqələrə ayrılı bilir.

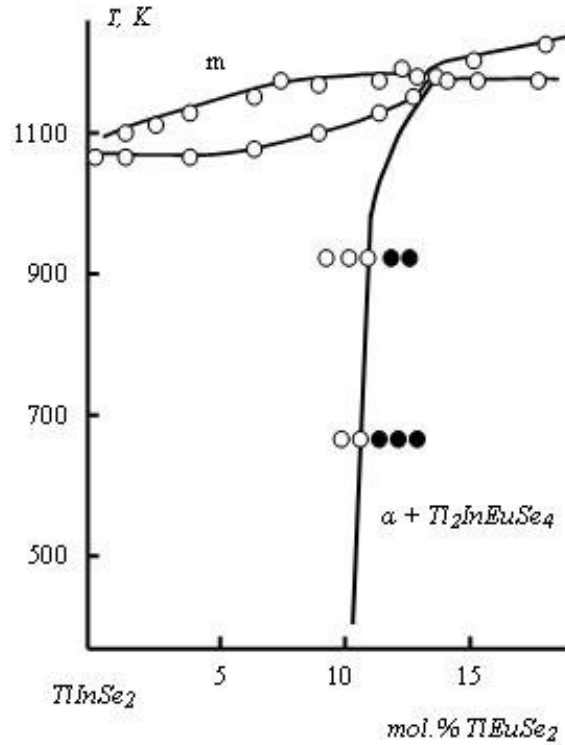


Şəkil.1. Zona əritmə üsulumun sxematik təsviri

Tərkibə daxil edilən Ln və In atomları $TlLn X_2^{VI}$ və $TlIn X_2^{VI}$ tipli birləşmələrdə üçvalentlidir və onların ion radiusları bir-birinə yaxındır. Məsələn, indiumun ion radiusu $0,92 \text{ \AA}$, lantanoid qrupundan olan yevropiumun ion radiusu $0,91 \text{ \AA}$, disperziyumun ion radiusu $0,908 \text{ \AA}$, qadolimiumun ion radiusu $0,810 \text{ \AA}$, holmiunun ion radiusu $1,075 \text{ \AA}$ tərtibindədir. Bu baxımdan $TlLn X_2^{VI}$ tipli birləşmələrdə indium atomlarının tədricən lantanoid atomları ilə əvəz etməklə yeni yarımkeçirici xassəli və daha geniş spektral xassələrə malik birləşmə və bərk məhlul kristalları əldə etmək mümkündür.

Kristalların alınmasında, təmizlik dərəcəsi yüksək olan Tl , In , Eu və S elementlərindən istifadə olunmuşdur. Alınan kristalların monokristallığı rentgenoqrafik üsulla müəyyən olunmuşdur. Alınan birləşmələr ilkin $TlInS_2$ birləşməsinə uyğun olaraq tetraqonal sinqoniyada kristallaşır və qəfəs parametrləri tərkibində Eu atomlarının artması ilə artır. $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlul kristalları $TlInSe_2$ birləşməsində indium atomlarının müəyyən qayda ilə Eu atomları ilə əvəz olunması ilə alınır.

$TlInS_2 - TlEuS_2$ sistemi üçün uyğun konsentrasiya tərkibinin $0 \div 15$ mol% intervalı üçün hal diaqramı qurulmuşdur (Şəkil 2). Müəyyən olunmuşdur ki, $TlEuS_2$ birləşməsinin maksimum həll olması 11 mol %-dır. Diaqramdan görüldüyü kimi $TlInSe_2 - TlEuSe_2$ sistem bərk məhlulunda ilkin komponentlərin 1:1 nisbətində tərkibində Tl_2InEuS_4 kimi dördqat birləşmələr də yaranır.



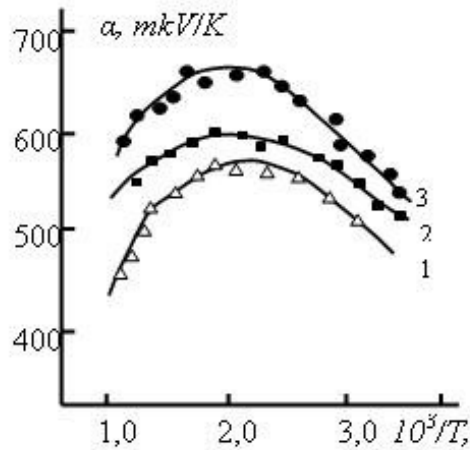
Şəkil 2. $TlInS_2 - TlEuS_2$ sistemi üçün uyğun konsentrasiya tərkibinin 0÷15 mol % intervalı üçün hal diaqramı

Tədqiq olunan $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlul kristallarının əsas xarakterik xüsusiyyəti kristal qəfəsində yüksək konsentrasiyalı stexiometrik boş mərkəzlərin olmasıdır. Belə tutulmamış yerlərin konsentrasiyası $\sim 10^{19} - 10^{20} \text{sm}^{-3}$ tərtibində olub, qadağan olunmuş zonada müxtəlif təbiətli lokal səviyyələr vardır.

Ədəbiyyatdan [4] məlumdur ki, materialın yarımkəçirici xassələri –yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmindən, qadağan olunmuş zonanın quruluşundan, kristalda istilikkeçirmənin mexanizmindən kəskin asılıdır. Bu xarakterik kəmiyyətlər tədqiq olunan materialı digər materiallarla müqayisə etməyə, onların uyğun xassələri arasındakı fərqi aşkar etməyə və nəticədə bu materialların tətbiq sahəsini müəyyənləşdirməyə imkan verir. Bu xarakterik parametrlər nümunənin qadağan olunmuş zonasının eni, yükdaşıyıcıların effektiv kütləsi, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası, onların yürüklüyü kimi kəmiyyətlərdir.

$TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlul sistemini xarakterizə edən istilik və elektrik kəmiyyətləri arasındakı əlaqəni müəyyən etmək məqsədilə tədqiq olunan bərk məhlulların sisteminin müxtəlif tərkibləri üçün istilikkeçirmə, elektrikkeçiriciliyi, termoelektrik hərəkət qüvvəsi geniş temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur.

3-cü şəkildə müxtəlif tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlullarında termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılığı verilib.



Şəkil 3. Müxtəlif tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xS_2$ bərk məhlullarında elektrik keçiriciliyinin (a) və termoelektrik hərəkət qüvvəsinin (b) temperatur asılılığı

Keçiriciliyin temperatur asılılığının yüksək temperatur intervalında qadağan olunmuş zonanın eni təyin olunmuşdur. Keçiriciliyin temperatur asılılığından $\sigma(T)$ görünür ki, tərkibdə Eu atomlarının artması ilə nümunənin məxsusi keçiricilik oblastına uyğun qadağan olunmuş zolağın eni azalır və nəticədə dəşiklərin konsentrasiyası artır. Müşahidə olunan effekt: qadağan olunmuş zonanın eninin azalması və elementar qəfəsin parametrlərinin artımı valent zonada uyğun səviyyələrin parçalanması ilə əlaqədardır. Otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda yükdaşıyıcıların səpilməsi əsasən akustik fononlardan baş verir. 3-cü şəkildən görünür ki, temperaturun artması ilə termoelektrik hərəkət qüvvəsinin qiyməti əvvəlcə mütləq qiymətcə artır və 500÷1000 K intervalında maksimuma çatır və temperaturun sonrakı artımında məxsusi keçiriciliyin yaranması ilə tədricən azalır. Konsentrasiyanın artması termo e.h.q. artır. Ağır dəşiklərin konsentrasiyasının sonrakı artımında isə termo e.h.q. temperaturun artması ilə azalır və nəticədə maksimum müşahidə olunur.

ƏDƏBİYYAT

1. Zeynalov Q.İ., Zarbaliev M.M., Sardarova N.S. Glektriçeskie svoystva splavov sistemi $TlInS_2 - Tl - DyS_2$. // Rossiyskə AN Neorqaniçeskie materialı, 1999, t.36, №8, s. 913916.
2. Sərdarova N.S. $TlInS_2(Se_2) - TlEuS_2(Se_2)$ sistemlərinin bərk məhlullarında yük və istilik daşınma. f.r.e.n. avtoreferatı, Bakı, 2007. –18 s.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭКСТРУДИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}$, ЛЕГИРОВАННЫХ АТОМАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО МЕТАЛЛА ДИСПРОЗИЯ

Б.Ш. Бархалов, Р.Ю. Алиев, Г.З. Багиева

Институт Физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан
bbarhal@mail.ru

Исследованы электрические свойства в широком интервале температур 80÷300 К экструдированных образцов твердого раствора $Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}$ р-типа, легированных атомами редкоземельного элемента (РЗЭ) диспрозия Dy в количестве до 0,02 ат. %. Показано, что примеси РЗЭ немонотонно влияют на величину коэффициента термо-эдс α и электропроводности σ 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 200К. Перспективными материалами при низких температурах являются твердые растворы $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ с замещением атомов ($\text{Sb} \rightarrow \text{Bi}$) и ($\text{Se} \rightarrow \text{Te}$) в обеих подрешетках Bi_2Te_3 [1, 2].

Одним из путей повышения термоэлектрических характеристик термоэлектрических материалов для конкретных интервалов температур, является легирование примесям, 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 $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ p-типа и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ n-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 . Как известно, получение образцов экструдированного материала связано с проведением целого ряда технологических операций, таких как: синтез твердого раствора их исходных компонентов, размельчение синтезированного сплава до состояния порошка, изготовление из полученного порошка методом горячего прессования брикетов, экструзии (выдавливание брикетов, нагретых до пластичного состояния, через отверстие диаметром 6мм).

Экспериментально было установлено, что на характеристики экструдированных материалов для термоэлектрических преобразователей энергии существенно влияют такие факторы, как давление и температура экструзии, размер частиц исходного порошка, температура и время отжига полученного термоэлектрического материала.

В частности, в материале с мелкозернистыми кристаллитами имеет место многократное увеличение концентрации электронов. Отжиг экструдированных материалов приводит к восстановлению концентрации электронов до исходных, оптимальных значений перед экструзией. Поэтому оптимизацией технологических процессов с учетом физико-химических технологических особенностей экструдированных материалов, например проведением отжига, можно увеличить эффективность термоэлементов из экструдированного материала и повысить стабильность их параметров как в процессе их изготовления термоэлементов, так и в процессе эксплуатации приборов на их основе.

Таким образом, оптимизация параметров термоэлектрических материалов может быть проведена как варьированием состава и количества примесей, так и оптимизацией технологических процессов, одним из которых является отжиг.

В настоящей работе приведены результаты изучения влияния легирования атомами редкоземельного металла диспрозия (Dy) термоэлектрические свойства образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$ p-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 1300К в откачанных кварцевых ампулах. Температура в объеме печи повышалась со скоростью 100К/ч с промежуточными выдержками при 700К и 900К в течение получаса. При достижении 1300К 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 80-300К.

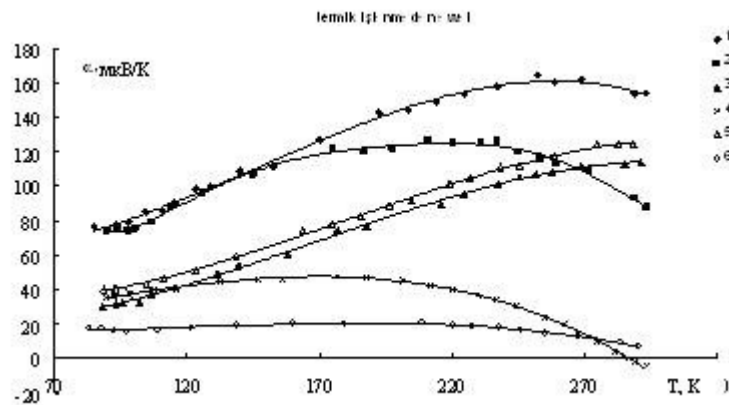


Рис.1. Зависимость коэффициента термо-эдс α для образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0.7}\text{Sb}_{1.3}\text{Te}_{2.93}\text{Se}_{0.07}$, легированных атомами редкоземельного металла диспрозия, ат. % : 1- 0; 2 - 0,001; 3 -0,0025; 4 -0,005; 5-0,02.

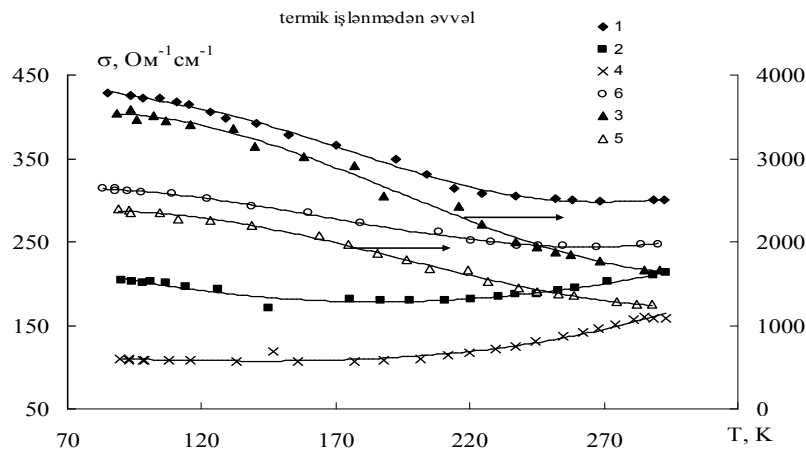


Рис.2. Зависимость коэффициента электропроводности σ для образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0.7}\text{Sb}_{1.3}\text{Te}_{2.93}\text{Se}_{0.07}$, легированных атомами редкоземельного металла диспрозия, ат. % : 1- 0; 2-0,001; 3-0,0025; 4-0,005; 5-0,02.

На рис. 1 и 2 представлены, соответственно, температурные зависимости коэффициента термо-эдс α и электропроводности σ для экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0.7}\text{Sb}_{1.3}\text{Te}_{2.93}\text{Se}_{0.07}$, как нелегированного, так и легированного атомами редкоземельного металла диспрозия в различных концентрациях (0,001; 0,0025; 0,005 и 0,02 ат. %).

Из рисунков следует, что в исследованных твердых растворах электропроводность в интервале температур 100÷300К 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. Необходимо отметить, что как видно из рисунков, 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 Thermo-electrics, Passadena, 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.