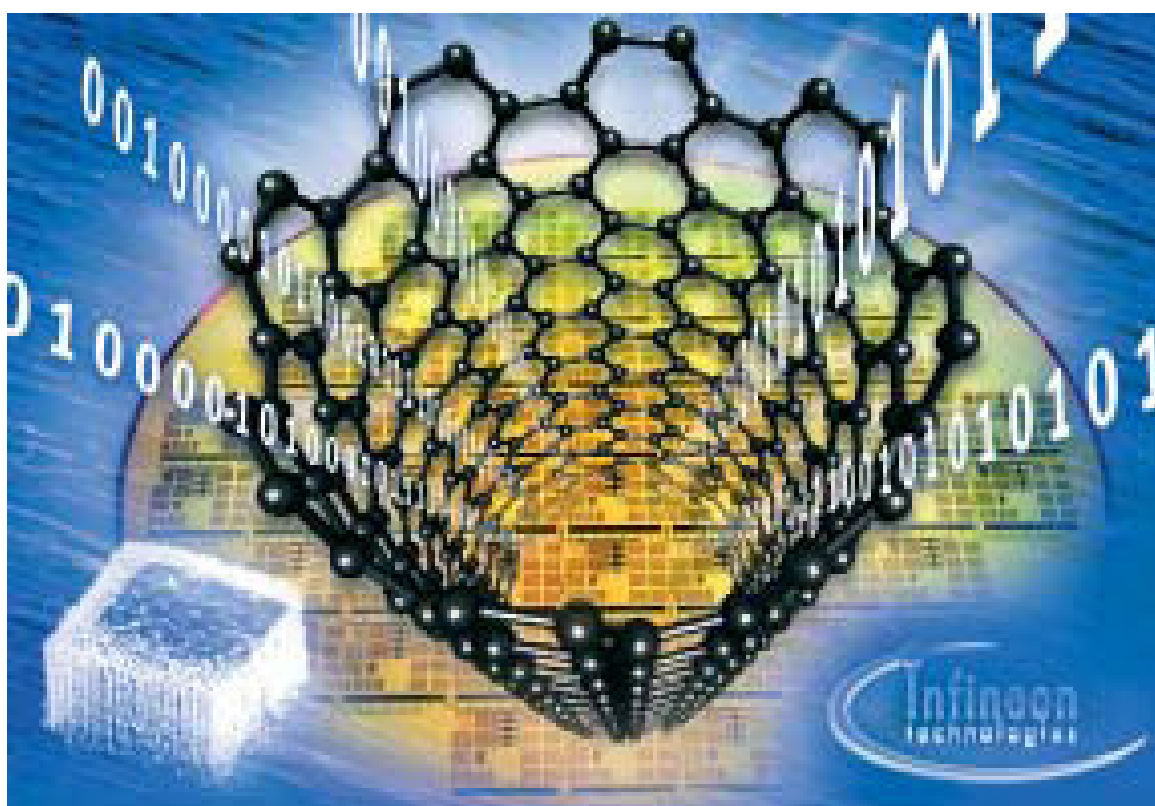


II BÖLMƏ

KONDENSƏ OLUNMUŞ MÜHİT FİZİKASI



ГЕТЕРОГЕННЫЕ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ С УПРАВЛЯЕМЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева*, С.И. Амирова, К.М. Абдуллаева, Я.Г. Гасанов**

Бакинский Государственный Университет,

**Азербайджанский Государственный Экономический Университет,*

***Азербайджанский Медицинский Университет*

abdinov-axmed@yandex.ru, Babaeva-Rena@yandex.ru

На основе сравнительного анализа фотоэлектрических свойств кристаллов моноселенидов галлия и индия со спектром солнечного излучения выявлено, что гетероструктуры на их основе могут быть высокоэффективными солнечными элементами. Причем параметрами и характеристиками этих элементов можно управлять путем изменения величины исходного темнового удельного сопротивления и уровня легирования редкоземельными элементами контактирующих пар. Этот способ позволяет, расширит спектр fotocувствительности исследуемых гетероструктур до $0.35 \div 1.45$ мкм, с двумя максимумами в окрестностях ~ 0.59 мкм и ~ 0.95 мкм, соответственно.

Показано, что полученные экспериментальные результаты могут объясняться на основе зависимостей степени упорядоченности исследуемых кристаллов от величины исходного темнового удельного сопротивления и уровня легирования.

Обычно, исследование в области преобразования энергии солнечного излучения в электрическую и фотоэлектрической регистрации света без исключения заключается в поиске и разработке технологий новых высокоэффективных с этой целью полупроводниковых материалов, повышении эффективности преобразования соответствующих фотоэлементов, стабильности параметров и характеристик приемников света, разработке, а также применении новых более эффективных структур и конструкций [1].

Естественно, что все эти проблемы непосредственно связаны с тем, какая часть падающего на рабочую площадь преобразователя солнечного излучения превращается в электрическую и какая минимальная мощность светового излучения может регистрироваться. Последние, в свою очередь, зависят от фундаментальных параметров, в том числе значения ширины запрещенной зоны рабочего материала.

Однако никакой конкретный полупроводник не может охватывать весь спектр излучения солнца, или же более эффективного с точки зрения фотоприемников диапазона оптического спектра. Поэтому при создании солнечных фотопреобразователей и (или) фотоприемников света первым шагом является выбор полупроводника, в котором максимум спектра фотопроводимости находится в области длин волн, соответствующей заметной доли энергии солнечного излучения на тех наземных или внеземных координатах, где должен эксплуатироваться данный преобразователь, или же максимум спектра светового сигнала, который должен регистрироваться. С этой точки зрения совсем не случайно широкое применение в изготовлении солнечных фотопреобразователей и фотоприемников света таких полупроводников, как кремний, твердые растворы типа $Al_xGa_{1-x}As$, соединения типа $CuInSe_2$ [2].

Ранее проведенные нами исследования показывают, что для создания высокоэффективных солнечных фотопреобразователей и фотоприемников света не мало перспективными могут быть и гетерогенные структуры на основе моноселенидов $A^{III}B^{VI}$ [3].

В данной работе с целью выявления научной и практической перспективности гетерогенных фотовольтаических элементов на основе чистых (специально нелегированных) и слабелегированных (в пределах $10^{-5} \div 10^{-1}$ ат.%) атомами различных редкоземельных элементов (РЗЭ), в частности атомами гадолиния (Gd), гольмия (Ho) и

диспрозия (Dy) кристаллов моноселенидов галлия (p-GaSe) и индия (n-InSe) проводилось комплексное экспериментальное исследование их фотоэлектрических свойств.

Исследуемые структуры были созданы методом прямой посадки на оптический контакт [4]. При всех рассмотренных случаях оба, или же хотя бы один из контактирующих пар являлся слой монокристаллов p-GaSe, или же n-InSe. В качестве другого контактирующего полупроводника использовался пластинки Si и (или) n-CuInSe₂.

Установлено, что все созданные фотовольтаические элементы обладают достаточной фоточувствительностью вплоть до ~350 К. С понижением температуры до 77 К их интегральная фоточувствительность, а также эффективность преобразования, значительно увеличивается. При этом также расширяется спектр их фоточувствительности.

Параметры и характеристики исследуемых фотовольтаических элементов оказались зависимыми также от исходного значения (имеющегося место при 77К) темнового удельного сопротивления (ρ_{T0}) и уровня легирования ($N_{P3Э}$, в ат.%) атомами P3Э, в случае чистых и легированных кристаллах A^{III}B^{VI}, соответственно. При прочих одинаковых условиях оптимальные для эффективного преобразования солнечной энергии в электрическую, структуры получаются на основе более высокоомных чистых и легированных не более 10⁻³ ат.% кристаллов. С ростом ρ_{T0} спектр фоточувствительности элементов n-InSe/p-GaSe постепенно расширяясь, охватывает область длины волны $0.35 \leq \lambda \leq 1.30$ мкм. В тоже время фоточувствительность структур n-InSe<P3Э>/p-GaSe<P3Э> с $N_{P3Э}=10^{-3}$ ат.% и $N_{P3Э}=10^{-4}$ ат.% для InSe и GaSe соответственно, охватывает область длины волны $0.30 \leq \lambda \leq 1.45$ мкм с двумя максимумами, которые с изменением ρ_{T0} и $N_{P3Э}$ перемещаются в ближнюю окрестность 0.95 мкм и 0.59 мкм. С ростом ρ_{T0} и $N_{P3Э}$ увеличивается также абсолютная величина фотоэ.д.с. (почти на 4÷5 раза).

Оказалось, что в указанном диапазоне длины волны света величина фотонапряжения (U_{ϕ}) линейно увеличивается с интенсивностью света. При оптимальных условиях (при 77 К, $\lambda=\lambda_{max}$ и умеренных освещенностях) U_{ϕ} достигает до 60÷70 мВ и 100÷120 мВ в структурах, изготовленных на основе чистых и легированных кристаллов n-InSe и p-GaSe. На основе сравнительного анализа полученных экспериментальных результатов показано, что зависимости параметров и характеристик созданных гетерогенных фотовольтаических элементов от ρ_{T0} и $N_{P3Э}$, прежде всего, обусловлены с соответствующим изменением степени упорядоченности кристаллов этих полупроводников с ρ_{T0} и $N_{P3Э}$ [3].

Эти результаты свидетельствуют о научной и практической перспективности созданных путем посадки на оптический контакт гетерогенных фотовольтаических элементов на основе чистых и легированных атомами P3Э кристаллов моноселенидов галлия и индия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филачев А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А. Твердотельная фотоэлектроника (фотодиоды). М., Физматкнига, 2011, - 448 с.
2. Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В. Полупроводниковая электроника (справочник). Киев, «Наукова Думка», 1975, - 704 с.
3. 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. Автореферат диссертации доктора физических наук. Баку. 2009, - 38 с.
4. Аверьянова Т.В., Бакуменко В.Л., Курбатов Л.Н. и др. Исследование гетеропереходов InSe-GaSe, приготовленных посадкой на оптический контакт. II. Характеристики переходов с освещенным слоем //Физ. и техн. полупроводников, 1980, Т.14, № 8, с. 1573-1577.

КРИСТАЛЛЫ $A^{III}B^{VI}$, КАК ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ОПТО- И ФОТОЭЛЕКТРОНИКИ

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

Бакинский Государственный Университет,

*Азербайджанский Государственный Экономический Университет

abdinov-axmed@yandex.ru, Babaeva-Rena@yandex.ru

Исследовано влияние исходного темнового удельного сопротивления и легирования различными редкоземельными элементами на собственную фотопроводимость кристаллов моноселенида галлия и индия.

Установлено, что путем определения оптимального значения исходного темнового удельного сопротивления, а также уровня легирования редкоземельными элементами, можно выбрать кристаллы моноселенидов $A^{III}B^{VI}$ со слоистой структурой, которые являются перспективными материалами для опто- и фотоэлектроники.

Одним из превосходств полупроводников по сравнению с другими веществами (металлами, диэлектриками) является их фоточувствительность [1], которая позволяет создать на основе этих материалов различных приборов и устройств (фотоприемников света, преобразователей солнечной энергии) [2]. К настоящему времени уже выявлены в значительном количестве природные и искусственно созданные материалы с полупроводниковыми свойствами, в том числе фотоэлектрическими [3]. Поскольку более фотоэффективным является световое излучение из области $0.30 \div 1.20 \mu\text{м}$, исключая специальных назначений, значительный интерес представляют фотопроводники с высокой фоточувствительностью именно в этом диапазоне оптического спектра [2]. Среди таких полупроводников по своим разнообразным и уникальным электрическим свойствам привлекают особое внимание также соединения $A^{III}B^{VI}$ [4].

В представленной работе сообщается о результатах, полученных при экспериментальных исследованиях особенностей фотоэлектрических свойств кристаллов моноселенидов соединений $A^{III}B^{VI}$ со слоистой структурой, с целью выявления их перспективности для полупроводниковой опто- и фотоэлектроники [2].

Исследования проводились при различных внешних условиях в чистых (специально нелегированных), а также легированных редкоземельными элементами (РЗЭ) монокристаллах моноселенидов галлия ($p\text{-GaSe}$) и индия ($n\text{-InSe}$).

Снимались спектр, световая характеристика и температурная зависимость собственной фотопроводимости этих полупроводников. Оказалось, что в области $T \leq 300 \text{ К}$ при прочих одинаковых внешних условиях помимо электрических, значительным образом отличаются и фотоэлектрические свойства этих кристаллов в зависимости от их происхождения и уровня легирования редкоземельными элементами (атомарно-процентного содержания введенной примеси РЗЭ) исследуемого образца. Прежде всего, это отличие проявляется в расхождениях величин темнового удельного сопротивления (ρ_T). Причем с понижением температуры это расхождение усиливается и при 77 К темновое удельное сопротивление (ρ_T) для различных образцов меняется в пределах $\sim 10^2 \div 10^9 \text{ Ом}\cdot\text{см}$

В зависимости от величины ρ_{T0} (в чистых кристаллах) и N (в легированных кристаллах) меняются также фотоэлектрические параметры и характеристики указанных полупроводников. В частности, в чистых кристаллах с ростом ρ_{T0} при прочих одинаковых условиях максимум спектра собственной фотопроводимости смещается в сторону более длинных волн; спектр с обеих сторон (коротковолновой и длинноволновой сторон) расширяется; интегральная фоточувствительность почти на $2\div 3$ порядка увеличивается; на обеих ветвях спектра появляются дополнительные слабые максимумы (плато), амплитуды которых с ρ_{T0} растут. В отличие от ρ_{T0} , от уровня легирования (от N) параметры и характеристики собственной фотопроводимости в изучаемых полупроводниках зависят немонотонно. В частности, с ростом N сначала (до $\sim 10^{-4}\div 10^{-3}$ ат.%) интегральная фоточувствительность увеличивается; максимум спектра смещается в сторону более длинных волн; ширина спектра увеличивается; на обеих ветвях спектра возникают дополнительные слабые максимумы, а далее (при $N > 10^{-2}$ ат.%) все перечисленные выше параметры с N меняются в обратном направлении. Наконец, при $N \approx 10^{-1}$ ат.%, наблюдается самое низкое значение интегральной фоточувствительности; самый коротковолновый максимум и меньшая ширина спектра; а дополнительные максимумы на спектре исчезают.

В высокоомных чистых и слаболегированных ($N \leq 10^{-3}$ ат.%) кристаллах при низких освещенностях световая характеристика (ЛАХ) собственной фоточувствительности подчиняется суперлинейному закону. При оптимальных условиях в этой области ЛАХ фотоотклик (U_{ϕ}) увеличивается с интенсивностью света (Φ_c) по закону $U_{\phi} \sim \Phi_c^{5\div 6}$.

Выявлено, что путем изменения ρ_{T0} и (или) N , спектра фоточувствительности монокристаллов InSe можно расширить до $0.35\div 1.45$ мкм, а кристаллов GaSe – $0.30\div 0.75$ мкм.

Полученные результаты позволяют заключить, что кристаллы моноселенидов галлия и индия обладают высокой фоточувствительностью в той области спектра, которая соответствует высокой плотности энергии солнечного излучения, а также работает большая часть оптоэлектронных систем. Указанные полупроводники являются перспективными материалами полупроводниковой опто- и фотоэлектроники, т.е. для создания высокоэффективных фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии и высокочувствительных фотоприемников света. Зависимость фотоэлектрических параметров и характеристик этих кристаллов от происхождения и уровня легирования РЗЭ позволяют управлять их фотоэлектрической эффективностью, путем выбора образцов с подходящими ρ_{T0} и (или) оптимальным уровнем легирования РЗЭ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Наука, 1963, 494 с.
2. Филачев А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А. Твердотельная фотоэлектроника (фотодиоды). М., Физматкнига, 2011, - 448 с.
3. Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В. Полупроводниковая электроника (справочник). Киев, «Наукова Думка», 1975, - 704 с.
4. Медведева З.С. Халькогениды элементов III Б подгруппы периодической системы. М.: Наука, 1968, 214 с.

OKSIDLƏŞDİRİCİNİN ÇATIŞMAMAZLIĞI REJİMİNDƏ KİMYƏVİ AŞILAMA ÜSULU İLƏ ALINMIŞ MƏSAMƏLİ SİLİSIUMUN ANTİREFLEKSİON XASSƏLƏRİ

**F.Ə. Rüstəmov, B.Ə. Baqiyev, N.X. Dərvişov, M.Z. Məmmədov,
Y.Y. Babrova, H.O. Qafarova..**

Bakı Dövlət Universiteti, Fizika Problemləri ETİ, Yarımkeçirilər Fizikası Şöbəsi,

Bakı, Azərbaycan.

farhad.rustamov@bsu.az

Məsaməli silisiumun formalaşma müddətinin onun antirefleksion xassələrinə təsiri tədqiq edilmişdir. Məsaməli silisium təbəqələri təkmilləşdirilmiş HF:HNO₃:CH₃COOH məhlulunda oksidləşdiricinin çatışmamazlığı rejimində, n və p-tip silisium lövhələrinin kimyəvi aşılama üsulu ilə alınmışdır. Məsaməli silisiumun qayıtma spektrinin məsaməli təbəqənin formalaşma müddətindən asılılığının tədqiqi göstərmişdir ki, formalaşma müddətinin 2 dəqiqədən 12 dəqiqəyə qədər artması zamanı qayıtma spektrindəki minimumun spektrin bənövşəyi oblastından qırmızı oblastına tərəf tədricən sürüşür və bu zaman qayıtma əmsalının minimal qiyməti ~5% təşkil edir. Beləliklə spektrdəki minimumun yerini tədricən dəyişmək imkanı əldə edilir ki, bu da günəş elementlərində antirefleksion səthin formalaşdırılması baxımından böyük praktiki əhəmiyyət kəsb edir.

Məsaməli silisium (MS) optoelektronikada, qaz sensorlarının hazırlanmasında, günəş elementlərində işığın qayıtmasını azaldan səthi təbəqənin yaradılmasında və s. sahələrdə geniş praktiki tətbiq imkanları olan yeni materialdır [1, 2]. Məsaməli silisium əsas etibarilə ilə elektrokimyəvi və kimyəvi aşılama üsulları ilə alınır. Kimyəvi aşılama üsulu, silisium təbəqələrinin ənənəvi texnoloji emal dövrü çərçivəsində aparıla bilindiyi üçün, daha sadə və texnoloji cəhətdən daha əlverişlidir. Bu texnoloqiyada silisium lövhələrinə omik kontakt çəkilməsinə ehtiyac qalmır və proses xarici elektrik gərginliyi tətbiq edilmədən aparılır. Həmçinin, kimyəvi üsulla alınmış MS-da, hətta çox nazik təbəqələrdə belə görünən fotoluminessensiya müşahidə edilir.

Təqdim olunan işin məqsədi təkmilləşdirilmiş kimyəvi məhlulda n və p –tip məsaməli silisiumun formalaşma müddətinin onların antirefleksion xassələrinə təsirinin tədqiq edilməsidir.

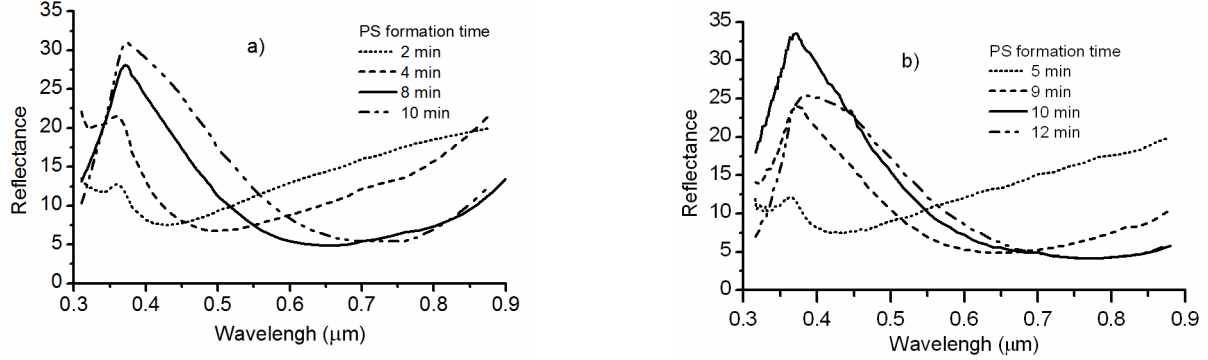
İşdə, hər iki üzü cilalanmış, xüsusi müqavimət 10 Om·sm və oriyentasiyası (100) olan p-tipli və həmçinin xüsusi müqaviməti 0,1 Om·sm və oriyentasiyası (111) olan n-tipli silisium lövhələrində kimyəvi aşılama üsulu ilə məsaməli silisium təbəqələri alınmışdır. İlk olaraq, silisium lövhələri çirk və yağdan üzvi həlledicilər vasitəsi ilə təmizlənmişdir. Bunun üçün lövhələr əvvəl 50 dəqiqə ərzində asetonla və daha sonra ikiqat distillə edilmiş su ilə yuyulmuşdur. Səthlərin son hazırlanması lövhələrin 90 dəqiqə ərzində HF-un 15%-li spirt məhlulunda yuyulması ilə aparılmışdır.

MS-un formalaşması, həcmi nisbəti 1200:1:1200, yəni oksidləşdiricinin çatışmamazlığı rejimində, modifikasiya edilmiş HF:HNO₃: CH₃COOH məhlulunda aparılmışdır. Əvvəlki işlərimizdə [3, 4] göstərmişdik ki, belə məhlullarda MS-un formalaşma reaksiyası, lövhələrin səthinin son emalından asılı olmayaraq, yüksək təkrarlanma xüsusiyyətinə malikdir. Bu zaman bircins, rəvan rənglənmiş, müxtəlif qalınlıqlı, güzgü səthli MS-təbəqələri alınır. İçərisində sirkə turşusu çox olduğu üçün, bu məhlullarda aşılama sürəti kifayət qədər kiçikdir. Bu da məsaməli silisiumun formalaşma müddətinin onun işığı qayıtma xassələrinə təsirini daha dəqiq öyrənməyə imkan verir. MS-nin alınması, teflon yuvada, yalnız lövhənin bir üzündə aparılmışdır. Kimyəvi aşılama davamlı xüsusi halqanın tətbiq edilməsi aşılama prosesinin yalnız lövhənin bir üzündə və məhdud dairəvi sahədə aparılmasına imkan vermişdir. Aşılama sahənin ölçüsü 1 sm² olmuşdur. Aşılama

otaq temperaturunda və təbii işıqlanma şəraitində aparılmışdır. Aşılardan sonra nümunələr ikiqat distilə edilmiş suda və sonra izopropil spirtində yuyulmuş və azot qazı (N_2) axınında qurudulmuşdur.

Qayıtma spektrləri, 8° -li düşmə bucağı altında, VSU-2P spektrometri ilə tədqiq edilmişdir.

Şəkil 1-də alınmış MS nümunələrinin qayıtma spektrlərinin məsaməli səthin formalaşma müddətindən asılılığı göstərilmişdir.



Şəkil 1. Modifikasiya olunmuş məhlullarda kimyəvi aşılama üsulu ilə alınmış və müxtəlif formalaşma müddəti olan məsaməli silisium nümunələrinin qayıtma spektrləri: a) *p*-tip, b) *n*-tip.

Şəkildən görüldüyü kimi, MS-un formalaşma müddətinin artması qayıtma spektrlərinin dəyişməsinə səbəb olur və o cümlədən, tədqiq olunmuş nümunələrdə spektrdəki geniş minimum tədricən 400 nm-dən 750 nm-ə qədər sürüşür. Bu zaman, hər iki tip nümunələrdə qayıtma əmsalının minimum qiyməti $\sim 5\%$ təşkil edir. Qayıtma spektrindəki minimumun bu şəkildə sürüşməsi, əsasən məsaməli silisiumun layının qalınlığının artması ilə əlaqədardır. Belə ki, qalınlığın artması zamanı minimum $n_{\text{eff}} d_{\text{por}} = \lambda_{\text{min}} / 4$ (n_{eff} -MS-un effektiv sındırma əmsalı, d_{por} -MS-təbəqəsinin qalınlığı, λ_{min} -spektrdəki minimuma uyğun dalğa uzunluğudur.) münasibətinə uyğun böyük dalğa uzunluğu oblastına sürüşməlidir [5]. Eyni zamanda, görüldüyü kimi, qayıtma spektrlərində minimumun bu sürüşməsi, MS-un formalaşma müddətinin 2-dəqiqədən 12-dəqiqəyəcən artması zamanı baş verir. Yəni proses kifayət qədər ləng gedir. Bu praktik baxımdan çox əlverişlidir, çünki antirefleksion səthin minimumunun məhz spektrin tələb olunan oblastında alınmasına imkan verir. Məsələn, günəş elementləri üçün vacib olan, 650-700 nm dalğa uzunluğu oblastında qayıtmanın azaldılması üçün MS-un formalaşma müddəti ~ 9 dəqiqə olmalıdır.

ƏDƏBİYYAT

1. V. Lehmann. Electrochemistry of Silicon. New York: Willey VCH, 2002.
2. L.T. Chanham. Properties of porous silicon. EMIS Data Review Series No. 18, London, 1997.
3. F.A. Rustamov, N.H. Darvishov, M.Z. Mamedov, E.Y. Bobrova, H.O. Qafarova, Formation of lateral homogeneous stain etched porous silicon with acetic acid at oxidant insufficiency, Azerbaijan J. Physics, Fizika, 3 (2012) 44-49.
4. F.A. Rustamov, N.H. Darvishov, V.E. Bagiev, M.Z. Mamedov, E.Y. Bobrova, H.O. Qafarova, Influence of final treatment on the incubation period and antireflection properties of stain-etched porous silicon. Phys. Status Solidi A, 210, 10 (2013) 2174-2177.
5. S. Strehlke, S. Bastide, J. Guillet, C. Levy-Clement, Design of porous silicon antireflection coating for silicon solar cells, Mater.Sci.Eng. B, 69-70 (2000) 81-86.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ

Б.Б. Давудов, К.М. Дашдамиров
 Бакинский Государственный Университет
ben.davud@gmail.com

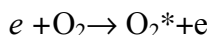
Работа посвящена исследованию физических процессов, протекающих в озонаторах с двухбарьерным разрядом. Полученные результаты и их анализ показывают, что для эффективной работы озонаторных установок необходимо изучить в первую очередь физико-химические процессы, протекающие в самом электрическом разряде.

Как известно, в основе работы большинства производственных озонаторов лежат одно- или двухбарьерные разряды. Физико-химические процессы, протекающие в таких разрядах, достаточно сложны и до конца ещё не изучены [1-5].

В рассматриваемых разрядах роль различных частиц в химических реакциях сильно зависит от внешних условий и от параметров разряда. При достаточно высоком давлении, при котором, как правило, осуществляются барьерные разряды, свободные пробеги ионов малы, температура ионов мало отличается от температуры молекул и ионы ведут себя как молекулы. В таких условиях ионы малоактивны и поэтому в передаче энергии молекулам основную роль играют не ионы, а свободные электроны.

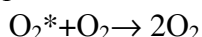
В данной работе рассматривается весь спектр элементарных актов, происходящих в плазме барьерного разряда. Особое внимание уделено неупругим столкновениям электронов с молекулами кислорода.

1. Неупругие столкновения электронов с молекулами O_2

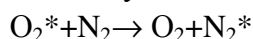


(здесь и далее *- показывает электронно-возбуждённое состояние молекул).

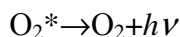
2. Возбуждённые молекулы кислорода могут потерять свою энергию либо при столкновении со своими нейтральными: молекулами,



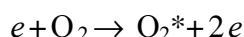
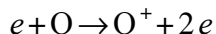
либо передать ее на колебательное возбуждение молекул других элементов.



Девозбуждение возбуждённых молекул кислорода может также сопровождаться излучением.

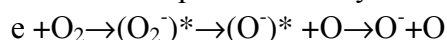


3. Ионизация атомов или молекул электронным ударом.



Сечения этих процессов на два-три порядка выше по сравнению с соответствующими газокинетическими сечениями

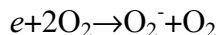
4. Диссоциативное прилипание электрона к молекуле кислорода



При таких неупругих соударениях образуются короткоживущие возбуждённые ионы [5]. Захват электрона возможен в случае, если энергия налетающего электрона близка к разности энергий отрицательного иона и молекулы при заданном расстоянии между ядрами. Эффективные сечения этих процессов сравнимы с газокинетическими

сечениями молекул O_2 . В этих реакциях образуются отрицательные ионы O^- . Максимум сечения реакции прилипания электрона молекулы кислорода соответствует энергии электронов 6,7 эВ, при этом на диссоциации молекулы O_2 уходит 5,1 эВ.

Прилипание электрона может происходить также без диссоциации молекул по схеме

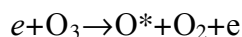
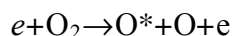


Прилипание электрона к молекуле происходит также при тройных столкновениях



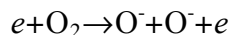
где M –третья частица. Роль третьей частицы может играть любая из присутствующих в плазме молекул. Вероятность этих процессов довольно высока

5. Диссоциация молекул электронным ударом:



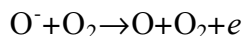
Величина сечения этих процессов сравнима с величиной соответствующего газокинетического сечения, т.е. $\sigma = 10^{-15} \text{ см}^2$.

При энергиях электронов, превышающих 17 эВ, происходит образование ионов кислорода по реакции



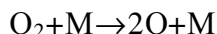
Отметим, что ионы O_2^- образуются в основном при столкновениях с молекулами кислорода электронов малых энергий (меньше 5 эВ) [5].

Наряду с процессами образования отрицательных ионов кислорода вследствие ударной ионизации, диссоциативного прилипания электрона и перезарядки необходимо учитывать также процессы их распада по схеме



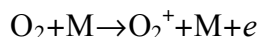
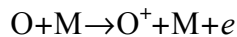
Рассмотрим элементарные процессы соударения атомов, молекул и ионов. Из спектра многообразных процессов столкновения выделим процессы, связанные только с атомами, молекулами и ионами кислорода, так как в образовании O_3 участвуют именно эти частицы.

а) Диссоциация молекулы кислорода при соударении с молекулами N_2

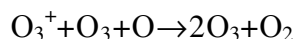
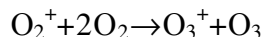


Среднее значение энергии диссоциации на одну молекулу кислорода равно 6 эВ.

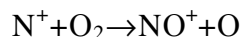
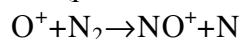
б) Ионизация атомов или молекул кислорода при столкновениях с молекулами азота.



в) Рекомбинация молекул кислорода

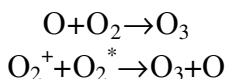


г) Перезарядка между положительными ионами и молекулами (резонансная перезарядка)

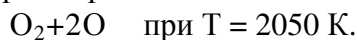


Отметим, что характерное время превращения атомарного иона в молекулярный происходит быстрее ($\approx 0,01-10\text{с}$), чем молекулярные ионы успевают прорекомбинировать.

д) Столкновения атома с молекулой или молекулы с молекулой.



е) Диссоциация молекул при нагреве



Теплота диссоциации $\chi = 2,8 \cdot 10^4$ Дж / моль.

Как видно из этой реакции, для диссоциации молекул в разряде необходимо вложить большую энергию.

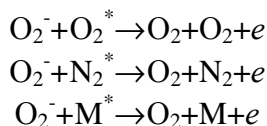
ж) Образование молекул озона при тройных столкновениях



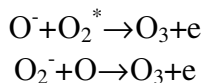
Эта реакция в обратном направлении может идти при сравнительно высоких температурах газа.

Следует отметить, что для кислородосодержащих смесей газов отмечены очень высокие сечения эндотермических реакций отрыва при столкновении отрицательных ионов кислорода с атомами O и с возбужденными молекулами, находящимися в метастабильном состоянии.

1. Реакции прямого отрыва



2. Реакции ассоциативного отрыва



Таким образом, из рассмотренных процессов образования озона наиболее важную роль играют диссоциация молекулы кислорода при соударениях с молекулами азота и столкновения атомов кислорода с молекулами O₂. Важны также процессы образования молекул озона при тройных соударениях. В этих процессах участвуют атомарный и молекулярный кислород, а роль третьей частицы может играть любой из присутствующих в газовой смеси молекул. Без исследования вышеизложенных элементарных процессов в барьерном разряде, невозможно и создание озонного генератора с хорошими выходными параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.V.Davudov, N.A.Mamedov, B.B.Davudov et. al. Congress on Energy, Ecology, Economy, September 1997, p. 110.
2. I.V.Davudov, N.A.Mamedov, B.B.Davudov Patent N 20000060, 2000
3. С.Браун «Элементарные процессы в плазме газового разряда», М., Изд-во «Госатомиздат», 1961.
4. Ч.М.Джуварлы, Ю.В.Горин, Р.Н. Мехтизаде «Коронный разряд в электроотрицательных газах», Баку, Изд-во «Элм», 1988
5. В.В.Лунин, М.П.Попович, С.Н. Ткаченко «Физическая химия озона», Изд-во МГУ, М., 1998

ОЗОН В СИСТЕМАХ ВОДОПОДГОТОВКИ

Н.А. Мамедов, Б.Б. Давудов, К.М. Дашдамиров,
Г.И. Гарибов, Г.М. Садыгзаде, Ш.Ш. Алекперов

Бакинский Государственный Университет

ben.davud@gmail.com

İşdə su hazırlığı texnologiyasında ozonlaşdırma prosesinin tərkib hissələri olan qaz-maye qarışığının bircinsliyinin təşkil edilməsi, qalıq ozonun yaşama müddətinin təyini, tərkibdən asılılığı, ozonun kontakt müddətinin seçilməsinin doza asılılıqları, ozonun atmosferdə itən hissəsinin təyini, ozonun dağılma müddəti, ozonun məxsusi sərfinə bəzi faktorların təsirinin, Ceyran-Batan su hövzəsindən götürülmüş suya ozonun bakterisid təsirinin öyrənilməsi və içməli suyun səthi gərilmə əmsalının onun aktivliyinə təsiri tədqiq edilmişdir.

В мировой практике последние годы в системах водоподготовки вместо хлора все чаще применяется озон. Это связано с его большей окислительной активностью: его редокс-потенциал, равный 2,07 В, уступает только фтору (2,87 В). Он обладает более широким спектром действия, а также благодаря техническим достижениям в области снижения энергозатрат на его электросинтез. Известно, что хлор действует на ферментную систему микроорганизмов и поэтому диапазон его действия ограничен. Озон же разрушает протоплазму клетки и потому действует даже на те организмы, в которых ферментная система отсутствует (например, вирусы). Помимо этого при обеззараживании воды хлором могут образовываться побочные хлорные соединения сохраняющиеся длительное время, вредные для населения и имеющие неприятные запахи и привкусы. При озонировании же не только не образуются вредные вещества, но и устраняются любые привкусы и запахи, существующие в воде до обработки.

Несмотря на огромные преимущества озона изучение его действия на природные воды Азербайджана проводятся с 2002 года [1,2]. В связи с этим необходимо выявить не только специфические особенности воздействия озона на поверхностные и подземные воды, но и проверить общие закономерности процесса озонирования каждой из этих вод в отдельности и в разные времена года.

Задачей настоящего исследования является определение целого ряда важных параметров процесса озонирования: концентрации остаточного озона в воде, дозы и время контакта с водой, соотношение объемов газа и воды, потери озона в атмосферу, время самопроизвольного распада озона, удельный расход озона в зависимости от различных факторов и с учетом сезонных изменений качества воды, также влияния поверхностного

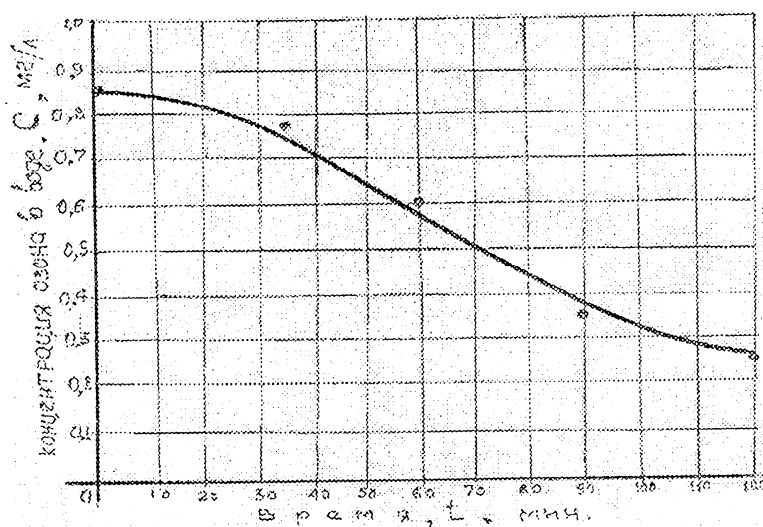


Рис.1. Самопроизвольное разложение озона в закрытой системе с водой из Дж.-Батанского водохранилища

натяжения питьевой воды на ее активность.

Согласно литературным данным [3-5] единственным недостатком озона является его малая стойкость. Озон относительно быстро разлагается на молекулу и атом кислорода. При этом, в ходе лабораторных исследований проведенных нами с генератором озона конструкции Бакинского Государственного Университета, установлено, что в закрытых и открытых системах стойкость озона различна. Так, например, если в открытой системе за 30 мин. содержание озона в воде уменьшается от величины 0,85 мг/л до нуля, то в закрытой системе за 35 мин - до величины 0,78 мг/л. Т.е. в трубопроводных коммуникациях остаточный озон может сохраняться достаточно длительное время (рис.1).

Бактерицидное действие озона изучалось на технической воде из Джейран-Батанского водохранилища (юго –восточный водозабор).

Если в исходной воде при мутности 8,4 мг/л микробное число 445 ед/мл (ПДК-100 ед/мл), то после пяти минутной продувки озono–воздушной смесью с концентрацией озона 1,5 мг/л микробное число снизилось до 97 ед/мл, а после 15 мин - до нуля.

При мутности воды 1,0 -1,5 мг/л и микробном числе 157 последнее снижается до 1 ед/мл уже после трех минутного озонирования. Т.е. чем меньше мутность воды, тем требуется меньшее время контакта с озоном для обеззараживания воды при прочих равных условиях.

В ходе проведения исследования, в котором для смещения воды с озоном использовалась колонна с водой, через которую снизу вверх продувалась озono-воздушная смесь, установлено, что в таком смесителе коэффициент полезного использования озона весьма низок. Для определения этого коэффициента на воздушном выходе колонны была установлена склянка с поглощающим раствором. Благодаря этому было установлено, что в выходящем воздушном потоке содержится до 90 % первоначально подаваемого озона. Учитывая, что в подаваемом озono–воздушном потоке обычно содержится порядка 4 % озона, следует уделить максимальное внимание вопросу растворения озона в воде.

Поэтому для определения влияния соотношения газа (воздуха) озона и воды нами были воспроизведены опыты, где капиллярным методом определяли поверхностное натяжение водопроводной воды. Как было показано нами [6] чем меньше коэффициент поверхностного натяжения тем активнее вода.

Результаты измерений занесены в таблицу. В таблице приведены средние значения α , измеренные одновременно тремя капиллярами и коэффициенты активности воды σ , рассчитанные по формуле:

$$\alpha = \frac{\sigma_{a,s} - \sigma_{u,s}}{\sigma_{u,s}}$$

где $\sigma_{a,s}$ - коэффициент поверхностного натяжения отстоянной контрольной воды, $\sigma_{u,s}$ - коэффициент поверхностного натяжения исследуемой воды.

Таблица 1.

Значения коэффициента поверхностного натяжения питьевой водопроводной воды при насыщении ее газами

№	Тип воды	σ (10^{-3} Н/м)	α (%)
1	Дистиллированная вода	72,21	-
2	Питьевая водопроводная вода через 2 часа после набора	61,85	9,9
3	- через 24 часа (контрольная вода)	67,91	0
4	Вода, насыщенная воздухом	62,27	9
5	Вода, насыщенная озоном - через 10 мин	58,35	16,3
6	- через 1,5 часа	62,32	8,96

Насыщение воды воздухом и озоном производилось в стеклянной трубке высотой 1 м и диаметром 40 мм. Воздух или озон подавали через мелкодисперсный рассекатель из нижней части трубки в течение 22 минут.

При скорости подачи газа 4 л/мин расход воздуха по объему был 88 л. Здесь кислород O_2 составлял по объему 18,48 л и по массе 26,4 г, из него в одном литре воды растворяется 67,88 мг.

При той же скорости подачи смеси воздуха и озона расход озона по массе составлял 352 мг, из которого в одном литре воды растворяется 9,68 мг. Количество растворенного в воде газа вычислялось по закону Генри [7].

Как видно, из таблицы, величина коэффициента σ , найденная нами для дистиллированной воды, достаточно близка к литературным данным [8]. Значение коэффициента σ для пресной воды, взятой из городской водопроводной линии, почти совпадает с коэффициентом σ для воды, насыщенной воздухом. Это совпадение, по-видимому, связано с тем, что вода в водопроводную линию подается мощными насосами, хлорирована, в результате чего она имеет завышенную насыщенность воздухом. Озонирование воды значительно снижает ее поверхностное натяжение. Видно, что после 22 минутного барбатирования озоном (время насыщения воды озоном составляет 22 мин [3]) коэффициент поверхностного натяжения воды уменьшается до величины $58,35 \cdot 10^{-3}$ Н/м, что на 8 % меньше поверхностного натяжения воды до озонирования. Отметим, что нами было измерено поверхностное натяжение той же озонированной воды через 1,5 часа после озонирования. Опыты показали, что коэффициент σ для этого случая составляет величину $62,32 \cdot 10^{-3}$ Н/м, что почти совпадает с коэффициентом поверхностного натяжения исходной воды без озонирования.

Увеличение величины σ озонированной воды с течением времени связано, по-видимому, с расщеплением молекул озона. Увеличение величины σ от $58,35 \cdot 10^{-3}$ Н/м до $62,32 \cdot 10^{-3}$ Н/м, что почти совпадает с коэффициентом поверхностного натяжения исходной воды без озонирования.

Увеличение величины σ озонированной воды с течением времени связано, по-видимому, с расщеплением молекул озона. Увеличение величины σ от $58,35 \cdot 10^{-3}$ Н/м до $62,32 \cdot 10^{-3}$ Н/м объясняется разложением озона уже через 20 минутного отстоя (время распада озона $O_3 \rightarrow O_2 + O$ в воде составляет ~20 мин [7]). А через 1,5 часа часть водородных связей в воде восстанавливается и величина коэффициента натяжения растет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Aliyeva D.N., Naumova N.N., Tarikhazer Z.A., Mamedov N.A., Davudov B.B., Alekperov Sh.Sh. Use of ozone in water preparation system. Energy, Ecology, Economy VI Baku International Congress, Baku, 2002, p.325-326
2. Aliyeva D.N., Naumov N.N., Mamedov N.A., Davudov B.B., Alekperov Sh.Sh. Using of ozone systems preparations of water-2 Energy, Ecology, Economy VI Baku International Congress, Baku, 2002, p.325-326
3. Кожин В.Ф., Кожин И.В. Озонирование воды, М., Стройиздат, 1974, 158 с.
4. Орлов В.А. Озонирование воды, Стройиздат, М., 1984, - 88с.
5. Лунин В.В., Бонович М.П., Ткаченко С.Н. Физическая химия озона. М., Изд.ГПУ, 1998, -480 с.
6. Мамедов Н.А., Гарибов Г.И., Алекперов Ш.Ш. Способ определения степени физиологической активности воды. Патент Азерб.Респ. № 20080015, 24.01.2008
7. Герасимов Я.И. и др. "Курс физической химии" I т, Москва, "Химия" 1987, С.215 (592).
8. Кухлинг Х. Справочник по физике. М., «Мир», 1982, С. 458, (519).

HƏCMLİ METALLİK ŞÜŞƏLƏRDƏ FAZA ÇEVRİLMƏLƏRİ

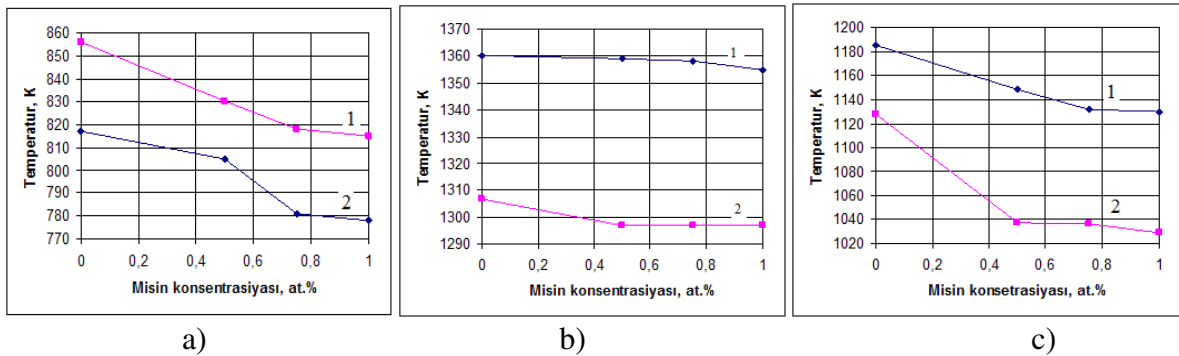
H.O. Mehrabov, A.O. Mehrabov, İ.İ. Əlizadə, S.S. Əliyev, T.Q. Şamilov
AzMİU, Nüvə qamma-rezonansı spektroskopiyası ETL

Fe-Co-B-Si-Nb-Cu tərkibli həcmli metallik şüşələrin qızdırılması və soyudulması zamanı qeyri tarazlıqlı sistemdə baş verən faza çevrilmələrinin misin konsentrasiyasından asılılığı və ərintilərin termik parametrlərinin tempertaur asılılıqları öyrənilmişdir.

Massiv nanokristallik materialların alınması üsullarından biri amorf haldan istiqamətlənmiş kristallaşmanın aparılması metodudur. Bu metodun köməyi ilə ərintilərin kimyəvi tərkibini, müəyyən fazanın konsentrasiyasını həmçinin kristallitlərin ölçülərini termik yolla dəyişdirərək onlara lazımı xassələri vermək mümkündür. Ona görə iri həcmli amorf ərintilərin strukturunun temperatur asılılığının və onların xassələrinin stabilləşdirilməsi probleminin tədqiqi aktual bir məsələdir. Belə ərintilərin tədqiqi həm də nanokristallik halın başa düşülməsinə kömək etməlidir. Bu işdə Fe-Co-B-Si-Nb kimi çoxkomponentli ərintilərin termik parametrlərinin tempertaur asılılıqlarına mis elementinin təsirini araşdırmaq qarşıya məqsəd qoyulmuşdur.

Ərintilərin tərkibində kobaltın olması, onların amorflaşmaya daha çox meylliliyini təmin edir. Nəzəri araşdırmalar göstərir ki, mis elementi isə buna əks olaraq ərintilərin kristallaşmaya meylliliyini artırır [1]. $Fe_{36}Co_{36}B_{19,2}Si_{4,8}Nb_4$ həcmli metallik şüşələrin termodnamik parametrlərinə 0,5% mis əlavə olunduqda dəyişmə qanunauyğunluqları haqqında [2]-də məlumat verilmişdir. Burada $(Fe_{36}Co_{36}B_{19,2}Si_{4,8}Nb_4)_{100-x}Cu_x$ ($x=0-1$ at.%) ərintilərində baş verən faza çevrilmələri tədqiqinin nəticələri şərh olunur.

Amorf ərintilərin differensial skanedici kalorimetriya (DSK) analizləri qızdırılma və soyutma yolu ilə iki tərəfli aparılmış və birinci qızdırılma yolundan şüşə keçidi temperaturu T_g və birinci kristallaşma temperaturu T_x , ikinci soyutma yolundan isə likvidus temperaturu T_l , evtektik temperatur T_e , polimorf çevrilmə temperaturu $T_{\gamma \rightarrow \alpha}$ və nizamlılıq–nizamsızlıq keçidi temperaturu T_{odt} təyin olunmuşdur [2] (şəkil 1.a, b, c).



Şəkil 1. a) birinci kristallaşma temperaturu (1) və şüşə keçidi temperaturunun (2)
b) likvidus temperaturu (1) və evtektik temperaturunun (2)
c) polimorf $\gamma \rightarrow \alpha$ çevrilmə temperaturu (1)
və nizamlılıq-nizamsızlıq keçidi temperaturunun (2) misin konsentrasiyasından asılılıq qrafikləri.

Baza ərinti olan amorf $Fe_{36}Co_{36}B_{19,2}Si_{4,8}Nb_4$ kompozisiyasının şüşə keçidini və onun ardınca baş verən kristallaşmaları göstərən DSK əyriələrinin analizi göstərir ki, ərintinin şüşələşmə temperaturu $T_g=817K$ -dən sonra ilk kristallaşma temperaturu olan $T_x=856K$ -ə qədər ifrat soyudulmuş maye halındadır (şək.1.a).

Ölçmələr zamanı temperaturun dəyişmə sürəti 40 K/dəq olduğuna görə T_g və T_x temperaturları nisbətən yüksək, T_l temperaturu isə nisbətən aşağı temperaturalara düşə bilər. Başqa sözlə keçid temperaturları [3]-də verilən qiymətlər ilə eyni olmaya bilər.

Kristallaşmanın böyük bir hissəsinin birinci kristallaşma piki ilə tamamlandığı və DSK əyrisində kiçik bir ekzotermik pikin də üzə çıxdığı görünür. İlk kristallaşma fazasının $Fe_{23}B_6$ tipli metastabil bir fazanın olduğu Hirata və başqaları tərəfindən göstərilmişdir [3,4]. Bu səbəblə amorf $Fe_{36}Co_{36}B_{19,2}Si_{4,8}Nb_4$ ərintisinin digər dəmir-bor əsaslı metallik şüşələrdən fərqi ondadır ki, bu zaman sadə α -Fe fazası əvəzinə kompleks bir dəmir-bromid ayrıldığı aşkar olunmuşdur. Az miqdarda mis elementinin $Fe_{36}Co_{36}B_{19,2}Si_{4,8}Nb_4$ kompozisiyasına əlavə edilməsi nəticəsində alınan ərintilərdə mis elementi T_g temperaturunu azaldır (817K-dən 778K-ə qədər). Misin miqdarı artdıqca ərintilərin T_x kristallaşma temperaturu da 856K-dən 815K-ə qədər aşağı düşür. Nəticədə baxılan ərintilərdə şüşə keçidi baş vermədən, ərinti birbaşa amorf hala keçmiş olur. Mis əlavə olunmuş ərintilərdə kristallaşma temperaturunun aşağı düşməsi mis elementinin şüşələşmə temperaturundan da aşağıda doymuş bərk məhluldan çıxaraq yeni kristallaşma mərkəzləri yaratması ilə bağlıdır.

Ərintilərdə misin miqdarı artdıqca likvidus temperaturu 1360K-dən 1355 K-ə qədər və evtektik temperatur isə 1307K-dən 1297K-ə qədər azalır. Misin miqdarı artdıqca evtektik temperatur az dəyişir (şəkl.1.b).

Evtektik reaksiyadan sonra ərinti daha sürətlə soyudulduqda iki ardıcıl ekzotermik pikin yarandığı aşkar olunur. Bunlardan birincisi γ -Fe(Co) \rightarrow α -Fe(Co) polimorf çevrilməyə aiddir. Məlumdur ki, Fe və Co həm γ (ÜMK) həm də α (HMK) fazalarında bir-birində geniş konsentrasiya intervalında, əvəzetmə bərk məhlulu əmələ gətirməklə həll olurlar. Bu zaman α -fazanın B2 tipli bir intermetallik birləşmə olduğu qəbul olunmuşdur [4,5]. Stexiometrik tərkibli FeCo fazası tarazlıqlı halda təxminən 1250K ətrafında $\gamma \rightarrow \alpha$ çevrilməsinə uğrayır [5]. Öyrənilən ərintilərin DSK analizinin göstərdiyi kimi ən yüksək $T_{\gamma \rightarrow \alpha}$ keçid temperaturu 1185K-ə uyğundur və baza ərintidə müşahidə olunmuşdur (şəkl.1.c). $T_{\gamma \rightarrow \alpha}$ -nin qiymətindəki bu dəyişikliyin bir çox səbəbi ola bilər. Birincisi, ərintinin soyudulma sürəti 40 K/dəq olub tarazlıqlı soyutmaya nəzərən sürətli soyutmadır və sürətli soyutma nəticəsində faza çevrilmələri temperaturları daha aşağı düşə bilər. İkincisi, ərintinin komponentlərindən hər hansı birinin FeCo içində həll olması reaksiya temperaturunu aşağı sala bilər [5]. $\gamma \rightarrow \alpha$ çevrilməsindən sonra nizamsız A2- α fazasının A2 \rightarrow B2 nizamlılıq-nizamsızlıq keçidinin də (order disorder transition) baş verməsi gözlənilir. Tarazlıqlı halda stexiometrik FeCo üçün bu çevrilmə 1000K temperatur ətrafındadır [6]. Tərkibində mis olmayan baza şüşə ərintilərinə bu keçidin daha yüksək temperaturda $T_{odt}=1128K$ -də baş verdiyi aşkar olunmuşdur. Misin əlavə olunması T_{odt} temperaturunu 1029K-ə qədər azaldır. T_{odt} temperaturları arasındakı bu fərq asan ayırd edilə bilmir, çünki ODT reaksiyaları həll olan elementlərin miqdarından, soyuma/qızdırma sürətindən, dənələrin ölçüsündən və s.amillərdən asılıdır. Lakin bu çevrilmələrin olması çox ümidvericidir. FeCo nanokristal halda amorf fazanın daxilində ayrılı bilər, olduqca yüksək yumşaq maqnit xüsusiyyətlərinə malik iri həcmli amorf materiallar istehsal oluna bilər.

ƏDƏBİYYAT

1. Mehrabov A.O., Əliyev S.S. və b. Dəmir-bor əsaslı maqniyumşaq amorf ərintilərin maqnit xassələri. Fizikanın müasir problemləri V Respublika konfransının materialları.16-17 dekabr, Bakı-2011, s.209-210.
2. Mehrabov H.O., Mehrabov A.O. və b. Fe-Co-B əsaslı amorf ərintilərin termodinamik parametrlərinə mis elementinin təsiri. Fizikanın müasir problemləri VI Respublika konfransının materialları.14-15 dekabr, Bakı-2012, s.140-143

- Hirata A., Hirotsu Y., Amiya K et all. Nanocrystallization of complex $Fe_{23}B_6$ type structure in glassy Fe-Co-B-Si-Nb alloy. *Intermetallics*, 16,4, p.491-497, 2008
- Hirata A et all. Change of nanostructure in $(Fe_{0.5}Co_{0.5})_{72}B_{20}Si_4Nb_4$ metallic glass on annealing. *Mater Sci Forum* 2007;537-543:2077-81
- Sourmail T.- Near equatomic FeCo alloys: constitution, mechanical and magnetic properties. *Progress in Materials Science*, 50, 7, p.816-820, 2005
- Вол А.Е.- Структура и свойства двойных металлических систем.- т.2, М. :Наука, 1962

ЕМКОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МДМ –СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ФТАЛОСИАНИНА МЕДИ

С.А. Садрудинов

Бакинский Государственный Университет

Фталоцианин и его внутримолекулярные металлические комплексы рядом своих специфических свойств могут удовлетворять многие трудносочетаемые для неорганических полупроводников требования микроэлектроники. Известно, что в запрещенной зоне фталоцианина меди ($PcCu$) имеются локальные состояния с высокой концентрацией [1]. В таком случае не исключена возможность наличия барьеров Шоттки на поверхностях раздела металл- $PcCu$ и свойства системы в сильной степени могут зависеть от параметров этих барьеров.

Привлечение методики измерений на переменном токе для исследования таких структур является существенным дополнением к измерениям на постоянном токе [2]. Образцы изготовлялись в вакууме $\sim 10^{-5}$ тор методом возгонки на ситалловую подложку последовательно нижнего электрода, $PcCu$ и второго электрода без промежуточного контакта с воздухом. Предварительно $PcCu$ дополнительно очищался двукратно фракционной сублимацией. В качестве электродов использовался алюминий. Толщина слоя $PcCu$ не превышало 2 мкм.

Предварительные исследования в «сендвич» структуре $Al-PcCu-Al$ на постоянном токе температурных зависимостей тока и ВАХ свидетельствовали в пользу того, что на поверхностях раздела металл- $PcCu$ имеются барьеры Шоттки [3]. Следовательно, энергетическую диаграмму можно представить в виде приведенной на рис.1. Здесь же показано соответствующая ей эквивалентная схема, где C_s -емкость барьеров Шоттки, C_b -емкость объема, т.е. области, расположенной между барьерами Шоттки и свободной от объемного заряда. Эта область обладает сопротивлением $R_b = R_0 \exp(\Phi/kT)$, зависящим от температуры, где Φ -энергия активации.

При измерении по последовательной схеме замещения C и $tg\delta$ выражаются в виде:

$$C = \frac{C_s}{2} \cdot \frac{1 + (\omega C_b R_b)^2}{1 + \omega^2 C_b (C_s / 2 + C_b) R_b^2}, \quad (2)$$

$$tg \delta = \frac{C_s}{2} \cdot \frac{\omega R_b}{1 + C_b (C_s / 2 + C_b) (\omega R_b)^2}, \quad (3)$$

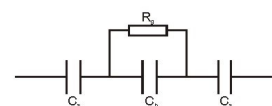
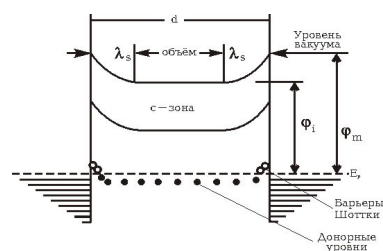


Рис.1

где ω -круговая частота.

Предполагая, что для C и $\operatorname{tg} \delta$ температурные коэффициенты емкости (ТКЕ) пренебрежимо малы (2) и (3) можно представить как:

$$C = \frac{C_s}{2} \cdot \frac{1 + A \omega^2 \exp(2\Phi/kT)}{1 + B \omega^2 \exp(2\Phi/kT)}, \quad (4)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{D \omega^2 \exp(2\Phi/kT)}{B \omega^2 \exp(2\Phi/kT)}, \quad (5)$$

где $A = C_b^2 R_0^2$, $B = C_b(C_s/2 + C_b)R_0^2$, $D = (C_s/2)R_0$. Пользуясь (4) и (5) можно показать, что на переменном токе электропроводность системы определяется формулой:

$$G = \frac{1 + A \omega^2 \exp(2\Phi/kT)}{(1 + Q^2)R_0 \exp(\Phi/kT)}, \quad (6)$$

где $Q = 1/\operatorname{tg} \delta$ - добротность образца.

Анализ выражений (6) и (7) показывает, что кривые зависимостей $\operatorname{tg} \delta$ и G от температуры и частоты имеют характерные максимумы. В частности, частоту соответствующую максимуму можно найти из условия:

$$\omega = [B^{1/2} \exp(\Phi/kT)]^{-1} \quad (7)$$

Зависимость емкости от температуры для двух частот измерений 1 (кривая 1) и 5кГц (2) приведены на рис.2. Видно, что емкость системы в области низких и высоких температур значительно отличаются (~ 9 раз). Эта характеристика хорошо объясняется, если принять, что барьерные слои являются структурными элементами образца.

При достаточно низких температурах ($T < 333\text{K}$) ионизована малая часть центров захвата и, следовательно, концентрация свободных носителей заряда в объеме мала. В этом случае сопротивление объема R_b велико. Тогда

$$C = C_s/2 \cdot A/B,$$

т.е. емкость системы C определяется емкостями объема и двух барьеров Шоттки, соединенных последовательно. После учета A и B получим:

$$C = (2/C_s + 1/C_b)^{-1}. \quad (8)$$

В области $T > 333\text{K}$ с увеличением температуры емкость системы чрезвычайно быстро возрастает и при измерении на частоте 1 кГц достигает своего наибольшего значения при $T > 430\text{K}$. С ростом частоты эта область дисперсии емкости смещается в сторону больших температур, что соответствует формуле (4).

При достаточно высоких температурах, когда большинство центров захвата опустошено, сопротивление объема R_b становится довольно низким, и емкость объема C_b шунтируется. Таким образом, при этих температурах оказывается, что

$$C = C_s/2,$$

т.е. емкость определяется последовательно соединенными емкостями обоих барьеров Шоттки. Поэтому при высоких температурах емкость системы не зависит от толщины слоя $PcSi$, что подтверждается на опытах. Для приведенной системы получена величина барьерной емкости $C_s = 1400\text{ пФ}$.

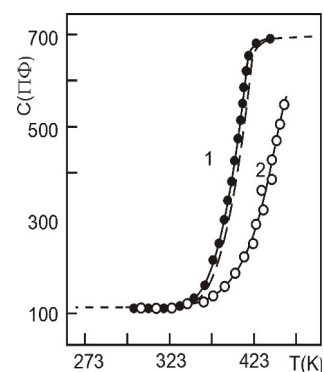


Рис. 2

(7)

На рис.2 пунктирная линия – теоретическая кривая, построенная по формуле (2) для частоты 1 кГц при следующих значениях параметров: $C_b = 160$ пФ, $C_s = 1400$ пФ, $R_0 = 2,65 \cdot 10^2$ Ом и $\Phi = 0,55$ эВ. Видно, что в области 303 К теоретическая кривая хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Построение теоретической зависимости сделано, при условии, что C_b и C_s от температуры практически не зависят. Однако, в области низких температур емкость системы обнаруживает ход, аналогичный ранее описанному в [4], т.е. в емкости проявляется обратимый фазовый переход. На рис.2 приведена также температурная зависимость емкости объема C_b , установленная с помощью формулы (8).

Для образцов с толщиной слоя полупроводника $\lambda > 2$ мкм и с несколько большей площадью электрода выполняется условие $C_b \ll C_s$. Тогда, для области фазового превращения $PcSi$ измеряемая на опыте емкость C соответствует емкости объема C_b . В этом случае фазовый переход на диэлектрических измерениях выражен достаточно ярко и менее размыто [5]. Аналогичное влияние толщины образца на фазовый переход наблюдается и во многих сегнетоэлектриках, в которых не исключено существование необходимых условий для образования барьеров Шоттки.

Зависимость $tg\delta$ от температуры для измерительных частот 1 (кривая 1) и 5 кГц (2) приведена на рис.3. Видно, что с повышением температуры $tg\delta$ проходит через максимум. При увеличении частоты температура максимума смещается в сторону высоких температур. Такое смещение следует и из формулы (7). Приведенная на рис.3 пунктирная линия – теоретическая кривая, построенная по формуле (5) с использованием тех же параметров, что и для температурной зависимости емкости.

Пользуясь выражением (2) можно показать, что максимальное значение $tg\delta$ определяется лишь величинами:

Рис.3

C_b и C_s по следующей формуле

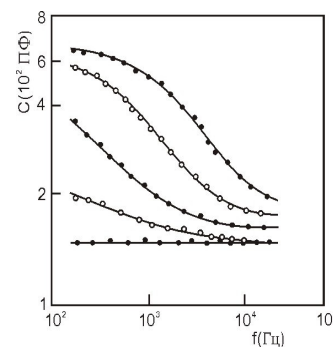
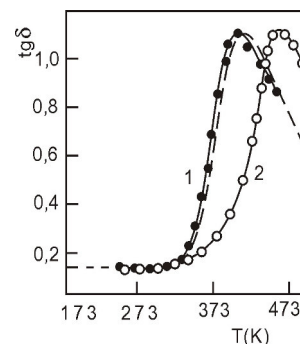
$$tg\delta_{\max} = \frac{C_s}{4} [C_b(C_s/2 + C_b)]^{-1/2} \quad (9)$$

т.е. величина $tg\delta_{\max}$ не должна зависеть от частоты и температуры. Экспериментальные результаты соответствуют этому выводу (рис.3).

На рис.4 представлена частотная емкость для нескольких температур. Видно, что при $t = 40^\circ C$ емкость практически постоянно, тогда как при высоких температурах емкость C сильно зависит от частоты, быстро уменьшаясь

с ее ростом, согласно формуле (4). Область дисперсии емкости с ростом температуры смещаются в стороны высоких частот.

При низких температурах и высоких частотах емкость стремится к своему наименьшему значению. Некоторое различие в предельных значениях емкости C связано с ТКЕ C_s и C_b . При высоких частоте и низких температурах ТКЕ образца порядка 10^{-3} горад $^{-1}$, что вероятно, связано с коэффициентом теплового расширения значительного для органических веществ. Из формулы (4) следует, что при высоких температурах и в области низких частот емкость образца $C = C_s/2$. В частотных



зависимостях это максимальное значение емкости достигается на кривой, снятой при $T = 403$ К.

Зная относительную диэлектрическую постоянную ϵ и площадь образца S можно определить ширину барьера Шоттки λ_s из соотношения:

$$\lambda_s = \epsilon \epsilon_0 S / C_s, \quad (10)$$

где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, а относительная диэлектрическая проницаемость для *PcCu* 3 – 3,5. Вычисленная ширина каждого из барьеров Шоттки оказывается равной $\lambda = 0,11 - 0,13$ мкм, что соответствует глубине поверхностных барьеров пленок органических полупроводников установленной методом изучения фотоэмиссии [6]. С другой стороны, ширина барьеров Шоттки определяется выражением:

$$\lambda_s = [2(\psi_m - \psi_i) \epsilon \epsilon_0 / e^2 N_t]^{1/2}, \text{ откуда } N_t = 2(\psi_m - \psi_i) \epsilon \epsilon_0 / e^2 \lambda_s, \quad (11)$$

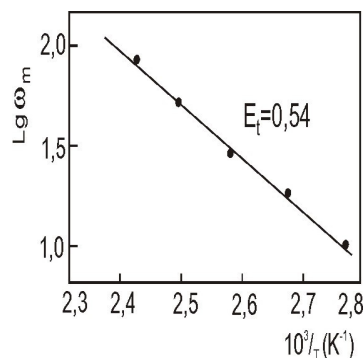
где N_t -концентрация центров захвата, e - заряд электрона, ψ_m и ψ_i -соответственно работа выхода материала электродов и *PcCu*. По этой формуле для *PcCu* получаем значение концентрации центров захвата $N_t = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Из кривых на рис.4 можно определить энергию активации Φ по формуле

$$\lg \omega = \ln(aR_0^{-1}) - \Phi / kT, \quad (12)$$

где a - постоянная, зависящая от выбранного частного значения емкости. Определенное таким образом значение энергии активации – $\Phi = 0,53$ эВ.

Другим способом определения Φ является изучение зависимости $\lg \delta$ от температуры на разных частотах из условия $\lg \delta_{\max}$ (7) видно, что зависимость $\lg \omega$ от T_{\max}^{-1} должна дать прямую с наклоном, пропорциональным энергии активации. На рис.5 приведена эта зависимость, наклон которой пропорционален $\Phi = 0,54$ эВ. Точке пересечения этой прямой с осью частот соответствует:



$$\omega_0 = [R_0 C_b (C_2 / 2 + C_b)]^{-1/2}. \quad (13)$$

Рис. 5

Значение R_0 , вычисленное из этой формулы с использованием параметров: $C_b = 167$ пФ, $C_s = 1400$ пФ оказывается равным $1,8 \cdot 10^{-2}$ Ом.

В таблице приведены результаты, полученные измерениями на переменном токе.

Параметр	Значение	Метод определения
Барьерная емкость, пФ/см ²	$24 \cdot 10^3$	$C \sim T$ (2)
Емкость объема при $T > 313$ К, пФ/см ²	$2,9 \cdot 10^3$	$C \sim \omega$
ТКЕ при $R_b \gg (\omega C_b)^{-1} K^{-1}$	10^{-3}	$C \sim T$ (8)
Толщина барьера, мкм	0,11-0,13	$C \sim \omega$ (4)
Высота барьера, эВ	0,76	постоянный ток
Энергия активации, эВ	0,54	$\lg \omega \sim T_{\max}^{-1}$ (7)
	0,53	$\lg C \sim \lg \omega$ (12)
	0,542	теоретическая
	0,55	постоянный ток
Концентрация уровней захвата, см ⁻³	$2 \cdot 10^{16}$	(11)
Удельное сопротивление объема	9,8	
При $T = \infty$ Ом·см		$\lg \sim T_{\max}^{-1}$ (13)
Температура фазового перехода, °С	10 - 20	$C \sim T$
		$\lg \delta \sim T$

ЛИТЕРАТУРА

- 1.М.И. Федоров, В.А. Бендерский «Физика и техника полупроводников»,4, ст.1198, 1971.
- 2.Е.А. Чистяков,Ю.А. Видади, Л.Д. Розенштейн «Физика твердого тела», 12, ст.2772,1970.
- 3.С.А.Садрадинов. «Контактные Эффекты во Фталоцианинах».»Вакı Universitetinin Xəbərləri” №2, 2012, s.153-161
- 4.С.А. Садрадинов. «Отрицательный фотодиелектрические и электрические эффекты во фталоцианине в сегнетоэлектрическом состоянии».»Fizikanın müasir problemləri V Respublika Konfransının Materialları”,s.34, 2011
- 5.Ю.А. Видади, Е.А. Чистяков Л.Д.Розенштейн «Физика твердого тела», II, 2403, 1969.
- 6.С.Б.Александров,А.И.Белкин «III Всесоюз.Совец.по органическим полупроводникам», 2, Киев, 1971, ст.242, (тез. докл.).

MAQNİT SAHƏSİNDƏ KRİSTALLAŞDIRILMIŞ POLİETİLEN- Fe_3O_4 KOMPOZİTİNİN ELEKTRET XASSƏLƏRİ

D.F. Rüstəmov, İ.M. İsmayılov, E.A. Allahyarov, A.M. Məhərrəmov

AMEA Radiasiya problemləri institutu

arifm50@yandex.ru

Son zamanlar maqnit sahəsinin (MS) (sabit və yaxud dəyişən sahələrin) yüksək enerjili zərrəciklərin, γ -şüalanmanın müxtəlif tip polimerlərə və polimer kompozitlərə təsirinin tədqiqinə geniş yer verilir. Belə tədqiqatlar yeni tip elastik və antistatik, elektroaktiv, fiziki-mexaniki, elektret və radiasiya təsirinə davamlı xassələrə malik maqnit kompozit materialların, nanokompozitlərin alınmasına və onların tətbiqi imkanlarının genişləndirilməsinə yönəlmişdir. Digər qrup tədqiqatlarda isə polimerlərin və onlar əsaslı kompozit materialların maqnit sahəsində istismarı zamanı onların fiziki–mexaniki xassələrinin dəyişikliklərə uğraması və bu dəyişikliklərin poqnozlaşdırılmasına yönəlmişdir [1-3]. Polimerə yüksək kimyəvi aktivliyə malik nanoölçülü hissəciklər daxil etdikdə polimerin fiziki-kimyəvi, elektrik, optik və digər xassələri əlavənin ölçüsündən, formasından, aqlomerasiya halından və həcmi miqdarından asılı olaraq kəskin dəyişir [4,5].

Maqnit sahəsinin polimerlərə təsiri mexanizmi ilk baxışda o qədər də aydın deyil. Belə ki, maqnit momentinə malik olmayan polietilen (PE), polipropilen (PP) və digər zəif polyarlığa malik materiallara MS təsiri mexanizmi hələlik tam öyrənilməmişdir. PE/ Fe_3O_4 tərkibli kompozitlər doldurucu və polimerin adgeziv bağlılığından və stexiometrik quruluşundan və s. asılı olaraq son zamanlar geniş tətqiq olunur və doldurucunun ölçüsündən asılı olaraq yüksək elektroaktiv (elektret, antistatik və s.) xassələr göstərilir.

Təqdim edilən işdə gərginliyi $H=3 \cdot 10^5$ A/m olan sabit maqnit sahəsinin təsiri altında kristallaşdırılmış PE/ Fe_3O_4 kompozit nümunələrinin elektret xassələri termik işlənmə üsulu ilə alınan qalınlıqları 80-100mkm olan nümunələrdə tədqiq edilmişdir. Doldurucu Fe_3O_4 miqdarı 20% (həcm üzrə) ölçüləri isə 90nm aşmamışdır. Nanoölçülü Fe_3O_4 doldurucunun kompozit nümunələrində bircins paylanma dərəcəsini İSM-6490 elektron mikroskopu vasitəsi ilə tədqiq edilmişdir.

Maqnit sahəsində kristallaşma əvvəlcədən 130⁰S temperaturaya qədər qızdırılmış xüsusi mis qabda aparılmışdır. Maqnit sahəsinin təsiri altında PE/ Fe_3O_4 nümunələri otaq

temperaturuna qədər 10^0 /dəq sürəti ilə soyudulmuşdur. Alınan kompozit nümunələrində elektrik halı 300K temperaturda taclı boşalmanın $U=9kV$, $t_k=10$ dəq təsiri ilə əldə edilmişdir. Alınan nümunələrin istilik, elektret və maqnit xassələri tətqiq edilmişdir.

Göstərilmişdir ki, MS kristallaşdırılmış PE/Fe₃O₄ kompozit nümunələrinin ərimə temperaturunun qiyməti doldurucunun miqdarından (φ) asılı olaraq qeyri xətti dəyişir: $\varphi \leq 3-4$ həcm miqdarında olan nümunələrin $T_{er}=125 \pm 1^0S$ təşkil edir. φ -nin yüksək qiymətlərində ərimə temperaturu və ərimə istiliyinin qiyməti dəyişmir.

Elektret yüklərinin səth sıxlığının σ qiymətləri φ -nin qiymətindən asılı olaraq eksponensial qanunla azalır.

Doldurucunun aşağı qiymətlərin PE/Fe₃O₄ polyarizasiyadan öncə MS kristallaşdırılmış nümunələri kompozit nümunələri yüksək stabilliyə malik elektret xassələri, $\varphi \geq 3\%$ həcm üzrə qiymətlərində isə antistatik xassəyə malik olur. Bu dəyişmələr polimer/Fe₃O₄ nümunələrində MS kristallaşma prosesinin kinetikasının təsiri ilə izah oluna bilər.

ƏDƏBİYYAT

- 1.Магеррамов А.М., Рамазанов М.А., Агакишиева Р.Б., Гаджиева Ф.В. Пластические массы , 2008, №10, с.14-16.
- 2.Александров П.А., Бударгин В.В и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, вып.1, 2006, с.24-30
- 3.Виленский В.А., Керча Ю.Ю., Глиевая Г.Е., Овсянкина В.А. // Высокомолек. соед. сер. А., 2005, т.47, №12, с.2130-2139
- 4.Мəһəррəмов А.М., Rüstəмова D.F. Azerb. Journal of Physics, vol.XVIII, 2012, №2, Section Az, s.32-35
- 5.Мəһəммəd Rza Əрдəшir оғлу Səbuktəkin. Polifunksional birləşmələr əsasında nanokompozitlərin sintezi və xassələri. Kimya elmləri üzrə fəlsəfə doktoru elmi dərəcəsi almaq üçün dissertasiyanın avtoreferatı, Bakı, 2011, BDU, 24s.

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В НЕОДНОРОДНЫХ СИСТЕМАХ

Х.Ш. Абдуллаев, Г.Я. Труханов, М.Ш. Мамедов, Н.А. Ибрагимов

Бакинский Государственный Университет

Проведено обобщение квазидиффузионного метода решения кинетического уравнения на задачи термализации нейтронов. Сформулирован метод интегрального ядра, позволяющий осуществить аналитическое интегрирование по угловой переменной в коэффициенте квазидиффузии нейтронов.

Задачи расчета пространственно –энергетического и углового распределения медленных нейтронов в неоднородных системах представляют высокие требования для компьютерных програм ввиду необходимости расчета и запоминания большого количества констант, связанных с дважды дифференциальным сечением рассеяния, и необходимости одновременного учета нескольких переменных при решении кинетического уравнения.

В связи с этим при оценке эффекта термализации в неоднородных средах часто используются приближенные расчетные математические модели, образующие две

больших класса. К одному из них можно отнести модели, позволяющие уменьшить время счета констант и их число (упрощенные модели взаимодействия нейтронов с веществом, модели основанные на предположения об изотропии рассеяния, малогрупповые приближения и т.д.). К другому классу относятся модели, позволяющие уменьшить число переменных в кинетическом уравнении (рассмотрение одномерных систем, перенебрежение угловой зависимостью потока нейтронов и т.д.).

Для практики очень важно иметь представление о точности используемых приближенных моделей. Такое представление можно получить, сравнивая результаты даваемые приближенными расчетными моделями, с результатами эталонных методов более реалистических.

В работе рассматривается квазидиффузионный метод решения кинетического уравнения [1, 2, 3] и созданные на его основе программы расчета пространственно-энергетического («СЕЧЕНИЕ» [4]) и пространственно –энергетического и углового распределения [5] тепловых нейтронов в плоских неоднородных системах, приближающихся к эталонным для многих расчетных моделей, применяемых при решении задач термализации в одномерных неоднородных системах. Возможность использования квазидиффузионного решения кинетического уравнения в качестве эталонного (в случае сходимости метода) следует из эквивалентности квазидиффузионной системы уравнений исходному кинетическому уравнению, которая в частности, означает, что если кинетическое уравнение имеет единственное решение, то и система уравнений квазидиффузии имеет то же решение, и оно единственное.

Напомним также, что метод квазидиффузии представляет собой нелинейный итерационный метод решения кинетического уравнения. Он позволяет существенно уменьшить число итерации полного кинетического уравнения, перенося большую часть работы на определение решения системы уравнений диффузионного типа с зависящим от пространственной координаты коэффициентом диффузии, каждый раз вычисляемом заново в процессе итераций.

Сходимость метода квазидиффузии в общем случае, к сожалению, строго не доказана. Тем не менее обширные расчеты, проведенные в работе [1] для односкоростных задач и в работе [2, 3] для задач термализации, позволяют надеяться на сходимость метода во всех случаях, которые представляют практический интерес. Дополнительным указанием на то, что метод в работе [1] является сходящимся, может служить доказанной сходимостью итерационного метода решения модифицированной квазидиффузионной системы уравнений, отличающийся от системы уравнений квазидиффузии в работе [1] лишь некоторыми членами.

В заключение обсуждаются пути дальнейшего улучшения сходимости методов решения задач термализации в неоднородных системах в рамках использования идей метода столкновений и малогрупповых методов.

1. Квазидиффузионная система уравнения для одномерных систем.

Идея квазидиффузионного метода состоит в том, что линейное интегро-дифференциальное уравнение Больцмана

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi(\vec{r}, v, \Omega, t)}{\partial t} + \Omega \nabla \varphi(\vec{r}, v, \Omega, t) + \sum_i (r, v) \varphi(\vec{r}, v, \Omega, t) =$$

$$= \int \sum_s (\vec{r}, v \rightarrow v', \Omega \rightarrow \Omega') \varphi(\vec{r}, v', \Omega', t) dv' d\Omega' + S(\vec{r}, v, \Omega, t) \quad (1)$$

заменяется эквивалентной ему нелинейной системой уравнений «квазидиффузии» [1]

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi(\vec{r}, v, t)}{\partial t} + \text{div} I(\vec{r}, v, t) + \sum_i (r, v) \psi(\vec{r}, v, t) =$$

$$= \int \sum_s (\vec{r}, v \rightarrow v') \psi(\vec{r}, v', t) dv' + S_0(\vec{r}, v, t) \quad (2)$$

Предварительно с помощью программы «СЕЧЕНИЕ» был проведен расчет односкоростной задачи, допускающей аналитическое решение кинетического уравнения. Этот расчет был предпринят с целью получения представления о точности используемой разностной схемы.

Таблица 1.

г, см	Диффузионное решение $\psi^{(0)}(r)$	Квазидиффузионное решение $\psi^{(1)}(r)$	Аналитическое решение $\psi(r)$	Коэффициент квазидиффузии
0,05	0,031016	0,40724	0,040434	0,52638
0,15	0,34738	0,039669	0,039424	0,58144
0,25	0,42629	0,043803	0,043594	0,59898
0,35	0,055635	0,052231	0,052059	0,59828
0,45	0,075317	0,065523	0,065399	0,58462
0,55	0,10404	0,085190	0,085146	0,56326
0,65	0,14524	0,11400	0,11410	0,53568
0,75	0,20387	0,15704	0,15740	0,50123
0,85	0,28897	0,22472	0,22560	0,45676
0,95	0,40451	0,34636	0,34847	0,39139
1,05	0,52907	0,57434	0,56961	0,29710
1,15	0,59798	0,66399	0,66004	0,28579
1,25	0,65482	0,72142	0,71820	0,28490
1,35	0,70132	0,76215	0,75952	0,28671
1,45	0,73885	0,79187	0,78971	0,28934
1,55	0,76855	0,81337	0,81158	0,29217
1,65	0,79131	0,82810	0,82859	0,29501
1,75	0,80780	0,83669	0,83532	0,29791
1,85	0,81853	0,83854	0,83737	0,30117
1,95	0,82382	0,83105	0,82896	0,30592

Рассматривалась гипотетическая плоскопараллельная ячейка, состоящая из двух зон с различным физическими свойствами (разное поглощение). Рассеяние нейтронов предполагалось отсутствующим в обеих зонах. Источник нейтронов в первой зоне полагался равным нулю, во второй он считался равномерно распределенным по пространственной координате.

Параметры рассматриваемой ячейки были следующими:

Первая зона

Вторая зона

$$R_{\pi} = 0$$

$$R_1 = 1 \text{ см}$$

$$\sum_{12} = 2 \text{ см}^{-1} \quad Q_1(r) = 0$$

$$R_{\pi} = R_{\pi} = 2 \text{ см}$$

$$\sum_{12} = 1 \text{ см}^{-1}$$

$$Q_2(r) = 1/2$$

В табл.1 сравнивается решение рассматриваемой задачи с диффузионным и квазидиффузионным решением, полученными с помощью программы «СЕЧЕНИЕ» при использовании в качестве основной разностной сетки по пространству равномерной сетки с шагом 0,1 см. В табл.1 приведены также значения коэффициента квазидиффузии, показывающие степень анизотропии потока нейтронов.

Из табл.1 видно, что максимальное относительное отклонение квазидиффузионного решения от точного при данном выборе разностной сетки не превышает 0,7%. В среднем оно значительно меньше (например, в точке $r = 0,75$ см оно примерно равно 0,2%, в точке $r = 0,85$ см около 4%, в точке $r = 0,95$ см порядка 0,6%). С ростом числа точек разностной сетки по пространству погрешность квазидиффузионного решения уменьшается. Например, уменьшение шага сетки в 20 раз в интервале от 0,8 до 1,1 см уменьшает ошибку в точке $r = 0,85$ см до 0,018%, а также $r = 0,95$ см до 0,023%.

Из анализа следует, что при разумном выборе разностной сетки по пространству (несколько узлов по одной длине свободного пробега нейтронов) выбранная разностная схема будет обеспечивать удовлетворительную точность квазидиффузионного решения.

В работе проведено обобщение квазидиффузионного метода решения кинетического уравнения на задачи термализации. При этом сформулирован метод интегрального ядра, позволяющий осуществить аналитическое интегрирование по угловой переменной в коэффициенте квазидиффузии и тем самым исключить её из итерационного процесса. С помощью програм расчета пространственно-энергетического и углового распределения нейтронов в неоднородных средах, в основу которых положен квазидиффузионный метод, была показана быстрая сходимость метода квазидиффузии (одна-две итерации по коэффициенту квазидиффузии) в задачах термализации для широкого класса плоских гетерогенных систем с большим градиентом температуры и сильным поглощением (в том числе и при наличии резонансных поглотителей). Отсюда следует (ввиду эквивалентности квазидиффузионной системы уравнений кинетическому уравнению) возможность использования квазидиффузионного решения в качестве эталонного для задач термализации, относящихся к этому классу. Указаны пути дальнейшего улучшения сходимости квазидиффузионного метода решения многоскоростного кинетического уравнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольдин В.Я. ЖВМФ 4, 1078 2008.
2. Майоров Л.В., Труханов Г.Я. Neutr. Therma and React. Spectra, Vienna, IAEA, vol 1, 2005, p.145.
3. Труханов Г.Я. Решение задач термализации методом квазидиффузии. Препринт ИАЭ, 1875, 2009.

ПОИСК ВОЗМОЖНЫХ ПРЕДШЕСТВЕННИКОВ МАЛОМАССИВНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ.

Д.Н. Рустамов, А.Ф. Абдулкеримова

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им.Н.Туси НАН Азербайджана

janmamed@yahoo.com

Приводятся результаты спектральных наблюдений звезды HD 192163 и фотометрических наблюдений звезды HD 191765, проводимые на 2-м и 60-см телескопах ШАО им. Н.Туси НАН Азербайджана соответственно. По эшелле-спектрограммам звезды HD 192163 выявлена переменность лучевых скоростей эмиссионной полосы ($\text{HeII} + \text{H}\alpha$)6560 с периодом $5^{\text{d}}.128$. Из фотометрических наблюдений выявлена переменность блеска звезды HD 191765 с периодом $1^{\text{d}}.887$. Найденные нами периодические изменения для исследованных звезд являются в пользу предположения о том, что эти звезды могут являться предшественниками маломассивных рентгеновских двойных систем.

К настоящему времени были обнаружены большое количество маломассивных рентгеновских двойных систем, состоящих из маломассивной оптической А–М звёзды и аккрецирующей нейтронной звёзды или чёрной дыры. Согласно эволюционному сценарию тесных двойных систем (ТДС), производителями таких маломассивных рентгеновских двойных систем могут являться звёзды WR в паре с маломассивными А–М звёздами, которые образовались после стадии первичного обмена масс в режиме с общей оболочкой.

В восьмидесятых годах прошлого столетия были обнаружены "одиночные" звёзды WR, расположенные в центрах кольцевых туманностей и находящие на больших высотах от галактической плоскости. Эти звёзды названы звездами WR с релятивистскими компонентами (WR+C). Однако дальнейшие исследования не подтвердили природу этих объектов как WR+C двойных систем. Во первых, обнаруженная спектральная и фотометрическая периодичность для большинства этих объектов оказалась не строго периодической, а квазипериодической. Во-вторых, рентгеновские наблюдения показали, что рентгеновская светимость этих звезд очень низка ($L_x \leq 10^{33}$ эрг/с), что трудно совместить с представлением об аккреции звездного ветра звезды WR на релятивистский объект.

В работе [1] была высказана гипотеза о том, что "одиночные" звёзды WR, расположенные в центрах кольцевых туманностей, могут быть тесными двойными системами, содержащими в качестве спутников маломассивные "нормальные" А–М звёзды. Наличие кольцевой туманности в данном случае можно объяснить прохождением двойной системы через стадию с общей оболочкой (только не во время вторичного обмена масс, как это имеет место в случае модели формирования WR+C систем, а на стадии первичного обмена масс). Большая высота над галактической плоскостью и высокая пространственная скорость некоторых WR звёзд в паре с маломассивными А–М звёздами могли бы быть объяснены, например, выбросом этих звёзд из массивных звёздных скоплений за счёт действия коллективных взаимодействий [2].

В данной работе излагаются результаты спектральных и фотометрических наблюдений двух звезд типа WR, которые ранее считали WR+C звездами. Попытались выявить признаков присутствия А–М компонент у этих звезд.

Спектральные наблюдения звезды типа WR, HD 192163 были проведены на кассегреневском фокусе 2-м телескопа Шамахинской астрофизической обсерватории

(ШАО) НАН Азербайджана в 2005-2009гг. Применялся эшелле-спектрометр с ПЗС-матрицей с форматом 530x580 пикселей, спектральный диапазон $\lambda\lambda 4000-7000\text{\AA}$ спектральное разрешение $R=13\ 600$, отношение сигнала к шуму $S/N \sim 100$. Аппаратура наблюдений подробно описана в [3]. По эшелле-спектрограммам определена лучевая скорость эмиссионной полосы $(\text{HeII}+\text{H}\alpha)6560$. Среднеквадратичная ошибка, определенная по стандартной звезде HD 189847 равно 3 км/с. Применением статистических методов анализа выявлена переменность лучевых скоростей этой эмиссионной полосы с 5.128 дневным периодом.

Фотометрические наблюдения типа WR, HD 191765 были проведены на 60-см телескопе ШАО в июле-сентябре месяцах 2010 г. Применялся фотометр с ПЗС матрицей Arpgee Alta U-27 1024x1024 пикселей. Перед каждым наблюдением 1-2 часа до наблюдения снимались 10-11 кадров bias (кадр с нулевой экспозицией). Сняли также flat (плоское поле) перед каждым наблюдением при сумерках в фильтре V. После съемки flat снимался dark. Наблюдения проведены в течение 18 ночей в фильтре V международной фотометрической системы UBV. Аппаратура наблюдений и методика обработки фотометрических наблюдений приведены в [4]. Среднеквадратичная ошибка одного измерения $\sim 0^m.008$. Применением статистических методов анализа выявлена переменность блеска звезды HD 191765 с периодом $P = 1^d.887$.

На рис.1 и рис.2 приведены изменение лучевых скоростей эмиссионной полосы $(\text{HeII}+\text{H}\alpha)6560$ в зависимости от фазы периода $P = 5^d.128$ и блеска звезды HD 191765 от фазы периода $P = 1^d.887$ соответственно.

Найденные нами периодические изменения для звезд HD 192163 и HD 191765 являются в пользу предположения о том, что эти звезды могут являться предшественниками маломассивных рентгеновских двойных систем.

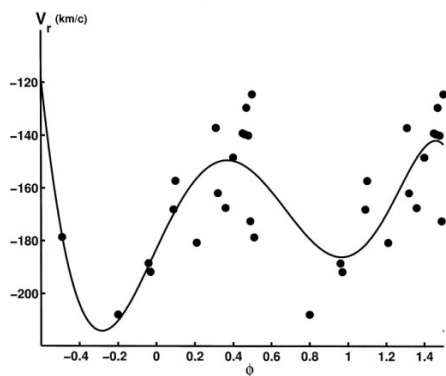


Рис.1. Зависимость лучевых скоростей эмиссионной полосы $(\text{HeII}+\text{H}\alpha)6560$ от фазы 5.128 дневного периода.

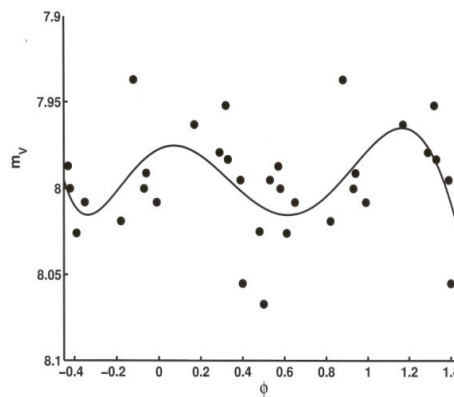


Рис.2. Зависимость блеска звезды HD 191765 от фазы 1.887 дневного периода.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М.Черепашчук, Space Sci.Rev., 2000, 93, стр. 473.
2. А.Роведра, J.Ruiz, С.Аллен, Tonantzintla у Tacubaya Bull., 1967, 28, р.86.
3. Х.М.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов, Циркуляр ШАО., 2005, 109, стр. 21.
4. Абдуллаев Б.И., Меджидова С.О., Микаилов Х.М., Рустамов Б.Н., Azərbaycan Astronomiya jurnalı., 2011, 4, стр. 11.

PLASTİK DEFORMASIYA NƏTİCƏSİNDƏ ALINAN QIRAQ DİSLOKASIYA KRİSTALIN ELEKTRON XASSƏLƏRİNƏ TƏSİRİ

F.R. Qocayev, S.A. Cəfərov

Naxçıvan Dövlət Universiteti

csefeddin6@yahoo.com

Qıraq dislokasiyalı yarımkeçiricilərdə dəşiklərin tutulması məsələsinə [1]-də baxılmışdır. Təqdim olunau işdə əsas məqsəd kvantlanmış maqnit sahəsində dislokasiyalı yarımkeçiricilərdə dəşiklərin tutulmasını araşdırmaqdır. Şokli modelinə[2] əsasən qıraq diislokasiyalı yarımkeçiricilərdə dəşiklər mənfi yükləri özündə cəmləşdirən sonsuz gərilən akseptorların xətti boyunca mərkəzləşirlər. Plastik deformasiyası nəticəsində alınan qıraq dislokasiya , kristalın elektron xassələrinə təsiri

Yarımkeçirici kristalların plastik deformasiyası nəticəsində alınan qıraq dislokasiya , kristalın xassələrinə təsir edərək onları köklü şəkildə dəyişir, həm də özləri birölçülü xətti kvant obyekt kimi özünəməxsus xassələr nümayiş etdirir. Onlar kristalların mexaniki xassələrinə göstərdiyi təsir qədər də elektrik , maqnit və optik xassələrinə də təsir edirlər. [3]

Qıraq yüklü dislokasiyalar qırılmış rabitələr arasına malik kristal yarımüstəvisinin kənarı kimi , yaxın ətrafında kristalları deformasiya etmək xüsusiyyətinə malik olduğu kimi, həm dislokasiyaların nüvələrində olan qırılmış atom rabitələrinin qısa təsirli potensial sahəsi , həm də dəşiklərin lokallaşmasına gətirir ki , bu da öz növbəsində dislokasiya xarakterli elektron –deşik sisteminin dislokasiya eksitonlarının yaranmasını təmin edir. Təqdim edilən işdə dislokasiyaların sahəsində yükdaşıyıcıların enerji spektrinin bəzə məsələlərini tədqiq edəcəyik.

Eyni zamanda həm dislokasiyaların nüvəsinin, həm də deformasiya potensialının təsirləri nəzərə alındıqda , qıraq dislokasiyanın potensial enerjisi

$$V(r,\varphi) = -V_{oe} \exp\left(-\frac{r^2}{b^2}\right) - Ec \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{\sin\varphi}{r} \quad (1)$$

şəklində yazılır. Qauss paylanması şəklində yazılan birinci toplanan dislokasiyanın nüvəsinin potensial enerjisini ifadə edir. Burada (r, φ, z) kəmiyyətləri silindrik koordinatları ifadə edir . Silindrin z oxu dislokasiyanın Bürqers vektoru, ν -Puasson əmsalı, Ec - deformasiya potensialı sabitidir. V_{oe} və b kəmiyyətləri mini- mizasiya şərtindən tapılan sabitlərdir.

Effektiv kütlə yaxınlaşmasında , elektronların (1) sahəsində dislokasiyaların oxuna perpendikulyar istiqamətdə hərəkəti ümumi halda

$$\epsilon e \perp (\psi) = \frac{h^2}{2m_c} \int |\text{grad}\psi_c|^2 d\vec{r} + \int U(\vec{r})\psi_c^2(\vec{r}) d\vec{r} \quad (2)$$

funksionalının minimumluq şərtindən tapılır (m_c –elektronun effektiv kütləsidir).

Lakin deformasiya potensialının əsas halın enerjisinə verdiyi pay çox kiçik olduğu üçün [2] , onun təsirini nəzərə almamaq olar. Əsas halın enerjisini tapmaq üçün varyasiya üsulundan istifadə edək .Bu məqsədlə sınaq funksiyasını

$$\psi_{oe} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \alpha_e \exp(-\alpha^2 r^2) \quad (3)$$

şəklində seçmək (Gauss xarakterli) olur. Onda (2) funksionalından

$$\varepsilon^{\circ} e_{\perp} = \frac{h^2 \alpha_e^2}{m} - 2V_{oe} \frac{\alpha_e^2}{2\alpha_e^2 + b^{-2}}$$

ifadəsini alarıq. Sonuncu ifadənin minimumluq şərtindən

$$V_{oe} = \frac{h^2}{2m_e b^2} \left(1 + \frac{b}{h} \sqrt{2m_e \varepsilon_e^{\circ}}\right)^2, \alpha^{\circ} e = \left(\frac{m_e \varepsilon_e^{\circ}}{2h^2 b^2}\right)^{1/4} \quad (4)$$

alarıq. (ε_e - elektronun dislokasiyanın nüvəsindəki rabitə enerjisidir). Eyni ifadələri dəyişiklər üçündə almaq olar. Oda formal olaraq

$$m_e \rightarrow m_o, E_e \rightarrow E_v, V_{oe} \rightarrow V_{ov}, \varepsilon_e \rightarrow \varepsilon_h$$

əvəzləmələrin köməyiylə alınar.

Qiymətləndirmələr göstərir ki, $E_e \sim 0.52 \text{ eB}$, $\varepsilon_h \sim 0.42 \text{ eB}$,

$$V_{oc} = 2.95 \text{ eB}, V_{oh} = 2.17 \text{ eB}, \alpha^{\circ} e = 1,565 \cdot 10 \text{ sm}^{-1}, \alpha_v^{\circ} = 1,63 \cdot 10^7 \text{ sm}^{-1}$$

(qeyd edək ki, ε_c° – enerjisi keçiricilik zonasının dibindən aşağıya, ε_h° – isə valent zonasının tavanından yuxarıya doğru hesablanır).

Həyəcənlanmış halın dalğa funksiyasına əsas payı deformasiya potensialı verir. $E_c > 0$ olduqda elektronlar dislokasiyaya doğru cəlb edilir. Bu halda həyəcənlanmış halın dalğa funksiyası, $0 \leq \varphi \leq \pi$ oblastında

$$\psi(r) = \frac{4\beta_c^2 \sin \varphi}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\left(1 - 2\alpha_c + \frac{3}{2}\alpha_c^2\right)} (1 - \gamma_c^2 r^2) r e^{-\beta_c^2 r^2}$$

kimi ifadə edilir. Həyəcənlanmış halın enerjisi isə

$$E_{c\perp}(\beta_c) = \frac{2h^2 \beta_c^2 (1 - \alpha_c + \alpha_c^2)}{m \left(1 - 2\alpha_c + \frac{3}{2}\alpha_c^2\right)} - 4V_{oc} \frac{\beta_c^4}{(2\beta_c^2 + b^{-2})^2} \times \frac{1 - \frac{4\gamma_c^2}{(2\beta_c^2 + b^{-2})^2} + \frac{6\gamma_c^4}{(2\beta_c^2 + b^{-2})^2}}{1 - 2\alpha_c + \frac{3}{2}\alpha_c^2} -$$

$$- \frac{3}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} E_c \frac{b\beta_c}{2\pi} \cdot \frac{1 - 2\nu}{1 - \nu} \cdot \frac{1 - \frac{3}{2}\alpha_c + \frac{15}{16}\alpha_c^2}{1 - 2\alpha_c + \frac{3}{2}\alpha_c^2}$$

olur ($\alpha_c = \frac{\gamma_c^2}{\beta_c^2}$ – işarə edilmişdir).

Həyəcənlanmış halın enerjisi üçün aldığımız sonuncu ifadədən uyğun əvəzləmələr etməklə dəyişiklərin enerjiləri üçün də uyğun ifadələri alarıq.

ƏDƏBİYYAT

1. Шикин В.Б. УФН, т.165,1995,ст.3-167
2. Лифшиц И.М., Пушкарлов Х.И. Локализационные возбуждения в кристаллах с дислокациями. Письмо в ЖЭТФ, 1970, т.11, вып. 9, с. 456-459.
3. Велиев З.А. Сечение захвата дырок заряженной дислокацией в полупроводниках в электрическом поле. ФТП, 1983, Т.17, В.7, с.1351-1353

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ АНТИСТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ ФУНКЦИИ ГРИНА

З.А. Джахангирли¹, Т.О. Байрамова².

¹Институт Физики АНАН, Г. Джавид, 33, Баку, Азербайджан

²Бакинский Государственный Университет

С помощью метода Линейных Комбинаций Атомных Орбиталей (ЛКАО) выполнено теоретическое исследование электронной структуры полупроводникового соединения GeSe, а также расчет глубоких уровней антиструктурных дефектов Ge_{Se} и Se_{Ge}. Блоховская сумма конструировалась из Слетеровских орбиталей s-, p- и d-симметрии. Рассчитанные электронные спектры хорошо согласуются с результатами более точных расчетов проведенных методом псевдопотенциала на базе плоских волн.

Допустим, что H является одночастичным гамильтонианом данной многоатомной системы. Определим оператор Грина [1, 2] следующим образом,

$$G(E) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0^+} (E + i\varepsilon - H)^{-1} \quad (1),$$

где лимит $\varepsilon \rightarrow 0^+$ необходим только в том случае, если E - собственные значения H , то есть $(E-H)^{-1}$ является сингулярной. В результате, дискретные собственные значения определяются полюсами $G(E)$ - нулями детерминанта $G^{-1}(E)$.

Оператор плотности заряда $\rho(E)$ и плотности состояний $N(E)$ определяются как,

$$\rho(E) = -\frac{2}{\pi} \text{Im} G(E), \quad (2)$$

$$N(E) = \text{Tr} \rho(E)$$

или, $N(E) = -\frac{2}{\pi} \text{Tr} \text{Im} G(E)$. Изменение плотности состояний, индуцированные дефектом, равно

$$\Delta N(E) = \frac{2}{\pi} \frac{d\delta(E)}{dE}, \quad (3),$$

где $\delta(E) = -\tan^{-1}[\text{Im} D(E)/\text{Re} D(E)]$. При наличии дефекта в кристалле оператор Гамильтона H можно написать в виде $H = H^0 + U$, где H^0 - гамильтониан идеального кристалла, U - возмущение, внесенное дефектом. Тогда оператор Грина G - возмущенной и G^0 - невозмущенной системы будут связаны друг с другом уравнением Дайсона,

$$G(E) = G^0(E) + G^0(E)UG(E) \quad (4)$$

Далее находим,

$$G(E) = [1 - G^0(E)U]^{-1}G^0(E) \quad (5).$$

Тогда дефектные уровни в запрещенной зоне будут соответствовать энергиям, где

$$D(E) = \det \| 1 - G^0(E)U \| \quad (6)$$

равняется нулю. Для каждого состояния волновая функция находится из уравнения

$$[1 - G^0(E)U]\psi = 0 \quad (7).$$

Для того, чтобы провести расчеты, операторы $G^0(E)$ и U должны быть представлены в матричной форме,

$$G^0(E) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0^+} \sum_{n,\vec{k}} \frac{|n,\vec{k}\rangle \langle n,\vec{k}|}{E + i\varepsilon - E_{n,\vec{k}}}. \quad (8)$$

Разложим ψ по ортонормированным базисам

$$\varphi_\alpha, \psi = \sum_\alpha C_\alpha \varphi_\alpha \quad (9)$$

и выразим матричные элементы $G^0(E)$ и U в тех же базисах

$$G_{\alpha\alpha'}^0(E) = \sum_{n,\vec{k}} \frac{\langle \alpha | n, \vec{k} \rangle \langle n, \vec{k} | \alpha' \rangle}{E - E_{n\vec{k}}^0}, \quad (10)$$

где $E_{n\vec{k}}^0$ - собственные значения H^0 , то есть идеального кристалла. Тогда (7) становится линейным алгебраическим уравнением,

$$\sum_{\alpha'} [\delta_{\alpha\alpha'} - \sum_{\alpha'} G_{\alpha\alpha'}^0(E) U_{\alpha'\alpha}] C_\alpha = 0 \quad (11)$$

которое имеет ненулевые решения только в том случае, если

$$\det \|\delta_{\alpha\alpha'} - \sum_{\alpha'} G_{\alpha\alpha'}^0(E) U_{\alpha'\alpha}\| = 0. \quad (12)$$

Если функции φ_α локализованы в атомных центрах и потенциал возмущения U сильно локализован, то матричный элемент $U_{\alpha'\alpha}$ будет отличен от нуля только для некоторых ближайших соседей.

С учетом вышесказанного, был проведен расчет энергетического спектра электронов для кристаллов GeSe с антиструктурными дефектами Ge_{Se} и Se_{Ge}. Для обоих дефектов в запрещенную зону GeSe попадает один локализованный уровень. Так как, дефектный потенциал Se_{Ge} носит отталкивающий характер к электрону, локализованный уровень выталкивается из валентной зоны и находится в фундаментальной запрещенной зоне при $E_{v+0,12}$ эВ. Дефектный потенциал Ge_{Se} носит притягивающий характер к электрону, и, как следствие, локализованный уровень отщеплен от зоны проводимости и расположен в верхней части запрещенной зоны при $E_{c-0,16}$ эВ. Оба состояния в фундаментальной запрещенной зоне являются пустыми. Волновые функции обоих локализованных состояний в запрещенной зоне, в основном состоят из p - тип орбиталей. Это согласуется с фактом, что верхняя группа валентной зоны и нижняя группа зоны проводимости GeSe в основном состоят из p - тип состояний катиона и аниона.

Итак, метод функции Грина применен для расчета зонной структуры и исследования глубоких уровней антиструктурных дефектов Ge_{Se} и Se_{Ge}. При этом были использованы слетеровские орбитали s -, p - и d - типа для конструирования Блоховских сумм. Преимуществом данного метода является то, что в этом методе сравнительно малым числом базисных функций (по сравнению с методом псевдопотенциала) можно получить точные результаты. Далее, так как в этом методе волновые функции кристалла выражаются непосредственно с волновыми функциями атомов кристалла, можно проследить качественно и количественно корреляцию между свойствами кристалла и свободных атомов, составляющих кристалл.

Показано, что при малости чисел базисных функций Блоховской суммы точность результатов можно улучшить добавлением более высоких атомных орбиталей и варьированием их относительных весов.

ЛИТЕРАТУРА

1. O.V. Farberovich, A. Yaresko, K. Kikoin and V. Fleurov. Phys. Rev. **B78**, (2008) 085206.
2. М. Ланно, Ж. Бургуэн, Точечные дефекты в полупроводниках. Теория., Мир, М. (1984) 264 с.

ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ ИМПЕДАНС ПРОВОДЯЩИХ СРЕД В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Э.Р. Гасанов, Р.К. Гасымова

Бакинский Государственный Университет, Институт Физических проблем

Ruhi_qrk@mail.ru

Построена теория излучения энергии в постоянном и переменном магнитном полях проводящих сред с одним типом носителей тока. Получено аналитическое выражение для частоты излучения. Вычислены вещественные и мнимые части импеданса.

Изучения кинетических свойств проводящих сред с точки зрения теории и практики является очень интересным. Из-за нелинейности $\nu(E)$ и $n(E)$ теоретическое исследование затрудняется. Изучения происходит очень высокой частотой и при этом образец находится в неравновесном состоянии. Теория неравновесных состояний требует практически верные приближения [1]. Амплитуда электрического тока зависит от времени сложным образом. По этой причине кинетические уравнения описывающиеся неустойчивые состояния являются нелинейными [2].

В работе построена теория излучения энергии в постоянном и переменном магнитном полях проводящих сред с одним типом носителей тока. Получено аналитическое выражение для частоты излучения. Вычислены вещественные и мнимые части импеданса. Определены интервалы изменения электрических и магнитных полей. Построена теория колебания тока в образце с одним типом носителей при наличии постоянного внешнего электрического и переменного магнитного полей. Вычислив импеданс, определили интервалы изменения внешнего электрического и магнитного полей.

Плотность тока с одним типом носителей тика во внешнем электрическом и магнитном полях имеет вид:

$$\vec{j} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} + \sigma \vec{E} + \sigma_1 [\vec{E}\vec{H}] + \sigma_2 \vec{H} (\vec{E}\vec{H}) + D\nabla\rho - D_1[\nabla\vec{\rho}\vec{H}] + D_2\vec{H}(\nabla\vec{\rho}\vec{H}), \quad (1)$$

Здесь $\sigma_{1,2} = en\mu_{1,2}$, D, D_1, D_2 - соответствующие коэффициенты диффузии, $\rho = en$ - плотность носителей заряда.

Решение дифференциального уравнения (1) будем искать в виде:

$$E'(x) = c_1 e^{i\Gamma_1 x} + c_2 e^{i\Gamma_2 x} + c_0,$$

где c_1, c_2 константы определяются из граничных условий электрического поля, c_0 частное решение дифференциального уравнения.

Также вычислили импеданс по направлениям x, y, z [3]. Известно, что эксперимент наблюдает изучения образца по одному направлению. Тогда значения импеданса по x , имеет вид:

$$Z(x) = \frac{1}{\sigma S} \int_0^{L_x} E'(x) dx$$

Для импеданса образца получим выражение

$$\frac{Z}{Z_0} = \Phi \left[1 + \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1 (1 - e^{\alpha^2}) (e^{\alpha^2} - 1)}{L_x \Gamma_1 \Gamma_2 e^{\alpha^2} - e^{\alpha^1}} \right] = \text{Re} Z + \text{Im} Z, \quad (2)$$

где

$$\Phi = c_0 \sigma_0, \quad c_0 = \frac{1}{\sigma_0 \left[\frac{\alpha \sigma_0}{k_x v_0} \right] + i \left(\frac{2\pi}{\varepsilon} \right)^2 \frac{\sigma_0^2}{k_x^2 v_0 c} \frac{2}{\alpha}} = \Phi_0 - i \Phi_1, \quad z_0 = \frac{L_x}{\sigma_0 S}, \quad \sigma_0 = e n_0 \mu_0,$$

$$\Gamma_{1,2} = \frac{v_0 N}{2D} \pm x \pm i \left(y \pm \frac{v_0 N \delta}{2D} \right), \quad \delta = \frac{4\pi \sigma_0 \alpha}{c k_x}, \quad N = \left(\frac{c k_x}{4\pi \sigma_0 \alpha} \right)^2, \quad \alpha = \frac{\mu H}{c}$$

Из выражения (2) видно, что импеданс образца сложным образом зависит от электрического и магнитного поля. Простое алгебраическое вычисление, показывает,

что при $\frac{v_0 c}{D \sigma_0} \gg 4\pi a$, вещественная и мнимая части импеданса имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{Re} \frac{Z}{Z_0} &= -2l \Phi_0 y e^{2r\delta} \left(\cos 2r + \frac{a}{b} \sin 2r \right) - 2l e^{2r\delta} (\Phi_1 y + \Phi_0 x) \sin 2r + \Phi_0 (1 + 2ly) \\ \text{Im} \frac{Z}{Z_0} &= -\Phi_1 (1 + 4ly) - 2l \Phi_0 e^{2r\delta} \sin 2r + 2l \Phi_0 \left(x + \frac{ay}{b} \right) e^{2r\delta} \cos 2r \end{aligned}, \quad (3)$$

где $r = \frac{v_0 N L_x}{2D}$, $l = \frac{D}{L_x \sigma_0 f b}$, $a = \frac{32\pi^3}{\varepsilon^2} \frac{\sigma_0^3}{k_x^2 v_0 k_x c^2}$, $b = 4\pi a^2 \frac{\sigma_0^3}{k_x^2 v_0 k_x c^2}$.

Здесь $\Phi_0 \gg \Phi_1$, $y > 0$, $x > 0$, $\Phi_1 > 0$.

Из выражения (3) видно, что при всех положительных значениях тригонометрических функций вещественная часть импеданса имеет отрицательный знак, и образец будет излучать энергию. При $2r = \pi/2$, $\cos 2r = 0$ и мнимая часть импеданса тоже имеет отрицательный знак.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич Л.Е., Гасанов Э.Р. Теория спонтанных колебаний тока в кристаллах типа германия, легированного золотом, ФТП, 1969,3,1201.
2. Бонч-Бруевич В.Л., И.П.Звягин, А.Г. Миронов. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М.: Наука, 1972, с.142-196
3. Qasanov E.R., Qasimova R.K., Gasimova R.K., Panahov A.Z., Demirel A.I. Ultrahigh frequency generation in GaAs-type two -valley semiconductors // Advanced Studies Theoretical Physics, vol. 3, 2009, № 8, p. 293 – 298

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛОЕМКОСТЬ РЕЛАКСИРУЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Х.Г. Гасанов, А.Н. Джафарова, Х.О. Садиг
Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия
aymin@mail.ru

Решением обратной задачи теории теплопроводности теоретически установлено влияние переменного электрического поля на теплоемкость релаксирующих жидкостей. Выведена формула, которая позволяет оценить влияние напряженности и частоты колебаний электрического поля на изобарную объемную теплоемкость жидкостей.

Влияние физических полей на технологические процессы всегда привлекало внимание исследователей. Этот неослабевающий интерес объясняется несколькими причинами: доступностью применения полей на производстве, технической простотой реализации воздействия, высокой степенью управления и регулирования свойств жидкостей в течении всего процесса, когда интересующий нас параметр может быть увеличен или уменьшен в зависимости от требуемых условий и т.д. Отмеченные причины делают применение физических полей экономически выгодным, поскольку создают предпосылки для развития ресурсосберегающих технологий.

Под действием электрического поля в жидкостях происходят структурные изменения обусловленные изменением ориентаций молекул. Эти структурные изменения приводят к изменениям теплофизических параметров жидкостей. Воспользовавшись изменением теплофизических параметров жидкостей под действием электрического поля можно разработать метод повышающий эффективность технологических процессов. Практическое использование электрического поля для повышения эффективности технологических процессов имеет ряд преимуществ по сравнению с другими методами, т.к. они во-первых проще в технологическом отношении и во-вторых гораздо дешевле.

Влияние постоянного электрического и магнитного полей на теплоемкость исследовалось в [1], а влияние переменного электрического поля на теплоемкость до сих пор не исследовано.

Предлагаемая нами работа посвящена исследованию влияния переменного электрического поля на теплоемкость релаксирующей жидкости. Степень выстраивания молекул жидкости под действием переменного электрического поля характеризуется временем релаксации τ_0 . Определим связь между изобарной теплоемкостью и временем релаксации жидкостей.

Дифференциальное уравнение теплопроводности с учетом наличия переменного электрического поля с постоянными теплофизическими свойствами релаксирующей жидкости для одномерного случая имеет вид:

$$c\rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} + \tau_0 \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \right) = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \sigma E^2 e^{-i\omega t} \quad (1)$$

где E -напряженность электрического поля, λ -коэффициент теплопроводности, σ - коэффициент электропроводности. Остальные обозначения общепринятые.

Принимается, что в двух фиксированных точках исследуемой жидкости $x=0$ и $x = \ell$ частоты колебаний температурной волны одинаковы, а амплитуда колебаний различны, т.е.

$$T(0,t) = T_1 e^{-i\omega t}, \quad T(\ell,t) = T_2 e^{-i\omega t} \quad (2)$$

Решение уравнения (1) будем искать в виде $T(x, t) = \theta(x)e^{-i\omega t}$.

Если принять, что перенос тепла за счет конвекции намного больше, чем за счет диффузии, т.е. $c\rho v \frac{\partial T}{\partial x} \gg \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$, тогда уравнение теплопроводности примет вид:

$$c\rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} + \tau_0 \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \right) = \sigma E^2 e^{-i\omega t} \quad (3)$$

При этом для определения $\theta(x)$ имеем следующую задачу:

$$v \frac{d\theta}{dx} - \theta(x)(-i\omega + \tau_0 \omega^2) = \frac{\sigma E^2}{c\rho}; \quad \theta(0) = T_1; \quad \theta(\ell) = T_2 \quad (4)$$

Решая эту задачу имеем следующее выражение для определения теплоемкости:

$$T_2 = T_1 e^{a\ell} + \frac{\sigma E^2}{c\rho(i\omega + \tau_0 \omega^2)} (e^{a\ell} - 1) \quad (5)$$

где $a = \frac{i\omega + \tau_0 \omega^2}{v}$. Отсюда учитывая, что $e^{\frac{i\omega \ell}{v}} = \cos \frac{\omega \ell}{v} + i \sin \frac{\omega \ell}{v}$ имеем

$$c\rho = \frac{\sigma E^2 \left[e^{\frac{\tau_0 \omega^2 \ell}{v}} \left(\cos \frac{\omega \ell}{v} + i \sin \frac{\omega \ell}{v} \right) - 1 \right]}{\left(T_2 - T_1 e^{\frac{\tau_0 \omega^2 \ell}{v}} \left(\cos \frac{\omega \ell}{v} + i \sin \frac{\omega \ell}{v} \right) \right) (i\omega + \tau_0 \omega^2)} \quad (6)$$

Воспользовавшись [2] получаем следующую формулу для объемной теплоемкости:

$$c\rho = \frac{\sigma E^2 e^{\frac{\tau_0 \omega^2 \ell}{v}} \tau_0 \left[\cos \frac{\omega \ell}{v} (T_2 + T_1) - T_1 e^{\frac{\tau_0 \omega^2 \ell}{v}} + T_2 e^{-\frac{\tau_0 \omega^2 \ell}{v}} + \frac{\sin \frac{\omega \ell}{v}}{\tau_0 \omega} (T_2 - T_1) \right]}{\left(1 + \tau_0^2 \omega^2 \right) \left(T_2 - T_1 e^{\frac{\tau_0 \omega^2 \ell}{v}} \cos \frac{\omega \ell}{v} \right)^2 + \left(T_1 e^{\frac{\tau_0 \omega^2 \ell}{v}} \sin \frac{\omega \ell}{v} \right)^2} \quad (7)$$

Полученная формула позволяет определить влияние напряженности переменного электрического поля на теплоемкость релаксирующей жидкости.

Если система не релаксирующая, т.е. релаксация отсутствует, тогда $\tau_0 = 0$, то для теплоемкости получаем следующую формулу:

$$c\rho = \frac{\frac{\sigma E^2}{\omega} \sin \frac{\omega \ell}{v} (T_2 - T_1)}{\left(T_2 - T_1 \cos \frac{\omega \ell}{v} \right)^2 + \left(T_1 \sin \frac{\omega \ell}{v} \right)^2} \quad (8)$$

Эта формула позволяет оценить влияние частоты колебаний электрического поля на изобарную объемную теплоемкость жидкостей. Обработка результатов эксперимента [3] позволила построить график зависимости объемной изобарной теплоемкости от частоты колебаний электрического поля, который показан на рис.1

На основе расчетов установлено, что с увеличением частоты колебаний переменного электрического поля объемная изобарная теплоемкость жидкостей уменьшается.

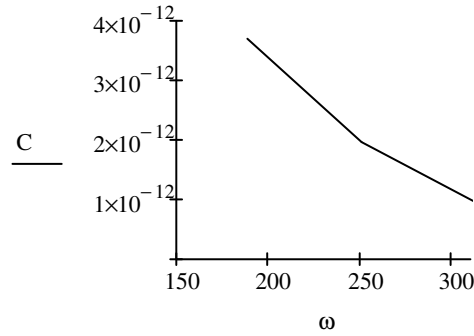


Рис.1. График зависимости объемной изобарной теплоемкости C от частоты колебаний электрического поля ω .

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Т. Гасанов, А.А. Алиев, А.Н. Мамедова. Влияние различных физических полей на теплофизические свойства жидкостей. Ученые записки. Серия фундаментальных наук АзТу, том VII (26), №2, 2008, с. 52.
2. М.А. Лаврентьев, Б.В. Шабатов. Методы теории функции комплексного переменного. М. Госфизматиздат. 1958, с. 678.
3. Х.Г. Гасанов. Гидродинамические исследования взаимодействия акустических и лазерных излучений с жидкостью. Баку издательство "Stake", 2002, с.452

GERMANIUM VƏ SILISIUM MONOKRİSTAL ÖZƏYİNİN HAZIRLANMA ÜSULU

V.İ. Tahirov, T.Q. Cəfərov, A.İ. Salmanova, N.F. Qəhrəmanov

Sumqayıt Dövlət Universiteti, Azərbaycan

Yarımkəçirici maddələrin monokristallarını almaq üçün monokristal özəkdən istifadə edilir. $Ge - Si$ sisteminin hal diaqramının Ge yarım hissəsinin monokristalının alınması üçün Ge monokristal özəyindən istifadə edilir. Zona əritmə üsulu ilə $Ge - Si$ monokristallarını almaq üçün tətbiq edilən monokristal özəyinin enin ölçüləri yetişdirilməsi lazım gələn monokristalın eninə ölçüləri ilə eyni olmalıdır. Yetiştirilən monokristalın mükəmməlliyi istifadə olunan monokristal özəyin keyfiyyətindən də asılıdır. Ona görə istifadə olunan monokristal özək mümkün qədər mükəmməl olmalıdır. Məlumdur ki, yarımkəçirici maddələrin monokristallarını yetişdirmək üçün hazırda bir sıra sadə üsullar mövcuddur. Onların arasında kristal quruluşu ən mükəmməl monokristal almağa imkan verəni Çoxralski üsulu və ya ərintidən dartmaqla monokristal almaq üsuludur [1, 2, 3]. Bunu nəzərə alaraq hazırki işdə Ge monokristalını almaq üçün məhz Çoxralski üsulundan istifadə edilmişdir. Putadakı ərintidən dartmaqla monokristal almaq üçün ilkin monokristal özək tələb olunur. Ancaq burada böyük ölçülü özək monokristala ehtiyac yoxdur. Bunun üçün kiçik ölçülü özək də kifayət edər. Məs., $(1 \div 3) \times (2 \div 5) \times (5 \div 10) \text{mm}^3$ ölçülərdə. Qeyd edək ki, Ge (və eləcə də Si) maddəsinin kristallaşması $[111]$ istiqamətdə daha böyük sürətlə baş verir. Ona görə monokristal özək kimi məhz $[111]$ istiqamətli monokristallardan istifadə edilir.

Kristal dartmaq üçün istifadə olunan özəyi müəyyən şəklə salmaq üçün çox vaxt onu mexaniki işləməyə məruz qoymaq lazım gəlir. Bu zaman mexaniki işləmə nəticəsində onun səthinin kristal quruluşu pozulur. Kristal quruluşu pozulmuş təbəqəni uzaqlaşdırmaq lazımdır ki, o, yetişdirilən monokristalın mükəmməliyini pozmasın. Bunun üçün mexaniki yolla işlənmiş monokristal özək tərkibli $HF \div HNO_3 : H_2O = H \div 1 \div 1$ nisbətində düzəldilmiş kimyəvi məhlulun içərisinə salınır və 12-15 dəqiqə saxlanılır. Nəticədə kristalın korlanmış təbəqəsi məhlulda həll olunur. Bundan sonra monokristal özək ardıcıl olaraq distillə olunmuş suda və spirtə yuyulub qurudulur. Bundan sonra tutqaca bərkidilib istifadə edilir.

İşçi həcmdə davamlı yüksək vakuum şəraiti əldə edildikdən sonra *Ge* monokristalının yetişdirilməsi başlanır. Sonra putaya yerləşdirilmiş *Ge* əridilir. *Ge*-un əritmə temperaturu 937°S -ə bərabərdir[4]. Ancaq *Ge*-u əritmək üçün putada temperatur bu qiymətdən bir neçə dərəcə artıq götürülür ki, proses daha tez başa çatsın. Putadakı *Ge* tam əridildikdən sonra temperatur elə tənzim edilir ki, onun qiyməti əritmə nöqtəsindən $1-2^{\circ}\text{S}$ yüksək olsun. *Ge*-un əridildiği bütün müddətdə monokristal özəyin ucuna maye *Ge*-un səthindən 3-5 mm məsafədə saxlanılır. Monokristal özəyi maye səthindən uzaq məsafədə saxlamaq iki səbəbə görə əlverişli deyil. Əvvəla, o, uzaq məsafədə yerləşdirildikdə onun temperaturu maye səthinin temperaturundan kəskin fərqli olduğu üçün ərintidən az miqdarda buxarlanan *Ge* maddəsi monokristal özəyin ucuna və digər səthinə çökərək amorf təbəqə yaradır. Bu işə kristal dartma prosesində monokristallığın pozulmasına səbəb ola bilər. İkincisi işə maye səthindən uzaqda yerləşən monokristal özəyi ərinti ilə təmasa gətirdikdə onun temperaturu mayeninkindən çox aşağı olduğu üçün ərintini bərk hala gətirə bilər. Bu hadisənin baş verməməsi üçün monokristal özəyin temperaturu maye fazanın temperaturuna çox yaxın olmalıdır.

Monokristal özəyi maye ilə təmasa gətirərək onun (özəyin) ucunu ərintinin səthinə azacıq toxundurmaq lazımdır. Əgər temperatur rejimi düzgün seçilmişdirsə, özəyin ucuna azacıq əriyib maye tərəfindən islanacaq.

Qeyd edək ki, mayenin temperaturu əritmə nöqtəsindən xeyli yuxarı olursa, onda monokristal özək tamamilə əriyib maye fazaya qarışır və bütün proses pozulur.

Temperatur rejimi düzgün seçildikdə özək monokristal ilə maye faza arasında yaxşı kontakt yaranar. Bu vaxt dartma zamanı dartma mexanizmi işə salınır. Maye sütunu özək monokristalın arxasınca yuxarı doğru sövq olunur. Şaquli istiqamətdə yuxarı getdikcə temperatur kiçilir. Sövq olunan maye təbəqəsinin yuxarı sərhədi əritmə nöqtəsindən aşağı temperatura çatdıqda bərkiməyə başlayır. Düzgün temperatur şəraitində dartılan monokristalın eninə ölçüləri sabit qalır. *Ge* monokristalı hazır olduqdan sonra ondan müvafiq və ölçülü monokristal özək kəsilib düzəldilir.

ƏDƏBİYYAT

1. Д.А.Петров, В.С.Земсков. Рост монокристаллов. Стр. 262, изд. АН СССР, Москва. 1957.
2. Полупроводники в науке и технике, т. 1 и 2, Изд. АН СССР, Москва, Ленинград, 1957.
3. В.Д.Пфанн. Зонная плавка, М.Металлург-издат,1960.
4. С.А.Медведев. Введение в технологию полупроводниковых материалов. «Высшая школа». М.1970.

FeIn₂Se₄ MONOKRİSTALININ DİELEKTRİK NÜFUZLUĞUNUN DƏYİŞƏN ELEKTRİK CƏRƏYANININ TEZLİYİNDƏN VƏ TEMPERATURDAN ASILILIĞI

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

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

AMEA Kimya Problemləri İnstitut

***Bakı Dövlət Universiteti*

****Azərbaycan Texniki Universiteti*

FeIn₂Se₄ monokristalının müxtəlif temperatur və tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissəsi tədqiq edilmişdir. Bu monokristal üçün aktivləşmə enerjisi hesablanmış və istilik hərəkəti ilə şərtlənən elektron polarizasiya mexanizminin olması müəyyən edilmişdir.

Son zamanlar fotoelektronikanın yeni nəsil cihazlarının funksional diapazonunu genişləndirmək üçün böyük potensiala malik olan fiziki prosesləri az öyrənilmiş AB₂X₄ (burada A-Mn, Fe, Co, Ni; B- Ga, In; X-S, Se, Te) tipli maqnit yarımkəçiriciləri xüsusi maraq kəsb edir. AB₂X₄ tipli birləşmələr sinfinə aid olan FeIn₂Se₄ monokristalı Bricmen metodu ilə alınmışdır. Rentgenoqrafik metodla müəyyən edilmişdir ki, FeIn₂Se₄ monokristalı qəfəs parametrləri $a=4,18\text{Å}$; $c=19,47\text{Å}$; $c/a=4,65$ olan heksaqonal quruluşa kristallaşır [1]. FeIn₂Se₄ monokristalının bəzi fiziki xassələri [2-5] işlərində tədqiq edilmişdir. Elektrik tutumunu ölçmək üçün qalınlığı ~0,1mm olan kristal lövhələrə gümüş pastası vuraraq kondensatorlar hazırlanmış və ölçülmələr E7-20 ($25 \div 10^6\text{Hz}$) rəqəmli immetans ölçü cihazının köməyi ilə aparılmışdır. Nümunəyə 1V ölçmə gərginliyi verilmişdir.

Dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi $\epsilon' = Cd/\epsilon_0 S$, xəyali hissəsi isə $\epsilon'' = tg\delta \cdot \epsilon'$ ifadələrindən hesablanmışdır.

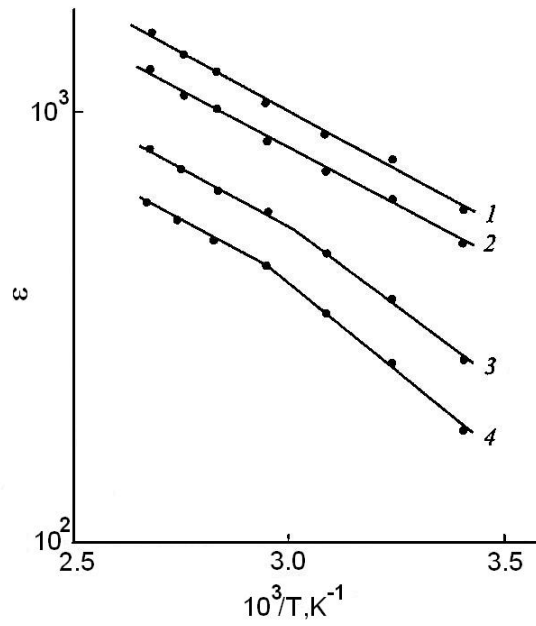
Şəkil 1 -də FeIn₂Se₄ monokristalı üçün müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin temperaturdan asılılıq qrafiki təsvir edilmişdir və temperatur yüksəldikcə ϵ' -nin artması müşahidə edilir. Bunu belə izah etmək olar: məlumdur ki, dielektrik və yarımkəçiricinin elektrik keçiriciliyi yüksək olarsa paralel dövrə ilə birləşən zaman ϵ' aşağıdakı düsturla xarakterizə olunur [6]:

$$\epsilon' = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega tg\delta} \quad (1)$$

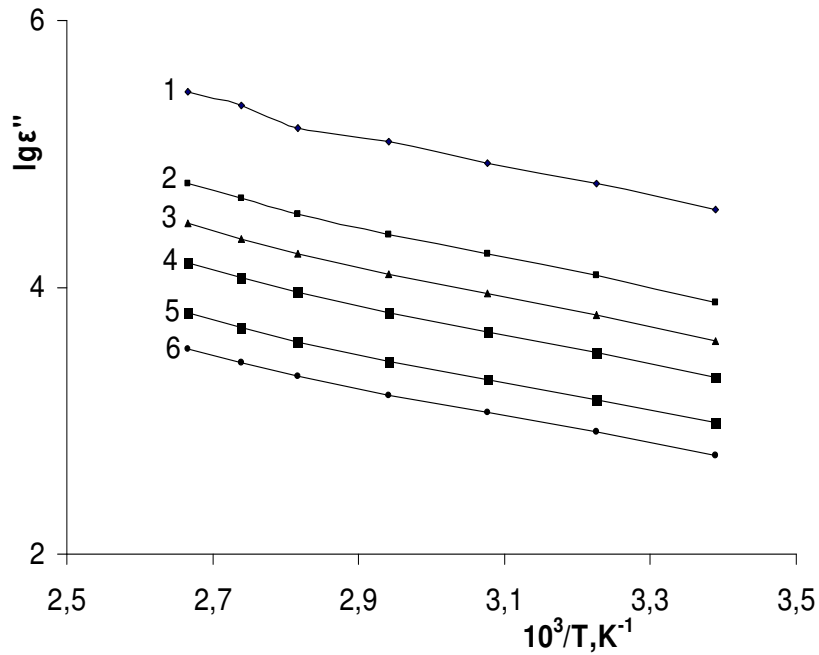
Burada $\omega = 2\pi f$ - dairəvi tezlik, $tg\delta$ - dielektrik itki bucağıdır.

Yarımkəçiricilərdə elektrik keçiriciliyi temperatur artdıqca əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması hesabına artır. Düsturdan görüldüyü kimi dielektrik nüfuzluğu σ ilə düz mütənasibdir və $tg\delta$ temperaturdan asılı olaraq zəif dəyişir. Ona görə də temperatur artdıqca σ artır və ona uyğun ϵ' da artır. 295-375K temperatur intervalında $5 \cdot 10^4 \div 10^6\text{Hz}$ tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin qiyməti 180÷1500 həddində dəyişir. Məlumdur ki, üçlü birləşmələrdə defektlər sintez edilmə və ya monokristal yetişdirilmə prosesində yaranır [7]. Temperatur yüksəldikcə ϵ' - in artmasının səbəbi defektlərin konsentrasiyasının artmasıdır.

Şəkil 2-də FeIn₂Se₄ monokristalı üçün müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin temperaturdan asılılıq qrafiki verilmişdir. $10^4 \div 10^6\text{Hz}$ tezliklərdə $lg\epsilon'' \sim 10^3/T$ asılılığı müxtəlif meyllərə malik iki düz xətdən ibarətdir. Meyllər üzrə bu asılılıqlardan aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır. Aşağı temperaturlu oblastda enerjinin qiyməti 0,21eV bərabər olur. Yüksəktemperaturlu oblastda isə $10^4 \div 10^6\text{Hz}$ tezliklərdə aktivləşmə enerjisi 0,36÷0,28eV intervalında dəyişir.



Şəkil 1. FeIn_2Se_4 monokristalı üçün elektrik sahəsinin müxtəlif tezliklərində dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin temperaturdan asılılığı. f , Hz: 1 - $5 \cdot 10^4$, 2 - 10^5 , 3 - $5 \cdot 10^5$, 4 - 10^6 .

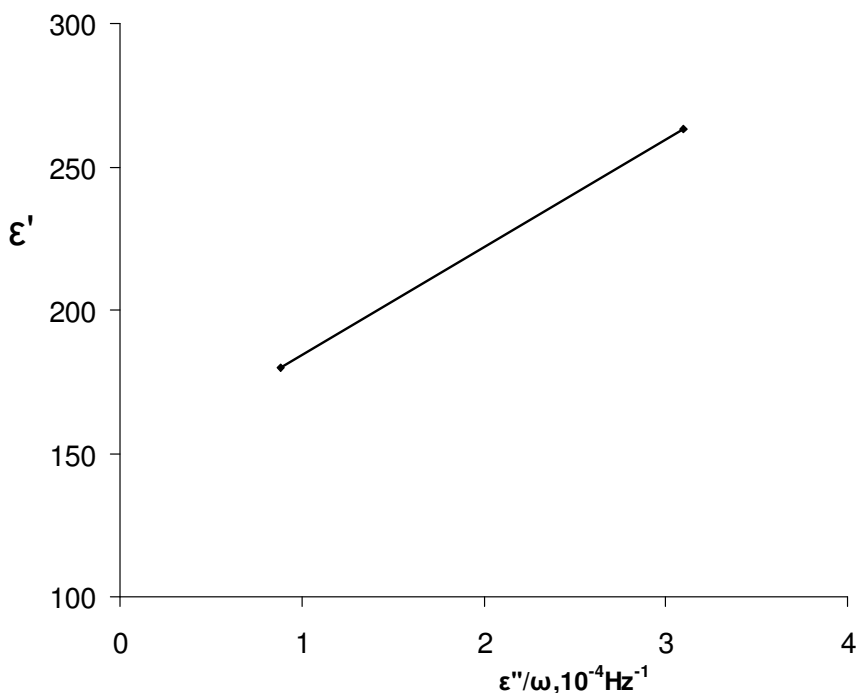


Şəkil 2. FeIn_2Se_4 monokristalı üçün elektrik sahəsinin müxtəlif tezliklərində dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin temperaturdan asılılığı. f , Hz: 1 - 10^4 , 2 - $5 \cdot 10^4$, 3 - 10^5 , 4 - $2 \cdot 10^5$, 5 - $5 \cdot 10^5$, 6 - 10^6 .

Dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissəsi üçün Debay tənliklərindən istifadə edərək sadə çevrilmələr aparmaqla almaq olar[6]:

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\varepsilon''}{\omega} \quad (2)$$

(2) ifadəsindən görünür ki, \mathcal{E}_∞ yüksək tezlikli dielektrik nüfuzluğunun qiymətini və τ relaksasiya müddətini $\varepsilon' = f(\varepsilon''/\omega)$ asılılığından alınan düz xəttin ordinat oxu ilə kəsişməsindən və bu düz xəttin tangens bucağından təyin etmək olar. Otaq temperaturunda $\varepsilon' = f(\varepsilon''/\omega)$ təcrübi asılılığı FeIn_2Se_4 monokristalı üçün şəkil 3 -də göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, $\varepsilon' = f(\varepsilon''/\omega)$ asılılığında bütövlükdə xəttilik müşahidə olunur. Bu asılılıqdan \mathcal{E}_∞ və τ -nin qiymətləri hesablanmışdır və $\mathcal{E}_\infty = 149$, $\tau = 3 \cdot 10^{-6}$ san. bərabər olur.



Şəkil 3. FeIn_2Se_4 monokristalı üçün otaq temperaturunda $\varepsilon' \sim f(\varepsilon''/\omega)$ asılılığı.

Relaksasiya müddətini bilməklə bu birləşmədə polyarizasiya mexanizmi haqqında fikir söyləmək olar.

Məlumdur ki, istilik hərəkəti ilə şərtlənən elektron polyarizasiyası zamanı relaksasiya müddəti $10^{-2} \div 10^{-7}$ saniyəyə bərabər olur. FeGaInS_4 monokristalında polyarizasiya zamanı relaksasiya müddəti $3 \cdot 10^{-6}$ san. qiymətini alır. Bu da istilik hərəkəti ilə şərtlənən elektron polyarizasiyasına uyğun gəlir. Bu polyarizasiya mexanizmi bərk dielektriklər üçün xarakterikdir [8].

ƏDƏBİYYAT

1. П.К. Бабаева, П.Г.Рустамов. Взаимодействие в системе $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-FeSe}$, В кн.: Исследования в области неорганической и физической химии, Баку, Из. Элм, (1977) 264.
2. И.В. Боднар, И.А. Виктор, С.А. Павлюковец. Неорганические материалы, **46** (2010) 681.
3. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.А. Алиджанов, М.Б.Мурадов. ФТП, **37** (2003) 173.
4. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов. ФТП, **42** (2008) 268.
5. И.В.Боднар, Павлюковец, С.В. Труханов, Ю.А. Федотова. ФТП, **46** (2012) 624.
6. П.Г.Орешкин, *Физика полупроводников и диэлектриков*. М., Высшая школа, (1977) 448.
7. П.В.Жуковский, Я.Партыка, П.Венгерек, Ю.Шостак и др. ФТП, **34** (2000) 1174-1177
8. Ю.М.Поплавко, *Физика диэлектриков*. Высшая школа, (1980) 400.

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ PbTe-YbTe

О.М. Гасанов, И.Ф. Дуньямалиев

Азербайджанский Государственный Педагогический Университет

1959oktay@mail.ru

Целью данной работы является выявление перспективных термоэлектрических материалов на основе PbTe-YbTe. Приведены температурные зависимости термо-э.д.с., теплопроводность и коэффициент термоэлектрической эффективности сплавов системы $Pb_{1-x}Te-Yb_xTe$ ($x=0; 0,02; 0,04; 0,06$). Исследуемые сплавы системы $Pb_{1-x}Te-Yb_xTe$ актуальны для создания термоэлектрических генераторов, работающих при достаточно низких температурах от азотной до около комнатной.

Соединения с участием лантаноидами представляют практический неиссякаемый источник материалов с уникальными свойствами. Изменяя составы, можно добиваться необходимого сочетания физических свойств и создавать сплавы с требуемыми характеристиками. Из теории термоэлектричества известно, что лучшие термоэлектрические материалы получены из полупроводниковых многокомпонентных соединений или твердых растворов, содержащих тяжелые элементы со сложной или дефективной кристаллической решеткой и сложной электронной структурой. Выбранные твердые растворы удовлетворяют этим требованиям. Помимо этого, многие сплавы с участием лантаноидов является достаточно перспективными для различных областей техники.

Целью данной работы является выявление перспективных термоэлектрических материалов на основе PbTe-YbTe. Образцы PbTe-YbTe синтезировались прямым сплавлением компонентов с вибрационным перемешиванием в вакуированных кварцевых ампулах. Нагревание проводили до 1100°C со скоростью 300 град/час и полученный расплав выдерживали при этой температуре 5 часов. После этого расплав охлаждали, причем в области температуры кристаллизации (1000 - 800°C) охлаждение проводили очень медленно (15-20 град/час) для достижения равновесного состояния и гомогенизации. Полученные образцы далее подвергались гомогенизирующему отжигу при температуре 500°C в течении 300 часов. Контроль состава осуществлялся рентгенографическим, термографическим и микроструктурным анализами. Полученные образцы на приспособлении для резки кристаллов распиливались на параллелепипеды размерами 10x3x3мм.

Термо-э.д.с. и теплопроводность измеряли стационарным методом по методике, описанной [1]. Измерения проведены в интервале температур 85÷685К.

Температурные зависимости термо-э.д.с. и теплопроводность сплавов системы $Pb_{1-x}Te-Yb_xTe$ ($x=0; 0,02; 0,04; 0,06$) приведены на рис 1 и 2.

Как видно из рисунка 1, до около комнатной температуры, наблюдается рост термо-э.д.с. с температурой незначительно. Затем наблюдается резкое увеличение при дальнейшем нагреве образцов. Из сравнительного анализа между ходом температурной зависимости термо-э.д.с. сплавов $Pb_{1-x}Te-Yb_xTe$ и исходным веществом PbTe видно, что для около комнатной температуры значение термо-э.д.с. у сплавов больше, чем у исходных веществ PbTe, а зависимость от температуры незначительна, то есть незначительно увеличивается с температурой. После около комнатной температуры наблюдается более крутой ход температурной зависимости в сплавах системы $Pb_{1-x}Te-Yb_xTe$ и исходного вещества PbTe, однако значение термо-э.д.с. для исходного

вещества всегда больше, чем у сплавов. Это подтверждает то, что у сплавов $Pb_{1-x}Te$ - Yb_xTe более сильная зависимость эффективной массы от температуры в сравнении с исходными веществами.

Как видно из рисунка 2, теплопроводность кристаллической решетки сплавов $Pb_{1-x}Te$ - Yb_xTe параллельны теплопроводности решетки исходного вещества $PbTe$. Установлено, что присутствие иттербия в исходном веществе $PbTe$ увеличивает тепловое сопротивление решетки, причем дополнительное тепловое сопротивления не зависит от температуры. С ростом процентного содержания иттербия в сплавах систем $Pb_{1-x}Te$ - Yb_xTe тепловое сопротивление увеличивается.

В исследуемых сплавах $Pb_{1-x}Te$ - Yb_xTe , так же как и в исходных веществах $PbTe$, наблюдается до температуры порядка 400К линейная зависимость теплового сопротивления от температуры. Выше этой температуры имеет место отклонение от этой зависимости.

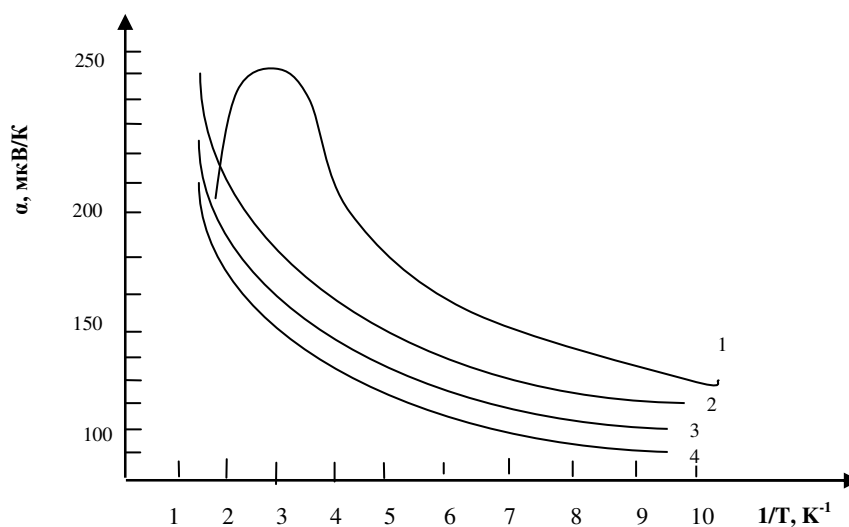


Рис 1. Температурные зависимости термо-э.д.с.: 1- $PbTe$, 2 - $Pb_{0,98}Yb_{0,02}Te$, 3 - $Pb_{0,96}Yb_{0,04}Te$, 4- $Pb_{0,98}Yb_{0,02}Te$.

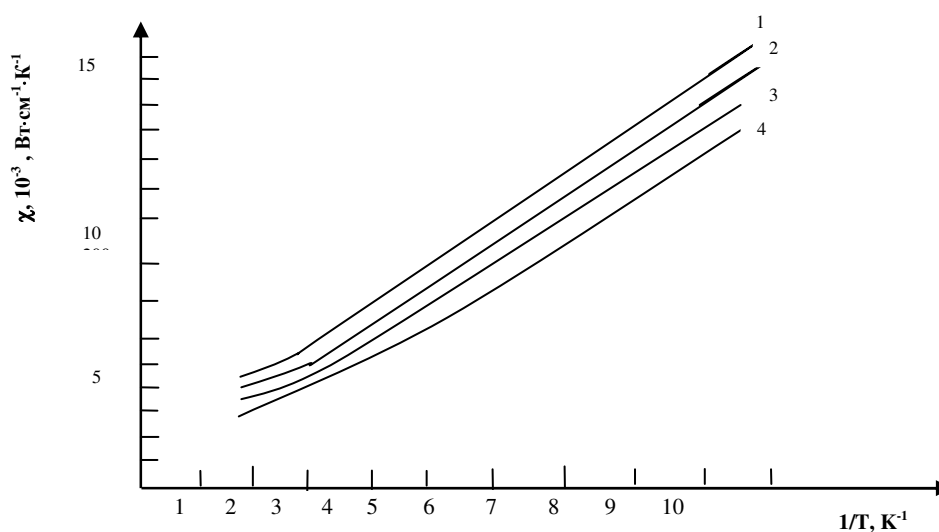


Рис 2. Температурные зависимости теплопроводности: 1- $PbTe$, 2 - $Pb_{0,98}Yb_{0,02}Te$, 3 - $Pb_{0,96}Yb_{0,04}Te$, 4- $Pb_{0,98}Yb_{0,02}Te$.

Коэффициент термоэлектрической эффективности исходного вещества PbTe и сплавов системы $Pb_{1-x}Te-Yb_xTe$ проведен на рисунке 3 для температурного интервала 100-500К. При 300К величина эффективности сплавов системы $Pb_{1-x}Te-Yb_xTe$ достигает порядка $1,8 \cdot 10^{-3} K^{-1}$.

Максимум эффективности с увеличением процентного содержания иттербия, то есть с увеличением концентрации носителей заряда, незначительно сдвигается в область высоких температур и увеличивается по абсолютной величине. При температуре порядка 500К максимальная эффективность $Pb_{1-x}Te-Yb_xTe$ значительно меньше, чем для PbTe.

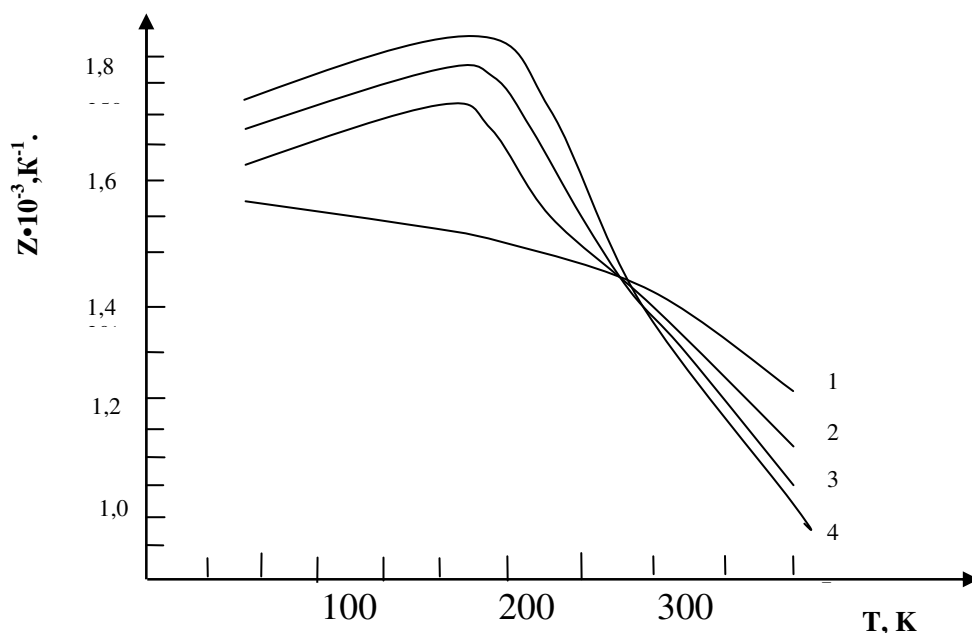


Рис 3. Температурные зависимости теплопроводности: 1–PbTe, 2 – $Pb_{0,98}Yb_{0,02}Te$, 3 – $Pb_{0,96}Yb_{0,04}Te$, 4– $Pb_{0,98}Yb_{0,02}Te$.

Исследуемые сплавы системы $Pb_{1-x}Te-Yb_xTe$ перспективны для создания термоэлектрических генераторов, работающих при достаточно низких температурах от азотной до около комнатной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Равич Ю.И., Ефимов Б.А., Смирнов И.А., Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца. М. 1968. 383ст.
2. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М. 1987. 239ст.
3. Гусейнов Дж.И., Мургузов М.И., Исмаилов Ш.С. “Теплопроводность твердых растворов $Er_xSn_{1-x}Se$ ” ($x \leq 0,025$). Неорган.материалы. РАН. М. 2008. том 44. N-5. с 542 – 544.
4. Адгезалова Х.А., Мургузов М.И., Исмаилов Ш.С., Гасанов О.М. Теплопроводность монокристаллов $Sn_{1-x}Nd_xS$ Неорган.материалы. РАН. М. 2011, том 47. N-1. с 21 – 23.
5. Под ред. Охотина А.С. Теплопроводность твердых тел. Справочник. М. Энергоиздат. 1984. с 321

$Sn_{1-x}Gd_xS$ ($x = 0,01;0,02$) SİSTEM ƏRİNTİLƏRİNİN TERMÖELEKTRİK XASSƏLƏRİ

X.A. Adgözəlova, K.Z. Əhmədova
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti
ehmedova_k@mail.ru

Tədqiqat işi nadir torpaq elementlərindən olan Gd ilə aktivləşdirilmiş SnS monokristallarının yetişdirilməsinə, fiziki-kimyəvi analizinə və bu kristallarda termoelektrik xassələrin tədqiqinə həsr olunmuşdur. İşdə elektrik keçiriciliyin, termo e.h.q.-nin və istilikkeçiriciliyin temperatur asılılığı geniş temperatur intervalında (100-700K) tədqiq edilmiş, bu nümunələr üçün termoelektrik effektivliyi hesablanmışdır .

NTM iştirakı ilə SnS birləşməsi əsasında alınan mürəkkəb birləşmələrin fiziki xassələrinin ardıcıl öyrənilməsinə səbəb təbiiq baxımından öyrənilən xassəli yarımqeçirici maddə almaqdır. Məlumdur ki, $A^{IV}B^{VI}$ qrup birləşmələrinin xalkogenidləri öz fiziki və fiziki-kimyəvi xassələrinə görə bir-birindən fərqlənirlər və yüksək tərtibdən defektli quruluşa malik olduqlarından onlara müxtəlif növ aşqar atomları daxil etməklə məqsədə uyğun şəkildə tənzimləmək mümkündür. SnS kristalı özünə məxsus spesefik fiziki xassəyə malikdir, optik xassəli birləşmədir və defekt konsentrasiyası təxminən 10^{16-17} tərtibindədir. SnS p-tip keçiriciliyə malikdir və keçiricilik mexanizmi çox kiçikdir. NTM sırasından olan Gd elementi aktiv metallar sırasına daxildir. Məlumdur ki , NTM atomları daxili elektron quruluşunun $4f$ səviyyəsində mütəhərrik elektronların olduğundan asanlıqla $f - d - s$ keçidi baş verir. Bu səbəbdən lantanoidlərin iştirakı ilə alınmış materiallar maraqlı xassələrə malik materiallar olub, lantanoid atomlarında dərinədə yerləşən $4f$ elektron səviyyəsini, $4f^0, 4f^7, 4f^{14}$ dayanıqlı energetik səviyyələrin olması bu materialları maraqlı tədqiqat obyektinə çevirir.

Tədqiqat işində $Sn_{1-x}Gd_xS$ ($x = 0,01;0,02$) monokristalları sintez edilmiş, kompleks fiziki-kimyəvi analiz (mikroquruluş, differensialtermik analiz (DTA) rentgen faza analiz) aparılmışdır /2/. DTA nəticəsində SnS və $Sn_{1-x}Gd_xS$ ($x = 0,01;0,02$) nümunələrində müşahidə olunmuşdur:

I. SnS-də 875K temperaturda polimorf çevrilməni göstərən istilik effekti müşahidə olunmuşdur.

II. Bu effekt $Sn_{1-x}Gd_xS$ ($x = 0,01;0,02$) nümunəsində müşahidə olunmur.

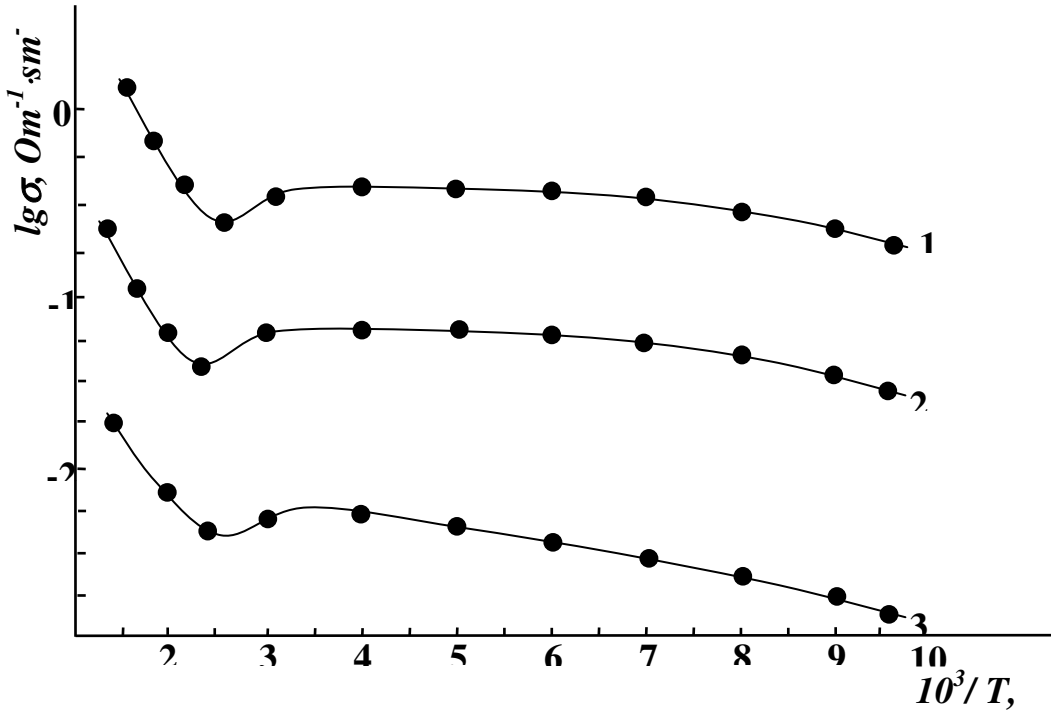
III. Sn atomunun Gd atomu ilə əvəz edilməsi monosulfid qalayın ərimə temperaturunu aşağı salır.

$Sn_{1-x}Gd_xS$ ($x = 0,01;0,02$) monokristalları Bricmen metodu ilə yetişdirilmiş və alınan nümunələrin laueqrammaları, difraktoqrammaları çəkilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, $Sn_{1-x}Gd_xS$ ($x = 0,01;0,02$) monokristalları başlanğıc nümunə SnS kimi ortorombik sinqoniyada kristallaşır [2].

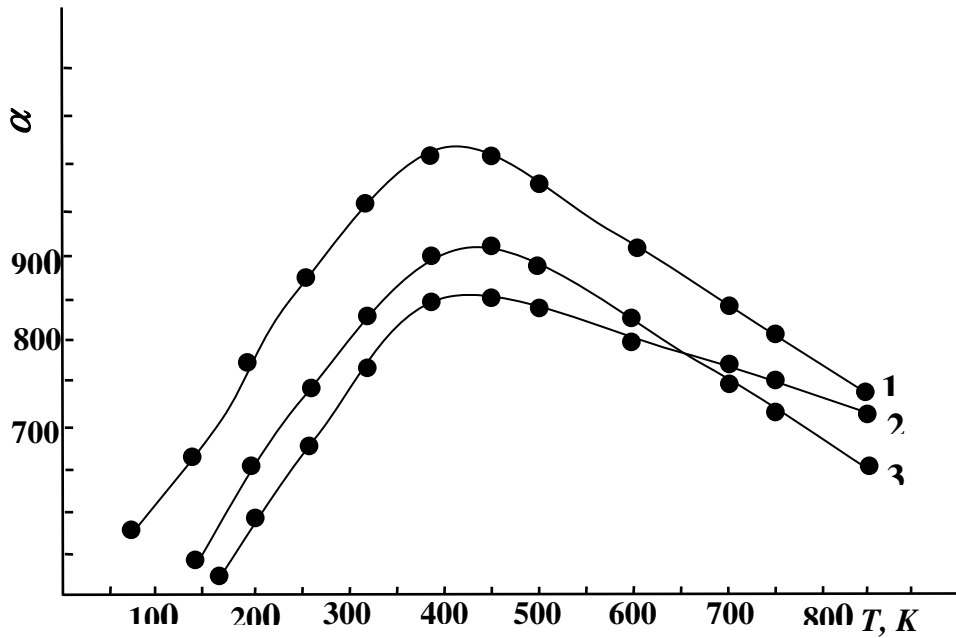
Elektikkeçiriciliyin temperatur asılılığı 100-700K temperaturintervalında (10^{-3} mm c.st.) vakuumba aparılmışdır. Tədqiq olunan monokristallarda anizotropluq müşahidə olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, elektrikkeçiricilik c oxu istiqamətində c oxuna perpendikulyar istiqamətinə nəzərən 6 dəfə azdır .

Aşağı temperaturalarda (300K kimi) elektrikkeçiricilik temperaturdan zəif asılı olur. Bu oblastda Gd faizlə artımı elektrikkeçiriciliyin azalmasına səbəb olur. Bu onunla izah olunur ki, aşqarlanmış SnS monokristalı p-tip keçiriciliyə ($p = 10^{16} sm^{-3}$) malikdir ki, aşqarların

konsentrasiyasının artması (0,2%) dəşiklərin *Gd*-la tutulmasına, başqa sözlə elektrikkeçiriciliyin azalmasına gətirir .



Şəkil 1-SnS, 2-Sn_{0,99}Gd_{0,01}S, 3- Sn_{0,98}Gd_{0,02}S



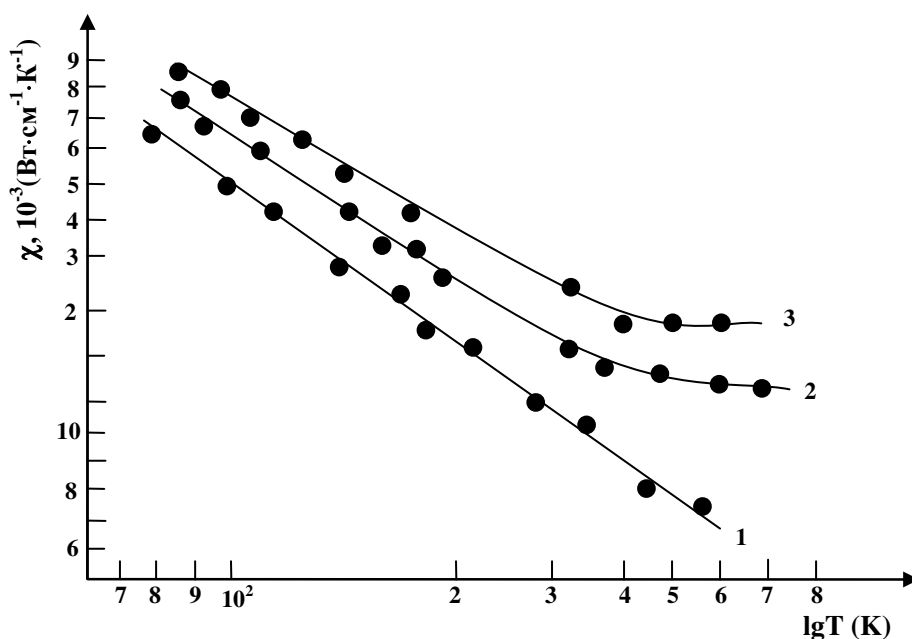
Şəkil 2-SnS, 2-Sn_{0,99}Gd_{0,01}S, 3- Sn_{0,98}Gd_{0,02}S

$Sn_{1-x}Gd_xS$ ($x = 0,01;0,02$) monokristallarında termo e.h.q temperatur asılılığı şəkil 3-də göstərilmişdir. Eksperiment göstərir ki, tədqiq olunan nümunələrdə termo e.h.q.-si 100-

400K temperatur intervalında temperaturun artması ilə artır, $T=450K$ temperaturdan sonra isə azalır. Bu nümunələrdə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası 400K temperatūra kimi sabit qalır və termo e.h.q. artması eyni tip səpilmə mexanizminin təsiri ilə izah olunur [1].

$Sn_{1-x}Gd_xS$ ($x = 0,01; 0,02$) monokristallarında istilikkeçirmə əmsalının temperatur asılılığı tədqiq edilmişdir (şəkil 4). Eksperiment göstərir ki, tədqiq olunan nümunələrdə temperaturun artması ilə istilikkeçiricilik azalır, ancaq Gd faizlə artımı istilikkeçiriciliyin artmasına səbəb olur. Bu artım iki faktorla izah oluna bilər: Gd -lə aşqarlama SnS -də dəşiklərin konsentrasiyasını azaldır, fononların rəqsi hərəkəti zəifləyir və nəticədə istilikkeçiriciliyi artır. Digər tərəfdən Gd əlavə edilməsi ilə vakant mərkəzlərin tutulması ilə nümunələrin defektliyi “təmizlənir”, b.s. materialın “metallaşması” artır [3].

Elektrikkeçiriciliyin, termo e.h.q.-nin və istilikkeçiriciliyin qiymətlərindən istifadə edərək bu nümunələr üçün termoelektrik effektivliyi hesablanmış və temperatur asılılığı qurulmuşdur və müəyyən olunmuşdur ki, bu nümunələr termomaterial kimi istifadə oluna bilməz.



Şəkil 3 -SnS, 2-Sn_{0,99}Gd_{0,01}S, 3- Sn_{0,98}Gd_{0,02}S

ƏDƏBİYYAT

1. Адгезалова Х.А., Мургузов М.И., Гусейнов Д.И. Электрофизические свойства моносulfида германия и олова с участием редкоземельных металлов. The first International Conference on Material Science of Chalcogenide and Diamond-Structare semicodductors. Chernivtsi, 1994, p.60.
2. Адгезалова Х.А., Насиров В.И. Легирование редкоземельными металлами низкотемпературного SnS. Неорганические материалы 2001, т.37, №4, с.1292-1294.
3. Адгезалова Х.А., Мургузов М.И., Гасанов О.М. Теплопроводность монокристаллов Sn_{1-x}Nd_xS. Неорганические материалы 2011, т.47, №1, с.21-22.

Cu₄SeTe KRİSTALLARINDA QURULUŞ FAZA KEÇİDLƏRİ

N.A. Əliyeva , Q.H. Hüseynov, Q.M. Cəfərov
AMEA Fizika İnstitutu, Bakı, H.Cavid pr.33, Az-1143
g.guseinov@rambler.ru

Cu₄SeTe tərkibli monoklin quruluşlu yeni birləşmə sintez edilmişdir. Yüksək temperaturu rentgendifraksiya üsulu ilə alınan birləşmənin kristalloqrafik parametrləri və geniş temperatur intervalında (300÷1100K) quruluş faza keçidləri tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, tədqiq edilən kristallar otaq temperaturunda monoklin quruluşda kristallaşır və onun qəfəs parametrləri: $a=7.0514$, $b=4.4431$, $c=6.3652\text{Å}$, $\beta=98.32^\circ$, fəz.qr.P2/c, $Z=2$, $V=198.31\text{Å}^3$ təşkil edir. Aşağı temperaturu faza $675\pm 3\text{K}$ -də yüksək temperaturu kubik fazaya keçir. Kubik fazanın qəfəs parametrləri: $a=6.0672\text{Å}$, $V=223.399\text{Å}^3$, f.qr. Pa-3, $Z=2$ -yə bərabərdir.

Məlumdur ki, kiçik qəfəs istilik keçirməyə və yüksək yüklüklü yükdaşıyıcılıq xassəyə malik termomaqnit və termoelektrik materialların geniş tətbiq prespektivləri mövcuddur [1-3]. Bu xüsusiyyətli yarımkeçiricilər ailəsinə ion keçiriciliyinə malik Ag, Cu halkogenidləri və onlar əsasında alınan bərk məhlulun kristalları da daxildir [4-5]. Bununla əlaqədar olaraq təqdim olunan işdə Cu₂Se-Cu₂Te kvazibinar kəsilişdə əmələ gələn yeni quruluşlu Cu₄SeTe birləşməsində yüksək temperaturu rentgendifraksiya üsulu ilə əldə edilmiş eksperimental nəticələrin təhlili verilmişdir.

Eksperimental tədqiqatlar geniş temperatur intervalında (300÷1100K), D8 ADVANCE tipli ovuntu difraktometrində (firma BRUKER, Almaniya) yerinə yetirilmişdir. Tədqiqat üçün sintez edilmiş və tablanmış Cu₄SeTe kristallarından narın ovuntu hazırlanmış, cihazın temperatur kamerasına yerləşdirilmiş, $\sim 10^{-3}$ tərtibdə vakuum alındıqdan sonra göstərilən temperatur intervalında hər 50K-də bir temperatur difraktoqramları çəkilmişdir. Çəkilən temperatur rentgenoqramlarının bir-biri ilə müqaisəsi göstərmişdir ki, 300÷1100K intervalında otaq temperaturu fazada iki: 475 və 675K-də ciddi dəyişiklik müşahidə olunur. Cihazın təchiz olunduğu TOPAS proqramı ilə aşağı temperaturu fazanın və müşahidə olunan quruluş dəyişikliyi sahələrində əmələ gələn fazaların qəfəs parametrlərini müəyyən etmək üçün aparılan hesablar əsasında aşağıdakı nəticələr alınmışdır.

1. Müəyyən edilmişdir ki, Cu₄SeTe kristalları otaq temperaturunda monoklin quruluşda kristallaşır. Onun qəfəs parametrləri: $a=7.0514$, $b=4.4431$, $c=6.3652\text{Å}$, $\beta=98.32^\circ$, f.qr. P2/c, $Z=2$, $V=198.21\text{Å}^3$ -ə bərabərdir.

2. $475\pm 5\text{ K}$ ətrafında otaq temperaturu fazada müşahidə edilən rentgendifraksiya dəyişikliyinə eyni üsul ilə hesabı və alınan nəticələrin təhlili əsasında müəyyən edilmişdir ki, həmin temperatur ətrafında izlənən difraksiya dəyişikliyi yeni fazanın yaranması deyil onun başlanmasına uyğundur. Belə ki, göstərilən temperaturda alınan rentgendifraksiya məlumatlarının təhlili bu temperatur sahəsində yaranan yeni faza ilə otaq temperaturu fazanın mexaniki qarışığından ibarətdir.

3. Temperaturun $675\pm 5\text{K}$ ətrafında alınan difraktoqram əsasında aparılan quruluş hesabları əsasında təyin edilmişdir ki, bu temperatur sahəsində aşağı temperaturu α -Cu₄SeTe yüksək temperaturu kubik fazaya keçir ki, onunda qəfəs parametrləri: $a=6.0672\text{Å}$, $V=223.339\text{Å}^3$, f.qr.Pa-3, $Z=4$ təşkil edir.

Alınan kubik faza tədqiq edilən Cu₄SeTe kristallarının ərimə temperaturuna kimi stabil quruluşunu saxlayır.

ƏDƏBİYYAT

1. Balapanov M.X., Əkşibaev R.A., Muxamedğənov U.X. Əvleniə ionnoqo perenosa v tverdix rastvorax superionnix provodnikax Cu_2Se Ag_2Se //FTT.2003.T.45. V.4.S.604-608.
2. Aliev S.A., Aliev F.F., Vliəniə fluktuaiiy na glektronnie i fononnie proüessi i termodinamiçeskie parametrı Ag_2Te i Ag_2Se v oblasti fazovoqo perexoda. // FTP.2003.T.42. №.4.S.404-408
3. Perro P., Cleande Y. Relations aktivite composition daus les solutions soludas Ag_2S - Cu_2S // Rev. Chem.Miner. 1971. V8. № 1. P.87-97.
4. A.L.N.Stevens.,J.Inorg.Nucl.Chem., 1970/.volume 32,№7. page 2448
5. N.A.Gasimova, I.R.Amiraslanov, Y.I.Aliyev, G.G.Guseinov. Structure and phase transitions of $\text{Su}_4\text{Se}_{1.5}\text{Te}_{0.5}$ // American Journal of Physics, AIP Conf. Proc. 1400, 2011, /476-479.

QAMMA ŞÜALANMANIN $\text{Ge}_{1-x}\text{Sm}_x\text{S}$ ($x=0,005$) MONOKRİSTALININ ELEKTRİK VƏ FOTOELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNƏ TƏSİRİ

A.S. Ələkbərov, C.M. Səfərov, R.B. Bayramov, L.V. Əliyeva

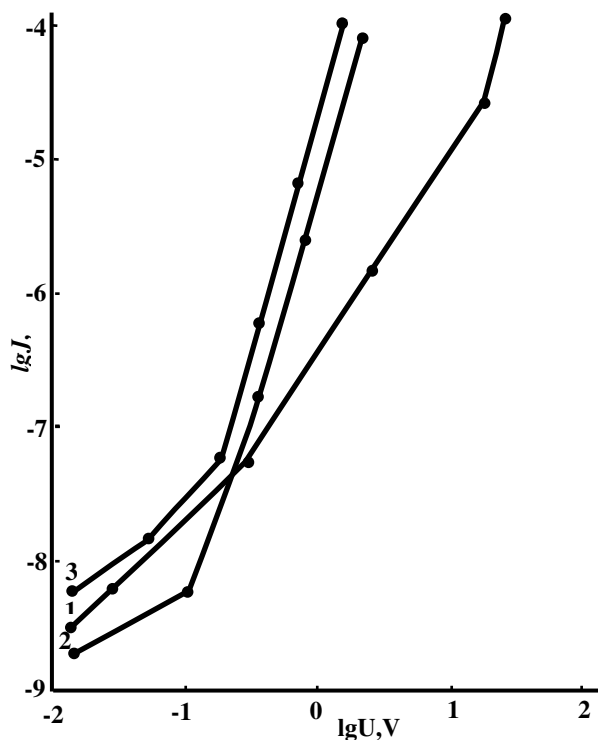
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

bayramov.razim@mail.ru

$\text{Ge}_{1-x}\text{Sm}_x\text{S}$ monokristalının elektrik və fotoelektrik xassələrinin müxtəlif dozada (100 krad və 1 Mrad) şüalanmadan asılılığı tədqiq edilmiş, baş vermiş dəyişiklik zona nəzəriyyəsi ilə izah edilmişdir. Məlum olmuşdur ki, γ -şüalanma GeS monokristalının qadağan olunmuş zonasında zəbtetmə səviyyələri yaradır. Fotokeçiricilik və elektrik keçiriciliyinə həm zəbtetmə səviyyələri, həm də Frenkel tipli defektlər təsir edir.

Elmi ədəbiyyatdan məlumdur ki, laylı kristallar həm fiziki, kimyəvi xassələrindəki anizotropluğu ilə, həm də alınma texnologiyasının spesifikliyi ilə digər kristallardan fərqlənir. Laylı kristalların digər xarakterik cəhəti onların fiziki xassələrinə radiasiya şüalanmalarının təsiri ilə bağlıdır. Belə ki, bu tip kristalların elektrik, fotoelektrik, elektrofiziki və optik xassələrinə radiasiya şüalanmaları kiçik dozalarda da əsaslı təsir göstərir [1,2]. Eyni sözləri tədqiqat obyektimiz olan GeS və $\text{Ge}_{1-x}\text{Sm}_x\text{S}$ monokristalları üçün də demək olar.

Son illər amerkan alimləri tərəfindən aparılan tədqiqatlar göstərmişdir ki, xüsusi texnologiyanın köməyi ilə alınmış GeS nanostruktur



Şəkil 1. γ -kvantlarla şüalanmış $\text{Ge}_{1-x}\text{Sm}_x\text{S}$ ($x=0,005$) monokristalının volt-ampere xarakteristikası. 1- şüalanmadan əvvəl, 2-100krad, 3-1Mrad

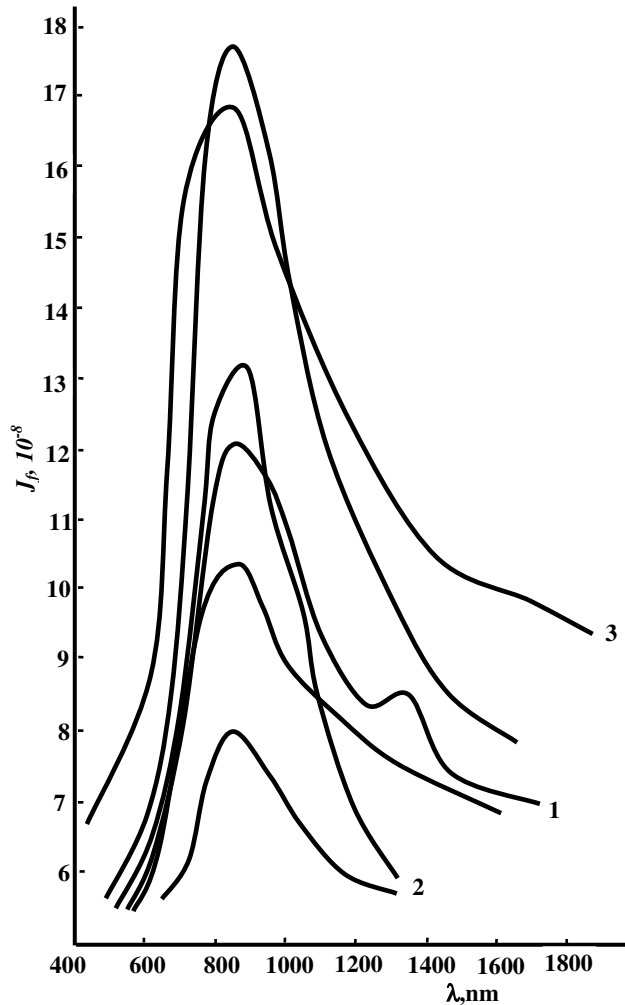
külli miqdarda işıq enerjisini akkumulyasiya etmək imkanına malikdir. Radiasiya şüalanmalarına məruz qalmış bu nanostrukturaların akkumulyasiya əmsalının artırılması həm elmi, həm də praktiki baxımdan perspektivlidir. Tədqiqat işinin məqsədi də Sm atomları ilə aşqarlanmış GeS laylı monokristalının elektrik və fotoelektrik keçiriciliyinə müxtəlif dozalı γ -şüalanmanın təsirini öyrənməkdir.

Birbaşa əritmə metodu ilə sintez edilmiş $Ge_{1-x}Sm_xS$ polikristallarının alınması zamanı xüsusi müqaviməti 50 Om·sm olan germaniumdan, B-5 markalı kükürddən və Cm-1 samariumdan istifadə olunmuşdur. $Ge_{1-x}Sm_xS$ monokristalları isə Bricmen metodu ilə yetişdirilmişdir. Qamma şüalanmanın mənbəyi kimi Co^{60} izotopu seçilmişdir. Həm monokristalın VAX-sı, həm də fotokeçiricilik spektri çıxarılarəkən ölçmələr kristalın baza müstəvisi və ona perpendikulyar istiqamətlərdə aparılmışdır. Omik kontaktlar kimi akvadakdan istifadə olunmuşdur. Bütün ölçmələr otaq temperaturunda aparılmışdır. 1-ci şəkildən görüldüyü kimi, $Ge_{1-x}Sm_xS$ monokristalının VAX-da şüalanmadan sonra üç oblast müşahidə edilir: omik, kvadratik və kubik oblast. Şüalanma dozası artdıqca oblastların keçid gərginliyi və cərəyan da dəyişməyə məruz qalır. Bunun səbəbi şüalanmanın təsiri ilə GeS-in qadağan olunmuş zonasında dərin donor səviyyələrinin yaranmasıdır. Həmin səviyyələr keçirici elektronların bir hissəsini zəbt etdiyindən cərəyan azalır. Şüalanmanın dozasını 100krad-dan 1Mrad-a qədər artdıqda asılılığın xarakteri dəyişmir, cərəyan isə artır.

Beləliklə, şüalanmanın təsiri ilə $Ge_{1-x}Sm_xS$ ($x=0,005$) monokristallarında cərəyanın artıb azalmasını qadağan olunmuş zonada dərin donor, daha sonra isə akseptor səviyyələrin yaranması ilə izah etmək olar. Şüalanmanın nisbətən kiçik dozasında (100krad) yaranan donor səviyyələr elektronların bir hissəsini zəbt etdiyindən cərəyan azalır. Yüksək səviyyəli şüalanmada isə donor səviyyələr zəbt olduğundan əlavə akseptor səviyyələr yaranır ki, onlar da keçiriciliyin artmasına gətirib çıxarır.

VAX-da cərəyanın artma dinamikasının isə injeksiya cərəyanları modeli ilə [3] izah etmək olar. Bu modelə görə, gərginliyin kiçik qiymətlərində (xətti oblastda) termogenerasiya nəticəsində yaranan, tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ilə müqayisə olunandır. Başqa sözlə, cərəyanın gərginlikdən xətti qanunla asılılığı təmin olunur.

Gərginliyin sonrakı artımında isə zəbt olunma səviyyələrindəki yükdaşıyıcılar xarici sahənin təsiri ilə tarazlıqda olan yükdaşıyıcılara əlavə olunmaqla yeni nəsil yükdaşıyıcılar yaradaraq cərəyanı artırır. Gərginlik özünün limit həddinə zəbt etmə səviyyələrinin tam dolma qiymətinə çatdıqda VAX-nın kubik oblastı başlayır. Beləliklə, bu və ya digər laylı kristalların VAX-nın təhlili göstərir ki, bu kristallardan cərəyanın keçmə mexanizmi



Şəkil 2. $Ge_{1-x}Sm_xS$ ($x=0,005$) monokristalının fotokeçiricilik spektri.

1-şüalanmadan əvvəl, 2-100krad, 3-1Mrad

monopolyar injeksiya hadisəsi ilə bağlıdır.

Radiasiya şüalanmaları, o cümlədən γ -şüalanma da $\text{Ge}_{1-x}\text{Sm}_x\text{S}$ monokristalının fotokeçiriciliyinə təsir göstərir [4]. Aparılan tədqiqatlar göstərir ki, 100krad dozadakı şüalanma $\text{Ge}_{1-x}\text{Sm}_x\text{S}$ monokristalının fotokeçiriciliyini ~30% azaltdığı halda (Şəkil 2), 1Mrad dozadakı şüalanma fotokeçiriciliyi~25% artırır. $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{VI}}$ tip laylı kristallarda olduğu kimi, p -GeS monokristalında da rekombinasiya proseslərində əsas rol s və r -mərkəzləri oynayır. Şüalanma zamanı kristalda yaranan radiasiya defektləri həmin foto-həssaslıq mərkəzlərinin konsentrasiyasına təsir göstərir. GeS monokristalında fotokeçiriciliyə təsir edən faktorlardan digəri Ge vakansiyalarıdır.

100krad şüalanma dozasında Frenkel tipli defektlər-Ge vakansiyaları yükdaşıyıcıları rekombinasiyaya etdiyindən fotokeçiricilik azalır. 1Mrad şüalanmada isə rekombinasiya prosesi zəifləyir, s və r -komplekslərinin rolu artır və fotokeçiriciliyin artmasına səbəb olur. Şüalanma dozasının artması laylararası qüvvələrə, defektlərin fəzada paylanmasının bincinsliliyinə də təsir edir.

Beləliklə, GeS və $\text{Ge}_{1-x}\text{Sm}_x\text{S}$ monokristallarının γ -kvantlar vasitəsi ilə şüalanması kiçik akseptor tipli zəbtetmə səviyyələrinin, dərin donor səviyyələrinin və r -rekombinasiya mərkəzlərinin yaranmasına səbəb olur ki, bu da həmin kristalların fotohəssaslığını və fotokeçiriciliyini əsaslı şəkildə dəyişir. Həm 100 krad dozada, həm də 1Mrad dozadakı γ -şüalanma GeS və $\text{Ge}_{1-x}\text{Sm}_x\text{S}$ monokristallarının anizotropluğu zəiflədir. Bunu həm monokristalların volt-ampere xarakteristikası, həm də fotokeçiricilik spektrindəki dəyişikliklər sübut edir. Doğrudan, radiasiya şüalanmasının təsiri nəticəsində laylı monokristallardakı fəza izotropluğu artır.

ƏDƏBİYYAT

1. Зейтц Ф. Действие излучений на полупроводники и изометоры. Под. Ред. Рывкина С.М.М, ИЛ, 1954
2. Вавилов В.С, Ухин Н.Х. Радиационные эффекты в полупроводниках и приборах. Атомиздат, 1969
3. Абасова А.З, Мадатов Р.С, Стафеев В.И. Радиационно-стимулированные процессы в халькогенидных структурах. Б, Элм, 2010
4. Ələkbərov A.S, Mikayılova G.Ş, Axundova F.A γ -şüalanmanın $\text{Ge}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ ($x=0,005$) monokristallarının fotokeçiricilik spektrinə təsiri. Fizika 2013.№1, s.22-23

$\text{Sn}_{0,99}\text{Pr}_{0,01}\text{Te}$ KRİSTALININ RENTGENOQRAFİK TƏDQIQI

İ. M. Məmmədov, G.K. Məmmədova, Q.Ə. Şahsuvarova

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

Ü.Hacıbəyov 68

Təqdim olunan işdə birbaşa ərimə üsulu ilə sintez edilmiş, $\text{Sn}_{0,99}\text{Pr}_{0,01}\text{Te}$ polikristalının rentgenofaza analizi aparılmışdır. Analizin nəticəsi göstərmişdir ki, bir-birini izomorf əvəz edən Sn və Pr atomlarının yaxınlığını, onların əlaqəsini təşkil edən kimyəvi rabitədən ion rabitəsinin payı ilə xarakterizə olunur.

Bəsit və mürəkkəb fazalı maddələrin atomları arasındakı kimyəvi rabitənin təbiəti haqqında zəruri informasiyanı almaq üçün müvafiq analizlər aparmaq lazımdır. Bu nöqtəyi nəzərdən kristalokimyayın mühüm tərkib hissəsini, kristal quruluş tədqiqatları təşkil edir. Kristalokimyayın təcrübi bazası bu tədqiqatlara əsaslanır. Məlum olduğu kimi, bərk cismin kompleks fiziki xassələri onun kimyəvi tərkibi və atomların fəza düzülüşü ilə müəyyən edilir. Bu və ya digər kristal quruluş üçün elektron qarşılıqlı təsirinə xarakteri və atomların düzülüşü barədə aydın təsəvvür yaratmağa imkan verir. Beləliklə, yarımkeçiricilərin fiziki və

kimyəvi problemlərinin həlli, onların kimyəvi tərkibindən, kristal quruluşundan və rabitənin təbiətindən asılıdır. Ancaq müasir dövrdə yeni mürəkkəb yarımkeçiricilərin tədqiqi fiziki xüsusiyyətlərin öyrənilməsi istiqamətində aparılır. Kristal qəfəsin öyrənilməsində isə lazımi diqqət yetirilmir. Bu səbəbdən də çox az mürəkkəb yarımkeçiricilərin kristal quruluşu təfəsilatı ilə öyrənilir.

Qeyd olunanları nəzərə alaraq biz, $\text{Sn}_{0,99}\text{Pr}_{0,01}\text{Te}$ polikristalında aşkar edilmiş bərk məhlulların RFA-nı aparmışığı (Cədvəl 1).

Cədvəl 1.

$\text{Sn}_{0,99}\text{Pr}_{0,01}\text{Te}$ kristalının rentgenfaza analizinin nəticələri

$\text{Sn}_{0,99}\text{Pr}_{0,01}\text{Te}$

$N\bar{o}$	hkl	θ	$d_{\text{HЯЗ}}^0, \text{Å}$	$d_{\text{eksp.}}^0, \text{Å}$
1	420	$33^{\circ}6'$	1,4091	1,4263
2	400	$29^{\circ}14'$	1,5757	1,5784
3	222	$25^{\circ}3'$	1,8194	1,8707
4	220	$20^{\circ}14'$	2,8272	2,2293
5	200	$14^{\circ}12'$	3,1513	3,1426

Qeyd edək ki, PrTe əsasında bərk məhlullar alınan SnTe birləşməsi $805,9 \pm 0,3^{\circ}\text{S}$ temperaturda konqruent əriyib, kubik sinqoniyada kristallaşır. Qəfəs sabiti $a=6,3272\text{Å}$, fəza qəfəsi $\text{Fm}\bar{3}\text{m}-\text{O}_n^5$, sıxlığı $\rho=6,48 \text{ q/sm}^3$ -dir.

Digər birləşmə PrTe- 1950°S temperaturda konqruent əriyib, həmçinin kubik sinqoniyada kristallaşır, qəfəs sabiti $a=9,482\text{Å}$, fəza qəfəsi $\text{Fm}\bar{3}\text{m}-\text{O}_n^5$ sıxlığı $\rho=7,11 \text{ q/sm}^3$ -dir. Ərintilərin rentgeneofaza analizi DRON-3 difraktometrində $\text{CuK}\alpha$ şüalanmasında və nikel süzgəcində aparılmışdır.

Bizim fikrimizcə, Sn-in və Pr-un atom və radiuslarının böyük olmayan fərqi $\text{Sn}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Te}$ bərk məhlullarının qəfəslərinin az əhəmiyyətli olan dayanıqsızlığına gətirir. Doğrudan da, Sn və Pr-un atom radiusları müvafiq olaraq 1,57 və 1,87 Å, fərqləri $\Delta r = 0,30 \text{ Å}$ -dir. Digər tərəfdən, atomların ölçülərinin yaxınlığı (eyni rabitə növündə) öz-özünə izomorfizmi həmişə təmin etmir. Bundan əlavə bir quruluş tipində izomorf olaraq, bir-birini əvəz edən atomlar üçün, başqasında həmin xassəyə malik olmaya da bilər. Bu təəccüblü deyildir, belə ki, izomorfizm quruluşun ayrı-ayrı atomları ilə bağlı olmağıdır, bütövlükdə xassəsidir.

Bizim tədqiq etdiyimiz $\text{Sn}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Te}$ kristalları mürəkkəb, qəfəsi və kimyəvi formulaya malik olduğundan, bir-birini əvəz edən atomların ölçü fərqi qoyulan tələb bir az yumşalır. Belə ki, atomlararası qəfəsin digər atomlarının kiçik yerdəyişmələri hesabına yaranan qüvvələrin tarazlığını saxlamaq üçün daha böyük imkanlar əmələ gəlir. Bir-birini izomorf əvəz edən Sn və Pr atomlarının yaxınlığını onların əlaqəsini təşkil edən kimyəvi rabitədən ion rabitəsinin payı ilə xarakterizə etmək olar.

ƏDƏBİYYAT

1. Məmmədov İ.M., Murquzov M.İ., Sərdarov Ş.F., Əbdürrəhimov A.A. $\text{Sn}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 0,04$) bərk məhlullarının alınması faza analizi və elektrik xassələri, Elmi əsərlər-fundamental elmlər jurnalı. Bakı, Az.TU. 2007 №2, cild VI (22). səh.53-55
2. Годжаев Э.М., Мургузов М.И., Мамедов И.М., Абдуррагимов А.А. "Синтези свойства твердых растворов системы $\text{SnTe} - \text{PrTe}$ ", Москва, Неорганические материалы, 2010, Т.46, №10, с.1179-1182.
3. Голубков А.В., Гончарова Е.В., Жузе В.П., Логинов Г.М., Сергеева В.М., Смирнов И.А. Физическое свойства халькогенидов редкоземельных элементов. Изд. «Наука» Ленинград 1973, 304с.

TlIn_{1-x}Dy_xS₂ BƏRK MƏHLULLARINDA İSTİDƏN GENİŞLƏNMƏ VƏ ATOMLARIN ORTAKVADRATİK DİNAMİK YERDƏYİŞMƏSİ

H.İ. Zeynalov, A.M. Əhmədova

Sumqayıt Dövlət Universiteti

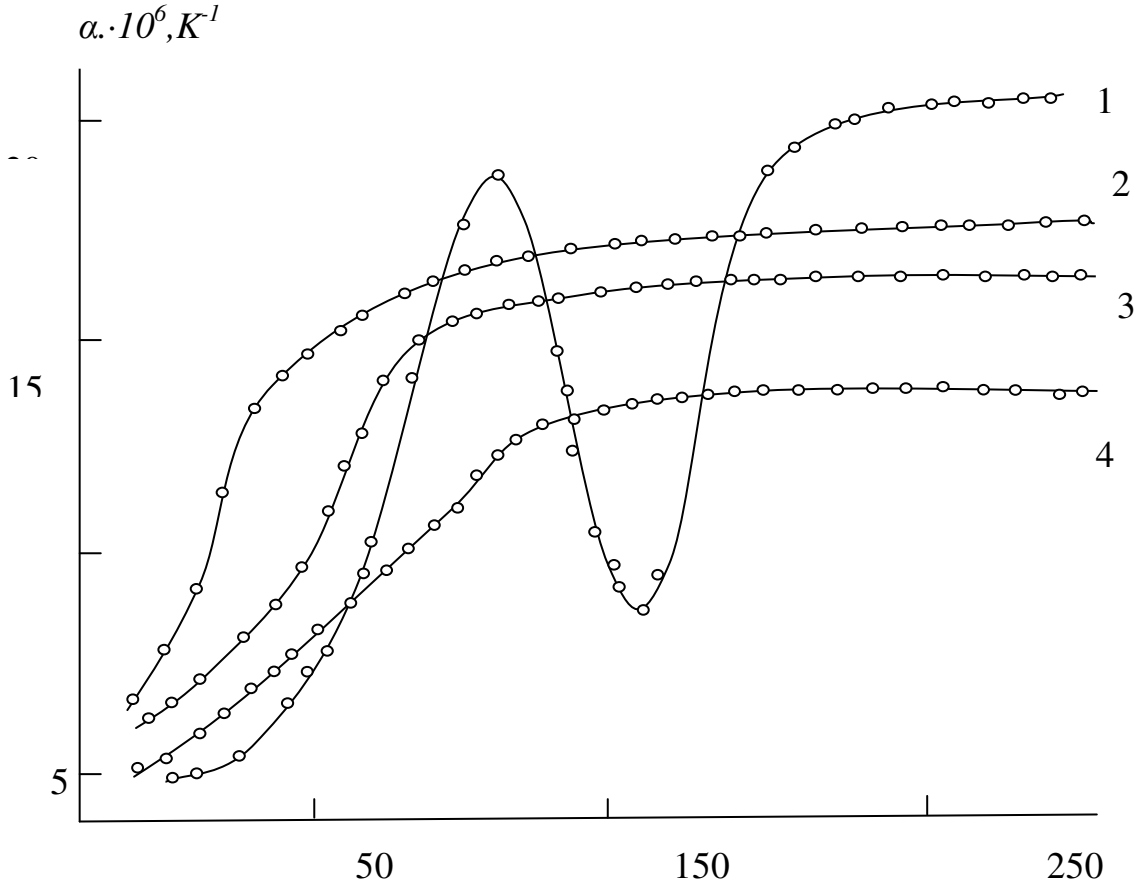
arzu.70@bk.ru

TlInS₂ üçqat birləşməsində faza keçidlərinin olması [1-4] ədəbiyyatlarında göstərilmişdir. Bu faza keçidinin müxtəlif müəlliflər tərəfindən müxtəlif temperatur oblastında olduğu müəyyən edilmişdir. [5]- də göstərilmişdir ki, TlInS₂- TlDyS₂ sistemi ərintiləri tetraqonal sinqoniyada kristallaşır. TlInS₂ qəfəsində nadir torpaq elementinin faza keçidinə necə təsir etdiyini müəyyən etmək üçün TlIn_{1-x}Dy_xS₂ bərk məhlullarının 80-400 K temperatur intervalında istidən xətti genişlənməsi tədqiq edilmişdir. Ölçmələr induksion dalatometrə [6] aparılmışdır. Temperaturun artma sürəti 2K/dəq-ni aşmamışdır. Nümunənin uzanma xətası 0,5% təşkil etmişdir.

TlIn_{1-x}Dy_xS₂ (0≤x≤1) bərk məhlullarının nümunələri [5]-də verilmiş metodikaya əsasən sintez edilmiş və monokristalları yetişdirilmişdir. İstidən genişlənməni ölçmək üçün uzunluğu 3 sm və diametri 0,5 sm silindrik nümunələr hazırlanmışdır. TlInS₂ üçqat birləşməsində və TlIn_{1-x}Dy_xS₂ (x=0,02; 0,04; 0,05) bərk məhlullarında istidən genişlənmə əmsalının temperatur asılılığının nəticələri şəkildə göstərilmişdir. Göründüyü kimi TlInS₂ birləşməsində istidən xətti genişlənmə əmsalı 170-220 K temperatur intervalında əvvəlcə kəskin olaraq artırsənra isə 286 K temperaturadək kəskin azalır, daha sonra isə kəskin olaraq 310K- dək artır. Temperaturun sonrakı artmasında istidən xətti genişlənmə əmsalı zəif olaraq artır. İstidən xətti genişlənmə əmsalının bu cür sıçrayışla dəyişməsi TlInS₂ birləşməsində faza keçidinin olması ilə əlaqədardır. Sıçrayış xarakterinə görə keçidin ikinci növ faza keçidi olduğunu fərq etmək olar. Bu isə optik tədqiqatlarda yaxşı uzlaşır.

İstidən xətti genişlənmə əmsalının qiymətlərinə görə bərk məhlulların müxtəlif tərkibləri üçün Debay temperaturu (θ) və ortakvadratik dinamik yerdəyişmə ($\sqrt{u^2}$) hesablanmışdır. Cədvəldə TlIn_{1-x}Dy_xS₂ (x=0,00; 0,02; 0,04; 0,05) bərk məhlulları üçün Debay temperaturu və ortakvadratik dinamik yerdəyişmənin qiymətləri verilmişdir.

T, K	TlInS ₂		TlIn _{0,98} Dy _{0,02} S ₂		TlIn _{0,96} Dy _{0,04} S ₂		TlIn _{0,95} Dy _{0,05} S ₂	
	θ, K	$\sqrt{u^2}, \overset{0}{A}$	θ, K	$\sqrt{u^2}, \overset{0}{A}$	θ, K	$\sqrt{u^2}, \overset{0}{A}$	θ, K	$\sqrt{u^2}, \overset{0}{A}$
80	335	0,066	329,0	0,067	302,7	0,073	289,5	0,075
90	324	0,068	314,3	0,072	292,4	0,077	263,7	0,085
100	312	0,075	295,6	0,079	277,8	0,088	239,2	0,094
120	290	0,085	264,0	0,093	246,2	0,098	210,3	0,114
140	266	0,097	240,0	0,107	213,8	0,121	200,5	0,128
160	240	0,115	222,3	0,123	199,7	0,138	194,7	0,139
180	206	0,138	210,0	0,136	193,2	0,148	190,0	0,150
200	182	0,163	201,4	0,147	189,0	0,159	186,4	0,162
220	178	0,177	196,4	0,161	187,0	0,169	183,5	0,172
240	220	0,150	194,0	0,170	186,2	0,177	181,6	0,181
260	-	-	193,3	0,177	185,8	0,184	180,2	0,190
280	174	0,201	193,0	0,184	185,3	0,190	179,3	0,197
300	173,6	0,208	192,8	0,189	185,0	0,196	179,2	0,204
320	172,7	0,215	192,7	0,195	184,8	0,204	179,0	0,210
360	171,8	0,229	192,5	0,207	184,5	0,216	178,5	0,224
400	171,4	0,242	192,4	0,218	184,2	0,228	178,2	0,236



TlInS₂ (1), TlIn_{0,98}Dy_{0,02}S₂ (2), TlIn_{0,96}Dy_{0,04}S₂(3), TlIn_{0,95}Dy_{0,05}S₂(4) nümunələrinin istidən xətti genişlənmə əmsalının temperatur asılılığı

Şəkildən görünür ki, nadir torpaq elementi iştirak edən bərk məhlullarda faza keçidi müşahidə olunmur. Digər tərəfdən bərk məhlullarda nadir torpaq elementi olan disproziyumun miqdarı artdıqca istidən xətti genişlənmə əmsalının qiyməti də artır. Bu onunla izah olunur ki, kimyəvi rəbitənin metallik payı artır və TlIn_{1-x}Dy_xS₂ bərk məhlullarında istilik rəqslərinin anharmoniklik dərəcəsi artır.

Debay temperaturu (θ) və ortakvadratik dinamik yerdəyişmə (u) aşağıdakı düsturlarla hesablanmışdır.

$$\theta = \frac{19,37}{(\bar{A}\bar{V}^{2/3}\alpha)^{1/4}} \quad u^2 = \frac{4,3 \cdot 10^{-4} \left[\frac{D(\theta/T)}{\theta/T} \right]}{A\theta} + \frac{1}{4}$$

\bar{A} -ortakvadratik atom kütləsi, \bar{V} -atomun həcmi, α - istidən xətti genişlənmə əmsalı, $D(\frac{\theta}{T})$ - Debay funksiyası Cədvəldən görünür ki, disproziyumun miqdarı artdıqca Debay temperaturu azalır, atomların ortakvadratik dinamik yerdəyişməsi artır. Buradan bu nəticəyə gəlmək olur ki, disproziyumun miqdarı artdıqca bərk məhlullarda kimyəvi rəbitə kifayət qədər zəifləyir.

ƏDƏBİYYAT

1. Волков А.А., Гончаров Т., Козлов Г.В. и др. Структурные фазовые переходы в кристалле $TlInS_2$ // ФТТ 1983 т.25, Вып.12 стр. 3583-3586
2. Аллахвердиев К.А., Бабаев С.С., Бахышов Н.А. и др. Аномалии температурного поведения электронных спектров $TlInS_2$ вблизи края их фундаментального поглощения.// Физика и техника полупроводников 1984 т.18 вып. 7, стр.1307
3. Вахрушев С.Б., Жданов В.В., Кеетковский Б.Б. и др. Несоизмеримый фазовый переход в кристалле $TlInS_2$ // Письма в ЖЕТФ 1984 Т.39 №6 с. 245-247
4. Абдуллаев Н.А., Сулейманов Р.А., Аллахвердиев К.Н. et.al. Phase transition and anisotropy of thermal expansion $TlInS_2$ // Solid state comuns/ 1985, v. 53.№ 7
5. Годжаев Э.М., Зейналов Г.И., Мамедов С.Д. Твердые растворы в системе $TlInS_2$ - $TlDyS_2$ // Изв. АН.СССР Неорг.мат. 1986 Т.22 №11.с.1907
6. Годжаев Э.М., Зарбалиев М.М., Курбанов М.М. Дилатометр для измерения ТКЛР твердых тел в широком интервале температур // Измер. Техника 1986, №2, с.100

$NdSeTe_2$ ÜÇLÜ BİRLƏŞMƏSİNİN ALINMASI TEXNOLOGİYASI VƏ FİZİKİ KİMYƏVİ ANALİZİ

**Ş.F. Sərdarov, A.Ə. Nəbiyev, A.C. Nəsibli, S.T. Səfərova,
M.Ə. Həsənova E.M. Cəfərova**

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

$NdSnTe_2$ üçlü birləşmələrinə temperaturu çox yüksəkdir və həm də onun sintezi zamanı tərkibində lantanoid Nd maddəsi olduğundan təmiz stexiometrik birləşmənin alınması mümkün olmur. Ona görə də adətən belə maddələri presləmə yolu ilə alırlar.

$NdSnTe_2$ üçlü birləşməsini almaq üçün ədəbiyyat materiallarının araşdırılması (1) və bu müəlliflərin göstərdikləri $NdTe$ - $SnTe$ sistemi üzrə həmin birləşməyə uyğun stexiometrik tərkibləri seçərək analiz etmişik. $NdTe$ - $SuTe$ sistemi ərintilərinin hal diaqramı müəllifləri tərəfindən geniş konsentrasiya intervalında tədqiq edilmiş müəlliflər göstərir ki, bu sistemdə 1:1-ə nisbətində $T=860^{\circ}C$ -də peritektik reaksiya nəticəsində üçlü birləşmə alınır. Tədqiqat işi 0-10 mol% $NdTe$ intervalında aparılıb və müəyyən olmuşdur ki, $NdTe$ birləşməsi $SnTe$ də 5,0 mol%-ə qədər bərk məhlul verir.

Bunun üçün əvvəlcə həmin tərkiblərin atom faizlərinə görə çəki faizləri tapılır və çəki faizlərinə görə verilmiş ümumi çəki üçün onların birinin ayrılıqda çəkili təyin edilir.

Bu göstərilən üsulla hər biri 10 qram olmaqla iki maddə ayrılıqda çəkilmiş və əvvəlcədən təmizlənmiş ampulalara doldurularaq 10^{-1} mm hg.c.m. təzyiq altında bağlanmışdır. Bundan sonra həmin maddələr xüsusi qızdırıcılarda yerləşdirilərək onların sintezi aparılmışdır.

Müəyyən temperatura qaldırılması soyudulması və tənzimlənməsi üçün xüsusi qurğudan RİF-1-dən istifadə olunmuşdur.

Yuxarıda göstərdiyimiz kimi bu birləşməni bilavasitə sintez yolu ilə almaq mümkün olmur. Ona görə də kvarts ampulada onların tam sintezi alınmır. Lakin bu prosesi aparmaqda məqsəd onların yaxşı qarışmasına nail (Bunun üçün bu tərkibləri təşkil edən komponentlərin hissələri çox xırda dənəciklər "tozluqlar" alınana kimi əzilir və qarışdırılır) və sıx həcmli tərkibləri almaqdır. Bundan sonra həmin tərkiblər ampuladan çıxarılmış və xüsusi təmizlənmiş qabda yenidən əzilərək toz halına gətirilmişdir.

Toz halına salındıqdan sonra həmin maddələr xüsusi preformaya doldurulmuş və presləmə prosesi aparılmışdır. Qeyd edək ki, bu əməliyyat zamanı texnologiya prosesinin bütün əməliyyatlarına riayət olunmuşdur.

Lantonid elementlərinin iştirakı ilə olan üçlü birləşmələrin alınmasının əsasını həmin materialların ərimə temperaturunda aşağı temperaturalarda isti yapışdırma üsulu təşkil edir. Bu üsulla toz halında olan komponentlərin müxtəlif növ çoxfazlı kombinasiyalarda alırlar. Bu materialların alınmasında başlanğıc komponentinin təmiz dərəcəsi və nisbətlərindən, fiziki-kimyəvi xassələrindən, dayanıqlı olmasından, kimyəvi tərkibindən asılı olaraq müxtəlif xassələri materiallar almaq mümkündür.

Yüksək tərtibdən sıxlığa malik material almaq üçün başlanğıc komponentlər kifayət qədər çox kiçik ölçülərdə (dənəciklər) xırdalanmalıdır. Adətən dənəciklərin ölçüləri $0,5 \div 5 \mu\text{m}$ tərkibində olur. Komponentlərin dənəcikləri nə qədər kiçik olarsa bir o qədər yaxşı reaksiya gedər və həm də fiziki-kimyəvi xassələri, mikrobərkliyi və mexaniki xassələri yaxşılaşır. İri dənəciklərdən düzəldilmiş materiallar isə mexaniki cəhətdən kövrək olmaqla bərklik hissəsindən arasındakı möhkəmlik zəifləyir və fiziki xassələrin sabitliyi pozulur.

Hazırkı parametrlərin alınması üçün verilmiş komponentlər mexaniki vibrasiya üsulu ilə təkrar olaraq qarışdırılır. Bu zaman, bəzən aktivləşdirici süni kristallaşma mərkəzi yaradılır və istiqamətlənmiş qabaqcadan nəzərdə tutulmuş xassələrə malik kristallar alınmasında vasitəçi rolunu oynayır, əlaqələndirici vasitə kimi götürülmüş komponentləri nəmiş halda qarışdırılır. Qarışdırma soyuq və isti vəziyyətdə bir neçə dəfə təkrar olunur. Sonra bu toz halında olan qarışığı xüsusi presforma içərisinə töküüb presləmə aparırlar.

Presforma xüsusi həndəsi ölçülərdə hazırlanır. Presləmə prosesini yaxşı aparmaq üçün əlaqələndirici vasitə kimi polivilin spirtindən istifadə olunur.

Presləmə iki etapda aparılır:

I – etap aşağıdakı kimi aparılır: soyuq presləmə $P=7,0 \text{ ton/sm}^2$ təzyiq altında $t=5$ dəqiqə müddətində saxlanılır və sonra çıxarılır.

II – etap. Bu etapda isə isti presləmə prosesi aparılır. Burada presformanı xüsusi qızdırıcı vasitəsilə təzyiqi temperatura qədər qızdırılır və s. $T=5$ dəqiqə müddətində $p=4,6 \text{ ton/sm}^2$ təzyiq altında saxlanılır.

Soyuq presləmə özü adətən iki növə bölünür: quru və soyuq presləmə. Quru presləmədən daha çox istifadə olunur. Bu halda daha yüksək təzyiqdən istifadə olunur və toz halında olan maddə rütubət $12 \div 15\%$ olan hal normal hesab olunur.

Maddələrin hazırlanması yuxarıda göstərdiyimiz kimi hazırlanmış və sonradan soyuq və isti presləmə üsulu ilə preslənmişdir.

Maddələrin homogenlik yaratmaq üçün presləmədən sonra $t=680^\circ\text{C}$ temperaturda $t=200$ saat ərzində dəmləmə aparılmışdır.

Alınmış NdSnTe_2 üçlü birləşməsinin kristallik quruluşunu qəfəs parametrlərini, şexiometrik tərkibin düzgünlüyünü və maddənin bircinsliliyini təyin etmək üçün rentgenoqrafik tədqiqat aparılmışdır. Bu birləşmənin kristal quruluşu qəfəs sabitləri $a=6,262 \text{ \AA}$ müəyyən edilmişdir.

ƏDƏBİYYAT

1. M.İ.Murquzov., Ş.F.Sərdarov., Z.Z.Nəcəfova., C.T.Səfərova. Azərbaycan Kimya İnstitutu 2011, 2, s. 148.
2. Абрикосов И.Х., Шелимова Д.И. Полупроводниковые материалы на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$. М., “Наука” 1977, 167 с.

ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В РАЗЛИЧНЫХ ФАЗАХ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

М. А. Асланов, Ф. Ш. Мамедов, И. М. Исмаилов.

Азербайджанский Архитектурно-Строительный Университет

В этой работе исследуется электромеханическое преобразование в нематических жидких кристаллах. Подавалось переменное электрическое поле и регистрировался звук, возникающий в образце жидкого кристалла. Электроклинный эффект возникает в SmC^ - фазе в близи разового перехода под действием поля в образце возникает поток, который сдвигает пластины ячейки. Для выяснение особенностей электромеханического преобразования в различных фазах жидкого кристалла исследованы параметры изучаемых звуковых колебаний образца при различных температурах.*

В последнее время появились работы, в которых исследуется электромеханическое преобразование в нематических жидких кристаллах (НЖК). На ориентированный планарный образец НЖК с положительной анизотропией диэлектрической проницаемости подавалось переменное электрическое поле и регистрировался звук, возникавший в образце жидкого кристалла (Ж.К.) [1]. В качестве причины его возникновения обычно называют переориентацию директора. Однако теория, описывающая подобное явление не предлагается. Электромеханическое преобразование сегнетоэлектрических жидких кристаллах (СЭЖК) описано более подробно [2]. Батои и Якли предложена теория линейного электромеханического эффекта в СЭЖК (3). Они показали, что благодаря хиральности и двуосности SmC^* - фазы в ней возможны кросс-эффекты между диэлектрической релаксацией и вязким течением. Под действием поля в образце такого Ж.К. возникает поток, который сдвигает пластины ячейки. Индуцированный внешним полем поток в образце с планарной ориентацией описывается уравнением.

$$\rho \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[-\mu(x) \frac{\partial V}{\partial t} - \gamma(x) \frac{\partial E}{\partial t} \right] \quad (1)$$

где ρ - плотность жидкого кристалла, V - скорость потока, $\mu(x)$ - коэффициент эффективной вязкости, $\gamma(x)$ - эффективный коэффициент электромеханической связи.

$$\begin{aligned} \mu(x) &= \mu_{11} + \mu_5 \sin^2 \varphi(x) \cos^2 \varphi(x) \\ \gamma(x) &= [\gamma_5 (\gamma_2 - 2\gamma_5) \cos^2 \varphi(x)] \end{aligned} \quad (2)$$

где $\varphi(x)$ - азимутальный угол наклона директора, μ_{11}, μ_5 - коэффициенты вязкости, γ_5, γ_2 - коэффициенты электромеханической связи. Коэффициенты $\mu(x), \gamma(x)$ зависят от конфигурации поля директора вдоль толщины образца.

Для выяснения особенностей электромеханического преобразования в различных фазах ЖК нами исследованы параметры излучаемых звуковых колебаний образца ЖК при различных температурах.

Эксперимент проводится на трех смесях. Каждая из них состояла из ахирального смектика С и хиральной добавки.

Смесь I Последовательность и температуры фазовых переходов:

$I \rightarrow 120, S \rightarrow N^* \rightarrow 106 \rightarrow SmA^* \rightarrow 66 \rightarrow SmC^* \rightarrow Cr$

Спонтанная поляризация $13,5 \text{ нК/см}^2$ при $t=46 \text{ }^\circ\text{C}$

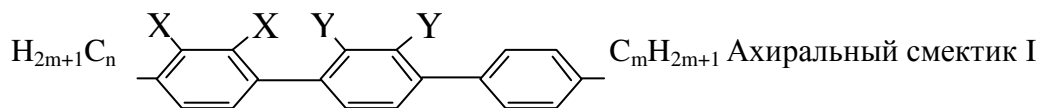
Смесь II Последовательность и температуры фазовых переходов:

$I \rightarrow 83 \rightarrow N^* \rightarrow 72 \rightarrow SmC^* \rightarrow Cr$.

Спонтанная поляризация 12 нК/см^2 при $t=46 \text{ }^\circ\text{C}$

Смесь III Последовательность и температуры фазовых переходов:

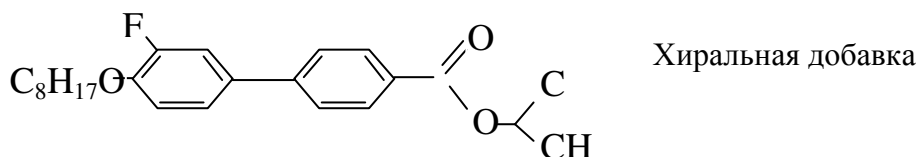
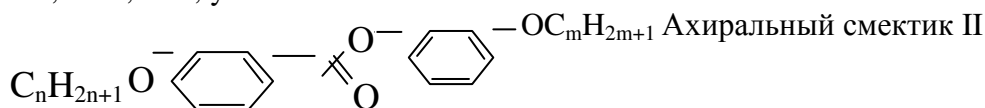
$I \rightarrow 106 \rightarrow N^* \rightarrow 99 \rightarrow SmA^* \rightarrow 41.5 \rightarrow SmC^* \rightarrow Cr.$
 Спонтанная поляризация 23.3 нК/см^2 при $t=21 \text{ }^\circ\text{C}$



$n=5, m=7, x=F, y=H-25\%$

$n=5, m=7, x=H, y=F-50\%$

$n=7, m=5, x=F, y=H-25\%$



СЭЖК помещался в ячейку, состоящую из двух плоскопараллельных стекол с прозрачными электродами. Площадь пластин ячеек была не менее $6,6 \text{ см}^2$. Толщина ячеек задавалась спейсерами и состояла 7 мкм . Для создания в ячейке планарной ориентации ЖК, подбирались специальные граничные условия. Помимо интенсивности звука измерялась емкость ячейки образца.

Полученные результаты и их обсуждение

В температурном интервале существования нематической и смектической А-фаз интенсивность звука меняется незначительно и сопровождается не большим изменением емкости. Согласно теории электростатических преобразователей, содержащих изотропной диэлектрик [4], амплитуда смещения пластин ячейки пропорциональна емкости преобразователя, что и наблюдается в нематической и смектической А-фазах. По-видимому, эти фазы при электромеханическом преобразовании не проявляют своей специфики.

В спектре изучаемого звука было обнаружено много гармоник. Следовательно электромеханический отклик СЭЖК на внешнее поле является нелинейным. Для выявления механизмов возникновения звука, специфичных для мезофазы были проведены исследования полевой зависимости первой и второй гармоник изучаемого звука.

При исследовании электромеханического отклика обнаружены нелинейные свойства образца сегнетоэлектрического жидкого кристалла. Экспериментально показано, что электроклинный эффект- основная причина возникновения звука в SmC^* фазе вблизи фазового перехода. Наблюдаемая квадратичная зависимость амплитуды второй гармоники звука от напряженности поля определяется взаимодействием между электрически заряженными пластинами ячейки, а не спецификой мезоморфного состояния. Обнаружен эффект подавления первой гармоники, который не обходимо учитывать при изучении механизмов возникновения электромеханического эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kim Y.J., Patel J. S. / Appl. Phys.Lett.V. 75. P 1985
2. Jakli A., Bata L. / Lig. Cryst. 1990V.7P. 105
3. Jakli A., Bata L., Buka A. Eber N. / Ferroelektrics. 1984 V. 59.P. 145
4. Пивненко М. М., Федоряко О. П., Семиноженко В. П. Укр.физ. жур. 1997.

ReOFeAs TIPLİ BİRLƏŞMƏLƏRİN MAQNİT XASSƏLƏRİ VƏ TƏZYİQİN BÖHRAN TEMPERATURUNA TƏSİRİ

F.Ş. Məmmədov, M.Ə. Aslanov, İ.M. İsmayılov, Y.M. Zeyniyeva
Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti

Tədqiqat nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, FeAs birləşmələrində maqnit nizamlılığını kupratlarda olduğundan kəskin fərqlənir. Kupratlarda dopinqləşmə uzaq maqnit nizamlılığın dağılmasına səbəb olur və ifratkeçirici halın yaranmasına gətirir. Dopinqləşmiş $LaO_{1-x}F_xFeAs$ ($T_c=26K$) ifratkeçiricisinin tədqiqi maqnit uzaq tərtibin olmadığını göstərdi. Ölçmələr nəticəsində təzyiqin bu sistemlərdə T_c -nin artmasına səbəb olduğu müəyyənlanmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, müxtəlif təzyiqlərdə $\rho(T)$ və struktur faza və ifratkeçiricinin T_0 temperaturundan asılılığına əsasən qurulmuş faza diaqramı dopinqləşmiş $LaO_{1-x}F_xFeAs$ birləşməsinin faza diaqramı ilə oxşardır.

ReOFeAs birləşmələri stexiometrik tərkibdə antiferromaqnetikdirlər. LaOFeAs nümunəsində maqnit nizamlılığının olmasının mümkünlüyü elektrik müqavimətinin və maqnit qavrayıcılığının temperatur asılılığında $T \approx 150$ K ətrafında anomaliya olmaqla özünü göstərdi. Bu temperaturda tetraqonal fazadan ortorombik fazaya struktur keçidi müşahidə olunur. Əvvəl elə ehtimal olunurdu ki, bu temperaturda maqnit nizamlılığını baş verir.

FeAs birləşmələrində maqnit nizamlılığını kupratlarda olduğundan kəskin fərqlənir. Kuprat birləşmələri stexiometrik tərkibdə əsas təbəqələrdə adi antiferromaqnit nizamlılığını göstərir ki, Cu atomunda maqnit moment qonşu mis alt qəfəsdəki momentlərə antiparaleldir və bu zaman dopinqləşməmiş birləşmələr izolyatorlardır.

Qeyd edildiyi kimi, kupratlarda dopinqləşmə uzaq maqnit nizamlılığının dağılmasına səbəb olur və ifratkeçirici halın yaranmasına gətirir. Anoloji situasiya FeAs sistemlərində də olur. Dopinqləşmiş $LaO_{1-x}F_xFeAs$ ($T_c=26K$) ifratkeçiricisinin tədqiqi maqnit uzaq tərtibin olmadığını göstərdi. Beləliklə, kupratlarda olduğu kimi, bu birləşmədə ifratkeçiricilik maqnit faza keçidinin yaxınlığında əmələ gəlir ki, buda antiferromaqnit fluktasiyaların vacib rolunun olduğunu göstərir. Maqnit nizamlılığını başqa bir stexiometrik birləşmədə NdOFeAs ($T_N=141K$) –də də müşahidə olunur.

Hər iki birləşmədə ($Re=La.Nd$) maqnit momentinin qiyməti T -nin kiçik qiymətlərində bir Fe atomu qədər anomal kiçik olur: La üçün $0.3\mu B$ və Nd birləşməsi üçün $0.25\mu B$ -dir, lakin nəzəriyyəyə görə $\sim 2\mu$ olmalıdır. Bu fakt hələlik problem olaraq qalır.

Fe atomlarında orta maqnit momentinin anomal kiçik olması problem bir çox müəlliflər tərəfindən araşdırılmışdır. Messbauer spektroskopiyası metodu ilə altqəfəsin maqnitlənməsinin parameter tərtibinin temperatur asılılığını dopinqləşməmiş LaOFeAs birləşməsində ölçülmüş və ətraflı təhlil edilmişdir. Bu iki ölçmə nəticəsində Fe atomunda orta maqnit moment təyin edilmişdir ki, onun da qiyməti $0.25\mu B$ -dur.

Stexiometrik birləşmələrin dopinqləşməsi zamanı maqnit nizamlılığını temperaturu T_N tədricən düşür və sistemlə ifratkeçirici hal yaranır. Maqnit nizamlılığını ilkin tetraqonal fazanın struktur yox olmasına və ortorombik fazaya keçməsi ilə müşayət olunur. Hər üç maqnit, struktur və ifratkeçirici fazanın sərhəddini (T, x) müstəvisində qurmaq maraqlıdır. Qeyri-dəqiq yaxınlaşmada maqnit və ortorombik faza bu müstəvidə üst-üstə düşür, lakin onların sərhəddini detallarına kimi dəqiq təyin etmək kifayət qədər çətinidir.

Dəqiq aparılmış analiz göstərir ki, ifratkeçiricilik uzaq maqnit tərtibi olmadıqda, X ortorombik fazada olduqda başlayır.

FeAs sistemlərində ifratkeçiriciliyin kəşfindən az sonra məlumat yayıldı ki, təzyiq bu sistemlərdə T_c -nin artmasına səbəb olur. Aparılan tədqiqatlar nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, $LaO_{1-x}F_xFeAs$ ($T_c=26K$) birləşməsində $x=0.11$ olduqda təzyiq $4QPa$ olduqda T_c maksimum $43K$ olur. Belə təklif olunmuşdur ki, bu qəfəsin sıxılması nəticəsində olur.

Həqiqətən də ReOFeAs birləşmələrində nadir torpaq elementləri La atomu ilə müqayisədə kiçik radiusa malikdirlər və onlar üçün T_c əhəmiyyətli dərəcədə, 50K-dən böyükdür. LaOFeAs birləşməsində yüksək təzyiqlərdə, 29QPa qədər təzyiqlə elektrik müqaviməti ölçülmüşdür.

Müəyyən olunmuşdur ki, müxtəlif təzyiqlərdə $\rho(T)$ və struktur faza və ifratkeçiricinin T_0 temperaturundan asılılığına əsasən qurulmuş faza diaqramı, dopinqləşmiş $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ ($T_c=26\text{K}$) birləşməsinin faza diaqramı ilə oxşardır. Bu oxşarlıq onunla izah oluna bilər ki, oksigenin florla əvəz olunması qəfəs parametrlərinin kiçilməsinə gətirir. Belə ki, $x=0.05$ olduqda elementar özəyin $0.14186(\text{nm})^3$ həcmi dəyişir və bu zaman $T_c=24\text{K}$ olan ifratkeçiricilik alınır. Elementar özəyin təzyiqdən asılılığına görə həcm bu dəyişməsi $\sim 0.3\text{QPa}$ uyğundur. Aydın ki, oksigenin florla əvəz edilməsi nəticəsində həcm dəyişməsi struktur və maqnit faza keçidinə təzyiqli və ifratkeçiriciliyin yaranması xarici təzyiqlə təsirindən daha effektivdir. Müəyyən olunmuşdur ki, təzyiqli nəticəsində T_c -nin dəyişməsi qəfəs parametrlərinin dəyişməsi ilə əlaqədardır. Yüksək təzyiqlərdə ($P>10\text{QPa}$) qəfəs parametrləri və T_c $\text{LaO}_{0.9}\text{F}_{0.1}\text{FeAs}$ birləşmələrində təzyiqdən xətti asılı olaraq azalır.

ƏDƏBİYYAT

1. Садовский М. В. У.Ф. Н. 178, 1243 (2008)
2. Изюмов Ю.А. Курмаев Э. З. У.Ф. Н. 178 ,25 (2008)
3. Лапкин А. И. , Овчинников Ю. Н. Ж.Э. Т. Ф.,47, 1136(1964)
4. Ю. А. Изюмов, Э. З. Курмаев “Высокотемпературные сверхпроводники на основе FeAs соединений.” Москва 2009.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $\text{TlGa}_x\text{In}_{1-x}\text{Se}_2$

С.Х. Агаева

Национальная Академия Авиации

О спектрах ФЛ нелегированного TlInSe_2 и TlGaSe_2 сообщено в [1-3]. В данной работе приведены экспериментальные результаты исследования спектров возбуждения (СВЛ) и фотолуминесценции (ФЛ) твердых растворов $\text{TlGa}_x\text{In}_{1-x}\text{Se}_2$ составов $x=0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; \text{ и } 1,0$.

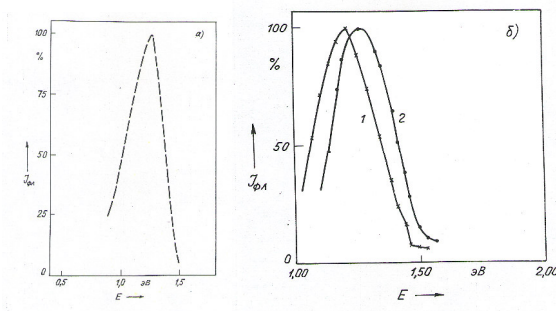


Рис. 1 Спектр излучения твердых растворов $\text{TlGa}_x\text{In}_{1-x}\text{Se}_2$ при 85K и $\lambda_{\text{возб}}=570$ нм. x : 1-0,9; 2- 0,8

Исследования спектров возбуждения луминесценции (СВЛ) и ФЛ проводились на экспериментальной установке описанной в [4]. Для исследований были приготовлены образцы составов $x=0,6; 0,7; 0,8; 0,9; \text{ и } 1,0$ толщиной 1-2мм, длиной 5-6 мм и шириной 5-6мм. Кристаллы возбуждались светом из области $300 \div 700$ нм. При возбуждении из области $380 \div 600$ нм в образцах составов 1,0; 0,9; 0,8 наблюдается

одна полоса излучения с максимумом $\lambda_{изл}^{макс} = 1025 \text{ нм}$ ($E_{изл}^{макс} = 1,25 \text{ эВ}$) и полушириной $\Delta E = 0,30 \text{ эВ}$, взятая на уровне 50% от максимума излучения (рис. 1 а, б). Было установлено, что изменение интенсивности возбуждающего излучения в несколько порядков существенно не влияет на спектральный состав данной ФЛ.

Выявлено, что, при возбуждении образца состава $TlGa_{0,7}In_{0,3}Se_2$ светом из области $\lambda_{возб} = 400 \pm 500 \text{ нм}$ наблюдается сложный спектр с максимумами $\lambda_{изл}^{макс} = 960 \text{ нм}$ ($E_1 = 1,290 \text{ эВ}$); $\lambda_{изл}^{макс} = 921 \text{ нм}$ ($E_2 = 1,345 \text{ эВ}$); $\lambda_{изл}^{макс} = 870 \text{ нм}$ ($E_3 = 1,425 \text{ эВ}$); $\lambda_{изл}^{макс} = 808 \text{ нм}$ ($E_4 = 1,535 \text{ эВ}$); $\lambda_{изл}^{макс} = 698,5 \text{ нм}$ ($E_5 = 1,775 \text{ эВ}$). При возбуждении тех же образцов светом с $\lambda_{возб} = 600 \text{ нм}$, пик ($\lambda_{изл}^{макс} = 698,5 \text{ нм}$ ($E_5 = 1,775 \text{ эВ}$)) в спектре исчезает.

Максимум спектров возбуждения в обоих составах совпадает и соответствует $\lambda_{изл}^{макс} = 570 \text{ нм}$ ($E_{возб}^{макс} = 2,175 \text{ эВ}$) с полушириной $\Delta E = 0,56 \text{ эВ}$. Смещение полосы излучения по отношению к полосе возбуждения (стоксовое смещение) составляет $\Delta E = 0,92 \text{ эВ}$. Максимум спектров ФЛ, возбуждаемые данной полосой также близки друг другу и составляют для состава $x = 0,9$ $\lambda_{изл}^{макс} = 1,025 \text{ нм}$ ($E_{изл}^{макс} = 1,210 \text{ эВ}$) и для состава $x = 0,8$ $\lambda_{изл}^{макс} = 992 \text{ нм}$ ($E_{изл}^{макс} = 1,25 \text{ эВ}$) соответственно, что указывает на энергетическую и пространственную близость центров излучения. В кристаллах $TlGa_xIn_{1-x}Se_2$ состава $x \leq 0,7$ излучение не наблюдается, хотя их спектр возбуждения охватывает область длин волн $\lambda_{возб} = 380 \pm 600 \text{ нм}$. Это может быть связано с тем, что, излучение данных составов лежит вне области чувствительности используемой экспериментальной установки ($\lambda \geq 1200 \text{ нм}$).

На рис. 2 приведены температурные зависимости интенсивности ФЛ ($\lambda_{изл}^{макс} = 1,025 \text{ нм}$) для составов $TlGa_{0,9}In_{0,1}Se_2$ и $TlGa_{0,8}In_{0,2}Se_2$, возбуждаемых светом длиной волны $\lambda_{возб} = 570 \text{ нм}$. Температурная зависимость интенсивности ФЛ подчиняется известному правилу Мотта [5]

$$\eta = \frac{1}{1 + C \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)} \quad (4.1)$$

где η - квантовый выход люминесценции. Полагая что η пропорционален измеренному сигналу можно построить зависимость $\lg\left(\frac{1}{\eta} - 1\right)$ от $10^3/T$ для составов $x = 0,9; 0,8$, наклон которой дает энергию равным $E_1 = 0,11 \text{ эВ}$ ($x = 0,9$) и $E_2 = 0,22 \text{ эВ}$ ($x = 0,8$ эВ).

Экспериментальные результаты показывают, что спектры СВЛ и ФЛ исследуемых твердых растворов обладают некоторыми особенностями по сравнению с подобными спектрами обычных твердых растворов. Рассмотрим эти особенности.

Твердые растворы $TlGa_xIn_{1-x}Se_2$ со стороны $TlGaSe_2$ при $x = 1,0; 0,9$ и $0,8$ возбуждаются светом полосой с $\lambda_{возб}^{макс} = 570 \text{ нм}$ ($E_{возб}^{макс} = 2,175 \text{ эВ}$) и с полушириной $\Delta E_{1/2} = 0,56 \text{ эВ}$. Излучение происходит в области, смещенной от СВЛ на $0,92 \text{ эВ}$ (стоксовое смещение) и имеет максимум при $\lambda_{изл}^{макс} = 1025 \text{ нм}$ ($E_{изл}^{макс} = 1,210 \text{ эВ}$).

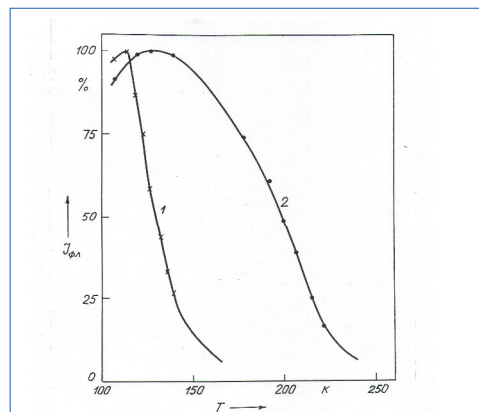


Рисунок 2. Температурная зависимость ФЛ твердых растворов $TlGa_xIn_{1-x}Se_2$ $\lambda_{возб} = 570 \text{ нм}$, $\lambda_{изл} = 1,025 \text{ нм}$; x : 1-0,9; 2-0,8

Изменение интенсивности возбуждающего излучения на несколько порядков существенно не влияет на спектральный состав данного излучения.

В кристаллах $TlGa_xIn_{1-x}Se_2$ состава $x=0,7$ и $x=0,6$ спектры излучения усложняются в зависимости от области спектров возбуждения; в спектрах ФЛ появляются несколько максимумов, положение и интенсивность которых зависит от длины волны возбуждения ФЛ. Температурная зависимость ФЛ имеет активационный характер, подчиняющийся правилу Мотта.

Таким образом, из приведенных экспериментальных фактов можно сделать следующие выводы:

1. Постоянство спектров СВЛ и ФЛ в твердых растворах $TlGa_xIn_{1-x}Se_2$ в области $x=(1,0 \div 0,8)$, т.е. со стороны $TlGaSe_2$ в спектрах возбуждения и излучения показывает, что доминирующую роль в твердом растворе играет $TlGaSe_2$. Другими словами, в излучательных переходах в данных твердых растворах в указанной области x , соединение $TlGaSe_2$ в твердом растворе $TlGa_xIn_{1-x}Se_2$ играет роль основной матрицы. На это указывает также и тот факт, что максимум СВЛ ($\lambda_{\text{возб}}^{\text{макс}} = 2,17 \text{ эВ}$) совпадает по величине с шириной запрещенной зоны $TlGaSe_2$, определенной различными способами: как по ФП, так и по экситонному поглощению [2,6].

2. Близость максимумов ФЛ для разных составов твердых растворов $TlGa_xIn_{1-x}Se_2$ ($x > 0,7$) возможно в случае, когда излучательные переходы происходят на уровне или совокупности уровней, расположенных энергетически близко (вероятнее всего пространственно) друг другу и с энергией активации $E=1,25 \text{ эВ}$. О наличии таких уровней в аналогах $TlGaSe_2 - TlInSe_2$ с энергией активации $\Delta E = 0,9 \div 1,2 \text{ эВ}$ по результатам исследований спектров ФЛ и ФП, оптического поглощения, прыжковой проводимости сообщалось в [2, 6-8]. Действительно, при наличии таких примесных зон, при их активации в излучательных переходах максимум спектра ФЛ будет оставаться постоянным (или изменяться незначительно) что и наблюдается на эксперименте. Как известно, полуширина спектров ФЛ исследуемых объектов составляет $\Delta E_{1/2} = 0,56 \text{ эВ}$, что значительно превосходит ширину данной примесной зоны $\Delta E = 0,3 \text{ эВ}$ [3, 6] и во вторых, изменение температуры из за опустошения примесных зон должно привести к резкому изменению спектров ФЛ, что не наблюдается на эксперименте.

В работе [6] отмечается наличие большого числа собственных дефектов в $TlGaSe_2$, которые образуют хвост плотности состояний. Результаты настоящей работы позволяют сделать заключение об автолокализации электронных возбуждений для исследуемой полосы люминесценции как в чистых, так и в твердых растворах исследуемых кристаллов. Действительно, независимость полос люминесценции от матрицы, одинаковый ход температурного тушения, малость величины постоянной затухания, большое стоксовое смещение и большая ширина полосы люминесценции позволяет предположить, что наблюдаемая люминесценция является внутрицентровым и может быть обусловлена автолокализованными экситонами (АЛЭ) или на языке диаграмм Франка-Кондона—это экситонное поглощение с последующим движением атомов к новому равновесию. В пользу этого говорит также и выполнение правила Урбаха [9] для крайнего состава $TlGaSe_2$ с характеристической постоянной $\delta_0 \leq 1$ и энергией оптических фотонов $h\omega = 27 \text{ мэВ}$, участвующих в формировании края оптического поглощения. Как известно, при теоретическом обосновании правила

Урбаха [10-11] условия $\delta_0 \leq 1$ принимается в качестве критерии автолокализации. О наличии экситонных состояний в соединениях $TlGaSe_2$ имеется достаточно сведений [2, 3, 4]. Более вероятно представляется самозахват электронов, если состояния зоны кристаллов проводимости имеет смещенный S и d-характер, что может иметь место и для кристаллов, например $TlGa_xIn_{1-x}Se_2$. К сожалению нет данных об измерениях ФЛ при поляризованном свете которые свидетельствовали бы об одного или разных состояний данного центра излучения .

Исследования ФП твердых растворов $TlGa_xIn_{1-x}Se_2$ также указывает на автолокализацию экситонов. Как следует из результатов приведенных в [12], ФП в кристаллах $TlGa_xIn_{1-x}Se_2$ составов $x=0,9; 0,8$ и $1,0$ имеет максимум при температуре, при которой люминесценция значительно потушено. Начальный участок нарастания ФП и вероятность тушения ФЛ описываются одной экспоненциальной зависимостью. Значение энергии активации разных кристаллов твердого раствора ($x=1;0,9;0,8$) колеблется в пределах $0,11-0,22$ эВ. Сигнал ФП пропорционален сигналу люминесценции. Спектр возбуждения ФП совпадает с краем поглощения, а рост ФП приходится на область тушения люминесценции. Таким образом ФП, возбуждаемая в полосах фундаментального поглощения соединений типа $TlGaSe_2$, появляется после распада центра, ответственного за ФЛ

ЛИТЕРАТУРА

1. Тагиров В.И., Бахышов А. Э. , Собеих М.А., Ахмедов А.М., Салманов Д.М. // Известия ВУЗ ов СССР, Физика-1978-№ 11, с. 131-132
2. Абуталыбов Г.И., Ларионкина Л. С., Рагимов М.А.//ФТТ. 1989, т.31, в.11, с. 312,- 313.
3. Абдуллаева С. Г.Беленкий Г.Л. Мамедов Н.Т. // ФТП.-1981.- т. 15. №5.- с. 943-948
4. F.A.Rustamov, N.H.Darvishov and at all Jounal of Luminescence, v.131, 2011, p,2078-2082.
5. Мотт.Н., Девис С. Л Электронные процессы в некристаллических веществах: пер. с англ. Под ред.Коломийца Б.-М. Мир. 1074, 472с
6. Бахышов А.Э., Мусаева Л.Г., Лебедев А.А., Якобсон М.А.// ФТП 1975, т.9, № 8, с.1548-1551
7. Мустафаева С.Н. Асадов ,М.М. // Изв. АН. Неорганические материалы, 1990, т.26 №7,с. 1564-1565.
8. Мусаева Л.Г., Бахышов А. Э. Гасанлы Н.М. , Халафов З.Д.// Уч. Записки АГУ 1975, 9., с.библ.8 назв.(рукопис деп. В ВИНТИ) 17/11-75г.№ 3282-15 деп.
9. Бахышов А. Э. // Автореферат дис. на соиск. уч. ст. докт. физ. мат. наук. Баку, 1985, 37с.
10. Вишневский В.Н. , Кулитский В.М. , Пидзорайло Н.С., Толчинская Р.М. // Укр. Физ. Журн. 1972, т.17, в.8, с. 1233-1238.
- 11./ Bernardt Hj/// Phys /Stat/ Sol/ (a) 1977N 40/-N 1/-h/257-264
12. Guseynov G.D., Aliyev R.A., Aliyeva M. Kh., Najafov A.I. // Bull. Soc/Chemique de France/ 1085, No 2, p. 142-146

Gd_xSn_{1-x}Se SİSTEMİNİN TERMOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Ş.S. İsmayilov¹, L.Ə. Quliyeva¹, M.S. Murquzova²

¹Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

²AMEA Fizika institutu

Gd_xSn_{1-x}Se sisteminin X=0, 000; 0,005 və 0,050 tərkibli monokristallarının otaq temperaturunda termoelektrik xassələri: termoelektrik hərəkət qüvvəsi; istilik keçirmə əmsalı və elektrik keçiriciliyi tədqiq edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, tərkiblərdə Gd metal atomları Gd_xSn_{1-x}Se sisteminin kinetik parametrlərinin dəyişməsinə donor tipli aşqar kimi təsir edir. Alınan tərkiblər kompensasiya olunmuş yarımkəçiricidir və tərkibdə Gd-nun miqdarından asılı olaraq keçiricilik tipinin dəyişməsi müşahidə olunur.

Qalay selenid xalkogenidlərini müxtəlif element atomları ilə aşqarlamaqla (İn, Te, Br və s.) onların elektrik aktivliyini artırmaq və tənzimləmək mümkündür. Onların bəzi tərkiblərindən termoelektrik çeviricilərin hazırlanmasında istifadə olunur [1, 2]. A^{IV} B^{VI} qrup xalkogenidlərinin, o cümlədən Sn Se birləşməsinə ağır metal atomları ilə aşqarladıqda onların termoelektrik xassələri yaxşılaşır və aşqarların təbiətindən və miqdarından asılı olaraq müxtəlif fiziki xassələrə: yarımkəçirici, dielektrik, yarımmaqnit, termoelektrik xassəli materiallar əldə etmək mümkündür. Nadir torpaq metal aşqarları bu qəbildəndir.

Nadir torpaq metal atomlarının iştirakı ilə alınan yeni maddələr öz spesifik fiziki xassələri ilə fərqlənilirlər. Onların iştirakı ilə olan tərkiblərdə kinetik parametrlərin kəskin dəyişməsi və həm də keçiricilik tipinin dəyişməsi müşahidə olunur. Buna səbəb nadir torpaq metal atomlarının elektron quruluşunda olan daxili 4f səviyyələrində mütəhərrik elektronların olmasıdır [3].

Bu səviyyədə olan elektronların asanlıqla f→d→s keçidini yaradması hesabına onların valentliyi dəyişir ki, bu da kinetik parametrlərin dəyişməsinə kəskin təsir göstərir. Sn Se birləşməsinə əvəzetmə üsulu ilə daxil etdiyiniz Gd metal atomları da bu qəbildəndir və onların tədqiqi maraq kəsb edir. Bu göstərilənləri nəzərə alaraq Gd metalı ilə aşqarlanmış Gd_xSn_{1-x}Se sistem bərk məhlullarının termoelektrik xassələri tədqiq edilmişdir.

Təcrübənin aparılması

Gd_xSn_{1-x}Se sistem əzintilərindən x=0,000; 0,005 və 0,050 tərkibli nümunələri sintez edilmiş və sonradan xüsusi ampulalara doldurularaq onların istiqamətlənmiş ərimə zonası üsulu ilə monokristalları alınmışdır. Tərkiblərdə homogenlik yaratmaq üçün onlar üfüqi vəziyyətdə qızdırıcı içərisinə yerləşdirilmiş və T=620K temperaturunda t=240 saat saxlanılmışdır. Bundan sonra nümunələrin fiziki – kimyəvi analizi, rentgenoqrafik, DTA –i aparılmışdır. Analiz nümunələrin verilmiş stexiometrik tərkiblərə uyğun olduğunu göstərmişdir. Tərkiblərin parametrləri kompensasiya üsulu ilə ölçülmüş və təcrübədə buraxılan xətalər 4,6%-dən çox olmamışdır.

Təcrübənin analizi

Alınmış tərkiblərin otaq temperaturunda termoelektrik xassələri: termoelektrik hərəkət qüvvəsi - ϵ , istilik keçiriciliyi- χ , elektrik keçiriciliyi təcrübədə ölçülmüş və analiz edilmişdir.

Tərkiblər haqqında daha geniş məlumat əldə etmək üçün onların Holl əmsalları ölçülmüş və yükdaşıyıcıların konsentrasiyası-p; Holl yürüklüyü təyin edilmişdir. Otaq temperaturunda alınan qiymətlər cədvəldə verilmişdir.

Tərkiblər	R (sm ³ /Kl)	P (n) Sm ⁻³	δ (om sm) ⁻¹	U Sm ² /VS	£ (mkv/k)	10 ⁻³ χ (vt/sm k)
x=0,000	2,105	3x10 ¹⁸	76	160	405	18,7
x=0,005	9,88	0,63x10 ¹⁸	5,43	54	297	16,21
x=0,050	-13,42	0,50x10 ¹⁸	3,28	44	-219	14,97

Buradan göründüyü kimi tərkiblərdə Gd metalının miqdarından asılı olaraq yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və Holl yürüklüyü kəskin dəyişir və azalır. Bu iki parametrenin eyni zamanda azalması onu göstərir ki, tərkiblərdə Gd metal atomlarının konsentrasiyası artdıqca İon rabitənin faiz nisbəti artır. Bu səbəbdən tərkiblərin elektrik keçiriciliyi kəskin azalır. Digər tərəfdən cədvəldən göründüyü kimi tərkiblərdə Gd metal atomlarının konsentrasiyası artdıqca onların istilik keçirmə əmsalının qiyməti azalır. Bu isə tərkiblərdə Gd metal atomlarının miqdarına uyğun əlavə səpilmə mərkəzlərinin yaranması hesabına ümumi istilikkeçirmə əmsalının azalması kimi izah olunur. Holl əmsalının və termoelektrik hərəkət qüvvəsinin qiymətlərindən və işarələrindən göründüyü kimi, tərkiblərdə Gd metalının miqdarının artmasına mütənəşib olaraq tərkiblərdə olan defektlərin konsentrasiyası azalır. Bu səbəbdən Holl əmsalının qiyməti artır. Digər tərəfdən tərkiblər kompensasiya olunmuş yarımkeçiricilər olduğundan onların ümumi termoelektrik hərəkət qüvvəsinin qiyməti nisbətən kiçikdir. X=0,050 tərkibli nümunədə isə Holl əmsalının və termoelektrik hərəkət qüvvəsinin qiymətləri işarəsinin müsbətdən mənfiyə dəyişir. Bu isə alınan tərkibin tam kompensasiya olunmuş yarımkeçirici olduğunu göstərir.

ƏDƏBİYYAT

1. Под ред. Жузе В.П. Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов, Изд. Наука. Л. 1923, с.302
2. Э.М.Годжаев, Г.С.Джафарова о коротких особенностях лантаноидов и соединений на их основе. Az TU. Elmi xəbərlər, 2008, № 1, cild VII (25) s. 3-9, Bakı, 2008.
3. М.И. Мургузов Состояние валентных электронов со сложных полупроводников с участием лантаноидов. Автореферат дисертр.на с поиск уч.с. Дакт.физ-мат.наук. Вильнюс-1979.

Gd Sn Se₂ BİRLƏŞMƏSİNDƏ HOLL YÜRÜKLÜYÜ VƏ TERMOMAQNİT XASSƏLƏRİ

N.T. Mövsümlü, R.F. Məmmədova, C.İ. Hüseynov
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

Məqalədə Gd Sn Se₂ birləşməsinin termomaqnit xassələrinin və Holl yürüklüyünün təcrübədən alınmış qiymətlərinin alınmış qiymətlərinin analizi verilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, bu birləşmənin termo e.h.q-nin qiymətinin dəyişməsinə maqnit sahəsi nəzərə çarpacaq dərəcədə təsir göstərir. Eninə və uzununa Nernst–Ettingqs–Qauzen effektləri qeyri adi dəyişir və bu dəyişmə fononların rezonans mərkəzlərdən səpilməsi ilə izah edilir.

Son zamanlar nadir torpaq metallarının (NTM) iştirakı ilə yüksək termoelektrik effektivliyinə malik yeni materialların alınmasına maraq xeyli artmışdır. Daha çox xalkogenidlə qrupunun NTM iştirakı ilə olan çoxkomponentli mürəkkəb birləşmə və onların bərk məhsullarının alınmasına və tədqiqinə diqqət xeyli artmışdır [1].

$Ln X - Ln_2 X_3 (Ln_3 X_4)$ xalkogenidlər qrup birləşmə və bərk məhlullarının çox geniş konsentrasiya intervalından idarə olunması bu sahədə aparılan tədqiqat işlərini xeyli artırmışdı [2,3]. Burada Ln – lantanoid X – xalkogen qrup elementləridir.

Təqdim olunan işdə $SnSe - GdSe$ sistemində birin-birə nisbətində alınan $GdSnSe_2$ birləşməsinin tədqiqindən alınan nəticələrin qısa xülasəsi verilmişdir. Bu sistemin fiziki–kimyəvi tədqiqi [3] müəlliflər tərəfindən aparılmışdır və müəyyən olunmuşdur ki, $GdSnSe_2$ birləşməsi sinquiyada kristallaşır. Ərimə temperaturu $875 S^0$ -dir.

Fiziki, elektrofiziki parametrləri isə tam öyrənilməmişdir. Gd – metalı $4f^7 5d^1 6s^2$ elektron konfigurasiyasına malikdir və ionluq radiusu $1,11 \text{ \AA}$ tərtibindədir. Gd – metalının iştirakı ilə olan xalkogenik qrupundan yeni tip və yüksək temperaturlarda işləyə bilən termogenerator materiallarının alınması gözlənilir. Ona görə bu silsilədən olan birləşmə və bərk materialların öyrənilməsi maraqlı kəsb edir. Binar xalkogenidləri 3-cü komponentlə aşkarlamaqla dahya geniş və qabaqcadan nəzərdə tutulmuş xassəyə malik yeni material almaq imkanı yaradır.

Təcrübənin aparılması

$GdSnSe_2$ -birləşməsi kristallaşdığı zaman $T=780^0C$ temperaturunda parçalandığı üçün preslənmə üsulu ilə alınmışdır. Presləmə 2 mərhələdə aparılmışdır. Maddə əvvəlcə sintez edilmiş və sonra əzərək toz halına gətirilmişdir və bundan sonra toz halına gətirilmiş maddə presformaya doldurulmuş və $p = 7,5 \cdot 10^3 \frac{kq}{sm^2}$ təzyiq altında 5 dəqiqə saxlanılmışdır. İkinci

mərhələdə isə temperaturu $T=390^0C$ olan presformada $p = 7,5 \cdot 10^3 \frac{kq}{sm^2}$ təzyiq altında 5 dəqiqə saxlandıqdan sonra çıxarılmışdır. Nümunədə tam homogenlik yaratmaq üçün yenidən ampulaya yerləşdirilmiş və vakuum yaradıldıqdan sonra üfüqi vəziyyətdə qızdırıcı içərisinə yerləşdirilmişdir. Temperaturu 620^0C olan qızdırıcıda $t=140$ saat saxlandıqdan sonra çıxarılmışdır. Nümunənin retgenoqrafik və DTA aparılmış və müəyyən olunmuşdur ki, birləşmə çox kiçik bir Sn -elementinin çatışmamazlığı ilə kristallaşır.

Nümunənin termoelektrik xassələri və yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və Holl yürüklüyü təyin edilmişdir. Ölçmələr mütləq stasionar rejimdə kompensasiya üsulu ilə aparılmışdır. Ölçmələr zamanı buraxılan xətlər $4,2\%$ -dən çox olmamışdır.

Təcrübədən alınan qiymətlərin analizi

Təcrübələr $T=300 \div 680K$ temperatur intervalında aparılmışdır. $GdSnSe_2$ birləşməsinin elektrik keçiriciliyi $-\sigma$; termo e.h.q- α ; istilik keçirmə əmsalı $-\chi$; Holl əmsalı $-R_x$ və yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $-n$ və Holl yürüklüyü hesablanmışdır. Bəzi parametrlərin otaq temperaturundakı qiymətləri cədvəldə verilmişdir.

								Cədvəl T-300	
Tərkibl	R	σ	p	U	α	χ	Δ	$\Delta\alpha/\alpha$	$\Delta\rho/\rho$
ρ	(sm^3/kl)	1	(sm^{-3})	$sm^2/V \cdot S$	mkv/k	$vt/sm \cdot k$	α	%	0
GdSnS	-12,58	5,786	$4,97 \cdot 10$	72,8	-232	16,7	35	73,5	9,8
e_2	2,0105	76	17	160	405	18,7			
p-SnSe			$2,16 \cdot 10$						
			18						

Holl əmsalının və termo e.h.q.-nın işarələrindən müəyyən olunmuşdur ki, $GdSnSe_2$ birləşməsi n- tip keçiriciliyə malikdir.

Müəyyən olunmuşdur ki, $GdSnSe_2$ birləşməsinin termomaqnit effektlərinə (uzununa: $\Delta\alpha = \alpha(H) - \alpha(0)$; $\Delta\alpha/\alpha_0$ və eninə $\varepsilon_y = -Q_{NE} \cdot H \frac{\sigma T}{\lambda X}$) maqnit sahəsinin intensivliyi kəskin təsir göstərir. Cədvəldən görüldüyü kimi $T=300K$ temperaturda $\Delta\alpha/\alpha_0=15\%$; $\varepsilon_y=19,2\%$ və maqnit müqavimətinin qiyməti isə $9,8\%$ dəyişmişdir. ($\Delta\rho/\rho_0$). Təkcə maqnit müqavimətinin müşahidə olunması $GdSnSe_2$ birləşməsinin energetik zona quruluşunun mürəkkəb olduğunu göstərir. Yükdaşıyıcıların Holl yürüklülüyünün $-u(t)$ və termo.e.h.q.-nin temperatur asılılıqlarının $\alpha(t)$ analizi göstərir ki, Holl yürüklülüüyü $T=(300\div 380)K$ temperaturda $U_x \sim T^{0,4}$ qanunu ilə, $T=(380\div 540)K$ -də $U_x \sim T^{0,0}$ və $T \geq 550$ -də isə $U_x \sim T^{-2,7}$ qanunu ilə dəyişir. Termo.e.h.q.-nin qiyməti mütləq qiymətcə $T=(480\div 530)K$ temperatur intervalında maksimumdan keçərək azalır. Müəyyən olunmuşdur ki, yükdaşıyıcılar əsasən neytral aşqar atomlarından və nöqtəvi defektlərdən, $T \geq 550K$ temperaturunda isə qeyri-polyar optik fononlardan səpilməsi üstünlük təşkil edir. Eninə Nernst-Ettingşqauzen əmsalının qiyməti (ε_y) $T \approx 380K$ temperaturunda işarəsini mənfidən müsbətə dəyişir. Uzununa və eninə N-E effektlərinin qeyri adi dəyişməsi və həm də maqnit müqavimətinin ($\Delta\rho/\rho_0$) müşahidə olunması təkcə energetik zona quruluşunun mürəkkəb olduğunu və həm də keçiricilikdə “ağır” və “yüngül” elektronların iştirak etdiyini göstərir.

Beləliklə, aparılan təcrübələr göstərir ki, $GdSnSe_2$ birləşməsində fononların fononlardan səpilmə mexanizmi mürəkkəb olması ilə yanaşı yükdaşıyıcıların uzununa akustik-optik fononlardan səpilməsini valent zonasının mürəkkəb quruluşu ilə əlaqələndirmək olar.

ƏDƏBİYYAT

1. А.П.Гуршумов, Б.Б.Кулиев, А.М.Ахмедов и др. Изв АН СССР Неорг.материалы 1984, Т20, № 7, с. 1090-1094
2. Под.ред. В.П.Жузе. «Физические свойства холькогеитдов редкоземельных элементов» М.Наук. 1973, с. 303
3. Б.М.Асверов Электронные явления переноса в н-ках. М.Наука, 1985, с. 317

Ce METALI İLƏ AŞQARLANMIŞ $Dy_2 Sn Se_4$ KRİSTALININ TERMOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

M.İ. Murquzov, C.İ. Hüseynov, G.E. Məmmədova

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

Məqalədə Ce metal atomları ilə aşqarlanmış $Dy_2 Sn Se_4 <Ce>_x$ birləşməsinin termoelektrik xassələrinin təcrübədən alınmış nəticələrinin qısa xülasəsi verilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, $Dy_2 Sn Se_4$ birləşməsinə Ce metal aşqar atomları daxil etdikdə onun elektrik keçiriciliyi (σ) artır. $x=0,002$ at%-li nümunəsindən σ -nın qiyməti $\sim 29\%$; $x=0,005\%$ daxil etdikdə isə 2,6 dəfə artır. Yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi isə Ce metal atomlarının miqdarı artdıqca azalma müşahidə olunur. Müəyyən olunmuşdur ki, tərkiblərdə Ce metal atomlarının miqdarından asılı olaraq müxtəlif temperaturda elektrik keçiriciliyi mexanizmi işarəsinin müsbətdən mənfiyə dəyişir.

Məlumdur ki, elektronikanın indiki inkişafını ödəyən bilən yeni, mürəkkəb və çox komponentli yarımkeçirici materialların alınması və öyrənilməsinə tələb edir. Belə materiallar sırasına $A^{IV}B^{VI}$ qrup birləşmələri əsasında və tərkiblərində nadir torpaq metalları (NTM) olan tərkibləri göstərmək olar. NTM-nin iştirakı ilə olan bir çox tərkiblər müxtəlif növ

termoelektrik çevricilərin hazırlanmasında istifadə olunur [1,2]. $A^{IV}B^{VI}$ qrup birləşmələrinin NTM atomları ilə aşkarladıqda komponentlərin fiziki təbiətindən asılı olaraq bir sıra xassələr: termoelektrik, termomaqnit, lüminofor, dielektrik və s. müşahidə olunur. Buna səbəb NTM atomlarının daxili elektron quruluşunda 4 f - orbitasında olan elektronların mütəhərrik olmasıdır [2]. 4 f səviyyəsində olan elektronlar asanlıqla balaca $f \rightarrow d \rightarrow s$ keçidini edə bilər. 5d6s səviyyələrində olan elektronlar kimyəvi rəbitəyə və tərkibin kinetik xassələrini dəyişməsinə təsir edə bilər. Xüsusi halda, fiziki xassənin dəyişməsi, kimyəvi rəbitədə həm s və həm də d , f , p elektronlarının da iştirak etdiyi müəyyən edilmişdir. Başqa sözlə NTM atomlarının elektron quruluşunda olan 4 f - səviyyəsində olan aktiv elektronlar hesabına onların valentliyi dəyişir və bu elementlərin iştirakı ilə olan tərkibləri fiziki xassələrinin öyrənilməsi maraqlı kəsb edir. Bu istiqamətdə aparılan tədqiqat işlərindən müəyyən olunmuşdur ki, NTM-nın iştirakı ilə olan çox komponentli tərkiblərin öyrənilməsi prosesi bir sıra yeni yarımkeçirici maddələrin alınması işini stimullaşdırır. Bu göstərilənləri əsas tutaraq NTM-nın iştirakı ilə olan Dy_2SnSe_4 birləşməsinə və onun Ce metal atomları ilə aşqarlanmış tərkiblərində termoelektrik xassələri öyrənilmiş və alınan nəticələrin qısa xülasəsi verilmişdir.

Təcrübənin aparılması

Qeyd edək ki, Dy_2SnSe_4 birləşməsi $SnSe-Dy_2Se_3$ sistemində 1:1-ə nisbətində alınır. Bu birləşmənin fiziki kimyəvi xassələrin [2,3] müəllifləri tərəfindən öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, Dy_2SnSe_4 birləşməsi heqsəqonal quruluşda kristallaşır və p -tip keçiriciliyə malikdir. Parametrləri: $a=12,8$; $c=14,62 \text{ \AA}$, sıxlığı isə $6,55 \frac{g}{cm^3}$ tərtibindədir.

Dy_2SnSe_4 birləşməsi kristallaşdığı zaman $T=785^{\circ}C$ temperaturunda parçalanma baş verdiyindən o presləmə üsulu ilə alınmışdır. Maddə əvvəlcə sintez edilmiş və bundan sonra əzilərək toz halına salınmışdır. Bundan sonra iki mərhələdə presləmə üsulu ilə alınmışdır.

Birinci mərhələdə: presformaya doldurulmuş və $p = 7,5 \cdot 10^3 \frac{kq}{sm^2}$ təzyiq altında 5 dəqiqə

saxlanılmışdır. İkinci mərhələdə temperaturu $390^{\circ}C$ olan presformada $p = 5,4 \cdot 10^3 \frac{kq}{sm^2}$

təzyiq altında 5 dəqiqə saxlanıldıqdan sonra çıxarılmışdır. Qeyd edək ki, Ce metal atomları $x=0,005$ və $0,010 \text{ at\%}$ birləşməsinə sintez etməzdən qabaq daxil edilmişdir. Nümunələrdə homogenlik yaratmaq üçün onlar yenidən ampulalara qoyulmuş və vakuum yaradıldıqdan sonra üfüqi vəziyyətdə, temperaturu $620^{\circ}C$ olan qızdırıcı içərisinə yerləşdirilmişdir. $t=240$ saat saxladıqdan sonra çıxarılmışdır.

Nümunələrə fiziki-kimyəvi analizi: rentgenoqrafik, DTA edilmiş və alınan nümunələrin verilmiş stexiometrik tərkiblərə uyğun olduğu müəyyən edilmişdir. Nümunələrin termoelektrik parametrləri mütləq stasionar rejimdə kompensasiya üsulu ölçülərək hesablanmışdır. Ölçmələr zamanı buraxılan xətalar 4,6%-dən çox olmamışdır.

Alınan qiymətlərin analizi

Alınmış tərkiblər haqqında geniş məlumat əldə etmək üçün onların otaq temperaturunda kinetik parametrləri ölçülərək hesablanmış və cədvəldə göstərilmişdir.

Tərkiblər	Cədvəl T-300 k						
	R (sm^3/kl)	σ ($om \cdot sm$) ³	n (sm^{-3})	U $sm^2/V \cdot S$	A mkv/k	χ $vt/sm \cdot k$	X $vt/sm \cdot k$
$x=0,000$	-59,4	0,14	$1,1 \cdot 10^{17}$	6,83	-15	$16,0 \cdot 10^{-13}$	$1,103 \cdot 10^6$
$x=0,005$	-52,3	0,72	$1,2 \cdot 10^{17}$	3,80	-28	$16,2 \cdot 10^{-13}$	6
$x=0,010$	-44,6	1,64	$1,4 \cdot 10^{17}$	73,0	-33	$16,8 \cdot 10^{-13}$	$5,3 \cdot 10^{-6}$ $12,05 \cdot 10^6$

Cədvəldən göründüyü kimi tərkiblərdə Ce metal atomlarının miqdarı artdıqca onların elektrik keçiriciliyi artır. Termo e.h.q (α) qiyməti 2 dəfə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası; $x=0,005$ tərkibli nümunədə $1,2 \cdot 10^{17}$, $x=0,010$ tərkibli nümunəvi isə $1,4 \cdot 10^{17} sm^{-3}$ olmuşdur. Ümumi istilik keçirmə əmsalının qiyməti isə 5% artmışdır. Adətən maddəyə aşqar kimi ağır metal atomları daxil etdikdə yaranan əlavə səpilmə mexanizmi hesabına ümumi istilik keçirmə əmsalı azalmalı idi. Lakin biz əksini müşahidə etdiyimizdən belə bir nəticə çıxarılır ki, aşqar kimi daxil etdiyimiz Ce metal atomları ilk növbədə Dy_2SnSe_4 kristalında mövcud olan vakant mərkəzlərini tutur. Bu səbəbdən nümunələrin elektrik və istilik keçiriciliyi yaxşılaşır. Dy_2SnSe_4 birləşməsindən onun Ce=0,005 at%-li ilə aşqarlanmış nümunədə $\Delta\sigma=0,0014$ -dən 0,0054-ə qədər, yəni 29%; $x=0,010$ at%-li nümunədə isə 2,6 dəfə artım müşahidə olunur. Aşqar keçiriciliyi oblastında yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi Dy_2SnSe_4 birləşməsində $\Delta\varepsilon_g \approx 0,5$ eV; $x_1=0,005$ tərkibli nümunədə $(\Delta\varepsilon_g)_1 \approx 0,32$ eV; $x=0,010$ tərkibli nümunədə isə $(\Delta\varepsilon_g)_2 \approx 0,29$ eV qiyməti almışdır. Burada göründüyü kimi Dy_2SnSe_4 birləşməsindən onun Ce atomları ilə aşqarlanmış tərkiblərinə keçdikdə yük daşıyıcıların aktivləşmə enerjisinin qiyməti azalır. Tərkiblərdə maqnit müqaviməti Ce metal atomlarının miqdarından asılı olaraq $T=(400 \div 475)K$ temperaturunda işarəsini müsbətdən mənfiyə dəyişir. Bu isə səpilmə mexanizminin dəyişməsi ilə əlaqədardır.

ƏDƏBİYYAT

1. А.П. Грушуиов «Физико-химическая и физическая природы сложных полупроводниковых материалов на основ моноселенида олова» Аз. РП. СНИО СССР, Баку 1991, с.182.
2. Э.М. Годжаев, Г.С.Джафарова о коротких особенностях лантаноидов и соединений на их основе. Az TU. Elmi xəbərlər, 2008, № 1, cild VII (25) s. 3-9, Bakı, 2008.
3. Мирг М.И. Состояние валентных электронов со сложных полупроводников с участием лантаноидов. Автореферат дисертр.на с поиск уч.с. Дакт.физ-мат.наук. Вильнюс-1979.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОНОКРИСТАЛЛОВ $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0,19 \leq x \leq 0,35$)

Г.С. Сеидли, * Н. М. Шукюров

Азербайджанский Институт Учителей

* Азербайджанский Технический Университет

Статья посвящена к экспериментальную исследование спектры поглощения кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ в диапазоне длин волн $2 \div 15$ мкм. Установлено, что с ростом длины волны падающего на образец излучения коэффициент поглощения резко уменьшается, а с ростом температуры зависимость $\alpha(\lambda)$ смещается в сторону более коротких длин волн. Экспериментально подтверждена предположение о существовании примесного уровня в запрещенной зоне монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$. Установлено, что с ростом x ширица запрещенной зоны в изучаемых образцах увеличивается фактически линейно.

Одним из надежных методов для определения фундаментальных параметров полупроводниковых материалов и выявления особенностей электронных процессов, непосредственно связанных со спецификой зонной структуры в них, является изучение их оптических свойств. С целью накопления информации о ширине запрещенной зоны и ее температурной зависимости, а также о типе электронных переходов в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0,19 \leq x \leq 0,35$) нами экспериментально исследованы спектры поглощения этих материалов в диапазоне длин волн $2 \div 15$ мкм на установке, блок-схема которой представлена на рис 1.

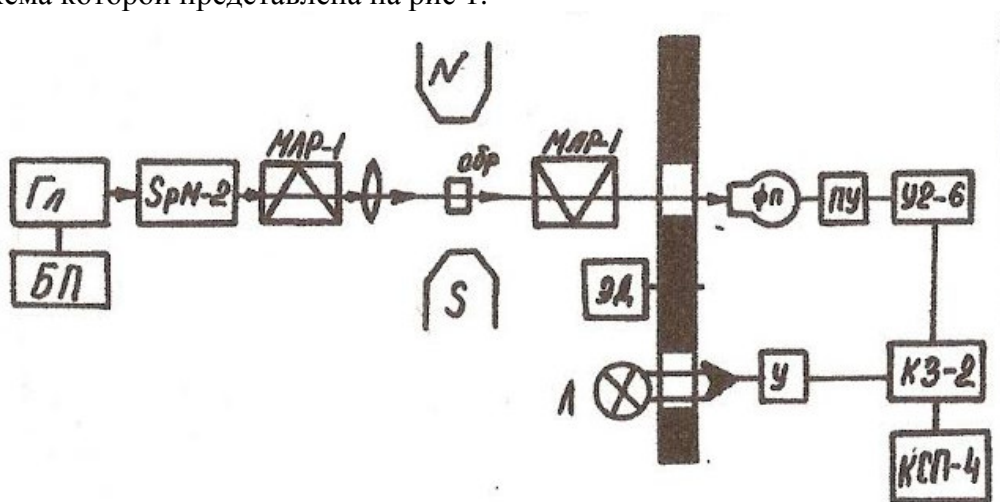


Рис -1. Блок – схема установки для исследования спектров поглощения и эффекта Фарадея

Экспериментальная установка собрано на базе монохроматора 2, имеющего набор призм, что позволяет проводить измерения в области длин волн от 0,2 до 50 мкм. В качестве источника ИК – излучения используется глобар (ГЛ), питающейся от блока (БП) питания, который включал в себя стабилизатор напряжения С – 09 и выпрямитель

BCA-5. Излучение глобола направляется на входную щель монохроматора SPM-2. Выходящий из монохроматора световой поток собирается вогнутой линзой и фокусируется на приемную площадку исследуемого образца, который установлен на хладопроводе азотного криостата. В качестве входного окна используется непрозраченный германий, обеспечивающий в рабочем диапазоне длин волн пропускание 50%.

Криостат с образцом устанавливается на специальном столике, позволяющем перемещать его при помощи микрометрических винтов в двух взаимно – перпендикулярных направлениях и по высоте, что позволяет произвести точную фокусировку излучения на образец. Точность фокусировки нами контролировалась по максимуму фотосигнала излучение, прошедшее через образец и выходное окно криостата промодулируется с помощью механического модулятора, представляющий собой диск с прорезами, установленный на оси электродвигателя (ЭД). Частота модуляции составляет 800 Гц. Промоделированный световой поток направляется на входное окно фотоприемника (ФП), в качестве которого использовался фоторезистивный приемник $Cd_xHg_{1-x}Te$, чувствительный в области спектра 6-16 мкм. Сигнал снимаемый с фотоприемника (ФП), после предварительного усиления (ПУ) подавался на синхронный детектор (КЗ-2), позволяющий регистрировать сигналы на самописце (КСП-4). В качестве датчика опорного сигнала служит фотодиоды (ФД) с лампой (Л), укрепленный на модуляторе и усилитель ограничитель.

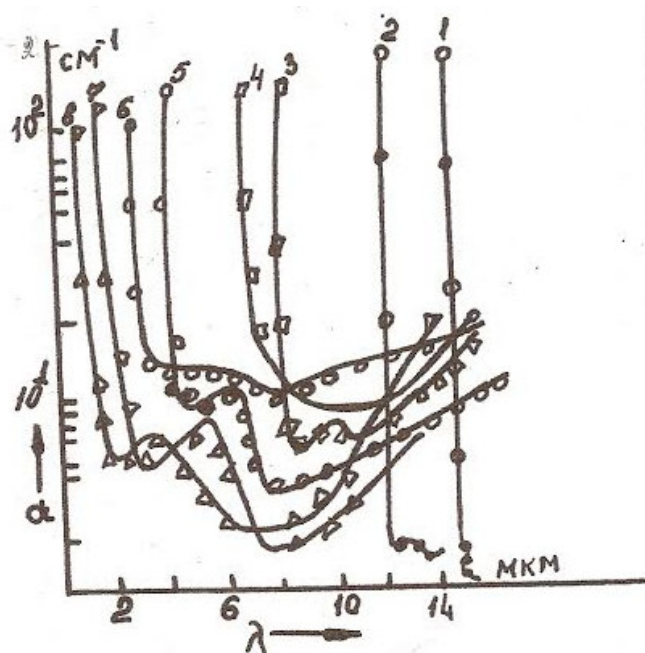
При исследовании фарадеевского вращения обусловленных свободными носителями заряда в монокристаллах твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0,30 \leq x \leq 0,35$) под воздействием сильного электрического поля. Функциональные возможности измерительной установки были расширены путем применения в нем электромагнита, между зазорами которого помещался азотным криостат с исследуемым образцом. Поле магнита, при помощи его блока питания, состоящего из трансформатора и выпрямителя с емкостными «фильтрами», значительно снижавшими колебания тока в цепи, варьировались практически от 0 до 1,0 Тл.. А электрическое поле, прикладываемое к образцом, изменялось, фактически, от 0 до $5 \cdot 10^2$ В/СМ . В качестве поляризатора и анализатора применялись поляризаторы ИК-излучения МЛР-1, имеющие коэффициент поляризации 95%. В качестве ИК-излучения использовались лазер ЛГ-74 , работающего в непрерывном режиме с длиной волны 10,6 мкм.

Толщина исследовавшиеся образцов составляла $150 \div 200$ мкм. Учитывая многократное отражения света от задней и передней поверхности образцов, коэффициент поглощения (α) определялся по формуле [1]:

$$\alpha = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1-R^2}{2T} + \sqrt{\frac{1-R}{4T^2} + R^2} \right] \quad (1)$$

где R- коэффициент отражения, d -толщина образца, α -коэффициент поглощения. Используемые значения коэффициента отражения $R=0,3$ брались на [2] в предположении, что R постоянен во всей измеряемой области длин волн и температуры ($2 \div 15$ мкм и $T=80 \div 300$ К).

На всех исследуемых кристаллах проведено измерение зависимости коэффициента поглощения от длины волны излучения $\alpha(\lambda)$ (рис2)


 Рис 2. Зависимость α от длины волны падающего излучения в монокристаллах.

$Cd_xHg_{1-x}Te$ x : 1,2-0,19; 3,4-0,24; 5,6-0,30; 7,8-0,35. T , К: 1,3,5,7-80; 2,4,6,8-300

В результате было установлено, что с ростом длины волны подающего на образец излучения коэффициент поглощения резко уменьшается, а с ростом температуры зависимость $\alpha(\lambda)$ смещается в сторону более коротких длин волн. С увеличением состава от $x=0,19$ до $x=0,30$ в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ за краем собственного поглощения наблюдается дополнительные «максимумы», после чего α уменьшается с изменением длины волны. Дальнейшее увеличение λ приводит к слабому росту α . С ростом x более ярко выражаются дополнительные максимумы и участок слабого увеличения α с ростом длины волны. С увеличением температуры в области $T=80 \div 300$ К дополнительные максимумы не меняют свое местоположение относительно края собственного поглощения, а только меняют свой вид, что подтверждает наше предположение о существовании примесного уровня в запрещенной зоне этих монокристаллов. Кроме того, оптические измерения, проводимые в образцах с $x > 0,24$, показали, что в области длин волн $10 \div 15$ мкм начиная с 10 мкм, поглощение подающего излучения происходит в основном на свободных носителях заряда. При этом на основе формул [3] вычислено эффективное сечение захвата фотонов (G_c):

$$G_c = \frac{\lambda \cdot \alpha}{n} \quad (2)$$

Для изучаемых образцов в области, длин волн $6 \div 15$ мкм для различных составов (G_c) изменялась в интервале $(6 \div 15)$ мкм для различных составов (G_c) изменялась в интервале $(1 \div 9) \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2}$.

С изменением температуры от 300 до 80 К величина (G_c) уменьшается, что по-видимому, связано с понижением концентрации носителей заряда и вклады фононного рассеяния [4].

В области примесного поглощения в различных составах изменение α можно интерпретировать как обусловленные переходами носителей с глубоких уровней в зону

проводимости. Об этом свидетельствует и результаты, полученные нами из температурных зависимостей времени жизни неосновных носителей заряда и на спектральных зависимостей фотопроводимости. На основе совокупности этих экспериментальных результатов нами построены ширины запрещенной зоны и энергии ионизации глубоких примесных уровней (E_i) от состава образца (рис3).

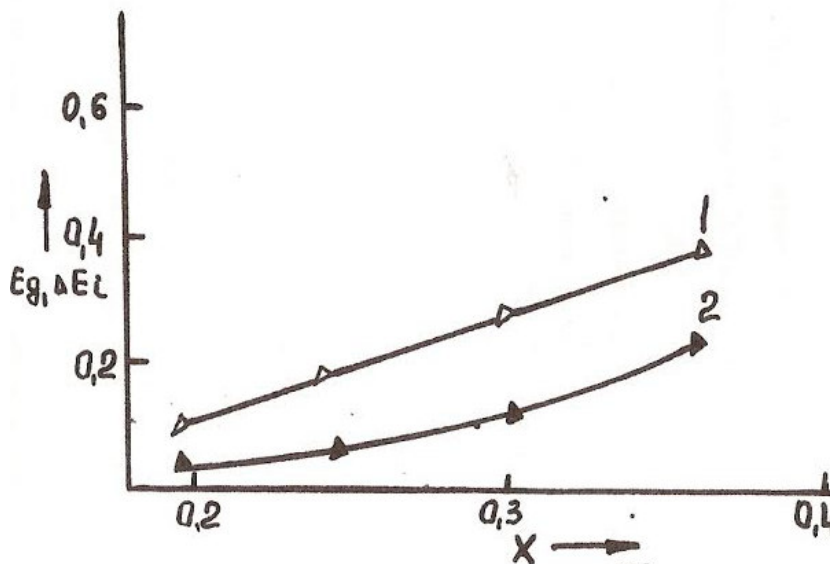


Рис 3. Зависимость E_g (кравая) и E_i (кривая 2) от содержания $CdTe$ в растворе при $T=80$ к.

Установлено что с ростом x ширина запрещенной зоны в изучаемых образцах увеличивается фактически линейно. Этот вывод хорошо совпадает с соответствующим выводом, сделанным в работе [4]. При этом всегда в образцах $Cd_xHg_{1-x}Te$ $0,19 \leq x \leq 0,35$

$E_i = \frac{1}{2} E_g$. С увеличением содержания $CdTe$ в растворе эта закономерность не выполняется. Авторами работ [5] установлено наличие в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ мелких акцепторных уровней с энергией ионизации $5 \div 7$ МэВ а также уровней с суммарной энергией ионизации доноров и акцепторов $18 \div 20$ МэВ [6]. На существование глубоких уровней в запрещенной зоне указывалось также в работе [7]. При этом авторы работ [7] пришли к выводу, что в твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$ п- и р-типа проводимости имеется два глубоких уровня, отстоящих на $1/2 E_g$ и $3/4 E_g$ от потолка валентной зоны. Однако следует отметить, что в этих работах исследовались образцы с составом $0,20 \leq x \leq 0,25$. Полученные нами для составов $x \leq 0,35$ экспериментальные значения с высокой точностью согласуются с результатами работ [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Уханов Ю.П. Оптические свойства полупроводников. Из-во «Наука», 1977, 366 с
2. Берченко Н.Н., Евстигнеев А.Н., Егоров В.Ю., Матвиенко А.В. Свойства поверхности узкозонных полупроводников и методы ее защиты. Зарубежная электронная техника, 1981, в.2., с.47-65
3. Сизов Ф.Ф., Уханов Ю.И. Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. Киев, Наук. Думка, 1979, 179

4. Пашковиский Н.В., Соколов Е.Б., Берченко Н.Н., Соколов А.М. $Cd_xHg_{1-x}Te$ новый материал электронной техники. Зарубежная электронная техника, 1974, т.12, в.94, с.3-56
5. Аронов Ю.Г., Давудов А.Б., Зверева М.Л., Стафаев В.Н., Цидильковский Н.М. Локализация электрона в магнитном поле в n - $Cd_xHg_{1-x}Te$ 1983, т.17, Им.8, с.1392-1396
6. Гельмонт Б.Л. Оже –рекомбинация в узкозонных полупроводниках. Ф.Т.П., 1980, Т.14, в.10, С.1913-1919.
7. Антонов В.В., Войцеховский А.В., Казак Е.П., Ларская О.Г., Похоруков В.А. Исследование глубинных уровней a при поверхностной области полупроводников $Cd_xHg_{1-x}Te$. Микроэлектроника, 1983, т.12, в.4, с.329-333
8. Несмелова Н.М., Панисиенко З.К., Барышев Н.С., Аверьянов К.Н. Спектры поглощения монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ при низких температурах. Ф.Т.П., 1985, т.19, в.7, с.1308-1311

Yb METAL İLƏ AŞQARLANMIŞ PbSe KRİSTALLARININ ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİ

G.İ. Tahirova

Gəncə Dövlət Universiteti

tahirova.gl@mail.ru

Məqalə əvəz olunmaqla Yb metal atomları ilə aşqarlanmış $Yb_xPb_{1-x}Se$ kristallarının elektrofiziki xassələrinin dəyişməsinə təsirinin öyrənilməsinə həsr olunub. Müəyyən olunmuşdur ki, tərkiblərdə Yb metal atomlarının miqdarının artmasına mütənasib olaraq yükdaşıyıcıların konsentrasiyası (p) və holl yürüklüyü azalır, nəticədə elektrik keçiriciliyi kəskin azalır. Bu alınmış tərkiblərdə əlavə səpilmə mərkəzlərinin yaranması ilə bərabər rabitədə ionluq payının artması ilə izah olunur.

Ədəbiyyat materiallarından məlumdur ki, qurğuşun xalkogenidlərinə müxtəlif növ aşqarlar (məs: I, Cl, Br, In, Tl) daxil etməklə onlarda maksimal aktiv elektrik keçiriciliyi əldə etmək olur. [1-3]. Uyğun olaraq termoelektrik effektivliyinin qiymətini nisbətən artırmaq və dayanıqlığını təmin etmək mümkün olur. Lakin bu xalkogenidlər qrupunu ağır metal atomları ilə və o cümlədən nadir torpaq metalları (NTM) ilə aşqarladıqda onların elektrik keçiriciliyi nəinki aktivləşir, əksinə qismən zəifləyir və kinetik parametrlərin dəyişməsində müxtəlif növ qeyri xətti qanunauyğunluqlar almır [3]. Məs: PbTe kristalını La, Pr, Gd, Sm metal atomları ilə aşqarladıqda, onların termo e.h.q (a), elektrik keçiriciliyi və həll yürüklüyü azalır [4]. Belə xarakterik dəyişmələr digər xalkogenid qruplarında da baş verir. Təqdim olunan işdə NTM metallarından olan itterbium (Yb) elementli ilə aşqarlanmış $Yb_xPb_{1-x}Se$ sistem bərk məhlullarının kinetik parametrlərinin dəyişməsinə Yb-un necə təsir etdiyini təyin etməkdir. Bu məqsədlə $x=0.000; 0.0025; 0.005$ və 0.055 tərkibli nümunələri alınmış və tədqiq olunmuşdur. Tərkiblər qabaqcadan sintez olunmuş və bundan sonra xüsusi ampulalara doldurulmuş, vakum yaradılmış və bundan sonra istiqamətlənmiş ərimə zonası üsulu ilə onların kristalları alınmışdır. Tərkiblərdə homogenlik yaratmaq məqsədi ilə xüsusi qızdırıcıda üfüqi vəziyyətdə yerləşdirilmiş və $T=620K$ temperaturunda 240 saat saxlanılmışdır.

Alınmış nümunələrin fiziki -kimyəvi analizi, rentgenoqrafik, DTA edilmiş və nümunələrin verilmiş stexiometrik tərkiblərə uyğun olduğu təsdiq edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, tərkiblər heksaqonal sinqoniyada kristallaşır. Alınmış nümunələrin: elektrik

keçiriciliyi- σ , termo e.h.q- α , R_x -Holl əmsalı $T=(300\div 700)K$ temperatur intervalında ölçülərək hesablanmış, qrafikləri qurularaq analiz edilmişdir. Ölçmələr kompensasiya üsulu ilə aparılmışdır və ölçmələr zamanı buraxılan xətlər 2.7%-dən çox olmamışdır. Alınan tərkiblər p-tip keçiriciliyə malikdi

Otaq temperaturunda aparılan ölçmələrdən alınan nəticələr cədvəl şəklində verilmişdir.

Tərkiblər	$R(sm^3/kl)$	$\sigma(om \times sm)^{-1}$	$P(sm^{-3})$	$U(sm^2/V.S)$	$\alpha(\frac{mK}{K})$
X=0.000	1.85	84	3.38×10^{18}	155.4	215
X=0.0025	2.6	52	2.40×10^{18}	135.2	245
X=0.0050	4.2	30	1.49×10^{18}	126	262
X=0.055	6.8	18	0.92×10^{18}	122	290

Cədvəldən görüldüyü kimi tərkiblərdə Yb-metal atomlarının miqdarı artdıqca yükdaşıyıcıların konsentrasiyası mütənəşib azalır. Eyni qanunauyğunluqla holl yürüklüyünün də azalması müşahidə olunur. Belə ki, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $x=0.055$ tərkibli nümunədə 73% Holl yürüklüyünün də 21% və elektrik keçiriciliyi isə 78% azalmışdır. Nümunələrin termo e.h.q- α isə 26% artmışdır. Qeyd edək ki, bütün tərkiblərin təmizlik dərəcəsi və alınması texnologiyası eyni olmuşdur. Bu tərkiblərdən fərqli olaraq [3]. ədəbiyyatında göstərdiyimiz kimi $x=0.050$ tərkibli nümunənin kinetik parametrləri yüksək olmuşdur və bu tərkibin termoelektrik effektivliyi $z=2.9 \times 10^{-3} K^{-1}$ olmuşdur. Bu tərkibdən fərqli olaraq təqdim olunan tərkiblərin kinetik əmsalların göstəriciləri aşağı olmuşdur. Lakin buna baxmayaraq cədvəldən görüldüyü kimi kinetik parametrlərin qiymətləri qanunauyğun şəkildə azalır ki, bu da [1,2] ədəbiyyatlarında göstərilən qanunauyğunluğu təsdiq edir.

Tərkiblərdə Yb metalının miqdarının artması ilə onların konsentrasiyasının və həm də yürüklüyün azalması onu göstərir ki, tərkiblərdə Yb-un miqdarı artdıqca tərkiblərin ionluq rabitəsinin payı artır. Tərkiblərdə eyni zamanda həm konsentrasiyanın həm də holl yürüklüyünün azalmasına səbəb bircə əlavə səpilmə mərkəzlərinin yaranması ilə yanaşı ionluq dərəcəsinin artmasıdır. Buradan görüldüyü kimi alınan tərkiblər qismən kompensasiya olunmuş yarımkeçiricilər və Yb metal atomları donor tipli aşqar rolunu oynayır.

ƏDƏBİYYAT

1. Г.Т. Алексеева, Л.В.Прокафева, Т.С.Ставицка. Ф.Т.Т,8,2819 (1966)
2. Р.С.Ерофеев, О.В.Соломатникова. Изв. АН СССР. Неорг.матер.,10,423(1974)
3. Г.Т.Алексеева, М.В.Ведерников и др. Донорное действие редкоземельных металлов В РВТ.ФТП.1988 том 32 N7 с 806-810
4. G.İ.Tahirova "Pb_{1-x}Yb_xSe<Ce>" sistem ərintilərinin termoelektrik effektivliyi. Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi Çağ Öyrətım İşlətmələri. Qafqaz Universiteti. 26-27 aprel 2013-cü il.

TUTUMU QEYRİ – MONOTON DƏYİŞƏN BOŞALMA BORUSUNDA İONLAŞMA DALĞASININ TƏDQIQI.

G.M. Sadiq-zadə, M.N. Ağayev
Bakı Dövlət Universiteti

Bu işdə bərabər ölçülü qeyri-monoton paylanmış tutumlu boru boyunca boşalmanın formalaşması tədqiq olunub. Bu zaman tutum əvvəlcə bərabər ölçülü şəkildə borunun mərkəzinə qədər azalır, sonra isə eyni addımla tədricən artır. Müəyyən edilmişdir ki, q_0 yükünün borunun uzunluğundan asılılıq xarakteri sabit və dəyişən paylanmış tutumlu hallar üçün alınmış nəticələrdən mühüm dərəcədə fərqlənir:

Son illər ionlaşma dalğalarının təcrübi tədqiqatlarına xüsusi diqqət yetirilir. İonlaşma dalğaları boşalma alışmasında qazların elektrik keçiriciliyi zamanı yarana bilər. Uzun boşalma aralıqlarının alışma prosesi geniş yayılmış fiziki hadisədir. Belə alışma zamanı qazda ionlaşma cəbhəsinin hərəkəti baş verir. Bu hərəkət paylanma tutumunun yüklənməsi ilə müşayiət olunur.

Bu işdə ilk dəfə bərabər ölçülü qeyri-monoton paylanmış tutumlu boru boyunca boşalmanın formalaşması tədqiq olunub. Bu zaman tutum əvvəlcə bərabər ölçülü şəkildə borunun mərkəzinə qədər azalır, sonra isə eyni addımla tədricən artır.

Təcrübə elektrodlar arası məsafəsi 1 m və 1 mm c.st təzyiqdə arqonla dolu, daxili diametri 0,32m olan şüşə qazboşalmalı boruda aparılmışdır.

Bu işin qaz aralığının dalğa alışmasını öyrənmək üçün əvvəlki [1–3] işlərdən prinsiplial fərq odur ki, burada qazboşalmalı boru boyunca paylanmış tutum bərabər ölçüdə qeyri-monoton dəyişib. Boru ucluğu yaxınlığında tutum maksimal qiymətə çatır. Boru uclarından uzaqlaşanda isə tutum bərabər borunun mərkəzinə qədər azalır və sonra $C_1 - C_n$ tutumu yaradaraq ilkin qiymətə qədər artır.

Elektroda verilən gərginliyin müntəzəm artımı zamanı elektrod yaxınlığında zəif işıqlanma baş verir və birinci halqanın dövrəsində cərəyan impulsları qeyd olunur. U gərginliyin sonrakı artımında işıqlanma və cərəyan impulsları getdikcə böyüyən məsafədə əmələ gəlir. Bu zaman daha uzaq halqalardakı impulslar müntəzəm şəkildə zamana görə sürüşürlər. Bu prosesin genişlənməsinin son sürətini göstərir. Hələ də yük impulsu qeydə alınan halqada impulsun yaranma müddəti alışdırıcı elektroda verilən gərginlik maksimumu ilə üst-üstə düşür. Nəhayət, U gərginliyinin daha böyük qiymətlərində proses bütün boruya yayılır. Baxılan rejimdə divarlar üzərində yüklərin yığılması baş vermir, belə ki hər dövrdə alışdırıcı elektrod ilə divar arasında iki qısamüddətli boşalma yaranır.

Bizim təcrübə şəraitində boşalmanın yaranma prosesinin aşağıdakı şəkildə təsvir etmək olar. Alışdırıcı elektrod üçün gərginliyi artırıqda elektrod ilə divarın yaxın sahəsi arasında qaz aralığının alışması baş verir. Bu zaman cərəyan yaranır və bu cərəyan elektrod potensialına yaxın potensiala qədər divarları yükləyir və plazma buludu əmələ gəlir. Bundan sonra əsasən bu bulud səthi ilə divarların sonrakı sahələri arasında elektrik sahəsi bir yerə cəmlənmiş olur. Bu sahənin kifayət edəcək qiymətində boru boyunca güclü sahə oblastında yeni ionlaşma hesabına plazma sərhədi öz yerini dəyişir. Beləliklə, plazma sərhədi ionlaşma cəbhəsi ardınca hərəkət edir və öz qarşısında elektrik sahəsi yaradır.

Əmələ gələn plazma sütununda zəif uzununa və eninə sahələr qalacaq. Bu sahələrin hesabına elektrodan divarları yükləyən cərəyan keçir. Plazma sütununun sərhədi ilə yer arasında ionlaşma cəbhəsinin yayılması üçün müəyyən potensiallar fərqiindən istifadə olunmalıdır. Əgər uclarda sütunun uzunluğunun artması ilə gərginlik düşgüsü artması alışdırıcı elektrod ilə yer arasında potensiallar fərqiinin uyğun artımı ilə əvəz olunursa, verilən proses baş verə bilər. Beləliklə, ionlaşma bütün boruya yayılanda boşalmanın ilkin formalaşma mərhələsi başa çatır.

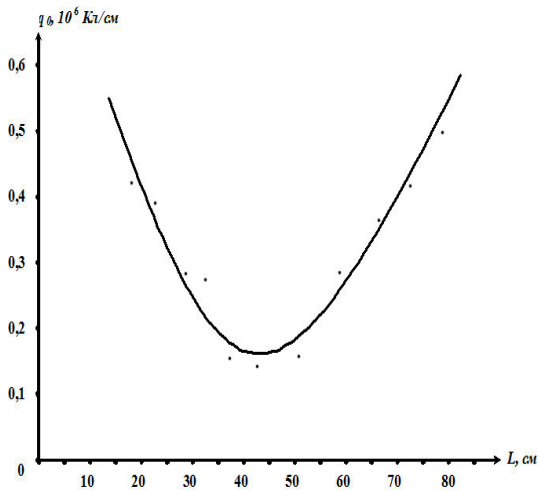
İonlaşma cəbhəsinin v sürəti borunun hansı ucuna qidalandırıcı gərginliyin verilməsindən və hansı ucdan dalğanın boşalmasından asılı olmayaraq bütün şəraitlərdə boru boyunca sabit qalacaq. Sabit [2] və tarazsız qeyri-monoton dəyişən tutum [3] halında ionlaşma dalğasının sürəti boru boyunca sabit qalacaq. Bu fakta əsasən belə nəticəyə gəlmək olar ki, dalğanın sürəti əsasən boşalma rejimi ilə müəyyən olunur və şəraitin dəyişməsi və ya sonrakı yayılma zamanı dəyişmir.

[2,3] -də olduğu kimi ionlaşma dalğasının sürəti həm tezliyin, həm də gərginliyin artması ilə artır. Amplitud və gərginliyin artımı ilə elektronların enerjisi artır və bunun sayəsində elektronlar böyük sahə yaradır və beləliklə, ionlaşmanın miqdarıda artır. Bu hal öz növbəsində cəbhə sürətinin artmasına səbəb olur. Siqnalın tezliyinin artması ilə sürət artır. Bu artım alışıma zamanının azalması və beləliklə, alışdırıcı elektroda verilən gərginliyin artım sürətinin artması sayəsində mümkündür.

Eləcə də alışdırıcı elektroda verilən gərginliyin və tezliyin qiymətlərinin dəyişməsi borunun vahid uzunluğuna düşən yükə q_0 - nə [2,3] -ə uyğun təsir edir.

Şəkil 1-də təcrübədə q_0 -ın alışdırıcı elektroda qədər olan məsafədən asılılığı verilib. Bu qrafikdən görünür ki, tutumun azalması ilə və alışdırıcı elektrodan uzaqlaşdıqca yük də həmçinin azalır, öz minimum qiymətinə çatır, sonra isə tutumun artması ilə əyri artmağa başlayır. Həqiqətən də böyük tutumlu halqalarda böyük cərəyan axır, beləliklə bu yerlərdə yük də böyük olmalıdır. q_0 yükünün borunun uzunluğundan asılılıq xarakteri sabit [2] və dəyişən [3] paylanmış tutumlu hallar üçün qurulan asılıqlardan mühüm dərəcədə fərqlənir və aşağıdakı şəkildə izah olunur:

İonlaşma cəbhəsinin boru boyunca hərəkəti cərəyanın axmasını və beləliklə E uzununa elektrik sahəsinin olmasını tələb edir. Bu zaman [3]-dən məlum olan arxa cəbhədəki mənfi potensial uzunluğu boyunca aşağı düşməlidir. Belə ki, həmişə alışdırıcı elektroda əks olan tərəfə axır. Alışdırıcı elektrodan uzaqlaşdıqca əmələ gələn plazmanın ionlaşma intensivliyi və sıxlıq aşağı düşür və beləliklə sütunun vahid uzunluğunun R_0 müqaviməti artır. Divarın vahid uzunluğuna düşmə nəticəsində q_0 yükü halqaların tutumuna uyğun olaraq alışdırıcı elektrodan dalğaların hərəkəti zamanı azalan C_0 tutumuna tərəf monoton



Şəkil 1. Borunun vahid uzunluğa düşən yükün alışdırıcı elektroda qədər olan məsafədən asılılığı $U=1500V$, $f=110$ Hs.

azalmalıdır və həmçinin sonra tutumun artmasına uyğun olaraq monoton artır.

Beləliklə, boru uzunluğu boyunca sabit və tarazsız qeyri-monoton paylanmış tutumlu hallardakı kimi sürətin boru boyunca sabit qalmasına baxmayaraq, boşalmanın digər parametrləri boru boyunca tutumun necə paylanmasından mühüm dərəcədə asılıdır.

Alınan nəticələr öz izahını ionlaşma dalğalarının mexanizmi haqqındakı mövcud təsəvvürlər çərçivəsində tapır.

ƏDƏBİYYAT

1. Недоспасов А.В, Новик А.Е. «Скорость распространения фронта ионизации при пробое длинных разрядных трубок», Ж.Т.Ф. т.30.,№ 11, 1960. стр.1329,
2. Садых - заде Г.М, Агаев М.Н.. «О колебаниях на заднем фронте волны ионизации» Вестник Бакинского Университета, № 2 , 2011. стр.151 – 157.
3. Агаев М.Н, .Садых – заде Г.М, Эфендиев К.И.. «Развитие разряда в длинной трубке с переменной распределённой ёмкостью» ТВТ, т.30, № 4, стр.818 – 822. 1992 г.

$Cu_{1.70}CO_{0.05}S$ BƏRK MƏHLULUNUN KRİSTALININ ALINMASI VƏ RENTGENFAZA ANALİZİ

H.B. Qasimov, N.E. Həsənov, R.M. Rzayev

Azərbaycan Dövlət İqtisad Universiteti

$Cu_{1.75}Co_{0.05}S$ tərkibli nümunə sintez edilmiş və Bridcman üsulu ilə onun kristalı alınmışdır. Aparılmış rentgenfaza analizi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, alınmış $Cu_{1.70}Co_{0.05}S$ kristalı bərk məhluldur və $Cu_{1.75}S$ və $Cu_{1.96}S$ fazalarının qarışığından ibarətdir. Bu fazalar üçün aşağıdakı kristal qəfəs parametrləri müəyyən edilmişdir: $a=7.8802A^0$, $b=7.8252A^0$, $c=11.1524A^0$, $a_k=5.5495A^0$ ($Cu_{1.75}S$ üçün); $a=26.955A^0$, $b=15.7568A^0$, $c=13.56A^0$, $a_k=5.5879A^0$ ($Cu_{1.96}S$ üçün).

Kristal quruluşda izovalent metal atomlarının qarşılıqlı əvəz olunması zamanı kristal qəfəs parametrlərinin artımı, əvəz olunan ($Cu^{+2} - 0.80 A^0$) və əvəz edən ($Co^{+2} - 0.82A^0$) izovalent metal atomlarının ion radiuslarının fərqli olması ilə əlaqələndirilir. Kristal quruluşda əvəz edən və əvəz olunan izovalent metal atomlarının ion radiuslarının fərqi təqribən 3% təşkil edir ki, bu da tam izomorfizmin yaranması şərtindəki həddən (15%) çox aşağıdır.

Cu-S sisteminin hal dioqramının tədqiqi zamanı, bu sistemdə aşağıdakı birləşmələrin mövcud olduğu müəyyən edilmişdir: Cu_2S – xalkozin, $Cu_{1.96}S$ – yurlit, $Cu_{1.8}S$ – digenit, $Cu_{1.75}S$ – anilit, CuS – kovellin.

Bu birləşmələr polumorfizmə malik olub, 293-793 K temperatur intervalında bir neçə quruluş keçidinə məruz qalır (CuS birləşməsi istisna olmaqla).

$Cu_{1.70}CO_{0.05}S$ tərkibli nümunə birbaşa sintez üsulu ilə sintez edilmiş və onun kristalı Bridcman üsulu ilə alınmışdır. Bu üsulla alınmış kristalın birfazalılığını, bərk məhlulun yaranmasını və quruluş parametrlərini müəyyən etmək məqsədi ilə rentgenfaza analizi aparılmışdır. Nəticədə müəyyən edilmişdir ki, $Cu_{1.75}S$ kristalı kimi $Cu_{1.70}CO_{0.05}S$ kristalı da iki fazanın qarışığından ibarətdir (cədvəl 1). Onlardan biri ortorobik quruluşda kristallaşan, $a=7.853A^0$, $b=7.810A^0$, $c=11.131A^0$, F.qr.Pna, $z=4$ paraetrlı $Cu_{1.75}S$ -anilit fazası, o biri isə onoklin quruluşda kristallaşan, $a=26.905 A^0$, $b=15.706A^0$, $c=13.4446A^0$, F.qr.P2₁/n, $B=90^013^1$ paraetrlı $Cu_{1.96}S$ – yurlit fazasından ibarətdir. Otaq temperaturunda bu fazaların, $a_1=5.5385A^0$ ($Cu_{1.75}S$ üçün) və $a_2=5.5822 A^0$ ($Cu_{1.96}S$ üçün) paraetrlı, üzdən mərkəzləşmiş yüksək temperatur kub fazaları metastabil formada uzun müddət mövcud olur.

Cədvəl 1-dən $\text{Cu}_{1.70}\text{Co}_{0.05}\text{S}$ bərk məhlulu kristalının fazaları üçün aşağıdakı qəfəs parametrləri müəyyən edilmişdir: $a=7.8802\text{Å}^0$, $b=7.8252\text{Å}^0$, $c=11.1524\text{Å}^0$, $a_k=5.5495\text{Å}^0$ ($\text{Cu}_{1.75}\text{S}$ üçün); $a=26.955\text{Å}^0$, $b=15.7568\text{Å}^0$, $c=13.56\text{Å}^0$, $a_k=5.5879\text{Å}$.

$\text{Cu}_{1.75}\text{S}$ və $\text{Cu}_{1.70}\text{Co}_{0.05}\text{S}$ kristallarının difraksiya xətlərinin elementar qəfəsdəki molekulların sayını neyni, lakin kristal qəfəs parametrlərinin artmasını və izomorfizmin şərtlərinin ödənilməsini nəzərə alaraq demək olar ki, alınan $\text{Cu}_{1.70}\text{Co}_{0.05}\text{S}$ kristalı bərk məhluldur.

$\text{Cu}_{1.75}\text{S}$ kristalı quruluşunda Cu^{+2} mis atomları ionlarının Co^{+2} kobalt atomları ilə qarşılıqlı izovalent əvəz olunması zamanı kristal qəfəs parametrlərinin artımı, əvəz edən ($\text{Co}^{+2} - 0.82\text{Å}^0$) və əvəz olunan ($\text{Cu}^{+2} - 0.80\text{Å}^0$) metal atomlarının ion radiuslarının fərqli olması ilə əlaqələndirilir.

Məlumdur ki, izomorfizmin yaranması şərtinə əsasən, əvəz edən və əvəz olunan izovalent atom yaxud ionların ion radiuslarının fərqi tam izomorfizm zamanı 15%, tam olmayan izomorfizm zamanı isə 25% həddini aşmamalıdır. Göründüyü kimi kristal quruluşda, əvəz edən və əvəz olunan izovalent metal atomlarının ion radiuslarının fərqi, təqribən 3% təşkil edir.

Cədvəl 1

$\text{Cu}_{1.70}\text{Co}_{0.05}\text{S}$ kristalı poroşokundan çəkilmiş difraktoqramının hesabı: $\text{CuK} - \text{şüalanma}$, $=1.5418\text{Å}^0$

№	$\text{Cu}_{1.70}\text{Co}_{0.05}\text{S}$		$\text{Cu}_{1.75}\text{S}$ -ortorombik		(ÜMK) ₁		$\text{Cu}_{1.96}\text{S}$ - Monoklin		(ÜMK) ₂		T,K
	$V,^0$	$d_{\text{tecr}},\text{Å}^0$	$dn_{\text{z}},\text{Å}^0$	hkl	$dn_{\text{z}},\text{Å}^0$	hkl	$dn_{\text{z}},\text{Å}^0$	hkl	$dn_{\text{z}},\text{Å}^0$	hkl	
1	13^016^1	3.3590	3.3447	121	-	-	-	-	-	-	
2	13^045^1	3.2432	-	-	-	-	-	-	3.2229	111	
3	13^055	3.2054	3.1932	202	3.1952	111	3.1938	333	-	-	
4	16^003^1	2.7881	2.7807	004	2.7672	200	2.7855	234	-	-	
5	16^037		2.6870	203	-	-	2.6897	10.0.0	-	-	
6	21^007	2.1396	2.1372	231	-	-	2.1349	072	-	-	293
7	23^004^1	1.9696	1.9531	400	-	-	1.9681	080	-	-	
8	26^002^1	1.7564	1.7568	332	-	-	1.7540	437	-	-	
9	27^002^1	1.6962	1.6960	431	-	-	1.6956	008	-	-	
10	28^033^1	1.6131	-	-	-	-	1.6145	675	1.6114	222	
11	28^049	1.5994	1.5966	404	1.5976	222	1.6050	666	-	-	
12	33^043^1	1.3888	1.3903	440	-	-	1.4005	0.11.2	-	-	
13	36^014^1	1.3042	1.3067	060	-	-	1.3060	0.12.1	-	-	
14	42^046	1.1354	1.1357	624	-	-	1.1376	299	-	-	
15	43^031^1	1.1127	1.1188	633	-	-	1.1188	4.12.6	1.0743	333	
16	45^058^1	1.0794	1.0721	455	-	-	1.0723	4.12.7	-	-	
17	46^004^1	1.0710	1.0667	606	1.0651	333	1.0661	999	-	-	
18	51^046^1	0.9856	0.9800	800	-	-	0.9841	0.16.0	-	-	
19											

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДИМОСТИ КОМПЛЕКСНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА С СИНТЕТИЧЕСКИМ И НАТУРАЛЬНЫМ МЕЛАНИНАМИ

Р.М. Багиров, О.Ш. Багирова, Г.А. Турабова

Бакинский Государственный Университет

Изучено электропроводности комплексных соединений ионов железа с синтетическими L-ДОФА-меланинам, и меланопротеиновыми гранулами (МПП) выделенными из ретинального пигмента глаза позвоночных. Установлено, что изученные образцы ведут себя как органические полупроводники. Определены энергия активации этих соединений. Выяснено, что энергия активации этих соединений очень близко по значению энергий активации хлорофила – являющимися органическим полупроводником.

Меланины широко распространены в животном и растительном мире. Например, у млекопитающих они присутствуют в коже, волосах, глазах, в мозгу (оболочки, черные вещества, голубые пятна), внутреннем ухе, у насекомых – в подкрыльях и кутикуле, у низких организмов – гонадах и эктодерме. В растениях меланины сконцентрированы в покровных тканях семян и в лепестках цветков некоторых видов растений, а у многих грибов они локализованы, в основном, в стенках клеток спор и мицелия.

По современным представлениям меланин образует структуру в результате полимеризации индольно-хилонных колец. Эти кольца укладываются в пачки и образуют блоки, хаотично связанные в трехмерную структуру. В структуре меланина присутствует также молекулы воды.

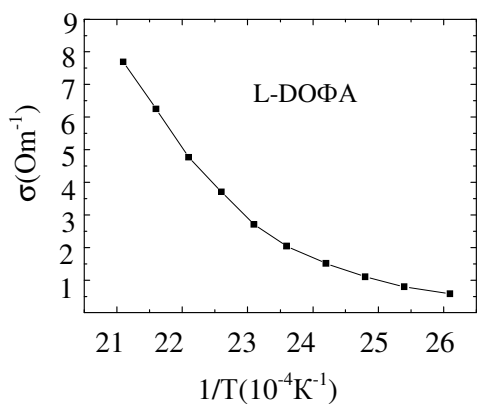
К настоящему времени получены ряд важных данных о физико-химических свойствах (полупроводниковых, электронно- и ионнообменных, каталитических, участии в окислительно-восстановительных реакциях, способности к образованию КПЗ со многими электрофильными и нуклеофильными соединениями и т.д.), благодаря которому они стали объектом пристального исследования широких кругов исследователей.

В настоящей работе приводятся и обсуждаются результаты экспериментальных исследований по электропроводности комплексов ионов железа с синтетическим L-ДОФА-меланином и меланопротеиновыми гранулами (МПП) выделенными из пигментного эпителия бычьего глаза.

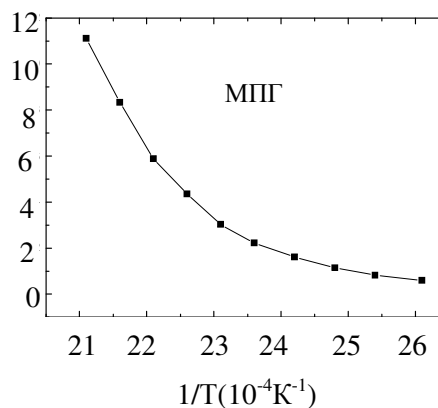
Комплексы ионов железа с меланинами получены путем инкубирования свежеполученных меланинов в растворе FeSO_4 , а синтетический L-ДОФА-меланин был получен автоокислением L-3,4-дигидроксифенилаланина ($\text{C}_9\text{H}_{11}\text{NO}_4$; $M=197,2$; фирма «Serva», Германия).

Проведенные нами предварительные опыты показали, что прессованные в виде таблетки и высушенные в эксикаторе над CaCl_2 образцы не проявляли заметную электропроводность. Поэтому измерение проводилось во влажных образцах. Пастообразные образцы были упакованы в специальную кюветы из фторопласта в цилиндрическую форму с внутренним диаметром 8 мм и длиной активной части ~14мм. С целью предотвращения изменения степени гидратации при измерениях кюветы тщательно герметизировались. Измерение проводилось в интервале температур (383-473)К.

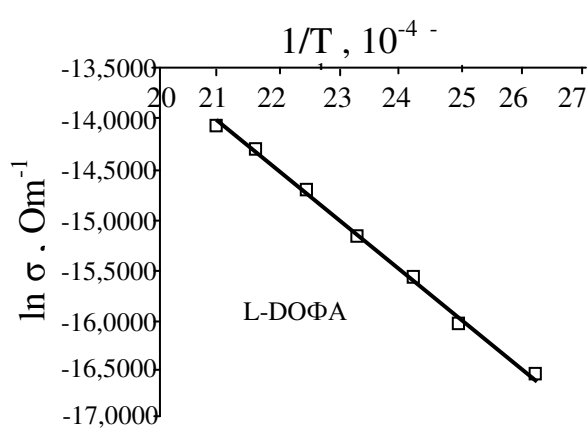
На рисунке а и b представлены графики зависимости электропроводимости (σ) от обратного значения абсолютной температуры ($1/T$), а на рисунке с и d представлены



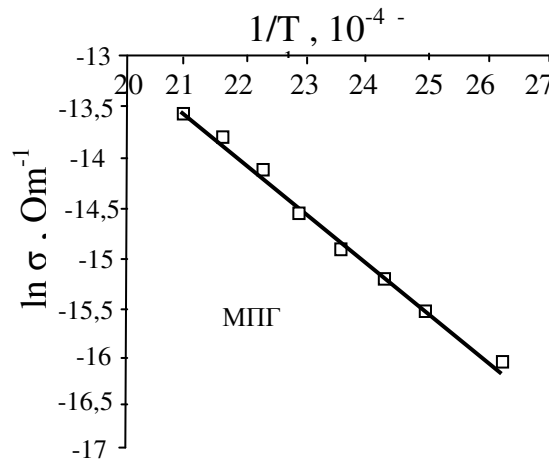
a)



b)



c)



d)

графики зависимости натурального логарифма электропроводимости ($\ln \sigma$) от обратного значения абсолютной температуры ($1/T$) в комплексных соединениях ионов железа с синтетическим L-ДОФА-меланином и с МПГ.

Сравнительный анализ полученных нами данных с известным в литературе данными по электропроводимости органических полупроводников хорошо согласуется и может быть описаны уравнением:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\epsilon_T}{2kT}$$

Исходя из этой формулы и по данным графиков c) и d) энергию активации исследованных образцов определяли по формуле:

$$\epsilon_T = \frac{2k(\ln \sigma_2 - \ln \sigma_1)}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}$$

Для комплексов ионов железа с L-ДОФА-меланином получили $\varepsilon_T = 0,92 \text{ eV}$, а для комплексов ионов железа с МПГ $\varepsilon_T = 0,98 \text{ eV}$. Точность таких оценок может быть не очень велико, но они хорошо согласуются значением энергией активации некоторых органических полупроводников известной в литературе (Например, энергия активации хлорофилля – известной как органический полупроводник $\varepsilon_T = 1,33 \text{ eV}$).

Таким образом, полученные нами результаты дают основания предполагать, что комплексы ионов железа с синтетическим и природным меланинами обладают полупроводниковым свойством электропроводимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Е.Донцов, Островский М.А. Антиоксидантная роль экранирующих пигментов глаза – меланинов и оммохромов и физико-химические механизмы их действия. В книге: «Химическая и биологическая кинетика. Новые горизонты». Москва, 2005, «Химия», т.2, с.155-174.
2. Дулов А.А., Слинкин А.А. Органические полупроводники. Полимеры с сопряженными связями. М.: Наука, 2010, 127 с.
3. <http://www.nanonewsnet.ru/news/2012/melanin>.

О ХАРАКТЕРЕ МЕХАНИЗМА РАССЕЙНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В Ag_2Se

Н.А. Вердиева, Н.Р. Султанова

*Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия,
пр. Азадлыг 20, AZ1010*

Ввиду малой подвижности носителей в Ag_2Se характер механизма рассеяния электронов был определен по электронной доле теплопроводности $\chi_{эл}$. Исследование теплопроводности было проведено на серии образцов с концентрацией носителя $1,85 \div 43 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и в температурном интервале $100 \div 300 \text{ К}$. Результаты исследований дают возможности полагать, что неупругость в Ag_2Se связана, в основном, с межэлектронным взаимодействием.

Для вычисления характера механизма рассеяния носителей в кристалле, необходимо исследовать термомагнитные эффекты или электронную долю теплопроводности или то и другое.

Ввиду малой подвижности носителей в Ag_2Se характер механизма рассеяния электронов был определен по электронной доле теплопроводности « $\alpha_{эл}$ ».

Построив экспериментальный график зависимости полной теплопроводности « α_0 » от эл электропроводности « σ » для ряда образцов, Ag_2Se с различной концентрацией носителей тока в примесной области и проведя экстраполяцию

$$\alpha_0 = \alpha_p + \alpha \sigma T \quad (1)$$

К значению $\sigma = 0$ можно тем самым определить α_p . При этом предполагается, что фононная доля теплопроводности, α_p не зависит от количества примесей и концентрации носителей. А затем электронную составляющую теплопроводности можно определить по формуле:

$$\alpha_{эл} = \alpha_0 - \alpha_p \quad (2)$$

С этой целью на серии образцов Ag_2Se в интервале температур $80 \div 300 \text{ К}$ и концентраций $1,85 \div 43 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ было проведено исследование теплопроводности.

На рис. 1 представлены температурные зависимости α_0 , где значения α_0 при 300К были определены через температуропроводность, которая измерялась методом светового импульса [1]. Как видно, α_0 в Ag_2Se по мере роста концентраций увеличивается, что указывает на большую электронную долю теплопроводности Ag_2Se .

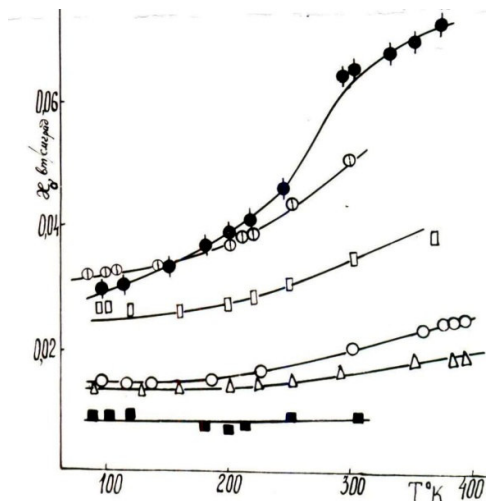


Рис. 1. Температурная зависимость общей теплопроводности образцов Ag_2Se .

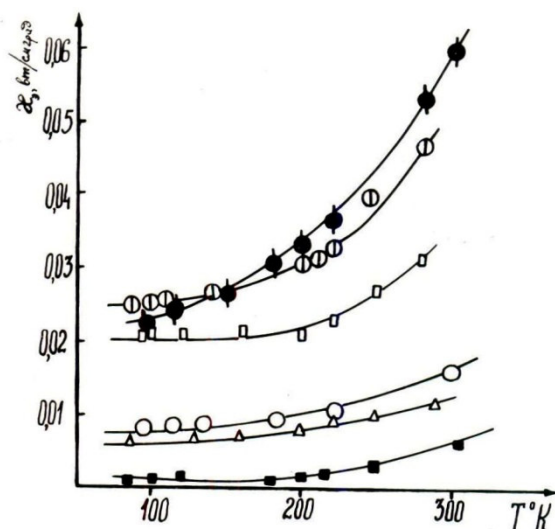


Рис.2 Температурная зависимость электронной доли теплопроводности образцов Ag_2Se .

На рис. 2 представлены зависимости $\alpha_{эл}$ от температуры. Видно, что электронная доля теплопроводности с ростом концентрации также растет. По полученным значениям $\alpha_{эл}$ определялось $\alpha_{эл} = \lambda_{эл} T$. С этой целью проводилось и исследование электропроводности « σ » Ag_2Se . Экспериментальные данные концентрационной зависимости $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ показали,

что $\frac{L}{L_0}$ почти для всех образцов $\text{Ag}_2\text{Se} < 1$. (см. рис. 3). Результаты $\frac{L}{L_0}(n, T) < 1$, как и

в случае Ag_2Te [2] свидетельствуют о неупругости рассеяния электронов в Ag_2Se , природа которой согласно теории [3] может быть обусловлена либо электрон-электронным взаимодействием, либо рассеянием носителей на оптических фонах.

При сильном вырождении ($\mu^* \gg 1$) энергия продольного фотона, значительно меньше приведенной энергии носителя и в то же время порядка $k_0 T (\mu_0^* \gg \hbar \omega_0, \mu_0 N k_0 T, \text{ где } w_0 = (L_0 \sigma T)^{-1}$ - тепловое сопротивление для упругого рассеяния;

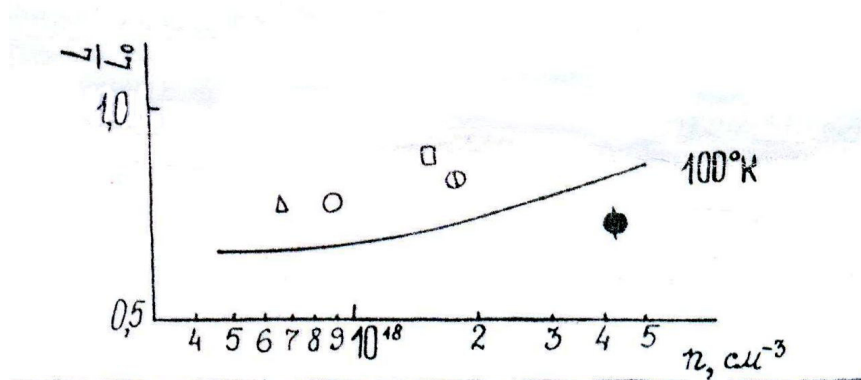


Рис.3. Концентрационная зависимость L/L_0 для образцов Ag_2Se .

W_{ee} - тепловое сопротивление, обусловленное столкновениями между носителями, U - экспериментальное значение подвижности; $U_{\text{опт}}$ - подвижность при рассеянии на оптических фононах. Поэтому второе слагаемое в формуле (2) связано с учетом неупругости за счет столкновения между носителями, а третье за счет полярного рассеяния на оптических фононах. Используя результаты расчета авторы [3] получили, что:

$$\frac{W_{ee}}{W_0} = 2\pi^4 \frac{e^3 (\kappa_0 T)^2 (\kappa_F r_3)^2 u n}{\epsilon^2 \hbar^3 \kappa_F^3 v_F^4} B(Z) \quad (3)$$

v_F - скорость на уровне Ферми

κ_F - квазиимпульс на уровне Ферми

$r_3 = \left(\frac{\epsilon_\infty}{4\pi^2 \rho \mu} \right)^{\frac{1}{2}}$ - радиус экранирования, соответствующей диэлектрической проницаемости ϵ_∞

$\rho(\mu) = \frac{3en\alpha_\infty}{\pi^2 \kappa_0^2 T}$ - плотность состояния

$B(z)$ при $z = (2\kappa_F r_3)^{-2} \ll 1$; $(z) \approx 1$

Указанные в (3) условия для Ag_2Se выполняются достаточно хорошо. ($\mu^* \geq 5, \hbar \omega_e = 0,0163 \text{ эВ}$). Учитывая вышесказанное приняв во внимание концентрационную зависимость эффективной массы электронов, получено, что основной вклад вносит $\frac{W_{ee}}{W_0}$, а неупругость, связанная с полярным рассеянием на

оптических фононах не превышает $\approx 2\%$, т.е. можно полагать, что наблюдаемая неупругость в Ag_2Se связана в основном, с межэлектронным взаимодействием.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Б. Абдуллаев, М.И. Алиев, С.А. Алиев, Д.Г. Араслы, Н.А. Вердиева, Р.Э. Гусейнов. Препринт № 30 ИФАН, 1974 .
2. С.А. Алиев, У.Х. Суюнов, М.И. Алиев. ФТП, №6, 1973
3. Ю.И. Равич, Б.А. Ефимова, И.А. Смирнов. « Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам серебра». «Наука», М. 1968 Г.

О КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ 1(S)-ДИЭТИЛ-2-ИЗОБУТИЛ-7-ГИДРОКСИ-7МЕТИЛ-5 ФЕНИЛ-1,2 ДИАЗОСПИРО [1,1] ДЕКАН- 4,6- ДИКАРБОКСИЛАТ(C₂₅H₃₈N₂O₅)

Т.З. Кулиева, Ч.Г. Ахундов, Ш.М. Годжаева

*Бакинский Государственный Университет, НИИ Физических проблем
Отдел Физики Полупроводников*

Производные пиримидинов являются фрагментами фармакологических и биологически активных соединений с высокой антибактериальной и противовирусной активностью, что объясняет появление модификаций классических методов синтеза и поиск новых методов, обеспечивающих доступность соответствующих функционально замещенных пиримидинов [1].

1. Кристалл, с химической формулой C₂₅H₃₈N₂O₅ - 1(S)- диэтил- 2- изобутил-7- гидроксид- 7метил – 5 фенил -1,2 диазоспиро [1,1] декан- 4,6- дикарбоксилат, для рентгеноструктурного анализа РСА получен двукратной кристаллизацией из этанола, белый, кубического габитуса, размер 0,30 X 0,30 x 0,20 мм³, M = 446, 57, принадлежит ромбической сингонии: a = 11, 898 (6), b = 17,27259 (9), c = 13, 1003 (7) Å, α = β = γ = 90⁰, V = 2532,0 9(2) Å³, пространственная группа Pn a 2₁, z = 4, d=1,172г/см³, μ=0,081мм⁻¹.
2. Измерены интенсивности 23587 отражений (4980 независимых отражений, R_{int} = 0,0393), для которых введена полуэмпирическая поправка на поглощение с помощью программы SADABS [2].
3. Кристаллическая структура расшифрована прямым методом и уточне на методом наименьших квадратов в анизотропном приближении для неводородных атомов. Все расчёты проведены с помощью комплекса программ SHELXTL [3].
4. Установлено, что соединение C₂₅H₃₈N₂O₅ содержит Спиро- сочленные имидазолидиновый и циклогексановый циклы в конформациях конверт и кресло, соответственно, которое определяется тетраэдрическим спироатомом углерода C(1); тетраэдричность атома углерода C(1) нарушена, валентный угол ∠ N(2)- C(5)- N(1) = 103,28⁰, т.е. уменьшен на 6⁰,
5. В молекуле пять асимметрических центров при атомах углерода C(1), C(4), C(5), C(6), C(7).
6. В молекуле имеются внутримолекулярные водородные связи: N(1)- H(N)...O(1) и O(5)- H(5O)... N(1), в которой атом азота N(1) и донор и акцептор. Атомы азота N(1) и N(2) в тригонально- пирамидальной конформации (что характерно для насыщенных гетероциклов). Все заместители- объемистые, занимают экваториальное положение (энергетически наиболее выгодно).

7. В кристалле молекулы соединения $C_{25}H_{38}N_2O_5$, повторяясь винтовой осью 2, вдоль оси с, образуют слои, параллельные плоскости (оуз).
8. Соединение является диастереомером с пятью асимметрическими центрами при атомах углерода C(1), C(4), C(5), C(6), C(7).
9. Кристалл соединения $C_{25}H_{38}N_2O_5$ представляет собой рацемат с относительной конфигурацией хиральных атомов- час- 1S, 4R, 5R,6R, 7R.

ЛИТЕРАТУРА

1. Магерамов А.М., Курбанова М.М. и др. Журнал прикладной химии, 2006, т.79, №5, стр.796-800.
2. Sheldrick G.M. || SADABS, v. 203, B rüker Siemens Area Detector Absorption Correction Prigram, Bruker AXS, Madison Wisconsin, VSA, 2003.
3. Sheldrick G.M. || SHELXT, v. 6.12, Structure Determination Software Suite, Bruker AXS, Madison Wisconsin, VSA, 2001.

$Cd_xHg_{1-x}Te$ MONOKRİSTALINDA QIZMAR ELEKTRONLARIN TERMO-FOTOELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİ

Y.Q. Nurullayev*, B.Ş. Barxalov², Ş.Ə. İsmayılova**, Y.A. Bayramov***

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

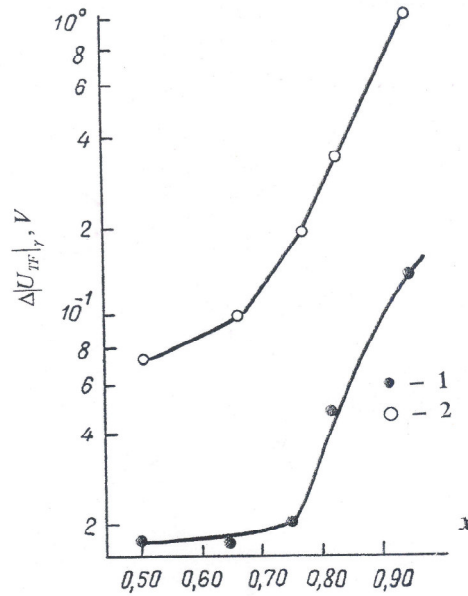
*** Gəncə Pedaqoji Universiteti

Qızmar yükdaşıyıcıların yaratdığı termofotoelektrik hərəkət qüvvəsi (termofoto.e.h.q.) hazırda yarımkeçirici materiallarda nadir təsadüf olunan və az tədqiq olunmuş fotoelektrik hadisələrə aiddir. Belə effektlərin yalnız bir qisim materiallarda müşahidə olunması barədə məlumat vardır. Bu məlumatlar müşahidə olunan effektin praktik tətbiqinə, eləcə də yarımkeçiricilərdə qızmar yükdaşıyıcıların hesabına yaranan bir sıra effektlərin bilavasitə onlardakı qızmar yükdaşıyıcıların termofoto e.h.q. ilə izahına kömək edir.

$Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında aparılan tədqiqatlar nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, yükdaşıyıcıların elektrik sahəsi ilə qızması və hiss olunacaq fotokeçiriciliyin yarandığı müəyyən elektrik sahəsi, temperatur və dalğa uzunluğu oblastlarında, γ – kvantları və elektron seli ilə şüalandırılmış və əvvəlcədən şüalandırılmamış kristallarda qızmar yükdaşıyıcıların termofoto e.h.q. (U_{TF}) yaranır [1,2]. Göstərilən kristallarda bu hadisə temperaturun ($77 \div 300 K$), elektrik sahəsi intensivliyinin ($E = 4 \cdot 10^3 V \cdot sm^{-1}$ – ə kimi) və nümunə üzərinə düşən işığın intensivliyinin ($10^{-2} Vt$ – qiymətinə qədər) geniş intervalında öyrənilmişdir. Müxtəlif temperaturalarda ölçülən termofoto e.h.q. - nin elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılığının tədqiqindən müəyyən olunmuşdur ki, bütün baxılan tərkibli $Cd_xHg_{1-x}Te$ -monokristalında γ –şüalanmadan sonra n – tip kristallarda U_{TF} – in ədədi qiyməti şüalandırılmamış hala nəzərən artır. Amma bu halda n – tip nümunələr üçün γ –şüalanmadan sonra $U_{TF} = f(E)$ asılılığının xarakteri praktik olaraq dəyişmir. Bu asılılıq üç oblastdan ibarətdir: kvadratik, xətti və subxətti. p – tip kristallarda isə asılılığın xarakteri qismən dəyişir və bu halda iki oblast (başlanğıc kvadratik və sonradan xətti) müşahidə olunur. Şüalandırılmış n – tip kristallarda eyni şəraitdə temperaturun artması ilə U_{TF} – monoton azalır və həmişə şüalandırılmamış hala uyğun qiymətdən böyük qalır.

Şüalanma nəticəsində termofoto e.h.q.-nin mütləq dəyişməsinin $|U_{TF}|_0 - |U_{TF}|_\gamma$ - nümunənin tərkibindən asılılığından görünür ki, γ – kvantları ilə şüalanmadan sonra U_{TF} artır (şəkil 1). Tədqiqatlar zamanı müxtəlif dozalı γ – kvantları ilə şüalandırılmış nümunələr üçün $U_{TF} = f(E)$ asılılığı öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, eyni şəraitdə şüalandırılmış nümunələr üçün D_γ – şüalanma dozəsindən asılı olaraq həm U_{TF} - in ədədi qiyməti, həm də sahə intensivliyindən asılılığının xarakteri dəyişir. $U_{TF} = f(E)$ asılılığında, bir qayda olaraq, daha çox dəyişmə nisbətən alçaq temperaturlar oblastında və çox da yüksək olmayan elektrik sahələrində müşahidə olunur. Adətən, şüalanma dozasının artması ilə, əvvəlcə (nisbətən alçaq dozalarında), bu asılılıq kvadratikdən güclü olur, sonra isə (yüksək şüalanma dozalarında) tədricən kvadratik asılılığa keçir.

Tədqiq olunan $|U_{TF}|_0 - |U_{TF}|_\gamma = f(D_\gamma)$ asılılığından görünür ki, $n - Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarda termofotoe.h.q. - nin dəyişməsinin mütləq qiyməti əvvəlcə kəskin artır, sonra isə doyma halına keçir. $p - Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında isə tamamilə fərqli asılılıq müşahidə olunur. Belə ki, elektrik sahəsinin $E = 4 \cdot 10^3 V \cdot sm^{-1}$ qiymətində D_γ – nın artması ilə $\Delta U = |U_{TF}|_0 - |U_{TF}|_\gamma$ – müntəzəm olaraq artır, $E = 10^3 V \cdot sm^{-1}$ qiymətində isə bu asılılıq qeyri-monoton olur. D_γ – nın kiçik qiymətlərində ΔU_{TF} kəskin artaraq maksimum qiymətə çatır, sonra bir qədər azalır və daha sonra isə ($D_\gamma > 10^7 R$ qiymətlərində) yenidən kəskin artır. Müşahidə olunan effekt termofotoe.h.q. - nin müxtəlif elektrik sahə intensivliyi və temperaturlardakı kinetikasında daha aydın özünü göstərir. Həmçinin müəyyən olunmuşdur ki, şüalandırılmamış $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında müşahidə olunan termo foto e.h.q. ətalətsizdir.



Şəkil 1. $n - Cd_xHg_{1-x}Te$ (a) və $p - Cd_xHg_{1-x}Te$ (b) kristallarında $\Delta U_{TF}|_\gamma = f(x)$

asılılığı. $T = 77 K$; $D_\gamma = 4 \cdot 10^8 R$; $E = 4 \cdot 10^3 V \cdot sm^{-1}$.

Həm $n-$, həm də $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalları yüksək dozalı $\gamma-$ şüaları ilə şüalandırıldıqdan sonra onlarda yuxarı temperaturlarda yaranan termofoto e.h.q. ətalətsiz olur [3]. Alçaq temperatur və şüalanma dozalarında U_{TF} – in yaranması və yox olmasında isə astalıq müşahidə olunur. $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarından fərqli olaraq $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında daha yüksək elektrik sahələrində əks "sıçrayış" effekti kəskin şəkildə müşahidə olunur.

Müxtəlif dozalı qamma-kvantlarla şüalandırılmış $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalında qızmar yükdaşıyıcıların termofoto e.h.q. maraqlı, həm də mürəkkəb xüsusiyyətlərə malikdir [3]. Qızmar yükdaşıyıcıların termofotoe.h.q.-nin spektral asılılığı ilə uyğun fotokeçiriciliyin spektral asılılığı arasında müəyyən korrelyasiya vardır. Alınan təcrübi nəticələrin təhlili sübut edir ki, hər iki spektral asılılıq kristalların $\gamma-$ kvantlarla şüalandırılması nəticəsində onlarda fəzaca qeyri-bircinslik dərəcəsinin dəyişməsi ilə əlaqədardır. Çox güman ki, şüalandırılmış $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında termofotoe.h.q.-nin azalması və əksinə onun $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında başlanğıc hala nəzərən artması uyğun olaraq ya yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması, ya da azalması ilə əlaqədardır. Qamma-kvantları ilə şüalandırılmış $Cd_xHg_{1-x}Te$ monokristallarında termofoto e.h.q.-nin asılılığı aşağıdakı kimi izah oluna bilər. Fərz etmək olar ki, $\gamma-$ kvantları ilə şüalandırılmış $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında temperaturun yüksəlməsi ilə yükdaşıyıcıların yürüklüyü əvvəlcə artır, sonra isə müəyyən temperaturdan başlayaraq azaldığından uyğun olaraq termofotoe.h.q. də temperaturdan qeyri monoton asılı olur. Qamma-kvantları ilə şüalandırılmış $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında yükdaşıyıcıların yürüklüyü (həmçinin U_{TF}) temperaturun artması ilə daim azalır. Bu fərziyyə $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında $\gamma-$ kvantları ilə şüalandırılmaya qədər və şüalandırılmadan sonra Holl əmsalının, elektrikkeçiriciliyin, Holl yürüklüyünün temperatur asılılığının təcrübi nəticələri ilə bir daha təsdiq olunur. Müxtəlif dozalı $\gamma-$ kvantı və sürətli elektron seli ilə şüalandırılmış $n-$ və $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında qızmar yükdaşıyıcıların termofotoe.h.q.-nin təcrübi tədqiqindən müəyyən olunmuşdur ki, güclü elektrik sahəsi, düşən işığın intensivliyi, temperatur və işığın düşmə müddətindən asılı olaraq termofoto e.h.q.-nin həm ədədi qiyməti, həm də asılılıq xarakteri dəyişir.

Müəyyən olunmuşdur ki, şüalandırılmadan sonra öyrənilən nümunələrdə U_{TF} – in spektral paylanması həm forması, həm də diapozonu dəyişir. Xüsusilə $\gamma-$ şüaları ilə şüalandırılmadan sonra $n-$ tip kristallarda U_{TF} – in spektral diapozonu sıxılır, spektrin maksimumu və qısa dalğa sərhədi uyğun olaraq qısa dalğalar oblastına tərəf sürüşür. Nəticədə öyrənilən kristallar üçün müşahidə olunan fotoeffektin qırmızı sərhədi şüalandırılmamış nümunələrə nəzərən daha kəskin olur. Amma spektrdə yaranan bu sürüşmələr və dəyişmələr adətən aşağı temperaturlarda baş verir və bütün bunlar eyni təcrübi şəraitdə nümunənin tərkibindən asılıdır. Nümunənin tərkibinin artması ilə termofotoe.h.q. əvvəlcə ($x=0,80$ -a qədər) artır, sonra isə ($x>0,80$ qiymətlərində) azalır. Həmçinin müəyyən olunmuşdur ki, tədqiq olunan $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalları $\gamma-$ kvantları ilə şüalandırıldıqdan sonra nümunənin tərkibinin artması ilə U_{TF} – in spektral paylanma intervalı bir qədər genişlənir.

$Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında müşahidə olunan termofoto e.h.q. - nin öyrənilən nümunənin tərkibindən asılılığına qamma-şüalanmanın təsiri alçaq şüalanma dozalarında nöqtəvi radiasiya defektlərinin bir yerə toplanması nəticəsində kristalda yaranan fəza qeyri-

bircinsliyinin artması ilə, yüksək dozalarda isə kristala çoxlu sayda nöqtəvi radiasiya defektlərinin daxil olması hesabına kristalın fəzaca bircinsli hala yaxınlaşması ilə izah olunur. γ -şüalanma nəticəsində tədqiq olunan nümunədə nöqtəvi radiasiya defektlərinin yaranması modeli əsasında U_{TF} -in nümunənin təkibindən asılılığı və x -in artması ilə termofoto e.h.q.-nin artması kristala şüalanma nəticəsində daxil edilən radiasiya defektlərinin kristalda olan ilkin idarə olunmayan defektlərə olan nisbətinin artması ilə izah oluna bilər. Təklif olunan bu mexanizm γ -şüalanmanın qızmar yükdaşıyıcıların termofotoe.h.q.-nin yaranmasını və onun D_γ -şüalanma dozasından, nümunənin tərkibindən, temperaturdan və elektrik sahəsindən asılılığını keyfiyyətcə izah edir [4]. Müşahidə olunan və əsas signala nəzərən əks işarəli kiçik "sıçrayış" bizim fikrimizcə, qızma nəticəsində kontakt çəpərinin arxasında əks işarəli yüklərin toplanması hesabına baş verir. Qızdırıcı elektrik impulsu kəsildikdən sonra daxili sahənin təsiri ilə bu yüklər əks tərəfə sorulur və sorulma müddətində ossilloqrafın ekranında ani olaraq əks istiqamətdə nisbətən zəif pik müşahidə olunur. Bu fərziyyə əks istiqamətli pikin amplitud və sürəkliyinin kontaktın növündən, öyrənilən nümunənin xüsusi müqavimətindən, düşən işığın intensivliyindən və nümunənin keçiriciliyintipindən asılı olması ilə təsdiq olunur.

Alınan təcrübi nəticələri araşdıraraq və mövcud elmi ədəbiyyata istinad edərək demək olar ki, öyrənilən $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında termofotoe.h.q.-nin ifrat yüksək tezlikli güclü elektrik sahəsinin təsiri ilə dəyişməsi baxılan şəraitdə yükdaşıyıcıların elektrik sahəsi ilə qızması ilə əlaqədar olub əsas, yükdaşıyıcıların şüalanması hesabına yarımkəçiricidə yaranan nöqtəvi defektlərlə qarşılıqlı təsiri ilə təyin olunur.

Tədqiq olunan müəyyən tərkibli $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalları γ - kvantlarla şüalandırıldıqdan sonra səpilmə mərkəzlərinin (defektlərin) konsentrasiyasının artması ilə yürüklük (μ_0) və yükdaşıyıcıların yaşama müddəti azalır. Bu zaman analogi olaraq yükdaşıyıcıların elektrik sahəsi ilə qızma səviyyələri, həmçinin onların toplaşma əmsalı və diffuziya uzunluğu da dəyişir. Ona görə də γ - kvantlarla şüalandırıldıqdan sonra eyni təcrübi şəraitdə həm $|U_{TF}|_0$, həm də $|U_{TF}|_\gamma$ -in ədədi qiyməti azalır. p -tip kristallarda həm $|U_{TF}|_0$, həm də $|U_{TF}|_\gamma$ -in yaranmasında eyni zamanda bir-biri ilə rəqabət edən ikitip yükdaşıyıcılar – elektron və deşiklər iştirak edir. Xarici şəraitin dəyişməsində və γ -kvantlarla şüalanmada bu komponentlərin nisbəti dəyişir. Ona görə də, tədqiq olunan nümunələrdə ölçülən kəmiyyətlərin həm ədədi qiyməti, həm də onların asılılıq xarakterləri dəyişir.

Təklif edilmiş mexanizm elektron və γ -şüalanmanın qızmar yükdaşıyıcıların termofoto e.h.q. - nə təsirini və həmçinin termofoto e.h.q. - nin şüalanma dozasından, nümunələrin tərkibindən, temperatur və elektrik sahə intensivliyindən asılılıqlarını da izah edir.

ƏDƏBİYYAT

1. A.Ş. Abdinov, Ö.Q. Nurullaev, Mulina L.N., Vlienie vısokotemperaturnoqo obluçeniə na gлектrofiziçeskie xarakteristiki monokristallov $Cd_xHg_{1-x}Te$ /
2. DAN Azerb. SSR. 1989, t.44.v.9. s.13-17.
3. Y.Q.Nurullyev “Qismən nizamsız kristallarda elektron-defekt qarşılıqlı təsiri” dok. dissertasiyası, Bakı 2004, 250 s.
4. Y. Q. Nurullayev, B.S. Barkhalov. Termal Electromotive Force of Hot carriers in γ - Irradiated Single Crystals of Cadmium Mercury Telluride. ISSN 0018-
5. 1439.High Energy Chemistry, 2013, Vol.47.No. 3, pp.127-129.

ESTABLISHED A NEW METHOD OF DETERMINATION OF THE COEFFICIENT OF THERMAL CONDUCTIVITY.

A.Q. Huseynov, S.Sh. Babaeva
Azerbaijan State Oil Academy

Xülasə

Məqalədə qeyri-stasionar rejimdə yeni metodlu silindirik zond vasitəsilə atmosfer təzyiqində 20÷80 °C intervalında istilikkeçirmə əmsalı ölçülmüşdür. Yüksək parametrlərdə alınan nəticələr [5] metodikasını ilə tədqiq olunmuşdur. Atmosfer təzyiqində alınan nəticələr ≈1%, yüksək parametrlərdə alınan nəticələr isə 1,7% xəta ilə qiymətləndirilir.

Реферат

Предлагается нестационарный новый метод для измерения теплопроводности, в частности, классической метод цилиндрического зонда. При помощи этой методике исследовано высокоминерализованных пластовых вод при атмосферном давлении в температуре 20 ÷ 80С⁰. Данные при высоких параметрах получены по методике [5]. Погрешность измерения коэффициента теплопроводности при атмосферном давлении составляет ≈1%, а при высоких параметрах 1,7% .

The conductivity liquids and gases occurring in the way of explanation of the process of radiation is currently considered one of the actual problems . According to the molecular-kinetic theory of particles that happened in the process, and it is difficult to explain, the best way to study this process in the solution of practical problems, in particular in case of heat transfer in this event as a whole to be appropriate for a review. [1]

In some cases, the unit price is a little expensive over time, which is of practical importance, it is necessary to investigate the matter. This becomes even more important at that time, (petroleum products), they are integral parts of the change within a short time. It is suitable for the practical point of view is characterized by simplicity, there is a need for a device. In this case, typically, the classical methods for determination of the coefficient of thermal conductivity probe method was applied to one of the methods that are in use. There are practical difficulties in the implementation of this method.[2,3].

The advantage of this method is that the classical method is to note that, in the short term pressure on the diaphragm, the diaphragm can be between geodesy and the probe "foreign conductivity" is measured. Research shows that a stable layer of the substance of the study, current amplitude and permeability momentum, is equal to the change in temperature probe.

Beckman's metastatic thermometer is wrapped 1, 3 heater (resistance insulated, copper wire 3.5 m) and fluid in the study were placed in glass Jar. The vessel was closed with a cap at least. The containers are placed in the fluid thermostat. A constant voltage of 2 V, the current heat in the outgoing rectifier stopwatch switches, current switched off after 30 seconds, on Beckman's thermometer the probe heating rate is recorded.

Measuring cell with well-researched (the range of the coefficient of thermal conductivity 0,02-0,7 w / mk) is measured.

As is shown on the scheme experimental data on conductivity the pore water solutions are well placed on the common curve. This dependence is described by the equation:

$$\lambda_{wc} = \lambda_{p+293,5} (a + a\tau + c\tau^2)$$

where $\tau = \frac{T}{T_0}$; T- is temperature ; $\lambda_{p,w}$ – is coefficient of thermal conductivity of pore water at temperature T; $\lambda_{p+293,5}$ – is coefficient of thermal conductivity of pore water at temperature $T_0 = 293,15$ k; a, b, c are coefficients depending on temperature ; a= 0,5025; b= 2,3470 ; c= 0,8330.

This equation describes the dependence of coefficient of pore water solutions thermal conductivity on temperature at current concentration.

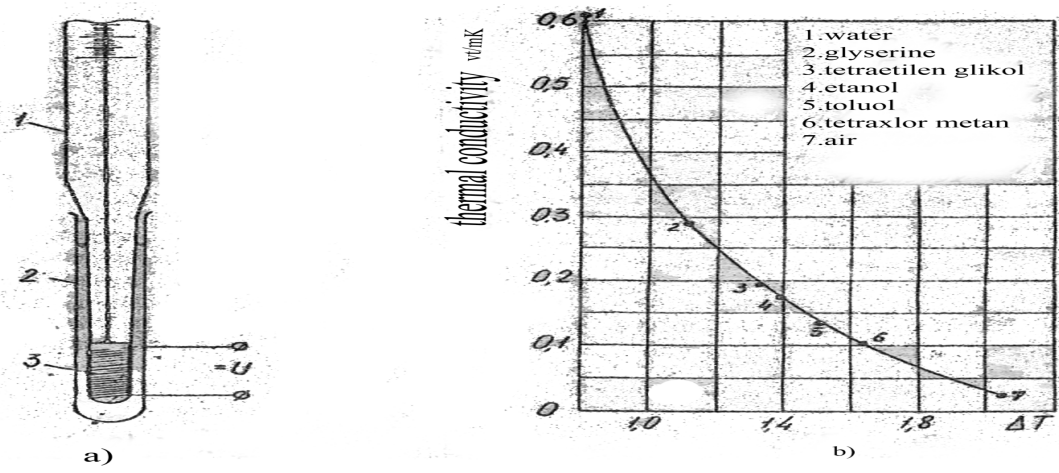


Figure 1. The measuring cell is a) graduivovus schematic curve for temperature

Table 1: Experimental measurements of thermal conductivity of pore Waters at mineralization 681, gr / l

P/MPa K	0,1	5	10	20	30	40	50
293,15	583	586	588	593	597	602	607
303,15	600	603	609	613	615	620	616
313, 15	617	620	622	626	631	635	640
333,15	629	632	635	639	645	650	655
343,15	648	651	654	658	663	668	670
353,15	655	658	660	664	669	670	676
373,15		666	669	673	678	680	685
393, 15		669	673	677	683	685	690
413,15		672	674	680	684	686	691
433,15		665	672	677	682	684	692
453,15		653	659	673	679	677	691
473,15		639	661	668	672	673	682
493,15		640	646	654	663	672	673
513,15		621	629	633	643	652	654
533,15		594	510	619	631	637	640
553,15			582	595	623	630	635
573,15			542	558	564	572	583

Table 2: Experimental measurements of thermal conductivity of pore Waters at mineralization 82,76 gr / l

P/MPa T/ K	0,1	5	10	20	30	40	50
293,15	580	583	585	590	587	601	606
303,15	587	590	593	597	602	608	613
313, 15	602	595	597	602	608	613	618
333,15	615	618	621	624	630	635	640
343,15	625	628	631	635	640	644	650
353,15	646	649	652	654	659	665	672
373,15		660	661	663	666	674	681
393, 15		664	665	669	671	679	686
413,15		667	664	670	672	680	687
433,15		664	662	668	669	678	688
453,15		657	655	660	666	670	687
473,15		643	650	655	659	666	677
493,15		629	635	640	650	657	662
513,15		610	619	624	630	637	642
533,15		589	600	605	623	629	510
553,15			569	574	615	621	626
			531	536	574	579	581

ЛИТЕРАТУРА

1. Варгафтик Н.Б « Теплопроводность жидкостей и газов» Москва « Издательство Стандартов» 1978
2. Цедерберг Н.В « Теплопроводность жидкостей и газов» Ленингмон, Москва гос. Энергоздат, 1963.
3. Лыков А.В. Тепломассообмен Справочник Москва « Энергия» 1972.
4. Nikolayev V.A «Thermal conductivity of water solutions of chloride , sulphate natrium and magnum at wide parameters of state» Thesis Azinneftekhim, 1984, p.138-142.
5. Гусейнов А.Г. И ДР. «Теплопроводность водных растворов фтористого калия » Баку Химия и Нефтехимия № 4 2003. 64-68стр.

ЭФФЕКТ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В СТРУКТУРАХ *M-InSe-M*

Ю.Г. Нуруллаев*, Я.А, Байрамов, С.Х. Халилов*, С.Дж. Мамедов*,
Б.Дж. Алиев*****

* Сумгаитский Государственный Университет

**Гянджинский Государственный Педагогический Университет

*** Азербайджанский Нефтяной Академии

В настоящее время развитие твердотельной электроники требует поиска новых материалов, а также всестороннего исследования их физических свойств. При этом все больше внимание уделяется изучению электрон-дефектного взаимодействия, которое играет определяющую роль в физических явлениях, протекающих в твердых телах, так и различных приборах на их основе. Большая часть из существующих полупроводниковых материалов, являющиеся основными объектами физики твердого

тела и твердотельной электроники, ведут себя как частично-неупорядоченные материалы. Однако особенности электрон-дефектного взаимодействия в них изучены крайне недостаточно. Поэтому комплексное исследование электронных свойств монокристаллов *InSe*, полупроводников с частично-неупорядоченной структурой несомненно является актуальной. Однако многие свойства и особенности монокристаллов *InSe* еще не выявлены и требуют глубокого изучения. В частности, в настоящему времени слабо изучены влияние легирования редкоземельных элементов на электронные свойства этих полупроводников.

Целью настоящей работы являются влияние легирования редкоземельными элементами на электрические свойства, а также выяснение механизма влияния примесей редкоземельных элементов на электронные свойства слоистых полупроводников типа монокристаллов соединений A^3B^6 .

Монокристаллы соединений A^3B^6 со слоистой структурой обнаруживают ряд специфических электронных свойств: эффект переключения с памятью, отрицательное дифференциальное сопротивление, низкочастотные осцилляции тока, температурно-электрическая неустойчивость, осцилляции фототока, отрицательная фотопроводимость, фотоэлектрическая память, индуцированная примесная фотопроводимость и т.д., которые объясняются на основе наличия различных локальных центров и потенциальных барьеров в изучаемых материалах. Монокристаллы селенида индия по своим фотоэлектрическим свойствам разделяются на две группы: низкоомные и высокоомные. В отличие от низкоомных, высокоомные кристаллы обладают свойствами остаточного ИК-гашения собственной проводимости, остаточной отрицательной проводимости и фотоэлектрической утомляемости. Указанные эффекты являются объемными электронными процессами и обусловлены пространственной неоднородностью этих кристаллов, а также наличием в их запрещенной зоне локализованных состояний глубоких уровней β – прилипания.

Автор [1, 2] в высокоомных кристаллах *InSe* обнаружена электроиндуцированная примесная фотопроводимость (ИФ), обусловленная опустошением ловушек основных носителей заряда. Показано, что в этих кристаллах глубина залегания медленных г-центров ($\epsilon_r = \epsilon_s + 0,43$ эВ) значительно превышает глубину залегания ловушек ($\epsilon_m = \epsilon_s - 0,34$ эВ) и эти локальные уровни пространственно разделены. Это позволяет на одном и том же образце обнаружить указанные явления в отдельности. На основе исследования спектра и кинетика фотопроводимости в определены: величина ширины запрещенной зоны ($\sim 1,20$ эВ при 300К), концентрации г-центров ($N_r \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$), сечения захвата основных ($S_{nr} \approx 5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-2}$) и неосновных ($S_{pr} \approx 10^{-16} \text{ см}^{-2}$) носителей, а также энергетическая глубина залегания указанных уровней относительно потолка валентной зоны.

Установлено что в высокоомных монокристаллах *InSe* при $T \leq 200\text{K}$ после воздействия светом из области примесного поглощения ($1,15 \leq \lambda \leq 2,80 \text{ мкм}$) наблюдается остаточная отрицательная фотопроводимость с временем релаксации $\tau \approx 10^{-9} - 10^{-4}$ с. В высокоомных монокристаллах *InSe* при температурах $T \leq 200\text{K}$ обнаружен эффект фотоэлектрической утомляемости (ФЭУ)-уменьшение фоточувствительности при длительном воздействии фотоактивного света ($0,35 \leq \lambda \leq 1,15 \text{ мкм}$).

Нелегированные специально и легированные редкоземельными элементами Gd с различными содержанием ($10^{-5} - 10^{-1}$ ат. %) соединения A^3B^6 получены нами

методом сплавления исходных компонентов, взятых в стехиометрическом соотношении. В качестве исходных компонентов брались In марки В-3 (99,999 %), Se марки В-5 (99,999 %), а качестве примесей РЗЭ-химически чистые элементы гадолиний. Легирование проводили перед началом процесса синтеза путем добавления измельченного редкоземельного элемента высокой чистоты в ампулы вместе с исходными компонентами. Монокристаллические слитки InSe и InSe:Gd нами выращивались методом Бриджмена.

Известно, что путем легирования слоистых кристаллов A^3B^6 примесями редкоземельных элементов можно управлять системой их структурной и пространственной неоднородности. С целью установления взаимосвязи между степенью пространственной неоднородности и эффектом переключения, а также выявления особенностью электрон-дефектного взаимодействия частично-неупорядоченных полупроводников в этих материалах нами исследовано влияние легирования РЗЭ на эффект переключения в кристаллах селенда индия.

Ниже изложены результаты исследования влияния на эффект переключения в монокристаллах InSe и InSe:Gd специально введенных примесей редкоземельных элементов гадолиния. Изучаемые образцы с концентрации $N = 0,10; 0,20; 0,50$ ат. % вырезали из крупных слитков. Измерения проводились в продольном режиме, а контактными материалами служили In, серебряная паста и аквадак.

Обнаружено, что в исследуемых структур металл-InSe в температурном интервале $80 \leq T \leq 400$ К ВАХ подчиняется степенному закону $I \sim U^n$, показатель степени (n) которого при оптимальных условиях с ростом приложенного напряжения увеличивается от ~ 1 почти до ~ 7 . При достижении определенного значения напряженности электрического поля E_{np} происходит быстродействующий эффект переключения ($\tau \approx 10^{-8}$ с) с долговременной памятью. Также обнаружено, что с ростом температуры в структурах на основе нелегированных кристаллов InSe напряжения переключения U_{np} монотонно уменьшается, а в специально легированных примесью гадолиния кристаллов InSe:Ga зависимость U_{np} от T имеет сложный хакактер.

Установлено, что в обеих группах кристаллов память, т.е. длительное сохранение низкоомного состояния образца, установленного после переключения, стирается путем воздействия на структуру кратковременными ($\tau \leq 1$ мкс) электрическими импульсами с амплитудой, значительно превышающей напряжение переключения ($U \gg U_{np}$), а также ее нагревом до $T \geq 400$ К с последующим резким охлаждением до азотной температуры путем погружения в жидкий азот. Оказалось, что с ростом концентрации гадолиния N_{Gd} при прочих одинаковых условиях U_{np} увеличивается. Обнаружено, что параметры эффекта переключения и исследуемых структур зависят также от воздействия фотоактивного света. В диапозона температур $T = 80-400$ К под действием света из области собственного поглощения ($0,30 \leq \lambda \leq 1,15$ мкм) напряжение переключения уменьшается с ростом интенсивности света (I_c) величина $\Delta U = U_{np} - U_0^*$ (где U_{np} и U_0^* - напряжения переключения в темноте и при воздействии света, соответственно) растет. Зависимость U_{np} от воздействия света из области примесного поглощения прежде всего определяется длиной волны излучения. С ростом содержания гадолиния максимум кривых зависимости ΔU_{np} от длины света в области примесного поглощения смещается в сторону более длинных волн. Установлено, что как в InSe, в кристаллах InSe:Gd спектральное распределение ΔU_{np} в области собственного поглощения совпадает со спектральным распределением собственной фотопроводимости (I_f), в области относительно коротковолнового света из области примесного поглощения-со спектральным распределением отрицательной

фотопродимости (I_{ϕ}^-) ИК-гашения собственной фотопродимости и инжекционного тока (β); в области более длинноволнового света из области примесного поглощения – со спектральным распределением индуцированной фотопродимости

Влияние света на параметры S-диодов на основе симметричной структуры $M - \Pi - M$ исследовано (где $M - In$ а $\Pi - InSe, InSe:Gd$) в диапазоне температур 80—400 К, спектральном интервале длин волн 0,30—3,00 мкм в режиме генератора тока. Установлено, что зависимости от температуры и длина волны свет на исследуемые структуры влияет по разному. В частности, во всем рассмотренном диапазоне изменения температуры под действием света из области собственного поглощения ($0,40 \leq \lambda \leq 1,30 \text{ мкм}$) напряжения $U_{пр}$ уменьшается относительно темнового, а при температурном интервале $80 \leq T \leq 120 \text{ К}$ одновременно имеет место и рост $U_{пр}$ при освещении ($1,40 \leq \lambda \leq 2,80 \text{ мкм}$) образца. В качестве собственной подсветки брался монохроматический свет с длиной волны 0,95 мкм, а качестве примесного 1,80 мкм. В вольтамперной хаактеристике обнаружено S-образные кривые подчиняющийся по степенному закону $I \sim U^n$ (где $n \geq 2$), а после достижения порогового напряжения исследуемые структуры переходят в низкоомное состояние. При освещении образца собственным светом, с ростом интенсивности $U_{пр}$ уменьшается по гиперполическому закону. При оптимальных условиях эта величина составляет ~60 % относительно темнового. Обнаруженная специфическая зависимость $U_{пр}$ от длина волны света внешней подсветки позволяет при соответствующем выборе рабочей точки управлять током через исследуемые структуры $M - \Pi - M$ весьма разнообразно и обнаружить в этих структурах фототриггерный эффект.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Ф.Мехтиев, Г.Б. Абдуллаев, ДАН Аз.ССР, 1962, т.18, в.6, с.11-17
2. А.Ш. Абдинов, А.Г. Кязым-заде, ФТП, 9, № 10, 1970 (1975)

ДИФФУЗИЯ АТОМОВ ИНДИЯ В ИРИДИЙ ЧЕРЕЗ ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ МОНОСЛОЙ ГРАФИТА

**А.К. Оруджов, А.О. Дашдемиров, Ф.А. Оруджов, А.Ф. Исмайылова,
Р.Н. Исмаилова**

*Бакинский Государственный Университет
orag@mail.ru*

При облучении нагретого до $T \leq 1800 \text{ К}$ $Ir(111) - C$ потоком атомов индия с плотностью $\nu = (10^{10} \div 10^{14}) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ наблюдалось интеркалирование атомами индия монослоя графита на иридии и диффузия индия в иридий. С увеличением потока от $10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ до $10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ количество интеркалированного индия увеличивалось по линейному закону, а количество диффундирующего индия сильно увеличивалось при больших потоках $\nu = (10^{13} \div 10^{14}) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и достаточно высоких температурах $Ir - C$ ($T = 1400 \text{ К} \div 1600 \text{ К}$). При облучении нагретого до $T = 1600 \text{ К}$ $Ir(111) - C$ потоком атомов индия с большой плотностью $\nu \approx 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ за время $t = 5 \text{ мин.}, 10 \text{ мин.}, 15 \text{ мин.}$, и т. д. объем интеркалированной фазы индия был в сотни раз меньше, чем объем диффузионной фазы индия и продолжительность диффузионной фазы также было

намного больше чем продолжительность интеркалирированной фазы индия. Начало ТДС ионов In^+ из системы $Ir(111) - C$ соответствовал к температуре 1800К, т.е. до испарения монослоя графита. С повышением температуры экспозиции Ir-C от 1600К до 1800К количество диффундирующего индия уменьшалась. Наилучшая диффузия индия в иридий происходил при температурах $1400K < T < 1600K$ $Ir(111) - C$. Из сравнения количества падающих атомов индия $N = \nu t$ на нагретой до $T = 1600K$ $Ir(111) - C$ за время t с количеством индия диффундирующихся из иридия определяемое из анализа ТДС ионов In^+ , была найдена доля потока атомов индия $\delta_{in} = N_{dif} / N \approx 2 \cdot 10^{-3}$ диффундирующие в иридий. Долю потока атомов индия диффундирующихся в иридий определили из сравнения ТДС [1,2] ионов Cs^+ и In^+ из $Ir(111) - C$ используя известное значение $\delta_{Cs} = 0,25$. При одинаковых условиях экспозиции Ir-C потоками атомов индия и цезия отношения количества диффундирующихся атомов можно определить как отношение доли потоков In и Cs диффундирующие в иридий $\gamma = \frac{N_{in}}{N_{Cs}} = \frac{\delta_{in} \nu t}{\delta_{Cs} \nu t} = \frac{\delta_{in}}{\delta_{Cs}}$. Из сравнения площадей пиков ТДС ионов In^+ и Cs^+ было найдено $\gamma_{in} = N_{in} / N_{Cs} \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Тогда $\delta_{in} \approx 1,25 \cdot 10^{-3}$, которая хорошо согласуется вышеуказанной оценкой δ_{in} в иридий. Из анализа ТДС ионов In^+ при ионизации электронами десорбирующего потока атомов индия с поверхности иридия и из системы Ir-C было определена доля потока атомов индия переходящая в интеркалированное состояние под монослоем графита на иридии при комнатной температуре. Для этого за определенное время облучения иридиевой ленты потоком атомов индия данной плотностью записывался ТДС ионов In^+ с поверхности иридия. Затем при прежних условиях облучался $Ir(111) - C$ и записывался снова ТДС ионов индия. Из сравнения площади пика ТДС атомов индия с иридия с площадью пика ТДС интеркалированных атомов из $Ir(111) - C$ была найдена доля потока интеркалирования атомов индия в системе $Ir(111) - C$ $\bar{\delta} = 0,3 \pm 0,05$. Таким образом при комнатной температуре из падающего потока атомов индия на $Ir(111) - C$ примерно из трех атомов индия один интеркалирует монослоя графита на иридии. Из анализа ТДС следовало, что количество атомов индия десорбируемого с поверхности иридия равнялась сумме количества атомов индия десорбируемые с поверхности $Ir(111) - C$ и интеркалированных атомов индия, при предварительном облучении Ir и $Ir(111) - C$ данным потоком за одинаковые время экспозиции. Это показало, что при комнатной температуре можно пренебречь диффузией атомов индия в иридий. Изучение ТДС ионов In^+ показала, что при облучении нагретого до $T \leq 1600K$ $Ir(111) - C$ потоком атомов индия с плотностью $\nu = 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ количество интеркалированного и диффундирующего индия зависит от положительного потенциала $Ir(111) - C$ т.е. от электрического поля. Заметная диффузия индия в иридий началась при 200В и с увеличением до 2500В она увеличивалась. Например при увеличении напряжение от 200В до 2500В количество интеркалированного индия увеличилось в три раза, а количество диффундирующего индия в 10^3 раза. Определилась энергия активации диффузии индия в иридий $E_{n1} = 5,05 \pm 0,05$ эВ и из иридия $E_{in} = 5,4 \pm 0,1$ эВ. Зависимость количество интеркалированного и диффундирующего индия от положительного потенциала при облучении потоком атомов нагретого до $T \leq 1800K$ $Ir(111) - C$ показало, что интеркалирование монослоя графита на иридии в основном совершается

положительными ионами In^+ которые образуются на $Ir(111) - C$ из падающего потока по механизму ПИ. Термодесорбции ионов In^+ из системы $Ir(111) - C$ до испарения монослоя графита можно объяснить с малыми радиусами атомов и ионов индия ($r_0 = 1,62 \text{ \AA}, r^+ = 0,81 \text{ \AA}$) по сравнению с атомными и ионными радиусами калия ($r_0 = 2,31 \text{ \AA}, r^+ = 1,33 \text{ \AA}$), цезия ($r_0 = 2,62 \text{ \AA}, r^+ = 1,69 \text{ \AA}$), самария ($r_0 = 1,8 \text{ \AA}, r^+ = 1 \text{ \AA}$), бария ($r_0 = 2,17 \text{ \AA}, r^+ = 1,35 \text{ \AA}$). Длительное время контакт с атмосферой иридиевой ленты, насыщенной индием, не влиял на эмиссию индия из иридиевой ленты снова в условиях высокого вакуума при высоких температурах. Этот факт - длительного существования индия в объеме сильно нагретого металла может найти применение в практике и требует развития модели процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Оруджов. Диффузия атомов калия в рений, покрытый двумерной графитовой пленкой. **Физика металлов и металловедение**, 2013, том 114, № 1, с. 71–76.
2. А. К. Оруджов. Introduction of carbon atoms in the rhenium and getting thick layer graphite film on the surface of rhenium. **Journal of Qafqaz University, Baku – 2012, № 34, p. 52 -62.**

ПОВЕРХНОСТНАЯ ИОНИЗАЦИЯ МОЛЕКУЛ NaCl НА ПОВЕРХНОСТИ РЕНИЯ С ДВУМЕРНОЙ ГРАФИТОВОЙ ПЛЕНКОЙ

**А.К. Оруджов, А.О. Дашдемиров, Ф.А. Оруджов, А.Ф. Исмаиловой,
А.Б. Байрамова**

Бакинский Государственный Университет
orar@mail.ru

Одна из более распространенных видов щелочно галоидных солей (ЩГС) является натрий-хлор. До настоящего времени поверхностная ионизация (ПИ) этих молекул изучалась только на поверхности поликристаллического вольфрама и рения в виде проволочек. Температурные зависимости тока ПИ атомов Na и молекул NaCl полученные в ранних работах имеют большие методические недостатки, поэтому некоторые результаты этих работ представляются сомнительными. Изучение реакции диссоциации молекул из группы щелочно-галоидных солей на чистых и углеродосодержащих пассивных металлических поверхностях имеет большое практическое и теоретическое значение. По этому мы сочли, продолжат исследование в этом направлении. Эксперименты проводились в высоко вакуумной магнитной масс-спектрометрической (М-С) установке, подробное описание которого содержится в [1]. Рениевая лента с размерами 50мм x 1,5 мм x 0,03 мм помещалась в фокусе М-С перед входной щелью. Поток молекул и атомов на поверхность иридиевой ленты поступал из испарителя, при необходимости которого его можно было перекрыть заслонкой, управляемый из вне прибора электромагнитом. Ток термоэлектронной эмиссии ТЭЭ измеряли на коллекторе с антидинаatronной сеткой, а ток поверхностной ионизации ПИ атомов на выходе М-С с помощью вторичного ионно-электронного умножителя.

Поток нейтральных атомов десорбируемых с ленты, при необходимости ионизировали электронным ударом в камере ионизации. Монослой графита на грани (1010) рения при $T > 1300\text{K}$ получили путем напуска бензола в источник М-С из системы напуска. При образовании монослоя графита на грани (1010) рения работа выхода уменьшалась от 5,1 эВ до 4,5 эВ и кроме того образование монослоя графита на рение так же определили по диссоциации молекул CsCl, NaCl, и KI коэффициент диссоциации которого уменьшался от $\gamma=1$ для грани (1010) Re до $\gamma=10^{-3} \div 10^{-5}$ для грани (1010) Re с монослоем графита (Re-C). Температуру иридиевой ленты измеряли оптическим пирометром через пирометрическое окно а в непирометрической области ее находили из зависимости температуры от тока накала путем экстраполяции этой зависимости к комнатной температуре. Давление остаточных газов в приборе было $\sim 5 \cdot 10^{-10}$ тор. Для получения информации о токе ПИ молекул NaCl нами было взято калибровочный поток атомов Na и молекул CsCl. Согласно теории ПИ связь между β_{Na} и $\beta_{Na(NaCl)}$ осуществляется соотношением

$$\beta_{M(MX)} = \beta_M \cdot \frac{1}{1 + \frac{F}{C} \exp \frac{E_S - E_{MX}}{kT}}, \quad \beta_M = \frac{1}{1 + A \exp \left(\frac{V - \varphi}{kT} \right) e}, \quad (1)$$

где E_S – энергия активации диссоциации молекул на поверхности; E_{MX} – энергия активации десорбции молекул MX, T – температура эмиттера, k – постоянная Больцмана; а F и C константы скоростей диссоциации и десорбции, соответственно; A – является отношение статистических сумм ионного состояния к атомному состоянию; V – потенциал ионизации натрия $V=5,14\text{В}$; $e\varphi=5,10\text{эВ}$ работа выхода рения. При постоянном потоке ν молекул NaCl была снята зависимости ионного тока $\Gamma_{Na(NaCl)}^+$ от температуры ленты. Типичные графики для этого случая представлены на рисунке. Эквивалентное давление в пучках у ленты составляло $\sim 1 \cdot 10^{-8}$ тора. Полученные нами эти зависимости отличаются от результатов единственной до сих пор работы [2,3]. В указанной работе получено что ближе к пороговой области ток в обоих случаях достигается максимуму в виде горба, а потом с повышением температуры уменьшается. Это объясняется с поликристалличностью проволоки. В нашей работе как видно из рис. 1 ток не имеет никакого максимума и она плавно увеличивается согласно формулой Саха – Ленгмюра. Как видно из этих зависимостей в области высоких температур температурные зависимости для атомов Na и молекул NaCl совпадает и ток увеличивается с ростом температуры. Однако начальная температура, при которой наблюдается совпадение температурных ходов тока, стала значительно более высокой, чем для других солей. Для молекул NaCl в области температур $900\text{K} < T < 1000\text{K}$ наблюдался порог ионизации при ускоряющей напряжении $U_{\text{уск}} = 1500\text{В}$, а для атомарного Na пороговая температура на $\sim (200 \dots 300)\text{K}$ ниже. Разница в пороговых температурах при ПИ атомов Na и молекул NaCl больше, чем в случае K и KI, Cs и CsCl и т. д.. Прекращение ионизации ниже пороговой температуры связано с увеличением концентрации атомов щелочного металла Na, которое уменьшает работу выхода и следовательно, не выполняется условие поверхностной ионизации атома Na, так как $(\varphi - V) \ll kT$. При высоких температурах полагая что $\beta_{Na} \approx \beta_{Na(NaCl)}$, получается, что на чистой поверхности Re (1010) скорость диссоциации молекул NaCl намного больше, чем скорость испарения $F_0 \ll C_0$. Если процессы диссоциации и испарения молекул NaCl не активированные, и, полагая, что отсутствует ассоциация атомов Na и Cl, по

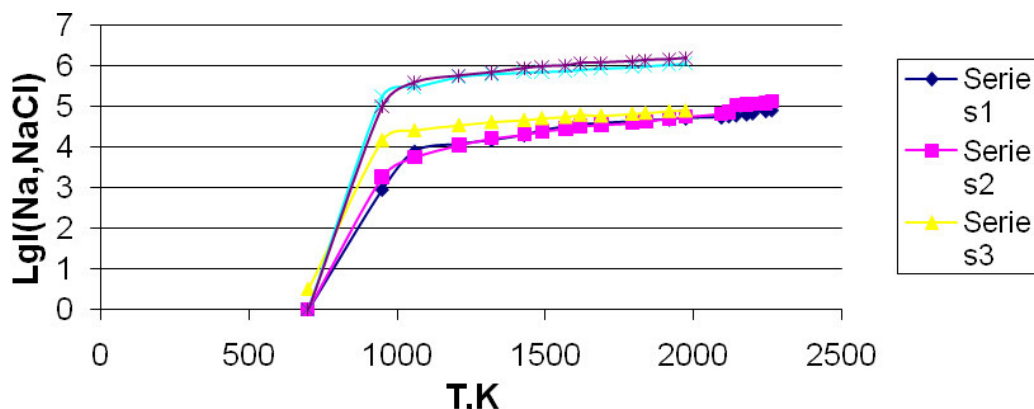


Рис.1.Графики зависимостей ионного тока от температуры рениевой ленты при ПИ атомов Na и молкул NaCl для разных потоков: 1,2,3,4-поток молекул NaClсоответственно

$$1. v_{NaCl} = 4,8 \cdot 10^{11} \frac{\text{молекул}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}},$$

$$2. v_{NaCl} = 5 \cdot 10^{11} \frac{\text{молекул}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}},$$

$$3. v_{NaCl} = 8 \cdot 10^{11} \frac{\text{молекул}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}},$$

$$4. v_{NaCl} = 1 \cdot 10^{12} \frac{\text{молекул}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}};$$

$$5. v_{NaCl} = 1 \cdot 10^{12} \frac{\text{атом}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}};$$

температурной зависимости $\beta_{Na(NaCl)}$ можно найти разность $(E_S - E_{MX})$.

С этой целью при постоянном потоке молекул NaCl $v_{NaCl} = 1 \cdot 10^{12} \frac{\text{мол}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}^2}$

измерялся ток ионов $NaCl^+$ с поверхности Re (1010) в пределах температур от $T=1000\text{K}$ до $T=2200\text{K}$. В данном интервале температур ионный ток в прямом и обратном направлении совпадают за время измерений, на что указывала воспроизводимость величин токов при прямом и обратном ходе изменения T . Тогда на чистой поверхности рения для молекул NaCl получается

$$E_S = (E_{MX} + tg \alpha) \text{эВ}, \quad (3)$$

где $tg \alpha$ - определяется из наклона прямого.

Диссоциация молекул NaCl на поверхности рения покрытой графитовой монослоем практически прекращается. Коэффициент диссоциации уменьшается более чем 1000 раз. В первые полученные нами зависимости ионного тока $\Gamma_{Na(NaCl)}^+$ от времени образования (выдержки) графитовой пленки представлена на рисунке 2. Сравнение скоростей диссоциации и испарения показывает, что нанесение углеродной пленки изменяет

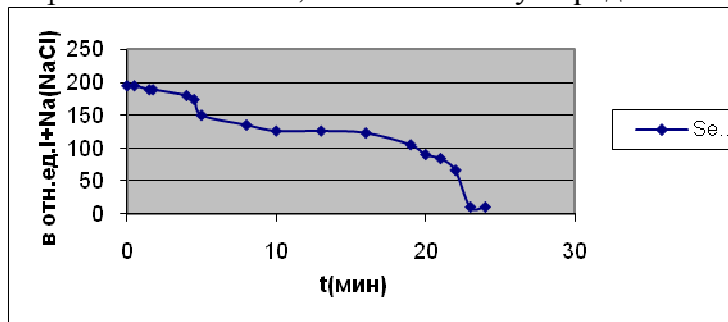


Рис.2. График зависимости ионного тока натрия при ПИ молекул NaCl от времени выдержки рениевой ленты в парах бензола.

соотношение C_0 и C , F_0 и F . При отсутствии углеродного покрытия скорость диссоциации F_0 значительно превышает скорость испарения C_0 , а при наличии углеродного покрытия скорость испарения C превышает скорость диссоциации F . Это приводит к тому, что $E_s^0 < E_{MX}^0$ и $E_s > E_{MX}$. Для нахождения абсолютных значений E_s^0 , E_s , E_{MX}^0 , E_{MX} потребуется постановка специальных опытов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оруджов А.К., Нуруллаев Ю.Г., Дашдемиров А.О. Электрические и оптические свойства системы $Re(10\ 0)$ -С. Вестник Бакинского Университета, серия физ.мат.наук, 2005, №3 с.140-149.
2. Э. Я. Зандберг, А.Я.Тонтегоде. Работа выхода грани (111) иридия. ФТТ., 1970, том12, №4, с.1124-1127.
3. Оруджов А.К., Дашдемиров А.О. Диффузия атомов Na в Ir при облучении Ir-С потоком атомов Na. VII Международная научная конференция «Химия твёрдого тела и современные микро- и наносистемы». Россия, Кисловодск, 17-22сент.2007г. стр.95-96.
4. Ю. Г. Нуруллаев, А. К. Оруджов, А. О. Дашдамиров, В. М. Керимов, Исследования стабильности графитового монослоя на поверхности Ir (III). Вестник БГУ, 58. 2003

ЭФФЕКТ ПУЛА-ФРЕНКЕЛЯ В ТВЕРДОГО РАСТВОРА $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ ($x=1; 0,9; 0,8$)

**А.П. Абдуллаев, Н.А. Алиева, Ф.Т. Салманов, С.Ф. Самедов,
Х.З. Фатализаде, Дж.Г. Джаббаров**

Институт Радиационных Проблем Национальной Академии Наук Азербайджана

На основе исследований зависимости $\sigma \sim (E^{1/2})$ показано, что ток в нелинейной области обусловлен слабым полевым эффектом при измерениях перпендикулярном кристаллографической оси кристаллов твердого раствора $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ ($x=1; 0,9; 0,8$). Определены рассчитанные значения концентрации ионизованных центров (N_t), длина свободного пробега λ , значения коэффициент Френкеля β , форма потенциальной ямы твердого раствора $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ ($x=1; 0,9; 0,8$).

Целью настоящей работы является установление механизма проводимости в омической области вольтамперной характеристики (ВАХ) и особенности термополевого эффекта Пула-Френкеля в нелинейной области ВАХ твердого раствора $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ ($x=1; 0,9; 0,8$).

Измерения ВАХ проведены при прямом ходе, с увеличением прикладываемого постоянного напряжения перпендикулярно оси «с». Измерения проводились при фиксированных температурах в интервале 125 – 240К.

На ВАХ выявляются два участка: омический ($J \propto U$) и область более резкого роста напряжения для всех исследуемых образцов ($J \propto U^n$, $n > 1$). Линейный участок с ростом температуры расширяется, а напряжение перехода увеличивается. С ростом напряжения квадратичная область зависимости ($J \propto U$) перемещается к большим значениям, а с ростом температуры пороговое напряжение, с которого начинается квадратичная область, перемещается в сторону низких значений напряжений и n

уменьшается. Это показывает, что резкое возрастание тока обусловлено в основном ионизацией локальных уровней в поле.

В сильном электрическом поле, когда перепад потенциальной энергии электрона $eER(T)$ на длине характерного прыжка $R(T)$ сравнивается с шириной полосы энергий вокруг уровня Ферми $\Delta\varepsilon(T)$, в которой происходят прыжки, электрон может двигаться в направлении поля, испуская фононы при каждом перескоке. Согласно Мотту [1], ток в этом случае не зависит от температуры и растет с увеличением поля по закону

$$I(E) \sim \exp\{-(E_0/E)^{1/2}\} \quad (1)$$

Как известно, теория экспоненциального роста электропроводности впервые выдвинута Френкелем [2, 3].

$$\sigma = \sigma_0 \exp(\beta \sqrt{E}) \quad (2)$$

где β - коэффициент Френкеля:

$$\beta = \frac{\sqrt{e^3}}{kT \sqrt{\pi \varepsilon \varepsilon_0}} \quad (3)$$

e – заряд электрона, ε - диэлектрическая проницаемость вакуума, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Определены значения коэффициентов β при различных температурах.

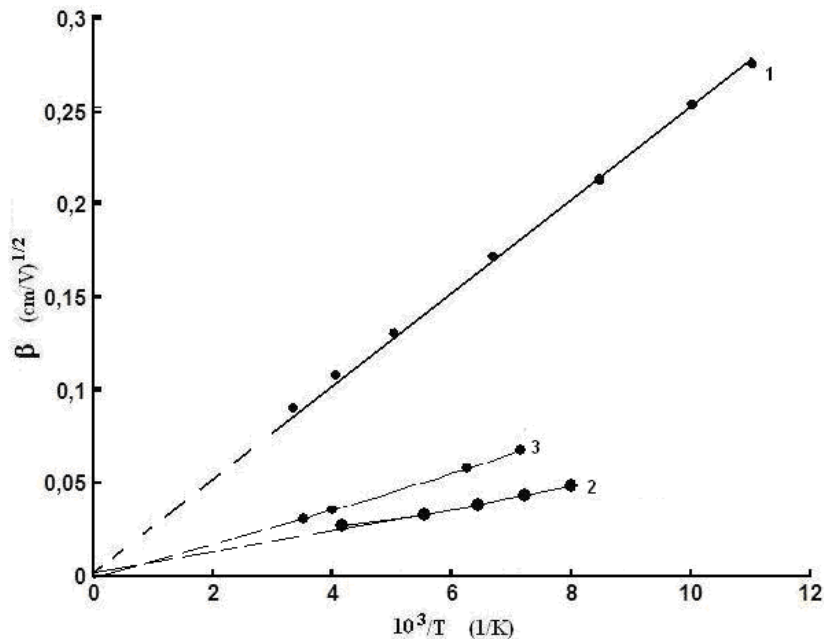


Рис.1 Температурная зависимость коэффициента Френкеля β твердого раствора $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$ ($1-x=1$; $2-x=0,9$; $3-x=0,8$). (Измерения выполнены перпендикулярно тетрагональной оси «с»)

Температурная зависимость β , определенная из зависимости $\sigma(E^{1/2})$ при различных температурах, приведены на рис.1.

Как видно из рисунка 1, наблюдается рост β с уменьшением температуры, при этом хорошо выполняется зависимость $\beta \sim 10^3/T$. Также температурное изменение β согласуется с теорией Френкеля и экстраполяция прямой $\beta \sim 10^3/T$, согласно формуле (2), приводит в начало координат. В работе [4] показано, что минимальное значение электрического поля, соответствующего нелинейной зависимости $\sigma \sim f(E)$, содержит информацию о концентрации дефектов, ответственных за термополевую ионизацию и

проводимость твердого раствора $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$, где $x=1; 0,9; 0,8$. Согласно выражению

$$N_f = \left(\frac{2e}{kT\beta} \sqrt{E_e} \right)^3 \quad (4)$$

минимальное электрического поля E_c , при котором начинается нелинейная зависимость σ от E , можно оценить концентрацию ионизованных центров N_f для твердого раствора $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x=1; 0,9; 0,8$) которая оказалась равной для при $x=1 - N_f = 6,2 \cdot 10^{11} \div 5,4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $x=0,9 - N_f = 4,96 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $x=0,8 - N_f = 2,14 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

Эти параметры позволяют определить форму потенциальной ямы. Функция $\varphi(x)$ - потенциальная энергия, зависящая от расстояния до примесного центра или же ловушки (x – расстояние вдоль направления приложенного поля), под действием электрического поля она изменяется [4]. Из работ [4, 5] следует, что

$$\varphi(x) = -\frac{kT\beta}{2} \sqrt{E} = eEx \quad (5)$$

$$x = \frac{kT\beta}{2e\sqrt{E}} \quad (6)$$

С использованием экспериментальных данных при помощи (5) и (6) определена форма потенциальной ямы. Если известна форма кривой потенциальной энергии для взаимодействия с конкретным центром, то можно получить информацию о структуре центров захвата. Как показано в работах [4, 5], чтобы электрон покинул центр, должно выполняться условие $\epsilon_e > E_0 - \Delta U_0$. Необходимо, чтобы электрон сохранил энергию до того момента, когда он минует точку перевала и не потерял бы ее при тепловых соударениях. Это имеет место лишь в тех случаях, когда длина свободного пробега электрона больше эффективных размеров потенциальной ямы. При этом длина свободного пробега носителей тока определяется следующей формулой [4, 5]:

$$\lambda = \frac{1}{e} f(E_e) = \frac{kT\beta}{2e\sqrt{E}} \quad (7)$$

Длина свободного пробега электрона твердого раствора $(\text{TlInSe}_2)_{1-x} (\text{TlGaTe}_2)_x$ вычисленная на основе экспериментальных данных, согласно этой формуле, приблизительно равна, при измерениях перпендикулярно оси «с» ($x=1 - \lambda=3,54 \div 3,82 \cdot 10^{-4}$ см; $x=0,9 - \lambda=3 \cdot 10^{-4}$ см; $x=0,8 - \lambda=4 \cdot 10^{-4}$ см).

На основе исследований зависимости $\sigma \sim (E^{1/2})$ показано, что ток в нелинейной области (с учетом термополевого эффекта Пула-Френкеля) обусловлен слабым полевым эффектом как при измерениях перпендикулярном кристаллографической оси твердого раствора $(\text{TlInSe}_2)_{1-x} (\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x=1; 0,9; 0,8$). Определены рассчитанные значения концентрации ионизованных центров N_f , длина свободного пробега λ , значения коэффициент Френкеля β , форма потенциальной ямы твердого раствора $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ ($x=1; 0,9; 0,8$).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мотт Н.Ф., Девис Э.А.* Электронные процессы в некристаллических веществах // М., Мир, 1974, 472 С.
2. Я.И.Френкель. сбор.избр.тр. (Наука, 1975) т.2,с.217.
3. R.N.Hill. Phil.Mag. 23,59 (1971).
4. 18. Н.Г. Волков, В.К. Ляпидевский. ФТТ, 14, 1337 (1972).
5. 19. Н.Н. Нифтиев, М.А. Алиджанов, О.Б.Тагиев, М.Б. Мурадов. ФТП, 37 (2003)173.