

MÜNDƏRİCAT

I BÖLMƏ

NANOSTRUKTURLAR, NAZİK TƏBƏQƏLƏR, NANOKOMPAZİT MATERIALLAR FİZİKASI

A.M. Pashaev, B.G. Tagiev, K.Sh. Kaхраmanov, P.A. Ibragimov, A.A. Saфарzade Самоорганизация нанострoвков примесей цинка на Ван-Дер-Ваальсовой поверхности GaSe.	9
Q.Q. Məmmədov, M.Ə. Ramazanov, V.H. Bədəlov, M.Ə. Nuriyev, C.Ə. Nagiyev Abşeron yarımadasının bakiətrafi ərazilərində radioekoloji çirklənmələrin tədqiqi	11
V.İ. Tahirov, S.S. Lətifova, N.F. Qəhrəmanov Au ₃ Ga ₅ Se ₉ birləşməsinin nazik təbəqəsinin elektrik və optik xassələri	14
A.G. Kязым-заде, A.A. Салманова, В.М. Салманов Квантовая механика и нанотехнология.....	17
В.Э. Багиев, Ш.М. Эфендиев, В.Х. Шарбагов, Н.Г. Дарвишов Микроскопическая подвижность неравновесных носителей тока в Bi ₁₂ TiO ₂₀ индуцированных пикосекундными импульсами лазера.....	20
В.Э. Багиев, Ш.М. Эфендиев, В.Х. Шарбагов, Н.Г. Дарвишов Время жизни неравновесных носителей тока в Bi ₁₂ TiO ₂₀ при освещении пикосекундными импульсами лазера.....	23
Z.S. Musayev, V.İ. Əhmədov Co əsaslı nanokompozit ərintilərin maqnitooptik xassələri	26
Ş.Q. Əsgərov Metal - yarımkeçirici kontaktli cihazlarda metalin rolu	28
L.H. Həsənova, Ə.Z. Məhəmmədov, S.Ə. Cahangirova Cu ₃ In ₅ S ₉ monokristalında çevirmə və yaddaş effekti	30
R.E. Bağırov, A.M. Məhərrəmov, S.A. Hüseynova Şirvanneft ərazisində radioekoloji tədqiqatlar	32
N.N. Niftiyev, M.B. Muradov, F.M. Məmmədov FeGaInS ₄ monokristalinin dielektrik itkisinin tezlik və temperaturdan asılılığı	34
Ю.Г. Нуруллаев, Б.Ш. Бархалов, В.М. Дадашева, С.К. Новрузова Влияние γ - облучения на термоэ.д.с. горячих носителей тока в монокристалле Cd _x Hg _{1-x} Te.....	37
S.S. Lətifova Au ₃ In ₅ Se ₉ monokristalının alınması və onun elektrik xassələrinin tədqiqi.....	41
V.F. Gremenok, A.V. Mudryi, A.V. Korotki, E.P. Zaretskaya, N.N. Mursakulov, N.N. Abdulzade, Ch.E. Sabzaliyeva Characterization of CuInSe ₂ thin films from nanoparticle precursors.....	44

II BÖLMƏ

YÜKSƏK ENERJİLƏR FİZİKASI, NƏZƏRİ, RİYAZİ FİZİKA

A.G. Kязым-заде Современные проблемы физики и астрономии.....	47
---	----

С.К. Абдулвагабова, Н.Ш.Бархалова, Т.О.Байрамова, С.М. Мусаева Дифракция в адрон-адронных процессах при высоких энергиях	50
İ.H.Cəfərov, V.K.Abbasov Müxtəlif növ antineytrinoların elektronlardan səpilməsi proseslərində spin asimmetriyasının tədqiqi.....	52
Л.А. АгамАлиева, Т.Г. Алиева, Р.Г. Джафаров Поправки к массе кварка и конденсату в ультрафиолетовомприближении мезонных амплитуд в модели нил посредством метода функционального преобразования лежандра.....	55
İ.H.Cəfərov, Ş.M.Nağıyev, G.R.Novruzova İkiölçülü relyativistik sinqulyar ossilyator modeli üçün ümumiləşmiş koherent hallar	58
V.H. Bədəlov Vud - sakson potensialı sahədə D - ölçülü şredinger tənliyinin həlli	61
S.Q. Abdullayev, M.Ş.Qocayev Yarıinklüziv $e^-(e^+)N \Rightarrow e^-(e^+)\Lambda^0 X$ proseslərdə Λ^0 -hiperonun polyarizasiyası	64
H.V.İbrahimov, R.Q. Abaszadə, G.İ.Ağahüseynova Kvant çuxur strukturlarda elektronlar məhdud ölçülü fononlardan səpildikdə işığın sərbəst yükdaşıyıcılar ilə udulması.....	67
Sh. Mamedov Electromagnetic coupling constant for δ baryons in a hard-wall ads/qcd model.....	69
A.M. Халилов, А.Р.Гасанова, П.Н.Шустарев Поиск долгопериодических изменений профиля линии h_α и значений ее параметров в спектре высокоширотного сверхгиганта 89 her (f2 ibe)	71
A.M.Халилов, А.Р.Гасанова, З.А.Самедов Исследование высокоширотного сверхгиганта 89 her (f2 ibe).....	74
Ə.S. Dadaşov Komet təhlükəsi problemləri haqqında	77
В.Ю. Бабанлы Математическое моделирование работы системы нефтяной пласт – газлифтная скважина.....	78
М. Г.Казымов Зависимость скорости ветра от рельефа местности в нахчыванской AP	81
H.T.Arazov Təbiətdə kütlə və enerji paylanmalarının dəyişkənliyi haqqında	82
A. Г. Маммадли Движение звезды внутри слоисто - неоднородной эллиптической галактики. случай переменной массы.....	84
Q.Ə. Həziyev Günəşdəki irimiqyaslı maqnit sahələrinin geofiziki parametrlərlə əlaqəsi haqqında.....	85
T.H.Nasıyev, M.H. Kazimov Şüə işıq süzgəcləri haqqında	86
H.З.Исмаилов, Р.М. Кулизаде Быстрая переменность на эмиссии АВ AUR.....	86
Р.Дж. Касумова, Л.С. Гаджиева, Г.А. Сафарова Оптимальные условия для максимальной эффективности преобразования в среде с кубичной нелинейностью.....	89
Д.М. Кули-Заде, Н.А. Гусейнов, Р. Сартипзаде Переменность блеска сейфертовской галактик первого типа ngc 3516 и	

квazара 3с 273.....	91
İ.Н. Сəфəров, Ү.Н. Hüseynəliyev, L.Ү. Hüseynəliyeva	
Yüksək enerjili mənfi yüklü π –mezonların karbon nüvəsi ilə qarşılıqlı təsiri zamanı əmələ gələn δ^0 -rezonansların xassələrinin öyrənilməsi.....	93
Д.М. Кули-Заде	
Современное состояние проблемы асимметричности профилей фраунгоферовых линий	96
J. S. Aliyev	
Linear perturbation of nonlinear system of the hydrodynamic equations	9
8	
J. S. Aliyev	
On the 3d solutions of nonlinear system, origin of stellar clusters, and multiple systems	1
00	
С.Г. Алиев, Ш.К. Исмайылова	
Определение физических параметров магнитной звезды эпсилон большой медведицы с учетом пекулярности атмосферы	103
Ү.Ҡ.Нуруллыев, S.X.,Xəlilov, S.C Məmmədov,	
Fizika tədrisində ekoloji biliklərin verilməsi.....	105

III BÖLMƏ

MOLEKULYAR FİZİKA, BİOLOJİ SİSTEMLƏR FİZİKASI

Е.Ə.Мəsimov, Н.Ф.Аббасов, Ş.Ə.Нүмбəтов	
Aqar gelinin spektral xassələrinə polietilenqlikolun və kalium hidroksidin təsiri	109
Н.А.Мамедов	
Применение озонной технологии в области физиологии человека, животных и растений.....	111
Е.Ə.Еувазов, N.C.Məmmədova, Ү.М.Аббасов, А.Ү.İbrahimli	
Maye tsiklik karbohidrogenlərin dinamik özlülüyü.....	113
К .М. Budaqov, Q .М. Bayramov, Ç. İ. İbrahimov	
Hüseyrə membranlarından passiv və aktiv daşınmalar haqqında.....	115
Н.А. Мамедов, Ш.Ш. Алекберов	
Озонная технология очистки фенолосодержащих вод.....	117
B.Z. Rzayev, M.E. Əliyev, A.B. Rzayeva	
Nikel tioindatin su mühitindən alınması	119
С.М. Усейнова	
Изучение динамики температурной зависимости диэлектрических характеристик концентрированных бинарных растворов циклопентанола в ацетоне	121
Э.А. Масимов, В.В.Прудько, Т.О.Багиров, Г.Ф.Мехтиев, С.М.Ахмедова	
Исследование структуры систем полиэтиленгликоль-вода	123
Ю.Г. Шукюрлу	
Средства для влияния на процесс биосинтеза серицина	127
Ю.Г. Шукюрлу И. Р. Салманов	
Сорбция физетина кератином	130

С.Д. Демухамедова, З.И. Гаджиев, И.Н. Алиева Теоретический расчет колебательного спектра карнозина в таутомерной форме n^3h методом функционала плотности.....	133
Г.А. Агаева Конформационные свойства аналогов с-концевого гептапептида молекулы физаламина.....	136
Ə.M. Qarayev, B. Z. Rzayev, R.Y. Quliyev Tallium tiogermanatın su mühitində alınması.....	139
G.Ə. Naqverdiyeva, N.M. Qocayev, Ə.M. Nəbiyev Hemorfin peptidlərinin fizioloji aktiv mərkəzinin tədqiqi.....	141
Ş.X. Xəlilov, D.R. Vəliyeva Yağ turşusunun mürəkkəb efiirlərinin fiziki xassələri və quruluşu.....	143
L.İ. Vəliyeva, E.Z. Əliyev Bir sıra neuropeptidlərin kompüter proqramları vasitəsi ilə fəza quruluşunun tədqiqi.....	146
P.Ə. Aliyev, K.A. Yusifova, F.A. Kadyмова Теоретический конформационный анализ молекулы индолицидина.....	147
M.A. Aslanov, F.Ş. Mamedov Акустоэлектрические взаимодействия в жидких кристаллах.....	149
E.Ə. Məsimov, H.Ş. Nəsənov, B.G. Paşayev, S.İ. Musayeva Su-polietilenqlikol (1000)-KOH sisteminin özlü axininin aktivləşmə parametrləri və struktur xüsusiyyətləri.....	151
T.A. İmamova Микроэлементы подземных вод прикаспийской низменности.....	154
N.F. Əhmədov, N.Ə. Həniyəeva, F.A. Əhmədov Amorf polimerlərdə kompleks dinamik modula əsasən relaksasiya spektrinin hesablanması.....	155
A.R. İmaməliyev, A.İ. Abdullayeva Aqar gelinin bulanıqlığına polietilenqlikolun təsiri.....	158

IV BÖLMƏ

KONDENSƏ OLUNMUŞ MÜHİTLƏR FİZİKASI

A.Ş. Abidinov, G.M. Mamedov, B.Y. Mamedov, B.G. Saфаров, Э.Ф. Насиров, Н.А. Рагимова Электрические свойства структур p-GaAs /n-Cd _{1-x} Zn _x Se _{1-y} Te.....	161
Ə.Ş. Abidinov, R.F. Babayeva, R.M. Rzayev Qallium selen monokristallarında termostimullaşdırılmış keçiriciliyə elektrik sahəsinin təsiri.....	164
Ф.К. Алескеров, Г.Т. Ахмедли, К.Ш. Кахраманов Наноконпозиты системы sb ₂ te ₃ <se>.....	167
Б.Ш. Бархалов, Р.Ю. Алиев, М.М. Тагиев, Г.З. Багиева, К.И. Магеррамова, Р.А. Исмайылова Термоэлектрические свойства сплавов на основетеллуридов и селенидов висмута, содержащих примеси редкоземельных элементов.....	170
V.V. Dadaşova n-Si-p-gas _x se _{1-x} heterokeçidlərinin uzununa rejimdə fotoelektrik	

xassələri.....	172
Ш.О. Эминов, Г.С. Сеидли, А.А. Раджабли, Э.А. Мамедова Дефектообразование в эпитаксиальных слоях InSb	174
Н.Ә.Нәсәнов, R.Ş.Rəhimov Qadoliniumun $Pb_{1-x}Sm_xTe$ kristallarında donor təsiri.....	177
И.Х.Мамедов, М.А. Джафарова, А.А. Халилова, Р.Н.Рагимов, Д.Г. Араслы, М.И. Алиев Особенности эвтектического композита GaSb-CoGa _{1.3}	179
И.Г. Пашаев, Р.Ф. Мехтиев, М.Г. Гасанов Изучение электрофизических свойств $Ni_xTi_{100-x} - nSi$ диодов шотки при прямых напряжениях.....	182
М.М.Qurbanov, М.М.Qocayev, А.М.Әhmədova (TlGaSe ₂) _{0,9} (TlInS ₂) _{0,1} birləşməsində istidən genişlənmə və optik udulma arasında qarşılıqlı əlaqə.....	185
N.S. Sərdarova $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ prosesinə bərk məhlullarında yükdaşınma eu aşqarının təsiri	188
Н.А.Вердиева, Н.А.Султанова Ag ₂ Se в качестве n-ветви термоэлектрических генераторов и охлаждающих устройств.....	191
Y.Y. Hüseyinov, C.C.Bayramov, Ü.M.Mustafayeva TlInSe ₂ -TlGdSe ₂ sistem ərintilərinin izotermik sixilməsi və fonokeçiriciliyi.....	193
С.А.Садррадинов, Н.М.Насруллаев Исследование на переменном токе мдм – структуры на основе магний фталоцианина	195
Н.İ.Zeynalov, E.S.Qarayev, C.C.Bayramov TlInSe ₂ -TlDySe ₂ sistemində “tərkib-elektrik xassəsi” diaqramı.....	197
Г.М. Садых-заде, Т.Я. Оруджев Колебания по типу плазменных на заднем фронте волны ионизации в длинной газоразрядной трубке.....	198
Г.И. Гарибов Исследование параметров страт в магнитном поле.....	201
Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, М.М.Панахов, Дж.Г.Джаббаров, А.М. Кадирова Особенность электрической проводимости в релаксоре TiInS ₂ <Fe>	204
А.П. Абдуллаев Особенности диэлектрической релаксации в кристаллах TlGaTe ₂	206
Н. İ.Zeynalov M.M. Qocayev, R. M. İsmayılov, Ü. M. Mustafayeva, X. İ Əliyeva Tl ₂ InGdSe ₄ birləşməsinin istilik və elastikiyyət xassələri.....	209
M.M.Zərbəliyev, E.H.Məmmədov, Ü.M.Zərbəliyeva, N.S.Sərdarova, Ə.V.Nağıyev $p - TlIn_{1-x}Nd_xSe_2$ bərk məhlullarının kristallarında stexiometrik tərkibdən kənara çıxmaların xüsusiyyətləri.....	211
С.Н. Мустафаева, Э.М. Керимова, М.А. Алджанов, С.Г. Джафарова, Н.А. Алиева, А.К. Заманова, Г.М. Ахмедова, Л.А. Исмаилзаде Электрические и диэлектрические свойства монокристаллов TlInSe ₂ , TlGaTe ₂ и твердых растворов на их основе.....	213
М.А. Джафаров, Э.Ф. Насиров, Р.Ф.Мехтиев	

BDU, Fizika Problemləri İnstitutu: <<Fizikanın Məbasir Problemləri>> IV Respublika Konfransı

Физико-химические основы совершенствования технологии осаждения пленок сульфидов кадмия и цинка.....	215
М.А. Джафаров, Э.Ф. Насиров, Ю.Г. Нуруллаев	
Получение наночастиц сульфида кадмия р-типа в микроэмульсионных системах	217
М.А. Джафаров, Э.Ф. Насиров, Р.Ф. Мехтиеv	
Низкотемпературная технология создания фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии	220
С.İ.Əbilov, S.A.Zeynalov, M.Ə.Həsənov	
(InTe) _{1-x} (TlGaTe ₂) _x bərk məhlul kristallarında defektlərin təbiəti	222
Т.З.Кулиева, Г.М.Эйвазова, Н.Н.Лебедева, В.И.Орбух, Ч.Г.Ахундов	
Исследование природного азербайджанского цеолита-клиноптилолита методом рентгенографии и ик- спектроскопии	224
Мурадов А.Х.	
Измерение производных вольт-амперных характеристик контакта высокоомного полупроводникового зонда с плазмой разряда в аргоне	226
Мурадов А.Х.	
Влияние внешнего излучения на плавающий потенциал полупроводникового зонда в низкотемпературной аргоновой плазме.....	7 229
В.В. Davudov, К. М Daşdəmirov	
Silindrik ozon generatorunun hesablanması.....	232
V.H.Səfərov, E.S.Qarayev, M.N.Ağayev, G.D.Məmmədova	
CaIn ₂ Se ₄ və (GaS) _{1-x} (Bi ₂ S ₃) _x bərk məhlul kristallarında ikifotonlu fotokeçiricilik və optik düzlənmə	234
O.R.Əhmədov, M.E.Əliyev, A.S.Abbasov	
Cu ₂ Se- Sm ₂ Se ₃ sisteminin termodinamik xassələri.....	235
M.H. Hüseyinliyev	
CuInS ₂ monokristallarında məxsusi fotokeçiriciliyin infraqirmizi sönməsi	237
Ф.А. Рустамов, М.З. Мамедов, Н.Г. Дарвишов, Е.Ю. Боброва, Х. О. Гафарова	
Уширение оптической ширины запрещенной зоны нанопористого кремния при естественном окислении.....	240
V.İ.Tahirov, Ə.F.Quliyev, Z.Y. Həsənov, Ü.V.Tahirov, N.F. Qəhrəmanov	
Binar bərk məhlulların monokristallarının zona əritmə yolu ilə alınmasında hamarlanmasının yeni tətbiqi.....	242
N.A.Əhmədov, R.M.Abbaslı, L.İ.İsmayılova	
Miomodulin f molekulinun yan zəncirlərinin konformasiya imkanları.....	244
Л.И. Исмаилова. Структурно-функциональная организация пептидных молекул и молекулярных комплексов.....	246

**САМООРГАНИЗАЦИЯ НАНООСТРОВКОВ ПРИМЕСЕЙ ЦИНКА
НА ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ GaSe.**

**А.М. Пашаев¹, Б.Г. Тагиев¹, К.Ш.Кахраманов²,
Р.А.Ибрагимов¹, А.А.Сафарзаде¹**

¹Национальная Академия Авиации Азербайджана,

НИИ ТАКП, Бина 25 км. Баку, Азербайджан

² НАНА НПО «Селен»mail@ naa.edu.az ; safarzade@yandex.ru

Изучены процессы формирования наноразмерных структур на межслоевой поверхности GaSe<Sn> в процессе роста кристалла. Установлено, что в процессе заполнения примесью зоны Se⁽¹⁾- Se⁽¹⁾ GaSe<Sn> образуются различные по форме дефекты: ступеньки вдоль направления роста и наноразмерные «канавки», в которых расположились наноструктуры.

Селенид галлия является перспективным материалом для использования в различного типа оптоэлектронных устройств [1].

Процессы образования наноразмерных дефектов в зонах Se-Se GaSe <примесь>, формирование в них полупроводниковых и металлических веществ представляют интерес для создания различных нанообъектов для улучшения их фотоэлектрических параметров.

Межслоевые наноструктурированные объекты выращивались путем градиентной диффузной интеркаляции при пониженных температурах (400-600 К) в направлении базисной плоскости (0001).

В настоящем докладе представлена морфология Ван-дер-Ваальсовой поверхности GaSe легированного Sn (0,1% вес).

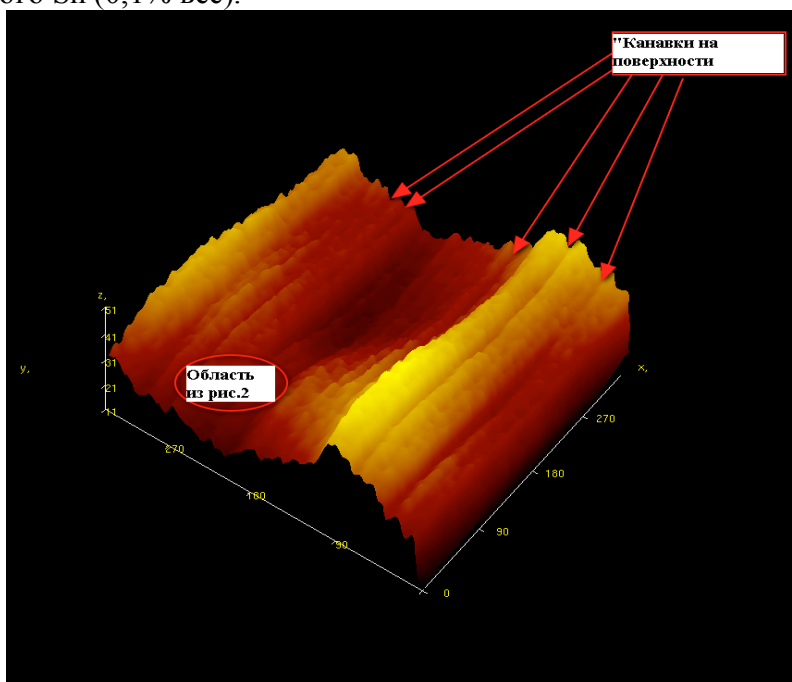


Рис.1

Изучение поверхности GaSe<Sn> было проведено на сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) марки Solver-NEXT. Подготовка поверхности к сканированию на атомно-силовом микроскопе производилась методом скола и не более чем через 1-2 мин после отслаивания устанавливалась на сканер для проведения соответствующих измерений в морфологии поверхности в нанометровом масштабе. Размер области сканирования устанавливался в форме квадрата в пределах 5 X 5 мкм. Скорость сканирования в прямом направлении устанавливалась 4мкм/сек а в обратном ходе сканера 5 мкм/сек. Коэффициент усиления в

цепи обратной связи составлял 3 единиц. Величина силового взаимодействия между зондом и образцом в рабочем режиме составил 0,87 единиц. Из области 5 X 5 мкм отбиралась область приблизительно 300 X 300 нм² с наиболее интересными морфологическими характеристиками. Затем отбиралась область с размерами 30 X 100 нм², на которой проводился анализ профилограммы по интересующему направлению и срезу.

На рисунках 1 и 2 представлена морфология поверхности скола селенида галлия. На рис.1 дано АСМ изображение в 3D-масштабе, на рис.2(а) дано изображение 2D-масштабе из выделенной области рис.1, а на рис.2(б) дано распределение нанобразований по высоте вдоль линии 1 из рис. 2(а).

В наноразмерных «канавках» (рис.1) - полостях формируются путем самоорганизации вертикально к поверхности скола нановыступы минимальной высотой 1,2-4,1 нм с максимальной 6,5 нм и с латеральными размерами 10-11 нм.

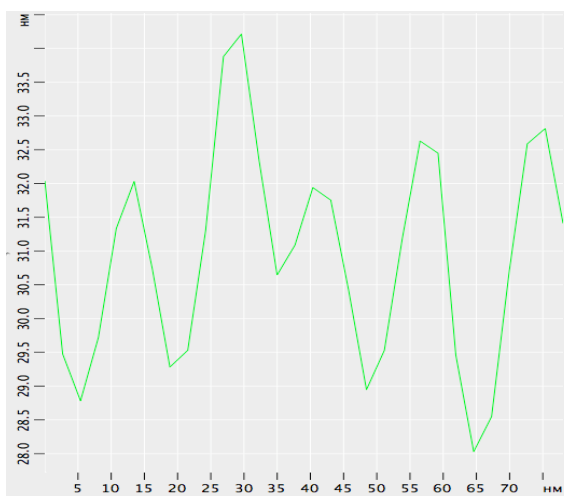
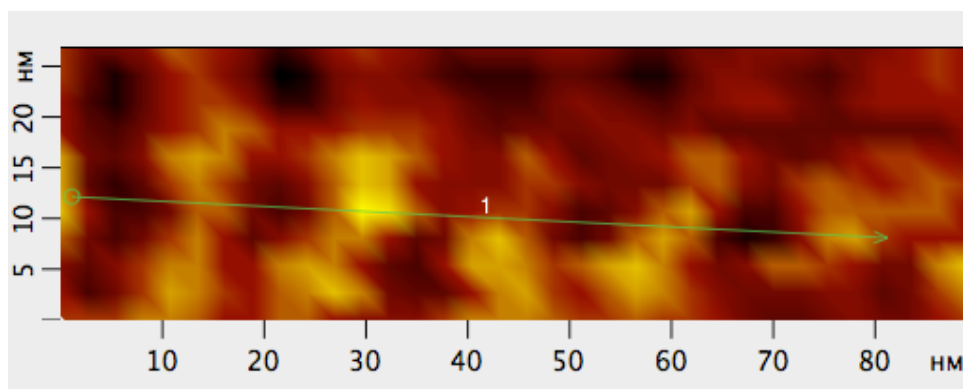


Рис2 (а,б)

ВЫВОД: Самоорганизация примесных нанобъектов на межслоевой поверхности в GaSe может стать одним из путей получения nanoостровков размерами 10-12 нм.

ЛИТЕРАТУРА:

С.И.Драпак, С.В.Гавримок, З.Д.Ковалюк, О.С.Литвин // Физика и техника полупроводников (Россия), 2008, т.42, в.4, с.423-429.

**ABŞERON YARIMADASININ BAKIƏTRAFI ƏRAZİLƏRİNDƏ
RADIOEKOLOJİ ÇİRKƏNƏNƏLƏRİN TƏDQIQI**



**Q.Q.Məmmədov, M.Ə.Ramazanov, V.H.Bədəlov,
M.Ə.Nuriyev, C.Ə.Nagiyev**
Bakı Dövlət Universiteti
mamed_r50@mail.ru

İşdə Abşeron yarımadasının Bakıətrafı ərazilərində neftlə çirklənmiş torpaqlarda aparılan radioekoloji tədqiqatların nəticəsi verilmişdir. Seçilmiş 6 varşurut üzrə radioaktiv şüalanma mənbələrinin ekspozisiya dozasının gücü (EDG) tədqiq olunmuş, bəzi lokal ərazilərdə EDG-nin qiymətinin ətraf mühitin yol verilən radiasiya fonundan çox yüksək olduğu müəyyən edilmişdir. Alınan nəticələrin təhlili göstərir ki, EDG-nin ölçü nöqtələrinin sayından (tezliyindən) asılılığı normal paylanmaya (Qauss paylanmasına) uyğundur.

Məlumdur ki, Abşeron yarımadası özünün neft və qaz ehtiyatlarına görə zəngin bir ərazidir və 150 ildən artıqdır ki, bu ərazilərdən neft çıxarılır. 1901-1905 – ci illərdə dünyada hasil olunan neftin yarısı, 1941-1945 – ci illərdə İkinci Dünya Müharibəsi zamanı keçmiş SSRİ-də istehsal olunan neftin isə 70,1%-i Azərbaycanın payına düşürdü. Hazırda çoxlu sayda xarici və yerli kampaniyaların iştirakı ilə Abşeron yarımadasında intensiv sürətdə neft və təbii yanacaq qazının istehsalı, emalı və daşınması prosesləri gedir. 2010-cu ildə Azərbaycanda 53 mln. ton neft, 30 mlrd. m³ qaz istehsal etmək nəzərdə tutulmuşdur. Onu da qeyd etmək lazımdır ki, neft və qazla bağlı bütün proseslərin gedişində ətraf mühit müxtəlif xarakterli zərərli tullantılarla çirklənir. Belə ki, bu tullantıların tərkibində canlı orqanizmlər üçün son dərəcə qorxulu olan radioaktiv şüalanma mənbələri ²³⁵U, ²³⁸U, ²³²Th, ⁴⁰K və s. kimi maddələr də olur. Məsələn burasındadır ki, göstərilən təbii radioaktiv izotoplar Yer qabığının aşağı qatlarında (əsasən Yerin litosfera qatında) yerləşirlər və neftin çıxarılması proseslərində Yeraltı suların vasitəsi ilə Yerin üst qatına (torpaq qatına) çıxırlar və müxtəlif



Şəkil 1. Dozimetrik ölçmələr aparılan marşrutların Abşeron yarımadası xəritəsində görünüşü

- | | |
|---|---|
|  Bakı – Lökbatan |  Bakı – Quba |
|  Bakı – Qurd Qapısı |  Bakı – Binəqədi |

növ yüksək enerjili şüalar şüalanma mənbələrinə çevrilirlər. Ötən illərdən başlayaraq, Abşeron yarımadasının çirklənməsi, həmçinin də ¹³⁷Cs, ⁹⁰Sr və s. kimi süni radionüklidlərin vasitəsi ilə də baş verir. Süni radionüklidlər, istehsal müəssisələrində, atom elektrik stansiyalarında, atom

bombalarının partlayışı zamanı kimi proseslərdə yaranır və müxtəlif miqrasiya üsulları vasitəsi ilə daha uzaq ərazilərə də yayılırlar.

Yuxarıda deyilənləri nəzərə alaraq Bakı Dövlət Universitetində Abşeron yarımadasının Bakıətrafı ərazilərində 3998 № -li 3 illik Proyekt əsasında radioekoloji tədqiqat işləri aparılır. Proyekt Ukrayna Elmi-Təxnoloji Mərkəzi (Kiyev şəhəri) idarə edir və Kanada Dövləti tərəfindən maliyyələşdirilir. Bu işdə əsas məqsəd Abşeron yarımadasının Bakıətrafı ərazilərində seçilmiş 10 marşurut istiqamətində dozimetrik, radiometrik və spektrometrik üsullarla radioaktiv çirklənmə mənbələrini aşkara çıxarmaq, bu mənbələrin coğrafi koordinatlarını və əsas fiziki-kimyəvi parametrlərini təyin etmək, tədqiq olunan ərazilərin radioekoloji durumu haqqında məlumat toplamaqdan ibarətdir.

Hazırda bu proyektlə bağlı olan 6 marşurut üzrə (Bakı-Lökbatan, Bakı-Qurd Qapısı, Bakı-Şamaxı, Bakı-Quba, Bakı-Binəqədi və Bakı-Balaxanı marşurutları) radioaktiv şüalanma mənbələrinin coğrafi koordinatlardan asılı olaraq eksposisiya dozasını gücü (EDG) ölçülmüş və bu parametri xarakterizə edən kəmiyyətlərin qiymətləri təyin edilmişdir. Buna misal olaraq Bakı-Lökbatan (B-Lb) marşurutu üzrə yerləşən Bibi-Heybət NQÇİ-nin ərazisində ölçmələrin nəticələri Cədvəl 1-də verilmişdir. Belə ki, eksposisiya dozasını gücü (EDG) MKC-AT 1125 tipli dozimetrlərin (Belarusiya istehsalı), ölçü nöqtələrinin koordinatları isə GPS cihazı (ABŞ istehsalı) vasitəsi ilə təyin edilmişdir.

Cədvəl 1. Bakı-Lökbatan marşurutu üzrə yerləşən Bibi-Heybət NQÇİ-nin ərazisində ölçmələrin nəticələri (B-Lb)

Tədqiqat ərazilərin Kodu	Coğrafi koordinatlar		EDG, mkR/saat
B-Lb672	N40 20 00.1	E49 50 03.5	15
B-Lb673	N40 19 51.7	E49 50 10.3	3.9
B-Lb674	N40 19 45.8	E49 50 07.5	4.4
B-Lb675	N40 19 45.9	E49 50 19.1	54
B-Lb676	N40 19 48.1	E49 50 21.6	47
B-Lb677	N40 19 35.4	E49 50 26.2	5.4
B-Lb678	N40 19 26.2	E49 50 22.0	5
B-Lb679	N40 19 20.9	E49 50 11.7	29
B-Lb680	N40 19 22.3	E49 49 57.9	187
B-Lb681	N40 19 16.4	E49 49 57.4	8
B-Lb682	N40 19 05.6	E49 50 06.4	7.7
B-Lb683	N40 18 50.4	E49 49 56.8	15
B-Lb684	N40 18 50.1	E49 49 44.2	91
B-Lb685	N40 19 05.2	E49 49 35.6	140
B-Lb686	N40 19 18.5	E49 49 23.6	8
B-Lb687	N40 19 19.2	E49 49 22.3	7.7
B-Lb688	N40 19 15.7	E49 49 28.7	10.2
B-Lb689	N40 19 17.0	E49 49 34.6	4.5
B-Lb690	N40 19 22.2	E49 49 56.8	5
B-Lb691	N40 19 33.6	E49 49 43.2	4
B-Lb692	N40 19 45.1	E49 49 34.3	42
B-Lb693	N40 19 55.2	E49 49 28.8	5.7
B-Lb694	N40 20 14.4	E49 50 04.2	6.5

Eksperimental nəticələrin təhlili göstərir ki, EDG-nin ölçü nöqtələrinin sayından (tezliyindən) asılılığı normal paylanmaya uyğun gəlir (Qauss paylanmasına):

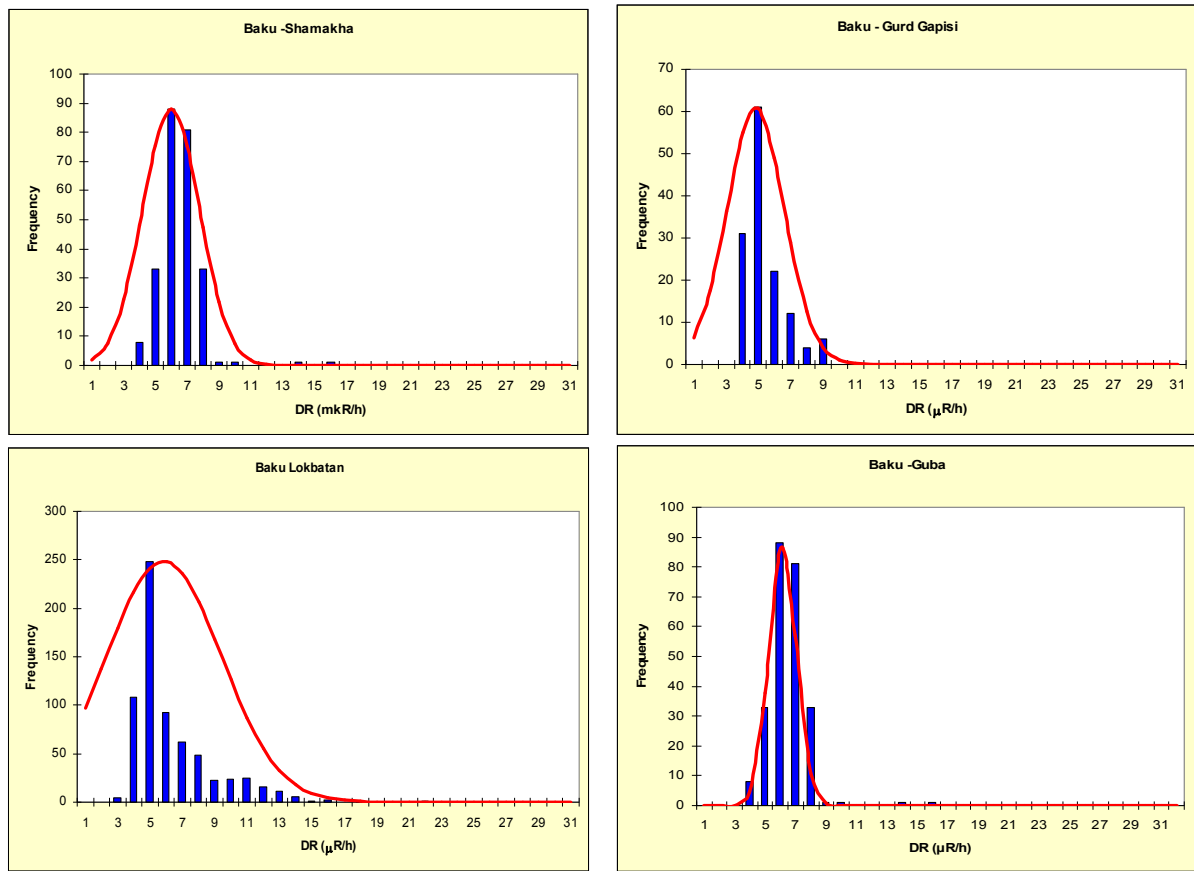
$$N(x) = A e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (1)$$

Belə ki, bu düstura daxil olan parametrlərin adları və qiymətləri Cədvəl 2-də verilmişdir.

Cədvəl 2. Dozimetrik ölçmələrdən alınan parametrlərin qiymətləri

Marşrutların adları	Tədqiqat aparılan marşrutun uzunluğu, km	Ölçmə nöqtələrin maksimal sayı, A	EDG-nin qiyməti, mkR/saat			
			minimal	maksimal	orta, μ	Ortakvadratik kənaraxıxma, σ
Bakı – Lökbatan	101.0	694	1.7	187.0	5.7	10.0
Bakı – Qurd qapısı	24.6	136	2.2	7.8	3.8	1.3
Bakı – Şamaxı	36.9	249	2.5	14.5	5.1	1.5
Bakı – Quba	79.2	377	2.7	5.8	4.2	0.6
Bakı – Binəqədi	35.3	308	2.5	15.0	3.7	1.1
Bakı – Balaxanı	41.5	430	2.5	8.8	3.8	0.7

Şəkil 2-də tədqiq olunan Bakı-Şamaxı, Bakı-Qurd Qapısı, Bakı-Lökbatan və Bakı-Quba marşrutları üzrə EDG-nin tezlikdən (1) asılılığı göstərilmişdir. Qeyd edək ki, analoji asılılıqlar tədqiq olunan digər marşrutlar (Bakı-Binəqədi, Bakı-Balaxanı) üzrə də alınır.



Şəkil 2. EDG-nin Bakı-Şamaxı, Bakı-Qurd Qapısı, Bakı-Lökbatan və Bakı-Quba marşrutları üzrə nöqtələrin sayından (tezliyindən) asılılığı

Təcrübi nəticələr göstərmişdir ki, Bakı-Qurd qapısı marşrutu üzrə bəzi lokal sahələrdə EDG-nin qiyməti normal radiasiya fonundan ($\sim 5 \div 12$ mkR/saat) 2 tərtib yüksəkdir (Cədvəl 1) və bu lokal ərazinin koordinatları müəyyən edilmişdir.

**Au₃Ga₅Se₉ BİRLƏŞMƏSİNİN NAZİK TƏBƏQƏSİNİN
ELEKTRİK VƏ OPTİK XASSƏLƏRİ**

V.İ.Tahirov, S.S.Lətifova, N.F.Qəhrəmanov
Sumqayıt Dövlət Universiteti

Elektronikanın inkişafına həlledici təsir göstərən elmi-texniki istiqamətlərdən biri də mikroelektronikadır. Mikroelektron qurğuların əsasını yarımkeçirici materiallardan alınmış müxtəlif strukturlu nazik təbəqələr təşkil edir.

Maddələrin nazik təbəqələrinin xassələri təbəqənin alınma şəraitindən, onun qalınlığından və yarımkeçiricinin fiziki-kimyəvi xassələrindən asılıdır. Keyfiyyətli mikro ölçülü idarəedici elementlərin alınması birinci növbədə nazik təbəqənin alınmasında istifadə olunan yarımkeçiricinin parametrləri ilə xarakterizə olunur. Məhz buna görə də yeni fiziki xassələrə malik yarımkeçirici birləşmələrin sintezi və onlar əsasında nazik təbəqələrin alınması çox vacib məsələlərdən biridir. Belə yarımkeçirici birləşmələrdən biri də I, III, VI qrup elementləri əsasında yaradılan $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$ tipli üçqat yarımkeçirici birləşmələridir.

Ədəbiyyatda [1] müəyyən olunmuşdur ki, $A^I B^{III} C^{VI}$ tipli yarımkeçirici birləşmələri Mendeleevin dövrü sistemdəki II qrup elementlərini I qrup elementi ilə müəyyən qaydada əvəz etmə yolu ilə $2(A^{II} B^{VI}) \rightarrow A^I B^{III} C_2^{VI}$ tip birləşmələrini almaq mümkündür. Burada, valentlik və hər atoma düşən elektronların sayı saxlanılır. Belə birləşmələr almaza bənzər birləşmələr sinfinə daxil olub həmin quruluşda kristallaşır. $A^I B^{III} C^{VI}$ tipli birləşmələrin tədqiqi göstərir ki, bu birləşmələrin əksəriyyəti halkoprit quruluşda kristallaşır.

$A^I B^{III} C^{VI}$ birləşmələrində daha çox maraq kəsb edən $Au_3 Ga_5 Se_9$ tipli birləşmədir. İşdə $A^I B^{III} C^{VI}$ sinfinə mənsub olan $Au_3 Ga_5 Se_9$ monokristalının nazik təbəqələri alınmış və bu təbəqələrin elektrik və bəzi optik xassələri tədqiq olunmuşdur. Birləşmənin rentgenoqrafik tədqiqi aparılaraq göstərilmişdir ki, birləşmələrinin simmetriyası Pmn olan heksaqonal sinqoniyaya malikdir. $A_3^I B_5^3 C_9^6$ tipli yarımkeçirici birləşmələrinin keyfiyyəti birləşmənin birincinslilik dərəcəsi və kristalın təmizliyindən asılıdır. Məhz buna görə də tədqiqat məqsədi üçün çox təmiz və təkmil kristallar tələb olunur. Belə kristallar ərintidən istiqamətlənmiş kristallaşma üsulu ilə alınmışdır.

$A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$ tip birləşmələrinin əksəriyyəti işığa fətohəssas kristaldır. Onların müxtəlif temperaturalarda fətokeçiriciliyin spektral xarakteristikaları öyrənilməsi onları optoelektronika üçün daha perspektivli edir.

$Au_3 Ga_5 Se_9$ yeni üçqat monokristal birləşməsinin elektrik xassələri tədqiq olunaraq göstərilmişdir ki, Holl əmsalı və elektrik keçiriciliyi aşağı temperaturalarda aşağı, yuxarı temperaturalarda isə məxsusi keçiriciliyə malik olan iki hissədən ibarətdir. Alınan nəticələrdən temperaturun Holl əsililiği nəzərə alınmaqla təyin olunmuş qadağan olunmuş zolağın eni, donor səviyyəsinin dərinliyi uyğun olaraq 0,06 və 0,04 eV-a bərabərdir. Birləşmənin qəfəs parametrləri təyin olunmuş, fətoelektrik və optik xassələrinə əsasən məxsusi udma zolağı və udma mexanizmi öyrənilmişdir.

$Au_3 Ga_5 Se_9$ monokristalının fətokeçiriciliyinin kinetikasi və lüks-Amper xarakteristikası öyrənilmişdir. Bu kristal otaq temperaturundan aşağı temperaturalarda işığa az fətohəssasdır. Otaq temperaturundan yuxarı temperaturalarda isə fətoçərəyan kəskin artır. Alınan nəticələr göstərir ki, 0,9÷0,79 mkm intervalında fətoqəbuledici kimi istifadə oluna bilər.

$Au_3 Ga_5 Se_9$ monokristalının nazik təbəqəsinin alınmasında əsas şərt yüksək vakuumin və əlverişli buxarlaşdırıcıların olmasıdır. Təbəqənin alınması həm altlığın növündən və həm də

onun temperaturundan asılıdır. Altlığın temperaturu və maddənin altlığın səthinə çökdürülməsinin sürəti kondensasiya olunmuş təbəqənin strukturunu müəyyən edir. Təbəqənin alınmasına təsir edən ən mühüm amillərdən biri də istifadə olunan altlığın təmizlik dərəcəsidir.

$Au_3Ga_5Se_9$ maddəsinin buxarlanması adətən elə şəraitdə aparılır ki, kamerada qalan qazın molekullarının sərbəst yolunun orta uzunluğu buxarlandırıcı ilə altlıq arasındakı məsafədən böyük olsun. Bu halda qalıq qazın molekulları ilə buxarlanan maddənin atomları arasındakı toqquşmaların ehtimalı çox kiçik olur və atomların yerdəyişməsi praktik olaraq düz xətt boyunca baş verir. Altlıq üzərində maddənin kifayət qədər yüksək kondensasiya olunmasını əldə etmək məqsədi ilə əsasən tədqiq olunan kristalın ərinmiş halda buxarlandırılır. Buxarlandırıcı kimi yüksək ərimə temperaturuna malik molibdendən, volframdan və tantalından hazırlanmış buxarlaşdırıcı peçlərdən istifadə olunur. Nazik təbəqələri birbaşa keçirici və ya Omik elektrodlar üzərinə elə çökdürülür ki, təbəqə həmin elektrodlar arasında körpü rolunu oynasın. Fotokeçiriciliyi təyin etmək hər iki tip nümunələrdən istifadə olunmuşdur. Daraq şəkilli nümunələrdə işıq elektrik sahəsinə perpendikulyar, "sendviç" tipli nümunələrdə isə işıq şüasının düşmə istiqaməti elektrik sahəsinin istiqamətində və ya onun əksinə olmuşdur. Nazik təbəqənin qalınlığı interferensiya mikroskopu vasitəsilə müəyyən olunmuşdur. Nümunənin qalınlığı 450 \AA olmuşdur.

$Au_3Ga_5Se_9$ monokristal külcəsindən kəsilmiş hissəni vakuumda buxarlandırma üsulu ilə onun altlıq üzərində nazik təbəqəsi alınmış yuxarıda göstərilən üçüllə lazımı kontakt çəkilir. Ümumiyyətlə $Au_3Ga_5Se_9$ monokristalına akvadaq, gümüş pastası, indium və bir sıra metallarla kontakt vurmaq mümkündür. Amma təcrübə göstərir ki, indiumla vurulan kontakt daha çox Omik olduğundan təcrübədə məhz ondan istifadə olunmuşdur. Volt-ampər xarakteristikasının müəyyən intervallarda fəza yükləri ilə məhdudlanmış cərəyan oblastları müşahidə olunur. Belə ki, gərginliyin kiçik qiymətlərində cərəyan şiddəti gərginlikdən asılı olaraq xətti qanunla dəyişir. Gərginliyin müəyyən qiymətində kontaktlarda injeksiya edən yükdaşıyıcıların konsentrasiyası nümunənin tarazlıqda olan yükdaşıyıcıları tərtibində olduqda kvadratik asılılıq müşahidə olunur. Gərginliyin müəyyən artırıdınca onun elə qiyməti gəlib çatır ki, cərəyan kəskin artır. Bu tədqiq olunan nümunədə müəyyən yapışma səviyyələrinin və tələlərin varlığını və onların boşalaraq yenidən dolması ilə əlaqədardır. Işığın təsiri ilə çıxarılan VAX-dan görünür ki, gərginliyin çox kiçik qiymətlərində ($10V$) cərəyan nisbətən zəif dəyişir. Müəyyən olunmuşdur ki, $Au_3Ga_5Se_9$ nazik təbəqəsi üçün keçiriciliyin temperatur asılılığı iki oblastdan ibarətdir. Aşağı temperatur oblastı nümunənin aşqar keçiriciliyi ilə, yüksək temperatur oblastı isə məxsusi keçiriciliklə əlaqədardır. Bu oblastların analizi qadağan olunmuş zonanın enini və həmçinin nümunənin qadagan olunmuş zonada aşqar səviyyələrinin müəyyənləşdirilməsinə imkan verir. Nazik təbəqələr üçün yükdaşıyıcıların yürüklüyünün temperatur asılılığı məlum olmadığından qadağan olunmuş zonanın eni üçün alınmış qiymət monokristal üçün alınan qiymətdən bir qədər fərqlənir. Aparılan hesablamalar $Au_3Ga_5Se_9$ nazik təbəqəsi üçün qadağan olunmuş zonanın eni və aşqar səviyyə üçün uyğun olaraq $\Delta E_g \approx 2 \text{ eV}$, $\Delta \varepsilon \approx 0,4 \text{ eV}$ qiymətlərini verir.

$Au_3Ga_5Se_9$ birləşməsinin nazik təbəqəsinin və monokristalının lüks-ampər xarakteristikası işıqlanma seli intensivliyinin $0-400 \text{ Lks}$ intervalında olan xüsusi közərmə elektrik lampasının köməyi ilə çıxarılmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, monokristal üçün olan xarakteristika iki oblastdan ibarətdir. Asılılığın birinci oblastı subxətti olub işıqlanmanın $0-200 \text{ Lks}$ qiymətinə ikinci oblast isə superxətti olub işıqlanmanın $200-400 \text{ Lks}$ intervalına uyğun gəlir. Tədqiqat nəticəsində müəyyən olmuşdur ki, işıqlanma nəticəsində yaranan fotocərəyanın qiyməti işıq intensivliyindən üstlü funksiya şəklində asılıdır. Beləliklə fotocərəyanın işıq intensivliyindən olan $I_F \approx AE^n$ şəklindəki asılılığında n -in qiyməti vahiddən kiçik və böyük ola bilər. Bu göstərici vahiddən böyük olduqda asılılıq superxətti, vahiddən kiçik olduqda isə subxətti adlanır. Amma həmin kristalın nazik təbəqəsi üçün isə asılılıq xətti olub yalnız bir meylə malikdir. Tədqiq olunan kristalın qadağan olunmuş zonasında enerjiləri müxtəlif olan dərin və dayaz tutma, rekombinasiya və yapışma səviyyələri vardır. Işıqlanma intensivliyinin aşağı qiymətlərində Fermi kvazi səviyyələri arasında olan yalnız dayaz

rekombinasiya səviyyələri prosesdə iştirak edir və onlar elektronlar və deşiklər üçün eyni zəbtəmə kəsiyinə malikdirlər. Dərində yerləşmiş ikinci tip səviyyələr rekombinasiya səviyyələri adlanır.

İşığın yüksək intensivliyində Fermi kvazi səviyyələri aralanır və onların arasında yaranan həm birinci və həm də ikinci tip səviyyələr zəbtəmə kəsiyinə görə fərqlənirlər. Bunun nəticəsində fotokeçiricilik artdığından yükdaşıyıcıların yaşama müddəti böyüyür. Bütün ikinci tip səviyyələr isə rekombinasiya mərkəzlərinə çevrilirlər. Intensivlik artdıqca Fermi kvazisəviyyəsi keçirici zonaya yaxınlaşdığından yapışma səviyyələri rekombinasiya səviyyələrinə çevrilirlər. Nəticədə elektronlar üçün rekombinasiya mərkəzlərinin konsentrasiyası artır və əksinə elektronların yaşama müddəti azalır.

Ədəbiyyatda analoji lüks-ampər xarakteristikasında subxətti asılılıq aşqar fotokeçiriciliyi olan bir sıra birləşmələrdə də müşahidə olunur. Tədqiqat nəticəsində $Au_3Ga_5Se_9$ nazik təbəqəsi üçün alınan nəticələrə görə loqarifmik miqyasda qurulmuş lüks-ampər asılılığı işıq intensivliyinin baxılan qiymətində xəttidir. Doyma halının yaranması işıq intensivliyinin bu qiymətində həyəcanlaşmış bütün elektronların valent zonaya keçməsi ilə izah olunur. Dalğa uzunluğunun $0,4-0,9 \text{ mkm}$ intervalında tədqiq olunan nümunə üçün keçiriciliyin spektral asılılığı öyrənilmişdi.

Otaq temperaturunda tədqiq olunan $Au_3Ga_5Se_9$ kristalı üçün spektrin maksimumu monokristal üçün alınmış dalğa uzunluğunun $\lambda = 580 \text{ nm}$ qiymətinə nəzərən bir qədər qısa dalğa oblastına doğru sürüşür. Bu isə enerjinin $\Delta E = 2,14 \text{ eV}$ qiymətinə uyğun gəlir.

$Au_3Ga_5Se_9$ monokristallarının müxtəlif temperaturlarda çıxarılmış udma spektrinin təhlili göstərmişdir ki, məxsusi udulma zolağının kənarı zonalararası düzgün optik keçidlərə uyğun gəlir. Buna görə də qadağan olunmuş zonanın enini təyin etmək üçün müxtəlif temperaturlarda $Au_3Ga_5Se_9$ kristallarının udma spektrləri $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$ asılılığı qurulmuşdur. Qadağan olunmuş zonanın eni isə kvantların böyük enerji oblastında spektrin düz xətlili hissəsinin oxa ekstropolyasiya edilməklə təyin olunmuşdur.

Müəyyən olunmuşdur ki, tədqiq olunan birləşmənin qadağan olunmuş zonasının eni 200 K temperaturda $1,20 \text{ eV}$ tərtibindədir. Qadağan olunmuş zonanın eni 300 K -də uyğun olaraq $1,35 \text{ eV}$ -dur. Spektrlər optik keçidlərin ümumi xarakterini eyni cür əks etdirirlər. Lakin udulma əmsalının mütləq qiyməti temperaturun dəyişməsi ilə müxtəlif keçidlər üçün müxtəlif cür olur. Müəyyən olunmuşdur ki, $Au_3Ga_5Se_9$ monokristallarının qadağan olunmuş zonasının termik əmsalı temperaturun orta qiymətindən qeyri-xətti asılıdır. Alınmış spektrlərini təhlili göstərir ki, udulma oblastının kənarı yaxınlığında aşağı temperaturlarda müşahidə olunan keçid eksiton udulmasına, ikinci növ udulma elektronların valent zonasından ionlaşmış donor səviyyələrinə, üçüncü növ udulma isə elektronların dolmuş akseptor səviyyələrindən keçiricilik zonasına keçidi ilə əlaqədardır.

Ə D Ə B İ Y Y A T

1. Горюнова И.Н. Химия алмазоподобных полупроводников. Изд.-во, ЛГУ, 1963
2. Тагиров В.И., Гахраманов Н.Ф., Гусейнов А.Г., Алиев И. Новый класс тройных полупроводниковых соединений типа $A_3B_5C_9^{VI}$. Кристаллография. 1980, т.25, в.2, стр.411-413
3. Гахраманов Н.Ф. Атореферат доктр.диссертации. Москва. 1986.
4. Тагиров В.И., Гусейнов А., Гахраманов Н.Ф. Кош Мек Ук Фотопроводимость в монокристаллах $Tu_3Ta_5Ce_9$. ФТП, 1984, т.18, в.9, стр.1702-1704
5. Гусейнов А.Г., Гахраманов Н.Ф., Джафаров А.Г. Фотопроводимость в монокристалле $Cu_3Ga_5Se_9$. Некоторые вопросы физической электроники. Баку, 1987, стр.47-49

6. Тагиров В.И., Алиев Ф.И., Гахраманов Н.Ф., Керимов В.Н. Электронографическое исследование тонких плёнок $Cu_3Ga_5Se_9$, полученных вакуумным осаждением. ДАН Аз.Респ. т. XLIV 10, 1988, стр.11-13

КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА И НАНОТЕХНОЛОГИЯ

А.Г. Кязым-заде, А.А. Салманова, В.М. Салманов

Бакинский осударственный университет

Как известно, квантовая механика - это фундаментальная наука, изучающая свойства мельчайших частиц вещества. Ее законы описывают поведение электронов, атомов или молекул. То, что справедливо в мире обычных тел, с которыми мы имеем дело в технике или повседневной жизни, нередко оказывается неверным в мире атомов.

Физики уже накопили большой опыт в разработке приборов, действие которых основано на квантово - механических принципах. Укладывая атомы с точностью до одного-двух слоев, они могут создавать искусственные кристаллы, молекулы и даже атомы с заданными свойствами. Такие полупроводниковые структуры имеют размеры в несколько нанометров или несколько десятков ангстрем. Хотя указанные размеры еще превышают размеры настоящих атомов, электроны в этих структурах ведут себя как квантовые объекты. Можно выделить три основных типа микроструктур: квантовые ямы (КЯ), нити (КН) и точки (КТ), причем, последние, иногда называют искусственными атомами. В данной работе рассмотрим ряд основных положений квантовой механики, что позволит получить, по крайней мере, качественное представление о характере явлений, наблюдаемых в квантовых ямах, нитях, точках.

В классической физике электроны движутся по траекториям. Задавая начальную координату и импульс (или скорость), можно вычислить траекторию. Однако в квантовой механике картина движения совершенно иная. Эта теория не описывает движения по траектории. Дело в том, что в квантовой механике накладывается ограничение на точность, с которой могут быть заданы начальная координата и импульс частицы. Если координата частицы известна с точностью Δx , то ее импульс можно определить не точнее, чем $\Delta p \geq (\hbar/\Delta x)$. Это знаменитое соотношение неопределенностей Гейзенберга.

Рассмотрим сначала, как это соотношение сказывается на характере свободного движения. Пусть частица помещена в область размером a . Тогда разброс ее импульсов по порядку величины будет равен $\Delta p \geq (\hbar/a)$. Если бы мы следили за движением группы классических частиц, которые локализованы в области a и имеют некоторый разброс импульсов, то увидели бы, что эти частицы разбегаются. За время $\Delta t = 2a/\Delta u$ частиц разбежится по области размером $2a$. Оказывается, что движение одной квантовой частицы, на которую не действуют внешние силы, в известном смысле аналогично эволюции роя классических частиц. Спустя некоторое время частица, локализованная в ограниченной области, может быть обнаружена в интервале больших размеров. Какой именно путь выберет частица и где она будет обнаружена, предсказать заранее невозможно. Известно только одно: чем точнее определена начальная координата и чем менее точно известен импульс, тем быстрее частица будет удаляться от начальной области локализации. Если вначале частица находилась в области a и, согласно соотношению неопределенностей, разброс скоростей был равен $\Delta u = \Delta p/m = \hbar/am$, то за время $\Delta t = 2ma^2/\hbar$ область локализации увеличится вдвое. Определенная таким образом величина Δt задает время расплывания начального распределения. Необходимо сказать о главной особенности квантово - механического описания. Если в некоторый момент времени частица находилась в ограниченной области пространства, то в будущем невозможно достоверно предсказать ее местоположение. Можно говорить о

распределении частицы в пространстве и о вероятности этого распределения. Величина, описывающая это распределение, получила название Ψ -функции или волновой функции. Интенсивность этой функции, а точнее, ее квадрат $|\Psi|^2$ определяет вероятность обнаружить частицу в той или иной области, точнее, вероятность обнаружить частицу в интервале Δx равна $|\Psi|^2 \Delta x$.

Итак, квантовая механика дает совершенно новую картину физического мира. Электрон подобен волне. Он может испытывать интерференцию, проникать через узкие щели и барьеры, но вместе с тем сохраняет признаки обычной частицы. Действительно, он имеет строго определенную массу, заряд электрона также фиксирован. Кроме того, подобно классической частице, электрон обладает импульсом и энергией.

Необходимо рассмотреть еще одно проявление чисто квантовой природы электрона. Оказывается, что в том случае, когда движение происходит в ограниченной области, его энергия имеет строго определенные, дискретные значения. Говорят, что спектр энергий квантован. Разрешенные уровни энергии электрона, находящегося в потенциальной яме можно определить правилом квантования Н. Бора. Согласно постулату Бора, в потенциальной яме разрешены лишь те траектории, для которых импульс частицы p_n и ширина ямы a связаны соотношением $p_n a = \pi \hbar n$, где n - номер квантового состояния. Определив отсюда разрешенные значения импульса, найдем и уровни энергии в яме:

$$E_n = \frac{p_n^2}{2m} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2$$

Отсюда видно, что, минимальная энергия частицы, находящейся в яме, не может быть равной нулю. Всегда существует так называемая энергия нулевых колебаний, которая равна $\pi^2 \hbar^2 / 2ma^2$. Посмотрим, какой порядок имеет величина первого уровня в реальной квантовой яме. Если ширина ямы равна 5 нм, то имеем $E_1 = 0,02$ эВ. Нужно, однако, иметь в виду, что электронная масса в кристалле может существенно отличаться от массы свободного электрона $m \approx 10^{-27}$ г. В типичной ситуации эффективная масса в квантовой яме в десять раз меньше массы свободного электрона. Тогда при той же ширине ямы получим $E_1 = 0,2$ эВ. Эта величина и определяет характерный масштаб электронных энергий в квантовых структурах.

Теперь, рассмотрев основные положения квантовой механики, необходимые для понимания процессов, происходящих в полупроводниковых структурах, рассмотрим некоторые проблемы нанотехнологии. Простейшая квантовая структура, в которой движение электрона ограничено в одном направлении, - это тонкая пленка или просто достаточно тонкий слой полупроводника. В таких структурах электрон оказывается запертым в одном направлении, что и приводит к квантованию энергии поперечного движения. В то же время в двух других направлениях движение электронов будет свободным, поэтому можно сказать, что электронный газ в квантовой яме становится двумерным. Таким же образом можно приготовить и структуру, содержащую квантовый барьер, для чего следует поместить тонкий слой полупроводника с широкой запрещенной зоной между двумя полупроводниками с узкой запрещенной зоной.

Эти структуры можно сформировать, например, на границе раздела двух полупроводников, где находится двумерный электронный газ. Это можно сделать, если нанести дополнительные барьеры, ограничивающие движение электронов еще в одном или двух направлениях. Квантовые нити формируются в нижней точке V-образной канавки, образованной на полупроводниковой подложке. Если в основание этой канавки осадить полупроводник с меньшей шириной запрещенной зоны, то электроны этого полупроводника будут заперты в двух направлениях.

Исследования размерных квантовых явлениях в малоисследованных и в тоже время перспективных слоистых полупроводников A^3B^6 открывают широкие возможности для конструирования на их основе новых элементов с широким спектром функциональных

возможностей. Ионно-ковалентная связь между атомами в слоях и слабое ван-дер-ваальсовское взаимодействие между ними обуславливают сильную анизотропию их физических свойств и являются основной причиной наблюдения ряда эффектов, несвойственных другим анизотропным полупроводникам. С другой стороны, благодаря малой плотности оборванных связей на поверхности скола (менее 10^{10} см⁻²), слоистые полупроводники могут использоваться в качестве подложек для формирования квантовых точек, выращивания фуллеренов, полимеров, а также для ван-дер-ваальсовой эпитаксии. Фотоприемники видимого, ультрафиолетового и ближнего ИК-диапазонов спектра на основе слоистых кристаллов выгодно отличаются высокой радиационной стойкостью, повышенной фоточувствительностью и быстродействием. На основе GaSe и InSe реализованы модуляторы лазерного излучения в видимой и ближней ИК-области спектра и отсекающие оптические фильтры. Благодаря большой нелинейной восприимчивости, эти соединения обладают нелинейно-оптическими свойствами, и в них обнаружены такие эффекты, как генерация второй гармоники, двухфотонное поглощение, параметрическая генерация света, оптическая бистабильность, генерация лазерного излучения и т.д.

Недавно нами методом дробления прибором «Pulverisette» также были получены наночастицы GaSe, с размерами 2-5 нм, проведены их структурный анализ и исследованы их спектры поглощения и люминесценции (рис.1,2). Коротковолновые максимумы $\lambda \sim (300 \div 400)$ нм, обнаруженные в этих спектрах, свидетельствуют об увеличении ширины запрещенной зоны наночастиц, по сравнению с массивными кристаллами ($E_g = 2,02$ эВ при $T = 300$ К).

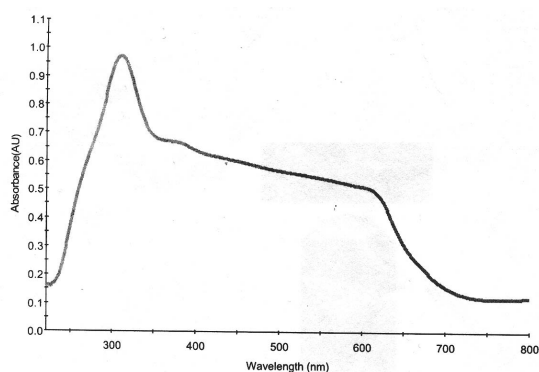


Рис.1. Спектры поглощения наночастиц GaSe.

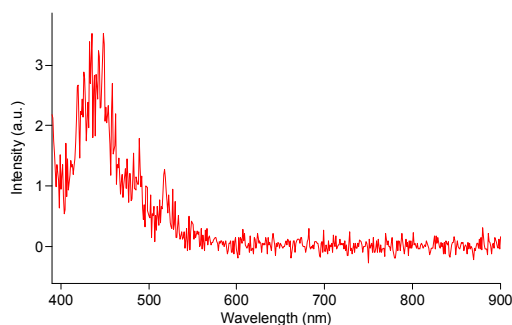


Рис.2. Спектры фотолюминесценции наночастиц GaSe.

Проведенный теоретический анализ на примере GaSe показал, что с термодинамических соображений возможно существование нанотрубок радиусом $40-48 \text{ \AA}$. Позднее для GaSe они были получены путем лазерного и термически индуцированного отслоения. Известно также о получении нанотрубок GaSe путем испарения и эксфолиации органикой или через механизм роста пар-жидкость-твердая фаза в ходе термического испарения GaSe при использовании наночастиц золота как катализатора. Что же касается наночастиц (квантовых точек), то для их получения было использовано ряд методов высокотемпературного химического синтеза. При этом D.F. Kelley, V. Chikan получили наночастицы GaSe, имеющие форму диска диаметром 2-6 нм и толщиной в четыре моноатомные слои (Se-Ga-Ga-Se).

Микроскопическая подвижность неравновесных носителей тока в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ индуцированных пикосекундными импульсами лазера

В.Э.Багиев, Ш.М.Эфендиев, В.Х.Шарбагов, Н.Г.Дарвишов
*НИИ Физических Проблем, Бакинский Государственный Университет,
 Азербайджан*

Фоторефрактивные кристаллы титаната висмута, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, продолжают интенсивно изучаться с целью применения в системах управления, преобразования и записи оптической информации [1,2]. При этом представляют интерес особенности неравновесных процессов и переноса носителей заряда при ультракоротких временах. Остаются невыясненными значения подвижности неравновесных электронов в монокристаллах титаната висмута. Имеющиеся исследования в родственных кристаллах из того же семейства силленитов ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) дали значения отличающиеся на несколько порядков [3-5].

В данной работе впервые изучены неравновесные процессы в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ в субнаносекундном диапазоне. Исследования проводились с использованием лазеров на основе АИГ: Nd^{3+} . Длительность оптических импульсов была: 35пс при длине волны излучения 0,5398 мкм. Интервал интенсивностей освещения: 0,001-1ГВт/см², при максимальной энергии излучения в одиночном импульсе 1,1 мДж. Исследования проводились в области температур: 120-400К.

Фотоотклик проходил через максимум при временах $0,8 \div 1,2$ нс, со значительной задержкой во времени относительно импульса освещения(рис.1) Температурная зависимость максимума фотоотклика имел следующий характер. При нагреве от 120К фотоотклик рос на 25-30% выходя на плато при 200-250К. При дальнейшем нагреве вновь наблюдался рост фотоотклика(рис.2). Спадающий участок показал наличие двух времен экспоненциальной релаксации со значениями в пределах $\tau_1 = 0,6-1,2$ нс и $\tau_2 = 1,3- 2$ нс в области температур исследования. При уменьшении температуры, τ_1 и τ_2 вначале немного уменьшались, при $T < 200$ К растут. [8].

Для описания кинетических процессов при освещении пикосекундными импульсами лазера в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, была предложена модель фотоиндуцированной примесно-термоактивационной проводимости, учитывающий спектр примесных состояний в запрещенной зоне указанных кристаллов [6]. В пределах модели происходит двухступенчатый переход электронов в зону проводимости.

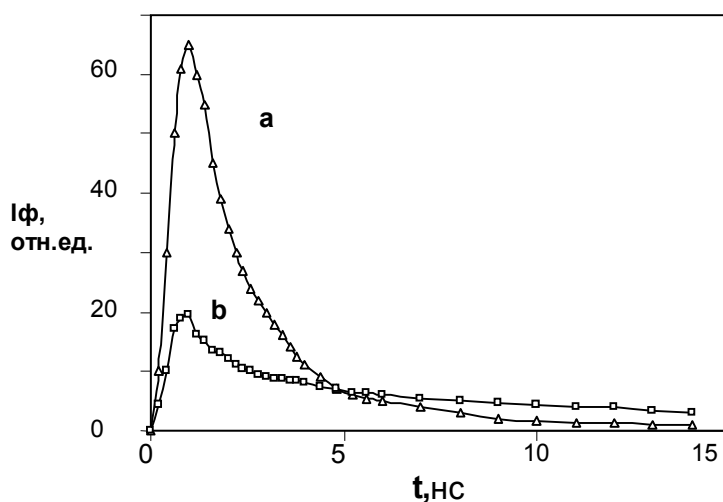


Рис.1 Релаксация фотоотклика в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при освещении пикосекундными (35пс) импульсами лазера $\lambda=0,5394$ мкм при мощностях: 0.3мДж(а) и 0.45мДж(б). Напряжение на образце: 260В, температура измерения: 297К (а) и 120К(б).

При освещении импульсом лазера имеющей энергию фотонов 2.3 эВ, происходит внутрицентровое примесное поглощение с переходом электронов на локальный центр , энергетически расположенный у дна зоны проводимости. В дальнейшем , электроны в результате термоактивации, делокализуясь попадают в зону проводимости , что приводит к вспышке фотоотклика вследствие опустошения центров и рекомбинации из зоны проводимости. Рассмотрев кинетические процессы в указанной модели, в предположении малости повторного захвата электронов из зоны проводимости на локальный уровень E_M по отношению к рекомбинации , при начальных условиях $\tau = \text{const.}$, $m = m_0$, $n = 0$ при $t = 0$ мы нашли следующее выражение для концентрации фотоиндуцированных электронов попавших вследствие термоактивации в зону проводимости [7,8]:

$$n(t) = \frac{\gamma m_0 N_{cm}}{\frac{1}{\tau} - \gamma N_{cm}} (e^{-\gamma N_{cm} t} - e^{-t/\tau}) \quad (1)$$

Где: n - концентрация неравновесных электронов в зоне проводимости ,
 m - концентрация электронов на локальном центре,
 N_{cm} - эффективная плотность состояний в зоне проводимости приведенная к уровню локального центра.
 γ - коэффициент захвата электронов на локальный центр.
 τ - время жизни электронов в зоне проводимости.

Тут возможны два крайних случая :

а) скорость рекомбинации ($1/\tau$) намного больше чем скорость термической генерации неравновесных электронов из локального уровня в зону проводимости (γN_{cm}) , т.е. $1/\tau \gg \gamma N_{cm}$. В этом случае кинетика фотоотклика определяется постоянным , равным скорости термической генерации γN_{cm} .

б) Скорость термической генерации намного больше скорости рекомбинации; $1/\tau \ll \gamma N_{cm}$. В этом случае кинетика фотоотклика, определяется временем жизни неравновесных электронов в зоне проводимости.

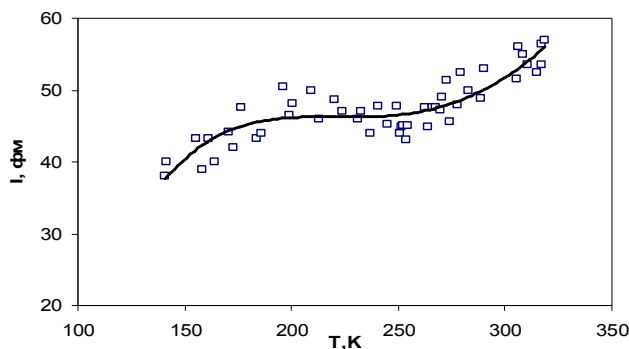


Рис.2 Температурная зависимость фотоотклика в $Bi_{12}TiO_{20}$ при освещении пикосекундными (35пс) импульсами лазера $\lambda = 0,5394$ мкм нормализованная к мощности 0,5мДж. Напряжение на образце: 260В.

В [8]: нами показано , что релаксация спада фотоотклика определяется процессом рекомбинации, что соответствует условию $1/\tau \ll \gamma N_{cm}$.

Из условия выхода на максимум выражения (1) $\frac{dn(t)}{dt} = 0$, мы можем в общем случае найти время выхода на максимум фотоотклика:

$$t_{\max} = \frac{e_n \tau \gamma N_{cm}}{\gamma N_{cm} - \tau} \quad (2)$$

Подставив в выражение (1), время выхода на максимум (5), мы можем найти значение концентрации неравновесных электронов в зоне проводимости, на максимуме фотоотклика:

$$n(t_{\max}) = m_0 (\tau \gamma N_{cm})^{\frac{1}{1 - \tau \gamma N_{cm}}} \quad (3)$$

Анализ выражения (3), показывает что, при:

$$1/\tau \gg \gamma N_{cm} \quad n(t_{\max}) = m_0 \tau \gamma N_{cm} \ll m_0$$

$$1/\tau = \gamma N_{cm} \quad n(t_{\max}) = m_0/e$$

$$1/\tau \ll \gamma N_{cm} \quad n(t_{\max}) = m_0$$

Следовательно, значительное изменение (рост) γN_{cm} при условиях $1/\tau \leq \gamma N_{cm}$, приводит к незначительному росту $n(t_{\max})$: от m_0/e к m_0 . Этим, так же, объясняется слабая температурная зависимость максимума фотоотклика. При росте температуры $n(t_{\max})$ должна асимптотически приближаться к m_0 .

Если иметь ввиду, что начальная концентрация носителей на локальном уровне, равна количеству фотонов поглощенных глубоким примесным центром E_A с точностью квантового выхода $-\beta$, т.е.

$$m_0 = \beta \alpha I \quad (4)$$

где, α – коэффициент поглощения $Bi_{12}TiO_{20}$ при $\lambda = 0,5398$ мкм, равная $\alpha = 6.5 \text{ см}^{-1}$ [6], I – измеренное количество фотонов лазерного импульса падающих на единичную площадь поверхности образца. В частности, при мощности лазерного импульса 0.3 мДж , при T_k по формуле (4) нами получено $m_0 = \beta \cdot 3.35 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. С другой стороны, так как:

$$n(t_{\max}) = m_0, \text{ и } n(t_{\max}) = \frac{\sigma_{\phi \max}}{e\mu} \quad \text{где } \sigma_{\phi \max} \text{ – удельная проводимость на максимуме}$$

фотоотклика, мы сможем, найти значение микроскопической подвижности неравновесных носителей в кристаллах $Bi_{12}TiO_{20}$. Оценки дали следующие значение: $\beta \mu = 0.20 \text{ м}^{-1} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Это значение близко, к значениям ранее найденным в кристаллах $Bi_{12}GeO_{20}$ и $Bi_{12}SiO_{20}$ [5,9].

1. M.P. Sampedro, M.A. Cerezo, Jacome, D. Ramirez, Martinez, M. Mendez Otero, M. Palomino Ovando Crystal Research and Technology, V.41, Issue 7, pp.685-688, July 2006.
2. Xiangqi Zhu, Jinlong Zhang and Feng Chen - Chemosphere Volume 78, Issue 11, March 2010, Pages 1350-1355.
3. И.Т. Овчинников, Э.В.- ФТТ, т.25, в.7, 1983, с.2196-2198.
4. D. Blum, S.W. Mc. Keeven, - J. Appl. Phys., July 1997, v.82, N 1, pp.249-258.
5. J.P. Partanen, J.M.C. Jonathan and R.W. Hellwerth - Appl. Phys. Lett. 57(23) 3 December 1990, pp.2404-2406
6. Sh.M. Efendiev, V.E. Bagiev, A.Kh. Zeynalli, V.A. Balashov, V.A. Lomonov, A.A. Majer. - Phys. Stat. Solidi (a) 1981, v.63, N1, p.K19-K22
7. С.М. Рывкин Фотозлектрические явления в полупроводниках. Москва, Физматгиз 1963, 496 стр.
8. В.Э. Багиев, Ш.М. Эфендиев, В.Х. Шарбатов, Н.Г. Дарвишов <<Время жизни неравновесных носителей тока в $Bi_{12}TiO_{20}$ при освещении пикосекундными импульсами лазера>> В печати, в настоящем сборнике.
9. A. Ennouri, M. Tapiero, J.P. Vola, J.P. Zielenger, J.Y. Moisan, J.C. Launay - J. Appl. Phys. 74(4), 15 August 1993, pp.2180-2191.

ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ ПИКОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ЛАЗЕРА

В.Э.Багиев, Ш.М.Эфендиев, В.Х.Шарбатов, Н.Г.Дарвишов

НИИ Физических Проблем, Бакинский Государственный Университет

Монокристаллы титаната висмута, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, являясь фоторефрактивными, вследствие сочетания в них высокой фоточувствительности и электрооптического эффекта, продолжают интенсивно изучаться с целью применения в системах управления, преобразования и записи оптической информации [1,2]. При этом представляют интерес особенности неравновесных процессов и переноса носителей заряда при ультракоротких временах. Остаются невыясненными времена жизни неравновесных электронов в монокристаллах титаната висмута. Имеющиеся исследования в родственных кристаллах из того же семейства силленитов ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) ограничены длительностью используемых лазеров в несколько наносекунд и более [3-5].

В данной работе впервые изучена релаксация фотоотклика в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при освещении пикосекундными импульсами лазера. Исследования проводились с использованием лазеров на основе АИГ: Nd^{3+} . Длительность оптических импульсов была: 35пс при длине волны излучения 0,5398 мкм. Интервал интенсивностей освещения: 0,001-1ГВт/см², при максимальной энергии излучения в одиночном импульсе 1,1 мДж. Исследования проводились в области температур: 120-400К. Длина волны освещения лазерного импульса, была близка к полосе примесного поглощения с максимумами при 2.14эВ и 2.65эВ в спектрах фотопроводимости $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ [6]. Фотоотклик имел ассиметричную форму. Короткий начальный участок проходящий через максимум при временах 0,8÷1,2нс, со значительной задержкой во времени относительно импульса освещения. И спадающий участок фотоотклика длительностью несколько десятков наносекунд (рис.1). Анализ спадающего участка показал наличие двух времен экспоненциальной релаксации со значениями в пределах $\tau_1 = 0,6-1.2$ нс и $\tau_2 = 1.3-2$ нс в области температур исследования (рис.2). При уменьшении температуры, τ_1 и τ_2 вначале немного уменьшаясь, при $T < 200\text{K}$ растут.

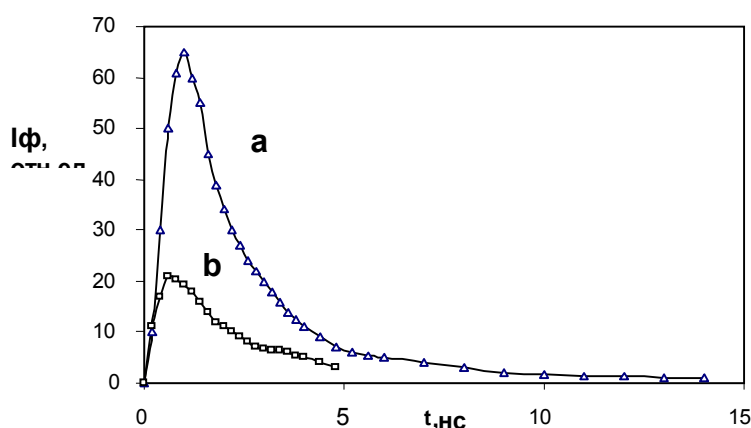


Рис.1. Релаксация фотоотклика в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при освещении пикосекундными (35пс) импульсами лазера $\lambda=0,5394$ мкм, при мощностях 0,3мДж(а), 0,12мДж(б) Напряжение на образце: 260В, температура измерения 297К.

Для объяснения факта задержки фотоотклика относительно импульса освещения была предложена модель фотоиндуцированной примесно-термоактивационной проводимости. В пределах модели происходит двухступенчатый переход электронов в зону проводимости. При освещении импульсом лазера имеющей энергию фотонов 2.3 эВ, происходит внутрицентровое примесное поглощение с переходом электронов на локальный центр, энергетически расположенный у дна зоны проводимости. В дальнейшем, электроны в результате термоактивации, делокализуясь попадают в зону проводимости, что приводит к вспышке фотоотклика вследствие опустошения центров и рекомбинации из зоны проводимости.

Рассмотрим кинетические процессы в рассмотренной модели, в предположении отсутствия (вследствие малости по отношению к рекомбинации) повторного захвата электронов из зоны проводимости на локальный уровень E_M . Кинетические процессы в рассмотренной модели, в общем случае, могут быть рассмотрены следующей системой дифференциальных уравнений [7]:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \gamma m N_{cM} - n\tau \\ \frac{dm}{dt} = -\gamma m N_{cM} \end{cases} \quad (1),$$

Где: n - концентрация неравновесных электронов в зоне проводимости, m - концентрация электронов на локальном центре, N_{cM} - эффективная плотность состояний в зоне проводимости приведенная к уровню локального центра.

γ - коэффициент захвата электронов на локальный центр.

τ - время жизни электронов в зоне проводимости.

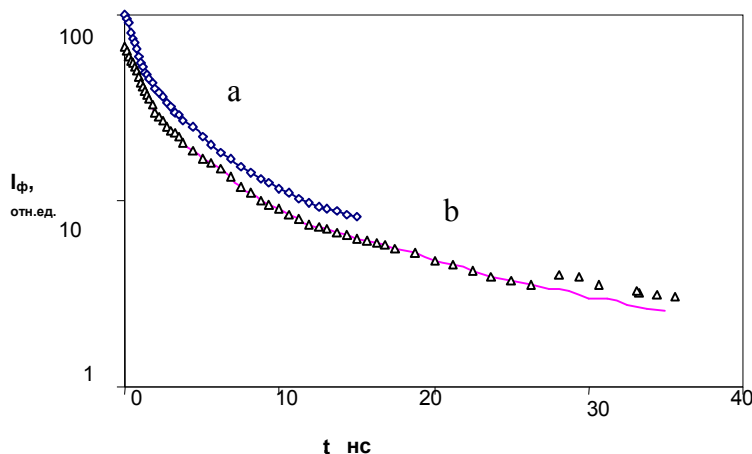


Рис.2 Экспоненциальная релаксация фотоотклика в $Bi_{12}TiO_{20}$ при освещении пикосекундными (35пс) импульсами лазера $\lambda=0,5394$ мкм при мощностях 0.35мДж (а) и 0.23мДж(б). Напряжение на образце: 360В, температура измерения: 297К (а) и 120К(б).

Решение системы при начальных условиях $\tau = \text{const.}$, $m = m_0$, $n = 0$ при $t = 0$ дает следующее выражение для концентрации фотоиндуцированных электронов попавших вследствие термоактивации в зону проводимости:

$$n(t) = \frac{\gamma m_0 N_{cm}}{1/\tau - \gamma N_{cm}} (e^{-\gamma N_{cm} t} - e^{-t/\tau}) \quad (2)$$

Тут возможны два крайних случая :

а) скорость рекомбинации ($1/\tau$) намного больше чем скорость термической генерации неравновесных электронов из локального уровня в зону проводимости (γN_{cm}), т.е. $1/\tau \gg \gamma N_{cm}$. В этом случае выражение (1) для спадающего участка релаксации фотоотклика имеет следующий вид:

б)

$$n(t) = m_0 \gamma N_{cm} \tau e^{-\gamma N_{cm} t} \quad (3),$$

Т.е. кинетика спада фотоотклика, являясь экспоненциальной, определяется постоянным, равным скорости термической генерации γN_{cm} .

б) Скорость термической генерации намного больше скорости рекомбинации; $1/\tau \ll \gamma N_{cm}$.

В этом случае, выражение (2) для кинетики спада фотоотклика приобретает вид:

$$n(t) = m_0 e^{-t/\tau} \quad (4)$$

т.е. кинетика спада фотоотклика, являясь экспоненциальной, определяется временем жизни неравновесных электронов в зоне проводимости.

Как показывает численный анализ в обоих случаях кинетика фотоотклика, имеет “вспыщечный” характер и асимметричную форму, когда имеет место короткий участок выхода на максимум и длинный участок релаксации спада фотоотклика.

Так как, на нашем эксперименте в области спада фотоотклика, наблюдается несколько времен экспоненциальной релаксации, это указывает на то, что релаксация спада фотоотклика определяется процессом рекомбинации, что соответствует условию

$1/\tau \ll \gamma N_{cm}$. Следовательно, времена экспоненциальной релаксации найденные на нашем эксперименте, соответствуют времени жизни неравновесных электронов, индуцированных импульсами лазера из примесной области. Наличие двух времен жизни, соответствует наличию нескольких каналов рекомбинации. Это могло быть, как прямая рекомбинация на исходной примесный центр (E_A), так же и захват на глубокие примесные центры (центры прилипания), представляющие собой компенсированные донорные уровни, и имеющие, следовательно большое сечение захвата и малые времена рекомбинации.

1. Elvin W Weidner, Armin Kiessling and Richard Kowarschk – Optics Express, Vol.12, Issue 20, pp.4993-4998, 2004.2. **Xiangqi Zhu, Jinlong Zhang and Feng Chen** - Chemosphere, Volume 78, Issue 11 March 2010, Pages 1350-1355
3. И.Т.Овчинников, Э.В.Яншин - ФТТ, т.25, в.7, 1983, с.2196-2198.
4. G.Lesaux, J.C.Launay and A.Brun Optics Communications V.57, number7, 166-170.
5. J.P.Partanen, J.M.C.Jonathan and R.W.Hellwerth- Appl.Phys.Lett. 57(23) 3 December 1990, pp.2404-2406.
6. Sh.M. Efendiev, V.E. Bagiev, A.Kh. Zeynalli, V.A.Balashov, V.A.Lomonov, A.A.Majer. Phys.Stat.Solidi (a) 1981, v.63, N1, p.K19-K22
7. С.М.Рывкин Фотоэлектрические явления в полупроводниках./ Москва, 1963, 496 с/

**Co ƏSASLI NANOKOMPOZIT ƏRİNTİLƏRİN
MAQNİTOOPTİK XASSƏLƏRİ**

Z.S.Musayev, V.İ.Əhmədov

AzMIU, "Metal və ərintilərin fizikası" ETL, AzMIU "Fizika" kafedrası

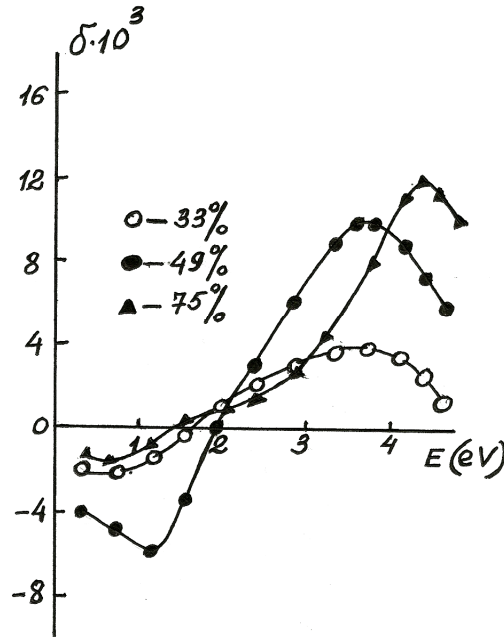
İşdə $Co_x(TiO_2)_{1-x}$ nanokompozit materialın maqnitoptik xassələri öyrənilmiş, onların spektral asılılıqları qurulmuş və müəyyən edilmişdir ki, perkolyasiya astanası yaxınlığında maqnitoptik reaksiyanın amplitudunun tədricən artması, ekvatorial Kerr effektinin güclənməsi və ferromaqnit komponentin artması ilə ekvatorial Kerr effektinin tədricən zəifləməsi, maqnit və optik xassələrin kombinasiyası ilə əlaqədardır.

Son illərdə nanoquruluşlara olan maraq məlum materialların nanokristallik hala keçməsi zamanı onların keyfiyyətinin prinsipial olaraq dəyişməsidir. Nanoölçülü sistemlərin fərqləndirici cəhəti ondadır ki, onların xassələri, yalnız onların tərkibinə daxil olan elementlərin xassələri ilə deyil, həm də bu quruluşu yaradan obyektlərin ölçülərindən və onları ayıran səthdən asılıdır. Nəticədə nanotexnologiya vasitəsilə yaradılan yeni maqnit materiallarında qeyri-adi fiziki hadisələr müşahidə edilir ki, bu da həm elmi baxımdan, həm də praktiki nöqteyi nəzərindən çox əhəmiyyətlidir. Bu mənada güclü maqnitoptik reaksiyaya malik olan materialları xüsusi qeyd etmək lazımdır. Bu materiallar qeyri-maqnit aralıqlabir-birindən ayrılmış 3d-metalları əsasında olan nazik təbəqəli nanodənənlənmiş nanokompozit materiallarıdır. Nanokompozit materiallar tədqiqatçıların diqqətini bir neçə səbəbdən cəlb edir. Bunlardan biri, kiçik ölçülü zərrəciklərin fudamental xassələri, materialların quruluş toplananlarının həndəsi ölçülərinin kiçilməsi ilə əlaqədar olan nanohissəciklərin elektron, kristallik və fiziki xassələrinin, xüsusən onlarda enerji səviyyələrinin və səthi qüvvələrin kvantlanması, kiçik metallik zərrəciklərin elektron statistikasının faza çevrilmələrinin fluktuasiyalarıdır. Digəri isə, nanokompozit materialları praktiki tətbiq etmək məqsədi ilə onların fiziki xassələrinin öyrənilməsi, maqnitoptik və maqnitötürücülərinin xassələrini özündə birləşdirən yeni materialların axtarışdır. Nəzərə alsaq ki, maqnit nanokompozitlər ferromaqnit zərrəciklərin dielektrik matrisası daxilində olan iki fazalı sistemdir, onda onların xassələrinin yaxşılaşdırılması üçün istifadə olunan bütün üsulları iki istiqamətə ayırmaq olar:

- matrisanı dolduran zərrəciklərin tərkibinin, ölçülərinin və konsentrasiyasının optimallaşdırılması;
- matrisa materiallarının dəyişdirilməsi.

Bu problemləri araşdırmaq üçün TiO_2 matrisasına daxil edilmiş polikristallik Co əsaslı nanokompozit materialın maqnitoptik xassələri öyrənilmişdir.

Bunun üçün TiO_2 matrisasına daxil edilmiş Co zərrəciklərindən ibarət olan və heç bir termiki emala məruz qalmayan nanokompozitlərin ekvatorial Kerr effekti tədqiq edilmişdir. Ekvatorial Kerr effektinin öyrənilməsi zamanı aşkar edilmişdir ki, $Co_x(TiO_2)_{1-x}$ nazik təbəqələrinin spektral asılılıqlarının forması, bircins polikristallik kobaltın ekvatorial Kerr effektinin spektral asılılığından kəskin fərqlənir (şəkil 1).



Şəlik 1. Nizamsız $\text{Co}_x(\text{TiO}_2)_{1-x}$ nanokompozitləri üçün ekvatorial Kerr effektinin spektral asılılıqları.

$\text{Co}_x(\text{TiO}_2)_{1-x}$ ərintiləri üçün spektrlərin formasının dəyişməsi və ekvatorial Kerr effektinin amplitudunun əhəmiyyətli dərəcədə böyüməsi dalğa uzunluğunun nəinki infraqırmızı, hətta ultrabənövşəyi oblastında da müşahidə edilir. Maqnit komponentinin konsentrasiyasının artması ilə ekvatorial Kerr effektinin spektral asılılıqlarında 1eV-da mənfi anomaliya müşahidə edilir və tədricən böyüyür, 3,5 eV-da isə müsbət, maksimum müşahidə edilir. Ferromaqnit komponentin konsentrasiyasının 30-dan 75% - ə qədər artması $\text{Co}_x(\text{TiO}_2)_{1-x}$ nazik təbəqəli ərintilərin maqnitooptik reaksiyanın artmasına gətirib çıxarır və 3,5 eV -dakı maksimum tədricən spektrin ultrabənövşəyi hissəsinə sürüşür.

Metallik komponentin konsentrasiyasından asılı olaraq ərintinin mikroquruluşu dəyişir, bu isə maqnit, optik və maqnitooptik xassələrin dəyişməsinə gətirir. Perkolyasiya astanasına qədər nanokompozit, dielektrikə daxil edilən izolə olunmuş ferromaqnit hissəciklərdən ibarət olub superparamaqnit halında, perkolyasiya astanasından sonra isə nanokompozit bir-birindən ənsiz dielektrik təbəqələri ilə ayrılan bütöv metallik oblastlardan ibarət olub, ferromaqnit halında olur. Perkolyasiya astanası yaxınlığında kompozitlərin morfolojiyası elədir ki, ferromaqnit hissəcikləri bir-birindən ayıran dielektrik təbəqəsi minimal olur. Baxmayaraq ki, belə ərintinin ferromaqnit komponentləri birbaşa kontakda olurlar, lakin onlar arasında qarşılıqlı təsir mövcuddur. Ona görə də perkolyasiya astanası yaxınlığında maqnitooptik reaksiyanın güclənməsi, nanokompozitin mikroquruluşu ilə əlaqədar olan maqnit və optik xassələrin kombinasiyası ilə təyin edilir. Beləliklə, aparılan tədqiqatların nəticəsi göstərir ki, $\text{Co}_x(\text{TiO}_2)_{1-x}$ nanokompozitində maqnitooptik reaksiyanın amplitudunun bircins polikristallik kobaltın ekvatorial Kerr effektindən bir neçə dəfə böyük olması, dar spektral diapazonda maqnitooptik reaksiyanın kifayət qədər güclənməsi nanokompozitin mikroquruluşu ilə əlaqədardır.

Metal - yarımkeçrici kontaklı cihazlarda metalın rolu

Ş.Q. Əsgərov

BDU

Metal – yarımkeçrici kontaktında (MYK) gedən fiziki proseslər keçən əsrin əvvəlindən bəri tədqiq olunur. Elmi uqurlar və texniki tədbiqlər çoxdur. Çap olunmuş monoqrafiyaların, icmal və orinal məqalələrin sayı hesaba gəlməz. Buna baxmayaraq hələ bu günə kimi kontaktda gedən proseslərdə metalın rolu axıra kimi aydınlaşdırılmayıbdır. MYK - na həsr olunmuş ədəbiyyatda “kontaktda gedən bütün proseslərdə məsuliyyəti yarımkeçrici daşıyır” - ideyası aparıcıdır. Elmi ədəbiyyatda metalın və onun kristallik strukturunun kontaktın elektrofiziki xassələrinə təsiri nəzərə alınmır və diqqətdən kənar qalmışdır.

Böyük alim Valter Şottky MYK nəzəriyyəsini yaratmış və göstərmişdir ki, metal ilə yarımkeçrici kontaktında əmələ gələn potensial baryerin hündürlüyü (Φ_b) metalın çıxış işi (Φ_M) ilə yarımkeçricinin elektron qomluğu (χ) fərqi bərabərdir:

$$\Phi_b = \Phi_M - \chi \quad (1)$$

Şottky nəzəriyyəsinə görə, n -tip yarımkeçrici ilə metalın kontaktı üçün, əgər $\Phi_M > \chi$ şərti ödənilərsə onda kontakt diod, ödənilməzsə onda kontakt omik xassəyə malik olmalıdır. Bəzi istinaları nəzərə almasaq, təcrübədə bu sadə və doğru münasibət özünü doğrultmur.

Baryerin hündürlüyü Φ_b toxunma sərhədində yaranır və bu sərhədin bir tərəfində metal və onun fizikası, digər tərəfində yarımkeçrici və onun fizikası dayanır. MYK –nın elmi və texnoloji problemləri ilə adətən yarımkeçrici mütəxəsislər məşğul olduğundan, onlar hesab edirlər ki, kontaktda gedən proseslərin əsas səbəbkarı (subyekt) yarımkeçricidir. Bu mütəxəsislər metalın subyekt kimi rolunu qəbul etmirlər. Onların düşüncəsinə görə yağış yağarkən yer hansı rolu oynayırsa, MYK –da gedən elektron proseslərdə də metal bənzər rol oynayır.

Bu məqalədə fərqli baxış irəli sürülür: nəzərə almaq lazımdır ki, kontaktda gedən proseslərə metal çıxış işi ilə daxil olur. Çıxış işinin təbiətini, emissiya elektronikasını öyrənir. Deməli, MYK –da gedən proseslərdə emissiya elektronikasının nailiyyətləri də nəzərə alınmalıdır.

Emission elektronikaya görə polikristal quruluşlu metalın çıxış işi səthin koordinatından asılıdır və səthin müxtəlif nöqtələri üçün müxtəlifdir. Daha doğrusu polikristalların səthi müxtəlif Müllər indeksinə malik üzlərdən təşkil olunduğundan bircins deyildir. İstənilən metal üçün təcrübədən tapılan çıxış işinin qiyməti, onun lokal qiymətlərin orta qiymətindən başqa bir şey deyildir. Əgər baxdığımız səth iki kristallitin üzlərindən təşkil olunmuşsa, onda çıxış işinin orta qiyməti üçün yazırıq:

$$\bar{\Phi} = \frac{\Phi_1 S_1 + \Phi_2 S_2}{S_1 + S_2} = \omega_1 \Phi_1 + \omega_2 \Phi_2 = \sum_{i=1}^n \omega_i \Phi_i \quad (2)$$

Burad S_1, S_2 və ω_1, ω_2 uyğun olaraq, birinci və ikinci kristallitlərin sahələri və onların nisbi sahələridir.

Düstur (2) –dən aşağıdakı nəticələr alırıq:

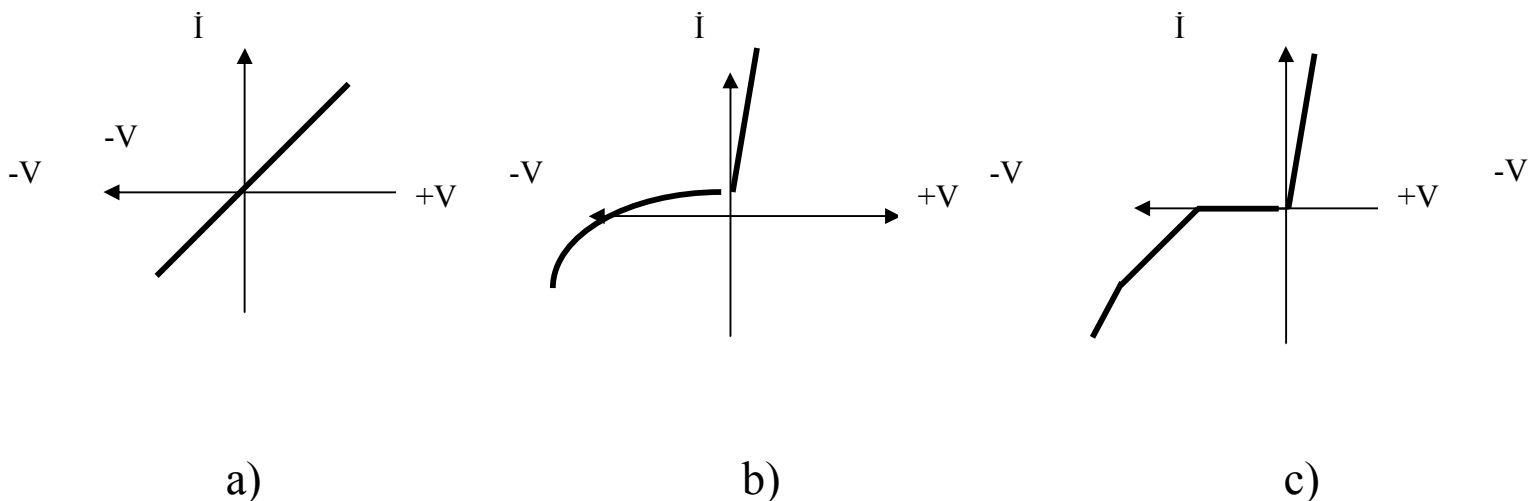
- a) əgər $\Phi_1 = \Phi_2$ olarsa, onda səthi çıxış işinə görə bircins hesab etmək olar;
- b) əgər $\Phi_1 \neq \Phi_2$ olarsa, onda səth çıxış işinə görə qeyri bircinsdir. Aydındır ki, çıxış işinin orta qiyməti nə Φ_1 -yə, nə də ki, Φ_2 -yə bərabər olmaya bilər.

Metal səthinin çıxış işinə görə bircins və ya qeyri bircin olması, MYK –da gedən fiziki proseslərə ciddi təsir etməlidir. Belə ki:

- a) əgər həm Φ_1 , həm də Φ_2 χ -dan böyük olarsa, onda kontaktda iki diodun paralel birləşməsi kimi baxmaq olar və tam kontaktın baryerinin hündürlüyü, həm birinci, həm də ikinci diodun parametrlərindən asılı olar [2-3]. Belə kontaktda diod VAX –ına malik olar. $\Phi_1 = \Phi_2$

olarsa belə diodun VAX çox vaxt ideala yaxın olar (Şəkil 1b və 1c). b) əgər həm Φ_1 , həm də Φ_2 χ -dan kiçik olarsa, onda kontakta iki rezistorun paralela birləşməsi kimi baxmaq olar və tam kontakt rezistor xassəli, yəni VAX omik olmalıdır (Şəkil 1a).

c) əgər tam kontaktı təşkil edən elementar kontaktlardan birinin baryerinin hündürlüyü, χ -dan böyük, digərinin ki isə χ -dan kiçik olarsa, onda tam kontakta diod və rezistorun paralel birləşməsi kimi baxmaq lazımdır. Bu halda kontaktın xarakteristikası kifayət qədər mürəkkəb və deqradasiya olmuş olar [4].



Şəkil1. Metal-yarımkəçirici kontaktın voltamper xarakteristikası.

Şəkil 1-də vahid texnologiya əsasında hazırlanmış Al – nSi kontaktın xarakteroqrafda çəkilmiş voltamper xarakteristikası kontaktın sahəindən asılılığı göstərilmişdir. Bu BAX –ları yarımkəçirici partnyorda gedən proseslərlə yox, metalın emission qeyri bircinsliliyi ilə izah etmək daha asandır. Bunun üçün ümumi kontakta elementar kontakların paralel birləşməsi kimi [5] baxmaq kifayətdir.

Metal - yarımkəçirici kontak üçün təklif etdiyi qeyri bircins model (kontaktın çoxsaylı elementar kontaktların paralel birləşməsi kimi baxmaq ideyası) həmkarlar tərəfindən yüksək qiymətləndirmişdir. Belə ki, Ukrayna və Moldova alimləri tərəfindən MYK –a belə baxış layiqincə qiymətləndirilmiş [6] və bu ideyanın müəllifinin familiyası dünyada bu sahənin baniləri sırasında çəkilmişdi.

ƏDƏBİYYAT

1. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В., Эмиссионная электроника, М. 1966
2. Аскеров Ш.Г., Неоднородная модель контакта металл- полупроводник. Материалы всесоюзного научно-технического семинара "Пути повышение стабильности и надежности микроэлементов И микросхем", с.122, Рязан, 1985
3. Аскеров Ш.Г., Кадымов Г.Г., Двухдиодная модель ДШ. Препринт НПО, Космических исследований, №5, Баку, 1986
4. Аскеров Ш.Г., Кадымов Г.Г., Простейшая неоднородная модель ДШ. ДАН Азерб. ССР, №2, с.21-23, 1986
5. Аскеров Ш.Г., Ш.С.Асланов, Л.В. Гайворонская, Свойства Паралелно Соединенных диодных структур с барьером Шотки. Известие вузов. "Радиоэлектроника" , 1, 42-46, 1989
6. Е.Ф.Вагнер и др: "Межфазные взаимодействия и механизмы

Cu₃In₅S₉ MONOKRISTALINDA ÇEVİRMƏ VƏ YADDAŞ EFFEKTİ

L.H.Həsənova, Ə.Z.Məhəmmədov, S.Ə.Cahangirova

Bakı Dövlət Universiteti

İşdə müxtəlif şəraitdə yeni üçqat Cu₃In₅S₉ monokristalının stasionar VAX-ları çıxarılmışdır. Baxılan kristal CuInS₂ – In₂S₃ sisteminin öyrənilməsi nəticəsində alınmışdır. Layvari quruluşa malik olan Cu₃In₅S₉ monokristalı monoklin strukturda kristallaşır və parametrləri a = 6,60; b = 6,91; c = 8,12; β = 89; Z = 1 [1]. Göründüyü kimi elementar özəyin parametrlərinə görə bu kristalı kvazitetraqonal sinqoniyaya da aid etmək olar.

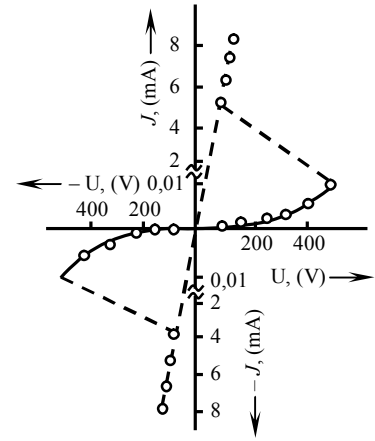
Çevirmə və yaddaş effektləri ilk dəfə amorf və şüşəvari materiallarda müşahidə olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, çevirmə və yaddaşa malik elemntlər dörd müxtəlif VAX-dan birinə mali ola bilər [2].

1. Mənfi müqavimətə malik VAX. Bu halda stabil xarakteristikalar müşahidə olunur.
2. Mənfi müqavimətə və yaddaşa malik VAX. Bu halda iki stabil hal olur: a) mənfi müqavimətə malik, b) alçaqomlu hala çevirməyə malik hal.
3. Yüksək və alçaqomlu hallar arasında qeyri-stabil çevirməyə malik VAX.
4. Çevirməyə və yaddaşa malik VAX. Burada iki stabil yüksək və alçaqomlu hal müşahidə olunur.

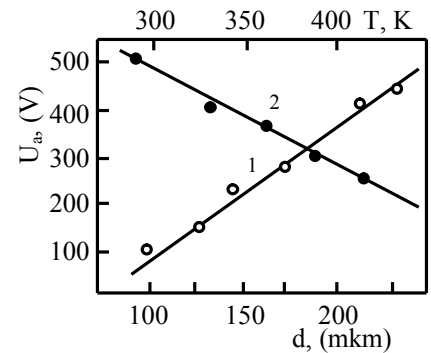
Göstərilən xarakteriskalar layvari yarımqeçirici birləşmələrdə də alınır.

Cu₃In₅S₉ monokristalını tədqiq etmək üçün laylara perpendikulyar istiqamətdə indium və gümüş pastasından kontaktlar vuraraq, otaq temperaturunda statik VAX-sı çıxarılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, astana gərginliyinin qiyməti (U_a) və VAX-ın forması kontakt materialından asılı olmayıb, tətbiq olunan gərginliyə görə simmetrikdir (Şəkil 1).

Müxtəlif maddələrdə müşahidə olunan çevirmə effekti əsasən istilik və elektron mexanizmlər ilə izah olunur. Çevirmə effektinin istilik və elektron mexanizmləri astana gərginliyinin, (U_a) kontaktlararası məsafədən asılılıqlarına görə fərqlənilir [3]. Elektron mexanizmə görə astana gərginliyi nümunənin qalınlığından asılı olmur, istilik mexanizmində isə bu asılılıq çox mürəkkəb xarakter daşıyır. Cu₃In₅S₉ monokristalında çevirmə effektinin mexanizmini aydınlaşdırmaq üçün U_a-nın kontaktlararası məsafədən asılılığı öyrənilmişdir. Ölçmələr otaq temperaturunda aparılmışdır. Nümunələrin qalınlığı (70 ÷ 160 mkm) olmuşdur. Nəticələr göstərmişdir ki, Cu₃In₅S₉ monokristalında astana sahəsinin intensivliyi nümunənin qalınlığı dəyişdikcə praktiki olaraq sabit qalır, yəni U_a nümunənin qalınlığından demək olar ki, xətti asılıdır (Şəkil 2).



Şəkil 1. 273 K temperaturda çevirmə rejimində Cu₃In₅S₉ monokristalının VAX-sı.



Şəkil 2. Cu₃In₅S₉ monokristalında astana gərginliyinin nümunənin qalınlığından (1) və temperaturdan (2) asılılığı.

Alınan nəticələrə görə $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ monokristalında çevirmə effekti elektron mexanizmlə izah oluna bilər. Amorf yarımkeçiricilərdə çevirmə effekti qadağan olunmuş zonada müəyyən lokal energetik səviyyələrin olması ilə izah olunur. Bu səviyyələrə keçid yalnız nəzərə alınacaq qədər aktivləşmə enerjisinə malik baryerlər vasitəsilə olur. Fərz edilir ki, yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasında başqa səviyyələr sistemi var, bu səviyyələrdə kifayət qədər boş yer var və bu yerlər sıçrayışlı keçiriciliyin baş verməsinə şərait yaradır. Tarazlıqlı hesab olunan bağlayıcı halda yükdaşıyıcılar birinci sistem səviyyələrdə olur. Güclü elektrik sahəsində daxili tunel emissiyası nəticəsində elektronlar ikinci hala, sistem isə keçirici hala keçir. Baryerlərin olması elektronların tarazlıqlı hala keçməsinə mane olur və “yaddaş” yaranır.

Layvari kristallarda da çevirmə və yaddaş effekti analogi olaraq izah olunur. Belə ki, laylar arasında zəif Van-der-Vaals əlaqəsi kristalda defektlərin yaranmasına səbəb olur. Defektlər qadağan olunmuş zonada lokal energetik səviyyələr yaradır ki, onlar çevirmə effektinə səbəb olur. Bundan başqa xüsusi halda injeksiya nəticəsində dolmuş lokal səviyyələrin termosahə ionlaşması da baş verə bilər. Elektrik, optik, fotoelektrik, termik stimulyasiya cərəyanı və həcmi yüklərlə məhdudlanmış cərəyanın tədqiqi göstərmişdir ki, $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ monokristalında dərin aşqar səviyyələri və yapışma mərkəzləri var, keçiricilikdə isə sıçrayışlı keçirmə mexanizmi mühüm rol oynayır [4, 5]. Ona görə $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ monokristalında çevirmə effektini keyfiyyətcə izah etmək üçün elektron mexanizmi əlverişli hesab olunur.

Məlumdur ki, astana gəginliyinin temperaturdan asılılığı mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Ona görə temperaturun $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ monokristalının statik VAX-na təsiri öyrənilmiş və müəyyən olunmuşdur ki, temperatur aşağı düşdükcə astana gəginliyi artır (Şəkil 2).

Aşağı temperaturlarda astana gəginliyi həm də işıqlanmadan asılı olur, belə ki işıqlandırılan nümunələrdə astana gəginliyi azdır. Bu isə onunla izah olunur ki, temperatur və işıqlanma sıçrayışlı keçiricilik mexanizmində mühüm rol oynayan aşqar səviyyələrinin kompensasiya dərəcəsini dəyişir. $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ monokristalında məcburi sıçrayışlı keçiriciliyin müşahidə olunması bunu təsdiq edir.

Çevirmə müşahidə olunan nümunələr uzun müddət əlavə enerji sərf etmədən keçdiyi yüksək keçiricilik halını saxlayır. Çevirmələrin sayı 10^4 dəfəyə çatır. Bu xassəsinə görə $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ tətbiq üçün yararlıdır. Maddənin layvari olması isə istənilən qalınlıqlı nümunə hazırlamağa imkan verir.

ƏDƏBİYYAT

1. В.И.Тагиров, Н.Ф.Гахраманов, А.Г.Гусейнов новый класс тройных полупроводниковых соединений типа $\text{A}^1_3\text{B}^{\text{III}}_5\text{C}^{\text{VI}}_9$, Баку 2001, с.300.
2. Лямичев И.Я., Литвак И.И., Ощепков Н.А. Приборы на аморфных полупроводниках и их применение.- М. Советское Радио, 1976, 128 с.
3. Коломиец Б.Т., Лебедев Э.А., Таскали И.А., к вопросы о механизме пробоя в слоистых кристаллах. ФТП, 1979, т.3, №1, с.312-314.
4. Тагиров В.И., Гасанова Л.Г., Кязымзаде А.Г., Магомедов А.З. Некоторые электрические и фотоэлектрические свойства четверопереходов p-GaSe-n- $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$. ФТП, 1984, т.18, в.1, с.159-162.
5. Тагиров В.И., Гасанова Л.Г., Магомедов А.З., Уровни прилипания, проводимость $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$. II-ФТП-1983, т.17, в.8, с.1521-1523.

ŞİRVANNEFT ƏRAZİSİNDƏ RADİOEKOLOJİ TƏDQIQATLAR

R.E.Bağirov¹, A.M.Məhərrəmov², S.A.Hüseynova¹

¹MAKA Ekologiya İnstitutu

²AMEA Radiasiya Problemləri İnstitutu

Əsas neft yataqlarının yerləşdiyi Abşeron yarmadasında neftlə çirklənmiş torpaqlarda əsaslı radioekoloji və ekokimyəvi tədqiqatlar aparılmış, bəzi ərazilərdə radioekoloji fonun formalaşmasında neft amilinin rolu müəyyən edilmiş, radionuklidlərin paylanma xəritəsi və radiasiya fon xəritəsi tərtib edilmişdir [1,2].

Abşeron yarmadasından sonra Respublikamızda neftlə zəngin ərazilərdən biri Kür-Araz ovalığının tərkib hissəsi olan Şirvan düzüdür. Bu ərazi həm də əhalinin məskunluğunun sıx olması ilə fərqlənir.

“Şirvan OİL” Birgə Müəssələri mədənlərinin yerləşdiyi Kirovdağ yatağı Şirvan düzündə ən böyük onşor neft yatağıdır. Yataq 1955-ci ildə kəşf edilmiş, 1956-cı ildən istismar edilməyə başlanmışdır. Hal-hazırda 600-3500 m dərinliyində 13 məhsuldar sahəni əhatə edir. Abşeron yarımadasından fərqli olaraq tədqiqat obyektini kimi seçilən Şirvan düzündə neft yataqları ərazisində əsaslı radioekoloji tədqiqatlar aparılmamış, radioekoloji şəraitin formalaşmasında neft amilinin rolu aşkara çıxarılmamışdır.

Qeyd olunanları nəzərə alaraq, Şirvanneft rayonu ərazisinin müxtəlif yerlərindən götürülmüş torpaq nümunələrində dozimetrik və spektrometrik ölçmələr aparılmışdır. Dozimetrik ölçmələrdə MKS-AT1125 dozimetr-radiometrindən istifadə edilmişdir. Ölçmələr göstərmişdir ki, nümunələrin götürüldüyü yerlərdə ekzpozisiya dozasının gücü (EDG) 5-7 mkr/saat arasında dəyişir. Şüalanmanın gücü nisbətən yüksək olan yerlərdə spektrometrik tədqiqatlar üçün nümunələr götürülmüşdür. Torpaq nümunələrində radionuklidlərin aktivlikləri Canberra (ABŞ) firmasının istehsalı olan yüksək təmizlikli germanium detektorlu (HP Ge) qamma-spektrometrdə təyin edilmişdir. Qeyd edək ki, qamma-spektrometrik ölçmələr maye azot temperaturunda (T-77,4 K) aparılmış, nümunələr isə təbii obyektlərdən götürüldüyü şəkildə saxlanılmışdır. İmpulsların enerjiyə (kanallara) görə paylanma funksiyasına əsasən radioekoloji parametrlərin (radonuklid tərkibinin, aktivliyin, enerjinin) təyin olunması bu məqsəd üçün işlənmiş “GENLE2K” proqramı əsasında həyata keçirilmişdir.

Tədqiqat sahəsindən götürülmüş torpaq nümunələrində aşkar olunmuş radionuklidlərin tərkibi, xüsusi aktivliyinin və şüalanma enerjisinin qiymətləri cədvəldə verilmişdir:

Cədvəl

s/s	Nümunələr in növü (torpaq) və kütləsi, q	Xüsusi aktivlik, Bk/kq							
		Be-7	Cs-137	K-40	Ra-226	Ra-228	U-235	U-238	Aeff
1	Mədən 1, bitki örtüyü olan ərazi, 235.8	7.4±3.0	4.2±0.5	621 ±17	28.5±0.9	30.1±1.7	4.0 ±0.6	80,4	120.7±2.9
2	Mədən 1, köhnə neft anbarı ərazisi, 304.5	2.3	2.0 ±0.4	473 ± 14	19.8±0.8	26.0±1.3	3,6	72,4	94.1±2.2
3	Mədən 1, quyu ətrafi								

	ərazi, 258.3	2.0	1.1	125±13	2030 ± 6	4.4 ± 0.9	267,0	5366,7	2046±16
4	Mədən 2, bitki örtüyü olan ərazi 151.5	1.5	1.2	54	1274±21	29.5 ±4.1	242,0	4864,2	65.6 ±1.7
5	Mədən 2, quyu ətrafi ərazi, 149.5	6.4±1.8	1.5 ±0.2	316±9	20.5 ± 0.6	13.9±1.1	2,2	44,2	1317±21

2, 3 və 4-cü nümunələrdə Be-7 izotopunun detektə oluna bilən aktivliyi (MDA) uyğun olaraq 2,3; 2,0; 1,5Bk/kq, 3 və 4-cü nümunələrdə Cs - 137 izotopu üçün bu qiymət uyğun olaraq 1,1; 1,2 Bk/kq, K-40 izotopu üçün isə 4-cü nümunədə 54Bk/kq olmuşdur.

Cədvəldən göründüyü kimi 3-cü və 5-ci nümunənin Aeff yol verilən normadan xeyli böyükdür ki, bu da həmin ərazilərdə çirklənmənin çox olması ilə izah edilə bilər.

Ölçü işləri AMEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutunda aparılmışdır.

Ədəbiyyat

1. Суваров Д.Г., Магеррамов А.М., Сафаров Н.А. радиоэкологическая обстановка в нефтегазовых месторождениях Кюгдаханы Апшеронского района Азербайджана. Материалы V Международной научной конференции «Экология и безопасность жизнедеятельности». Sumqayıt Dövlət Universiteti. 2004-s. 170-171.
2. Əliyev C.S., Zolotovitskaya Y.A., Əliyeva S.R. Abşeron yarımadasının təbii və texnogen dəyişilmiş radiasiya fonu. – Azərbaycanca Geofizika yenilikləri, Elmi texniki jurnal, 2004, s.169-177.

FeGaInS₄ МОНОКРИСТАЛИНИН ДИЛЕКТРИК İTKİSİNİN TEZLİK VƏ TEMPERATURDAN ASILILIĞI

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

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

**Bakı Dövlət Universiteti, Az 1145, Z. Xəlilov, 23*

***AMEA Kimya Problemləri İnstitutu, Az 1143, H.Cavid pr., 29*

Son illər d və f təbəqələri tamamilə dolmayan elementlər daxil olan üçlü xalkogenit birləşmələr çoxkomponentli yarımkeçiricilər sinfinə aid olub qeyri-adi fiziki və praktik təbiiqləri sayəsində intensiv tədqiqatların obyektinə çevrilmişdir. Bu birləşmələr içərisində 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 yarımkeçiriciləri xüsusi maraq kəsb edir. AB₂X₄ tipli birləşmələr sinfinə aid olan FeGaInS₄ monokristal Bricmen metodu ilə alınmışdır. Rentgenoqrafik tədqiqatlar göstərir ki, FeGaInS₄ monokristal qəfəs parametrləri a=3,81; c=12,17Å; c/a=4,65; z=1 fəza qrupu P3m olan ZnIn₂S₄ birpaketli yarım tip quruluşuna kristallaşır [1]. FeGaInS₄ monokristalının bəzi fiziki xassələri [2 - 4] işlərində tədqiq edilmişdir. Dielektrik itkisinin tangens bucağını ölçmək üçün qalınlığı ~ 0,1mm olan kristal lövhələrə gümüş pastası vuraraq kondensatorlar hazırlanmış və ölçümlər E7-20 (25 ÷ 10⁶ Hz) rəqəmli immetans ölçü cihazının köməyi ilə aparılmışdır. Nümunəyə 1V ölçmə gərginliyi verilmişdir.

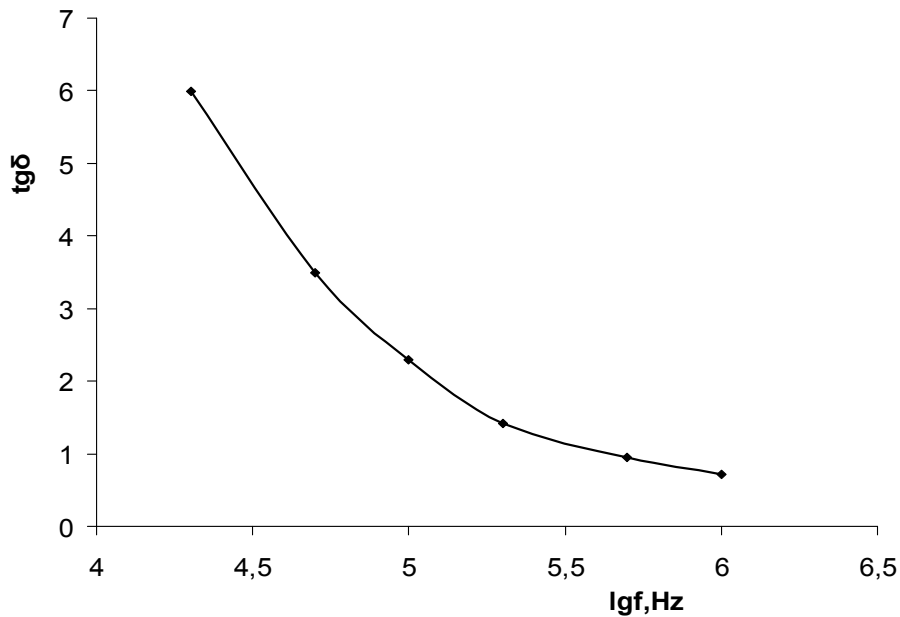
Şəkil 1- də FeGaInS₄ monokristalı üçün 296K temperaturda dielektrik itkisinin tangens bucağının tezlikdən asılılıq qrafiki təsvir edilmişdir. Şəkildən görünür ki, tezlik artdıqca itki bucağının tangensinin qiyməti azalır, yəni $tg\delta \sim 1/\omega$ tərs mütənəsblik asılılığı ödənilir. FeGaInS₄ monokristalı yüksək kompensasiya edilmiş yarımkeçirici olduğu üçün dielektrik itkisinin tangens bucağının qiyməti kifayət qədər böyük olur.

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

Bu zaman itki bucağının tangensini belə ifadə etmək olar:

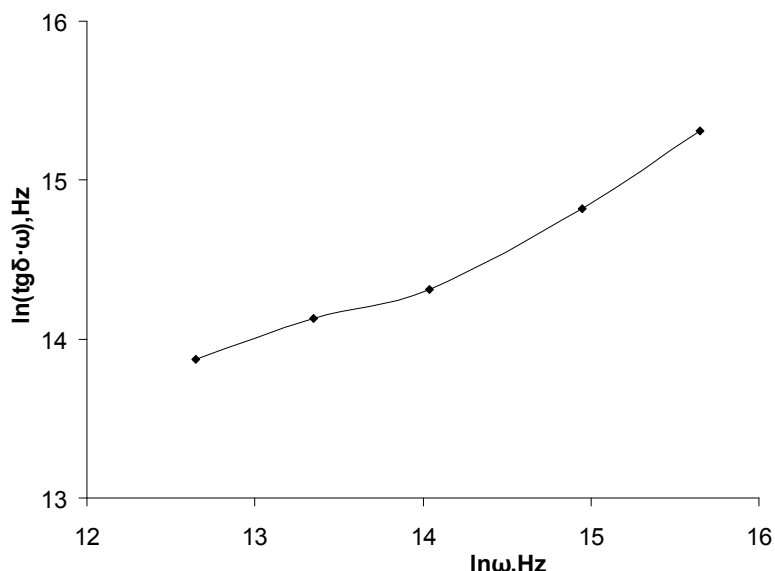
$$tg\delta = \frac{I_a}{I_r} = \frac{I}{\omega C_R R} = \frac{\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0 \omega}. \quad (1)$$

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



Şəkil 1. FeGaInS₄ monokristalı üçün 296K temperaturda dielektrik itkisinin tangens bucağının elektrik sahəsinin tezliyindən asılılığı.

FeGaInS₄ kristalında və tezlikdən asılı olaraq az dəyişdiyi üçün itki bucağının tangensinin tezliklə tərs mütənəsb $tg\delta \sim 1/\omega$ asılılığı ödənilir. Aktiv keçiricilik kifayət qədər yüksək olduğu üçün qrafikdə relaksasiya maksimumu müşahidə edilmir və itki bucağının tangensi tezlik artdıqca azalır (şəkil 1.)



Şəkil 2. FeGaInS₄ monokristalı üçün 296 K temperaturalarda $\ln(tg\delta \cdot \omega) \sim \ln\omega$ asılılığı.

Şəkil 2- də FeGaInS₄ monokristalı üçün 296K temperaturda $\ln(tg\delta \cdot \omega)$ - nin $\ln\omega$ - dan asılılığı qrafiki qurulmuşdur. Məlumdur ki, dielektrik itkisinin tezlik asılılığı

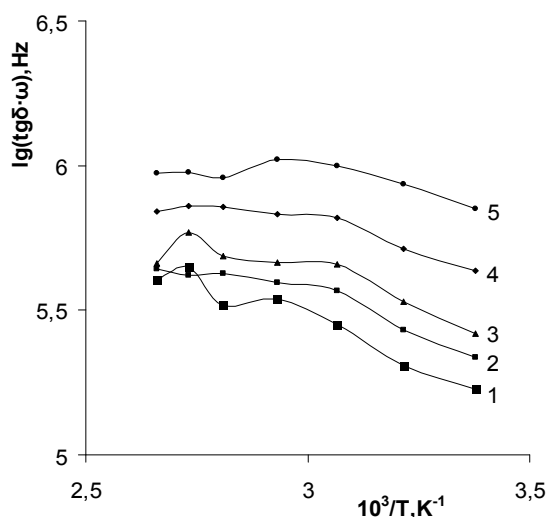
keçiriciliyin mexanizmindən asılıdır. Belə ki, elektrik keçiriciliyi özü tezlikdən asılı ola bilər. Sıçrayış mexanizmində $\sigma \sim \omega^S$ ($S < 1$) olur. Keçiricilikdə üstün rol oynayan müxtəlif mexanizmlər üçün dielektrik itkisinin tangens bucağının tezlikdən asılılığını aşağıdakı kimi ifadə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

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

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

(2)-dən görünür ki, keçiricilikdə üstün rol oynayan zona mexanizmində $tg\delta \cdot \omega = f(\omega)$ koordinatında düz xətt asılılığı müşahidə edilməlidir. Şəkildən görünür ki, alınmış əyri düz xəttə yaxın olsa da ondan bir qədər fərqlənir. Bizə elə gəlir ki, bu monokristalda elektrik keçiriciliyi zona və sıçrayış mexanizmi ilə şərtlənir.

Şəkil 3- də FeGaInS₄ monokristalı üçün müxtəlif tezliklərdə $\lg(tg\delta \cdot \omega) \sim f(1/T)$ asılılığı qrafiki göstərilmişdir. Qrafikdən alınan əyriyərdən görünür ki, asılılıq aşağı temperaturalarda düz xətt kimi özünü göstərir. Yuxarı temperaturalarda isə düz xətdən fərqlənir. Məlumdur ki, temperatur artdıqca $tg\delta$ -nin artması onu göstərir ki, tədqiq olunan temperatur intervalında dielektrik itkisi əsasən keçiricilik cərəyanından təyin olunur:



Şəkil 3. FeGaInS₄ monokristalı üçün müxtəlif tezliklərdə $\lg(\operatorname{tg}\delta \cdot \omega) \sim 10^3/T$ asılılığı f , Hz; 1- $5 \cdot 10^4$, 2- 10^5 , 3- $2 \cdot 10^5$, 4- $5 \cdot 10^4$, 5- 10^6 .

$$\operatorname{tg}\delta(T) \sim \frac{1}{\omega} \exp(-\Delta E_{\sigma} / kT) \quad (4)$$

(4) dən görünür ki, aşağı tezlikli oblastda ($\omega\tau \ll 1$) elektrik keçiriciliyinin əsas rol oynadığı dielektrik itkisi $\lg(\operatorname{tg}\delta \cdot \omega) \sim f(1/T)$ koordinat sistemində düz xətt asılılığı olmalıdır. Uyğun düz xəttin meyl bucağı keçiriciliyin aktivləşmə enerjisini xarakterizə edir. Aşağı temperaturalarda mövcud olan düz xətt meyillərindən aktivləşmə enerjiləri hesablanmışdır. Nəticədə məlum olmuşdur ki, $5 \cdot 10^4 \div 10^6$ Hz tezlik intervalında aktivləşmə enerjisi $0,16 \pm 0,095$ eV qiymətlərini alır.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] С. Batistony, L. Gastaldi, G. Mattoigno and et. al. Solid State Commun., 61, 43 (1987).
- [2] Н.Н. Нифтиев. ФТП, 38, 522 (2004).
- [3] N.N. Niftiev, O.B. Tağıyev, F.M. Məmmədov. Fizika, 11, 54 (2005).
- [4] Н.Н. Нифтиев, О.Б. Тагиев, М.Б. Мурадов, Ф.М. Мамедов. ФТП, 43, 1447 (2009)
- [5] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982), т.1.

ВЛИЯНИЕ γ - ОБЛУЧЕНИИ НА ТЕРМОЭ.Д.С. ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В МОНОКРИСТАЛЛЕ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

*Нуруллаев Ю.Г., **Бархалов Б.Ш., *Дадашева В.М., *Новрузова С.К

*Бакинский Государственный Университет, ** Институт физики НАН Азербайджана

ВВЕДЕНИЕ

Твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ являются перспективными материалами для физики полупроводников в твердотельной электроники. Эти материалы уже широко и успешно используются для создания различных термо- и фотоэлектрических преобразователей,

ИК-фотоприемников и в ряде других приборов твердотельной электроники. Многие свойства и особенности монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ еще не выявлены и требуют более глубокого изучения. Поэтому комплексное исследование электронных свойств с частично-неупорядоченной структурой монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ несомненно является актуальной. Очевидно, что исследование электронных свойств этого полупроводника в исходном состоянии и после подвергания воздействию различного типа облучений может помочь выявлению его многих новых интересных как с чисто научной, так и практической точек зрения свойств и быть весьма полезным для выяснения многих нерешенных вопросов по влиянию радиации на электронные процессы в твердых телах.

Электронные свойства монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ сильно зависят от структурных нарушений, возникающих под действием радиационного излучения и их влияния на физические свойства кристаллов. Вопросам взаимодействия частиц высоких энергий с твердыми телами, выяснению природы радиационных дефектов, кинетики их образования и стабильности посвящено большое количество работ [1,2]. При облучении гамма-квантами в этих монокристаллах образуются радиационные дефекты Френкеля преимущественно донорного типа. Вследствие миграции радиационных дефектов, созданных гамма-квантами и электронным облучением, при малых дозах облучения точечные радиационные дефекты скапливаются в виде кластеров и облученные кристаллы становятся пространственно более неоднородными относительно исходных. При больших дозах радиационного облучения монокристаллы $Cd_xHg_{1-x}Te$ высокого состава становятся пространственно более однородными по сравнению с исходными - происходит пространственное упорядочение кристаллов вследствие "радиационного легирования".

Результаты и их обсуждение

В настоящей работе приведены результаты проведенного нами исследования термо-э.д.с. горячих носителей заряда при различных условиях в необлученных, а также облученных гамма-квантами монокристаллах n- и p-типа $Cd_xHg_{1-x}Te$ в широком интервале температуры $T=77 \div 400$ К и состава $0,50 \leq x \leq 0,95$ при различных дозах ($D_\gamma = 10^5 \div 4 \cdot 10^8$ Р). Установлено, что в необлученных кристаллах n- $Cd_xHg_{1-x}Te$ при всех рассмотренных условиях термоэ.д.с. горячих носителей заряда $U_T > 0$ (относительно контакта, находящегося в сильном электрическом поле), а в кристаллах p-типа $U_T < 0$. В обоих типах кристаллов при рассмотренных условиях зависимость $|U_T|$ от напряженности электрического поля подчиняется степенным законам $|U_T| \sim E^2$ и $|U_T| \sim E$ в области относительно слабых и более сильных греющих электрических полей, соответственно. Величина $|U_T|$ при этом зависит также от состава образца - с ростом x (количества CdTe в составе) в образцах n-типа она все время уменьшается, а в образцах p-типа меняется немонотонно (сначала уменьшается, а потом растет). При прочих одинаковых условиях с ростом температуры в обоих типах кристаллов $|U_T|$ меняется немонотонно. Однако, в кристаллах n-типа зависимость $|U_T|$ от температуры проходит через максимум, а в кристаллах p-типа, наоборот - через минимум.

При всех рассмотренных нами условиях процесс релаксации термо-э.д.с горячих носителей заряда в необлученных кристаллах имеет безинерционный характер и время релаксации при этом не превышает $\sim 10^{-8}$ с.

После облучения γ – квантами в изучаемых нами образцах менялось как численное значение, так и ход ее зависимости от напряженности электрического поля. В частности, установлено, что в облученных γ – квантами образцах в области относительно низких температур и невысоких греющих электрических полей зависимость $|U_T| = f(E)$ подчиняется более резкому степенному закону, чем обнаруженному в необлученных

образцах квадратичному. При этом в зависимости от дозы облучения и состава образцов показатель степени в зависимости $U_T \sim E^r$ достигает ~ 6 . С ростом дозы облучения от $D_\gamma = 10^5 P$ до $D_\gamma = 4 \cdot 10^8 P$ сначала это отклонение (величина r) увеличивается, а далее уменьшается и при $D_\gamma = 4 \cdot 10^8 P$ равняется ~ 3 (рис. 1).

В облученных γ -квантами при $D_\gamma = 4 \cdot 10^8 P$ кристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при более высоких напряженностях электрического поля зависимость $|U_T| = f(E)$ подчиняется закону $|U_T| \sim E^{0.5}$. С ростом температуры крутизна первой области зависимости $|U_T| = f(E)$ постепенно уменьшается и при $T \geq 150 K$ кривые зависимости U_T от E для облученных γ -квантами образцов состоят из начального квадратичного и последующего линейного участков. При относительно высоких температурах кривые $U_T(E)$ для облученных γ -квантами кристаллов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ также состоят из начального квадратичного и последующего линейного участков.

Величина $|U_T|$ в облученных γ -квантами кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n - и p - типа зависит от температуры немонотонно. Положение экстремальных точек кривых $|U_T| = f(T)$ при этом оказывается зависимым от напряженности греющего электрического поля.

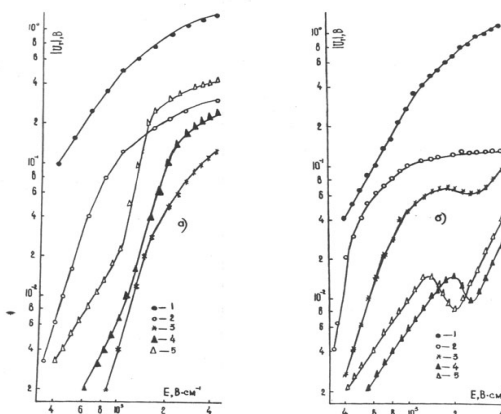


Рис. 1. Зависимость $|U_T|$ от E в кристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (а)
 $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (б), облученных γ -квантами с различной дозой

$$D_\gamma, P: 1 - 0; 2 - 10^5; 3 - 10^6; 4 - 10^7; 5 - 4 \cdot 10^8$$

$$T = 77 \text{ K}; x = 0,82$$

Влияние γ -облучения на термо-э.д.с горячих носителей заряда в изучаемых нами кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ помимо других факторов (типа проводимости, дозы облучения, температуры) зависит также от состава изучаемых образцов - с ростом x оно увеличивается (рис. 2).

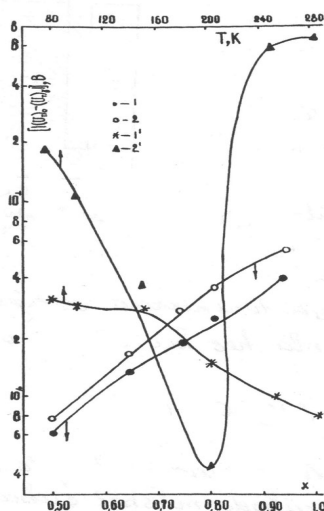


Рис. 2. Зависимость $|U_T|_0 - |U_T|_\gamma$ от x (кривые 1 и 2) и T (кривые 1' и 2') в монокристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (кривые 1 и 1') $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (кривые 2 и 2').
 $T, K: 1, 2 - 77 K; E = 10^3 \text{ В/см}; D_\gamma = 4 \cdot 10^8; x = 0,82.$

Обнаружено, что в облученных образцах в отличие от необлученных, процессы релаксации U_T в области низких температур и невысоких электрических полей имеет медленно релаксирующий характер. С ростом дозы облучения время релаксации U_T меняется немонотонно - сначала увеличивается, а потом резко падает. Она уменьшается также с ростом температуры. Также выявлено, что γ -облучение на знак термо-э.д.с в изучаемых кристаллах не влияет.

Теоретический анализ этого явления проводился для пространственно однородного полупроводника с точечными дефектами []. При этом предполагалось, что рассеяние носителей на дефектах имеет упругий характер, и в основном, ограничивается рассеянием на акустических фононах, а концентрация свободных носителей заряда не зависит от E . В результате было установлено, что при таких условиях термо-э.д.с горячих носителей заряда можно представить как:

$$U_T = \frac{kT_0}{e} \left[\frac{5}{2} - S + \ln \frac{2(2\pi m^* kT_0)}{nh^3} \right] \cdot \left(\frac{T_e}{T_0} - 1 \right) \quad (1)$$

где k - постоянная Больцмана, T_0 - температура решетки, e - заряд электрона, S - показатель степени в зависимости времени релаксации τ от энергии носителей заряда, m^* - эффективная масса носителей заряда, n - концентрация свободных носителей заряда, h - постоянная Планка, T_e - эффективная температура носителей заряда.

Поскольку при доминировании рассеяния носителей заряда на акустических фононах $\frac{T_e}{T_0}$ определяется в виде

$$\frac{T_e}{T_0} = \frac{1}{2} \left\langle 1 + \left[\frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 E}{v} \right)^2 \right]^{1/2} \right\rangle, \quad (2)$$

где μ_0 – подвижности носителей заряда в слабом электрическом поле, v - скорость звука в изучаемом кристалле, то можно сказать, что зависимость $\frac{T_e}{T_0}$ от E при относительно малых значениях напряженности греющего электрического поля (когда $\frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 E}{v}\right)^2 < 1$) должна подчиняться квадратичному, а при более сильных полях (когда $\frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 E}{v}\right)^2 > 1$) линейному закону. Из сравнения (1) и (2) видно, что по таким же законам должна зависеть U_T от E . При более низких температурах, когда рассеяние на акустических фононах не доминирует, или даже не преобладает, отклонение зависимости $U_T \sim E$ от выше установленных будет не так уж значительное. Поэтому можно заключить, что при условиях упругого рассеяния носителей заряда на колебаниях решетки и примесях в области относительно невысоких полей должна наблюдаться зависимость вида $U_T \sim E^2$, а в области более сильных полей $U_T \sim E$.

Из сравнения полученных нами экспериментальных результатов со сделанными теоретическими выводами можно сказать следующее: в изучаемых кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ до облучения зависимость U_T от E хорошо подчиняется разработанной в [2] теории. Это свидетельствует о том, что при этом горячие носители заряда в основном взаимодействуют с точечными неконтролируемыми дефектами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Денис В., Пожела Ю. Горячие электроны. Вильнюс: Минтис, 1971, 290 с.
2. Абдинов А.Ш., Халилова Э.И., Тагиров В.И. Термо-э.д.с., обусловленная разогревом носителей тока СВЧ электрическим полем в монокристаллах Ge-Si // ФТП. 1977. Т. 11. В. 6. С. 1016.
3. Ахундов Г.А., Абдинов А.Ш., Хомутова М.Д., Кязым-заде А.Г. Термо-э.д.с., обусловленная разогревом носителей тока СВЧ полем в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ р-типа // ФТП. 1974. Т. 8. В. 5. С. 869-876.

Au₃In₅Se₉ MONOKRİSTALININ ALINMASI VƏ ONUN ELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQI

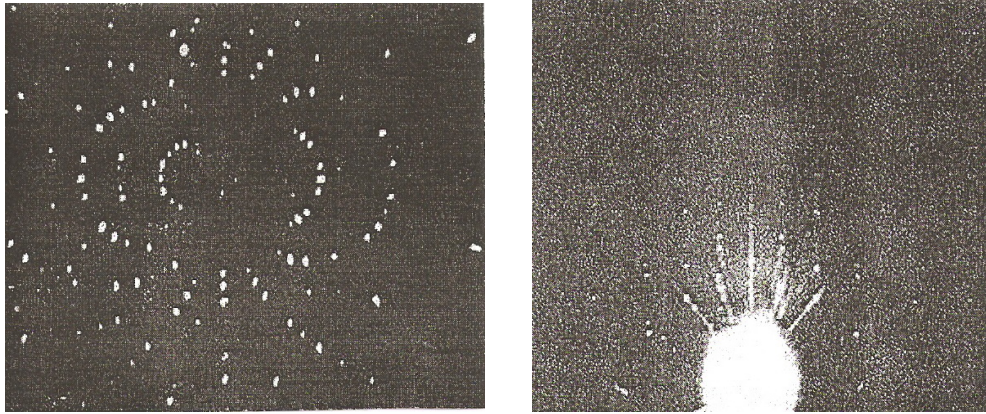
S.S.Lətifova

Sumqayıt Dövlət Universiteti

Elm və texnikanın müasir inkişafı yeni yarımkəçirici birləşmələrin alınmasını və onların praktik tətbiq sahələrini müəyyənləşdirməyi tələb edir. Bu məqsədlə yeni maddələrin axtarışında daha əlverişli üsul mövcud yarımkəçirici maddələrin tərkibinə aşqar vurmaqla daha mürəkkəb tərkibli birləşmələrin alınmasıdır. Ədəbiyyatdan məlumdur ki, [1] I, III və VI qrup elementləri əsasında A^{II}B^{VI} tipli birləşmələrə oxşar olan bir sıra perspektivli birləşmələr almaq olar. Belə birləşmələrdən biri də A₃^IB₅^{III}C₉^{VI} – tipli üçqat birləşmələrdir. Bu tip birləşmələr öz fiziki xassələrinə görə geniş tətbiqi əhəmiyyətə malikdir. Bu birləşmələr təkcə yarımkəçirici xassəyə malik olmayıb bəzi tərkiblərdə yarım metal, maqnit yarımkəçirici, ferrit və s. xassələrə malik olur.

İşdə $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$ tipli yarımkəçiricilər sinfinə mənsub olan $Au_3In_5Se_9$ üçqat birləşmələrinin elektrik və qalvonomaqnit xassələri geniş temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur. Bu məqsədlə $AuInSe_2-In_2Se_3$ kvazibinar kəsikləri termoqrafik üsulla tədqiq edilmiş, hal diaqramları qurulmuş, kristal parametrləri təyin olunmuş və bu birləşmənin monokristalının alınma texnologiyası işlənmişdir. $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$ tipli birləşmələrin sintezi və onların monokristallarının alınması zamanı texnoloji rejimi müəyyən etmək üçün hər bir halda $A^I B^{III} C_2^{VI} - B_2^{III} C_3^{VI}$ kvazibinar kəsiklərinin hal diaqramından istifadə olunmuşdur. Alınan üçqat yarımkəçirici birləşmələrin kristal quruluşu və Laue-simmetriyası müəyyən edilərək hər bir kristalın parametrləri rentgenoqrafik tədqiqat üsulu ilə hesablanmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$ tipli birləşmələrin Laue simmetriyası heksaqonal sinqoniyada $P6/mm -dir$.

$Au_3In_5Se_9$ birləşmələri stexiometrik tərkibdə komponentlərin uyğun tərkibdə qarışdırılıb, birbaşa $950^0 C$ -də əridilməsi ilə xüsusi rejimlə alınmışdır. Bu birləşmənin monokristalını almaq birləşmənin tərkibində olan selenin yüksək buxar təzyiqinə malik olması ilə xeyli çətinləşir, çünki buxarlanma nəticəsində kristallaşma prosesində stexiometrik tərkib dəyişir. Yaranan bu proses monokristal alınmasına mane olur. Ona görə tədqiq olunan birləşmənin monokristalının alınmasında xüsusi tədqiqat üsulu tətbiq olunmuşdur. Alınan monokristalların rentgenoqrafik tədqiqi aparılaraq kristalların monokristallığı yoxlanılmış, kristalın müəyyən kristalloqrafik istiqamətləri təyin edilmiş, alınmış kristalın kimyəvi tərkibinin birləşmənin tərkibinə uyğun olması müəyyən olunmuşdur. 1-ci şəkildə $Au_3In_5Se_9$ monokristalının laueqramı və fırlanma rentgenoqramı verilmişdir.



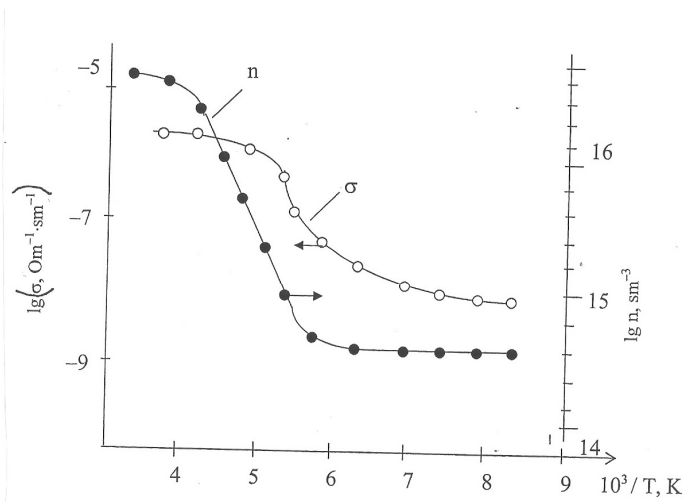
Şəkil 1

Şəkildən görünür ki, zonalardan birində reflekslər düzxətt istiqamətində düzülmüşdür. Ona perpendikulyar istiqaməti xarakterizə edən zonalarda isə reflekslər çevrə qövsələri boyunca düzülmüşdür. Laueqramın nöqtələrinin düzülüşü göstərir ki, reflekslər bir sıra paralel müstəvilər ailəsindən alınmışdır. Bu cür reflekslər yalnız monokristal quruluşdan alınabilir. $Au_3In_5Se_9$ kristalının laue simmetriyasının heksaqonal sinqoniyada $P6/mm$ olduğu müəyyən edilmişdir. Bu onu göstərir ki, tədqiq olunan $Au_3In_5Se_9$ kristalı In_2Se_3 birləşməsi ilə izostruktur quruluşu malik olub kristal qəfəsin aşağıdakı parametrlərinə malikdir:

$a = 9,45 A^0, b = a, c = 19,5 A^0$ Elementar özəyin ölçülərinin In_2Se_3 birləşməsinə nisbətən $Au_3In_5Se_9$ birləşməsində daha kiçik olduğundan güman etmək olar ki, Au^{+1} ionunun tetraedik əhatədə daha kiçik ölçüyə malik olması və bu əhatədə tutulmuş düyün nöqtələrinin artması ilə əlaqədardır. Alınan $Au_3In_5Se_9$ monokristalının elektrik xassələrini tədqiq etmək üçün monokristaldan düzbucaqlı formasında nümunə hazırlanmış və nümunə üzərinə In, Ag və akvadak elektrodlar çəkilmişdir. Gümüş elektrod vakuumda nümunə üzərinə buxarlandırma yolu ilə çəkilmişdir. Nümunə üçün volt-ampere xarakteristikasının tədqiqindən aydın olmuşdur ki, gümüş və indiy metalları ilə yaradılan kontakt daha çox omik kontaktdır. Ona görə nümunənin elektrik keçiriciliyi gümüş elektrod vurulmuş

monokristal nümunələrdə ölçülmüşdür. Müqaviməti çox da böyük olmayan nümunələr üçün elektrik keçiriciliyi və Holl əmsalının ölçülməsi ikizondlu kompensasiya üsulu ilə aparılmışdır. Yüksəkölü nümunələr üçün isə dördzondlu ölçü metodu tətbiq olunmuşdur. Ədəbiyyatdan [2] məlumdur ki, kubik kristallarda akustik rəqslərdən səpilmə

mexanizmində yürüklüyün temperatur asılılığı $\mu \approx T^{-\frac{3}{2}}$ qanunu ilə ifadə olunur. Lakin $Au_3In_5Se_9$ kristalının quruluşu daha mürəkkəb olduğu üçün akustik rəqslərdən səpilmə qanununda yürüklük temperaturdan daha mürəkkəb formada asılı olacaqdır. 2-ci şəkildə $Au_3In_5Se_9$ monokristalı üçün elektrik keçiriciliyin və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının temperatur asılılığı göstərilmişdir. Keçiriciliyin temperatur asılılığından görünür ki, aşağı temperaturlarda ($T < 150K$) keçiricilik temperaturdan zəif asılıdır. Bu intervalda yükdaşıyıcıların konsentrasiyası da temperaturdan zəif asılıdır. Amma temperatur artdıqca konsentrasiya $150k \leq T \leq 220k$ temperatur intervalında sürətlə artır, sonra asılılıq zəifləyərək sabit qiymətə yaxınlaşır. Konsentrasiyanın temperatur asılılığından müəyyən olmuşdur ki, tədqiq olunan kristallarda enerji dərinliyi müxtəlif olan iki növ aşqar mərkəzləri dayaz və dərin enerji mərkəzləri mövcuddur. Dayaz enerji mərkəzləri alçaq temperaturlarda dərin enerji mərkəzləri qismən yuxarı temperaturlarda ionlaşır.



Şəkil 20. $Au_3In_5Se_9$ -da elektrik keçiriciliyinin (σ) və konsentrasiyanın (n) temperaturdan asılılığı.

Şəkil 2.

$Au_3In_5Se_9$ monokristalının qadağan olunmuş zonasındakı aşqar səviyyələrin dərinliyini konsentrasiyanın temperatur asılılığından kristalın neytrallıq tənliyini araşdırmaqla tapa bilərik. Bu tənliyin həlli müəyyən şərtlər daxilində aşqar səviyyələrin enerjisi üçün

$$\Delta E = \frac{2KT \cdot tg\varphi}{0,4343}$$

ifadəsini verir. Burada $tg\varphi$ -düz xəttin meyl bucağının tangensidir və onun qiyməti $n = f(t)$ asılılığından təyin olunur. Aparılan uyğun hesablamalardan aşqar mərkəzin ionlaşma enerjisi üçün $\Delta E = 0,15eV$ və tədqiq olunan nümunənin qadağan olunmuş zonasının eni üçün $1,4eV$ alınmışdır. Bu nəticələr $Au_3In_5Se_9$ monokristalı üçün optik ölçmələrdən alınan nəticələrlə uyğunluq təşkil edir.

Ədəbiyyat

1. Taqirov V.İ., Qaxramanov N.F., Quseynov A.Q., Noviy klass troynix poluprovodnikovix soedineniy tipa $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$, İz-vo BQU, Baku 2001, 304.s.

2. Qakhramanov N.F., Samedov S.S., Lətifova S.S., Synthesis and Growth of new compound $\text{Au}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ and $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ Infrared Millimeter and Waves (USA), vol.20, №4, 1999, p.635-644

CHARACTERIZATION OF CuInSe_2 THIN FILMS FROM NANOPARTICLE PRECURSORS

**V.F. Gremenok¹, A.V. Mudryi¹, A.V. Korotki¹, E.P. Zaretskaya¹,
N.N. Mursakulov^{2,3}, N.N. Abdulzade², Ch.E. Sabzaliyeva²**

¹State Scientific and Production Association “Scientific-Practical Materials Research Centre of the National Academy of Sciences of Belarus,

²Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences

This paper focuses on the selenization of nanosized (Cu + In) precursors and the microstructural and photoluminescence (PL) properties of the formed CuInSe_2 (CIS) layers with different Cu/In ratios. The films have polycrystalline structure with grain sizes up to 2 μm and a nearly uniform elemental distribution in the bulk of the layer. The PL experiments show a strong energy shift of the PL bands in the near-band edge spectral region with temperature, excitation power and stoichiometry. These results may be explained consistently with a model for highly compensated semiconductors where potential fluctuations are caused by charged defects or impurities.

Keywords: CuInSe_2 -1: Photoluminescence – 2: Defects - 3

1. Introduction

The chalcopyrite semiconductor CIS attracted a lot of attention in recent years mostly because of the direct optical band-gap of about 1.05 eV, which lies close to the optimum value for high efficiency photovoltaic conversion and its high absorption coefficient of $\sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$ [1-3]. Polycrystalline thin film solar cells based on $\text{Cu}(\text{In},\text{Ga})\text{Se}_2$ absorber layers have recently been demonstrated to achieve conversion efficiencies exceeding 19% [4]. The physical properties (optical, electrical, structural et. e.) of CIS thin films are strongly dependent on the method of preparation and the growth condition employed. It has been reported that intrinsic defects and their complexes play a significant role in determining the parameters and performances of devices [5,6]. In this study we describe the effect of different deviation from stoichiometry on the quality of the CIS thin films. Experiments are presented which characterize the structure and photoluminescence properties of CIS films. It is found that optical transitions in the near band edge spectral region of CIS compound may be explained taking into account a high concentration of intrinsic defects and heavy compensation

2. Experiment

A sequential non-vacuum process was used to deposit CIS layers on molybdenum coated soda-lime glass. First, a precursor paste was prepared containing copper and indium metallic nanoparticles in the desired ratio in alcoholic suspension.

The suspension was then sprayed on the preheated substrate ($\sim 100 \text{ }^\circ\text{C}$) by electrospray. In a second step, the precursor layers are selenized during 15 minutes in a selenium/nitrogen gas mixture at $580 \text{ }^\circ\text{C}$. Sample 02-12 was selenized during 15 minutes at $580 \text{ }^\circ\text{C}$ according to [7]. Samples 02-22 and 02-26 were selenized for 20 minutes at 520°C according to [8]. The surface morphology was investigated by scanning electron microscopy (SEM) and the composition determined by Energy-Dispersive X-ray Analysis (EDAX) and Auger Electron Spectroscopy (AES). The PL spectra were analyzed using a 0.6 m diffraction monochromator. A liquid nitrogen cooled Ge p-i-n detector was used for the PL experiments signal detection. Signal amplification was based on Lock-in technique. For excitation, the 488 nm line of the Ar⁺ laser was used in the PL experiments. The samples were immersed into liquid nitrogen or helium during the measurements of the PL at 78 and 4.2 K respectively. Temperature dependent measurements from 4.2 to 300 K were carried out in an evaporation cryostat equipped with suitable heaters and temperature sensors.

2. Results and discussion

Table 1 contains the average values of Cu, In and Se amounts determined by AES method for the investigated films. The samples in Table 1 are labeled as 02-12, 02-22 and 02-26 in decreasing order of Cu/In ratios.

Table 1: The chemical composition of CIS thin films determined by Auger electron spectroscopy.

Sample	Composition (at%)			Composition ratio	
	Cu	In	Se	Cu/In	Se/M
02-12	28.00	27.85	44.15	1.00	0.79
02-22	19.00	29.14	51.83	0.65	1.07
02-26	16.75	28.26	55.10	0.59	1.22

It is necessary to note that we revealed a discrepancy in composition of the CIS films measured by AES and EDAX methods. For 02-12 the elemental composition of Cu, In and Se determined by EDAX is 26.3%, 25.6% and 48.1% respectively (see the AES data in Table 1 for comparison). The analogous discrepancy was also found for 02-22 and 02-26. The inhomogeneous elemental distribution on the surface and through the film may be due to different analyzed depths and sizes of the analyzing beam. For an analysis of our optical experiments (see bellow) we used the average composition (Table 1) obtained from the AES data. In our PL experiments we excited the sample by a laser beam with spot size of about of 1 – 3 mm².

For film 02-12 a compact layer is obtained. Fig. 1 shows the PL spectra of CIS films

At 4.2 K, only one broad recombination band is observed. It can be seen that the broad band has an asymmetric spectral shape with a longer tail towards lower energies. The intensity and the spectral shape does not change significantly from sample to sample but the FWHM and energy of the PL bands varies with the temperature.

In order to identify the origin of the broad peak in the CIS films additional experiments have been carried out. The band shifts towards higher photon energies with increasing excitation intensity . These shifts are very large and are about 6, 7 and 9 meV per decade for high-energy band in samples 02 – 26, 02 – 22 and 02 – 12 respectively. Such a large shift of the high-energy bands in our experiments is in contradiction with donor– acceptor pair (DAP) recombination processes. The smaller blue-shift of about of 2 – 3 meV/decade with increasing laser power is well known for donor-acceptor pair recombination in semiconductors [9 11]. Our experimental results may be consistently explained in a model for highly doped and compensated semiconductors where potential fluctuations are caused by charged defects or impurities [12]. This model was successfully used to explain PL data in Cu(InGa)Se₂ thin films [13]. The statistically distributed potential fluctuations are formed due to the presence of high concentrations of charged donors, acceptors and other point and bulk defects. The spatial fluctuations in semiconductors films cause fluctuations of the band gap energy and the widening of the defect levels within the forbidden gap of CIS and so-called band tails are formed [12,14]. The blue energy shift of the PL bands with increasing excitation power or temperature can be explained by changes of the carrier distribution in the energy states of band tails. We also can not exclude some contribution in the appearance of our high-energy bands from DAP recombination with the participation of shallow donor levels and relatively deep acceptor states. Probably, the high energy peak is a superposition of both types of recombination processes – with participation of band tails and DAP transitions.

We could not detect any significant changes in the spectral position of the band at 0.8 eV with temperature and excitation power. Therefore the observed luminescence peak could be ascribed to a recombination on deep level near 250 meV, more probably, Cui or Ini [15]. In addition to earlier results

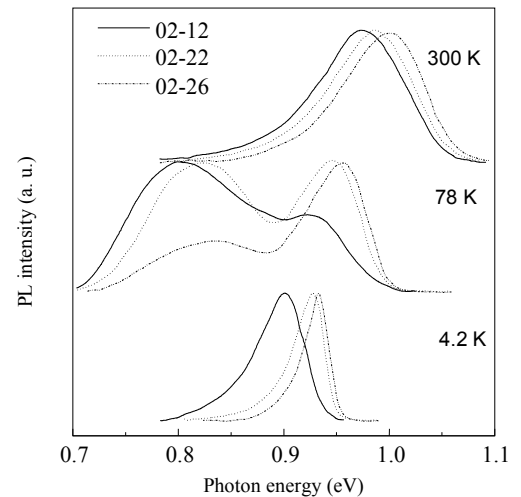


Figure 1: PL spectra of CIS thin films taken at different temperatures.

[16], this study of the optical properties of CIS films as a function of composition shows that the PL spectra for slightly In-rich material are strongly depend on Cu and Se content and their ratios

3. Conclusions

The CIS films prepared by selenization of nanosized (Cu + In) precursors have polycrystalline structure with grain sizes up to 1 – 2 μm and a nearly uniform distribution of the elements in the bulk of the layer. PL experiments revealed strong energy shifts of the optical transitions in the near band edge spectral region of CIS films with stoichiometry, excitation power and temperature. The shape and spectral position of the PL bands in slightly In-rich CIS material strongly depends on the Cu and Se content (Cu/In or Se/M ratios).

Acknowledgement

This work has been supported by the Belarus Republic Fund of Fundamental Investigations (Projects № F09IC - 003 and № F09AZ - 003) and Azerbaijan National Academy of Sciences (NASA).

4. References

1. *J.L. Shay, J.W. Wernick*, Ternary Chalcopyrite Semiconductors: Growth, Electronic Properties and Applications, Oxford, Pergamon Press, 1975.
2. *A. Rockett, R.W. Bikmire*, J. Appl. Phys. 70 (1991) R81
3. *M.V. Yakushev, A.V. Mudryi, V.F. Gremenok, V.B. Zalesski, P.I. Romanov, Y.V. Feofanov, R.W. Martin, R.D. Tomlinson*, J. Phys. Chem. Solids 64 (2003) 2005
4. *K. Ramanathan, M.A. Contreras, C.L. Perkins, S. Asher, F.S. Hason, J. Keane, D. Young, M. Romero, W. Merzger, R. Noufi, J. Ward, A. Duda*, Prog. Photovolt: Res. Appl. 11 (2003) 225.
5. *C.H. Champness*, J. Mater. Sci.: Mater. in Electron. 10 (1999) 605.
6. *U. Rau, H.W. Schock*, Appl. Phys. A69 (1999) 131.
7. *M. Kaelin, D. Rudmann, F. Kurdesau, T. Meyer, H. Zogg, A.N. Tiwari*, Thin Solid Films 431-432 (2003) 58.
8. *F. Kurdesau, M. Kaelin, V.B. Zalesski, V.I. Kovalewsky, V.F. Gremenok, E.P. Zaretskaya, A.N. Tiwari*, Thin Solid Films 451-452 (2004) 245.
9. *E. Zacks, A. Halperin*, Phys. Rev. B6 (1972) 3072.
10. *S. Niki, Y. Makita, A. Yamada, A. Obara, O. Igarashi, S. Misawa, M. Kawai, N. Nakanishi, Y. Taguchgi, N. Kutssuwada*, Solar Energy Mater. Solar Cells 35 (1994) 141.
11. *S. Siebentritt, S. Schuler*, J. Phys. Chem. Solids 64(2003) 1621.
12. *B.I. Shklovskii, A.L. Efros*, Electronic Properties of Doped Semiconductors, Springer – Verlag, Berlin, 1984.
13. *I. Dinstorfer, Mt. Wagner, D.M. Hofmann, M.D. Lampert, F. Karg, B.K. Meyer*, Phys Status Sol. (a) 168 (1998) 163.
14. *A.P. Levanyuk, V.V. Osipov*, Soviet Phys. Uspekhi 24 (1981) 187.
15. *M.V. Yakushev, A.V. Mudryi, V.F. Gremenok, E.P. Zaretskaya, V.B. Zalesski, Y. Feofanov, R.W. Martin*, Thin Solids Films 431-432 (2003) 197.
- S. Zott, K. Leo, M. Ruckh, H.W. Schook*, J. Appl. Phys. 82 (1997) 356.