

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

---

3

# Fizika

Cild

I

1995

Bakı \* Elm

UDK 539.19: 538.113

## КИНЕТИКА ГИБЕЛИ РАДИКАЛОВ В УФ-ОБЛУЧЕННОМ КЕРАТИНЕ ШЕРСТИ

Р.Б. АСЛАНОВ, О.К. ГАСЫМОВ, С.Р. НУРИЕВ,  
Ш.В. МАМЕДОВ

Институт Физики АН Азербайджана,  
Баку-143, пр.Г.Джавида 33  
(Поступило 27.05.94)

Показано, что термическая рекомбинация радикалов в кератине шерстиносит ступенчатый характер и их кинетика состоит из двух фаз (быстрая и медленная). Это связано со вторичной структурой кератина. Установлено, что доля радикалов, участвующих в реакциях с большой константой скорости, соответствует степени упорядоченной области молекул кератина.

Морфологические участки шерстяного волокна состоят из луковицы, корня и стержня [1]. Основную часть шерсти составляет фибрillлярный белок кератин. Кератин составляет основу волос, ногтей, рогов и др. Еще в 30-х годах Эстбери У.Г. [2] обнаружил, что кератин различного происхождения дает характерные рентгенограммы, отвечающие структурам типа  $\alpha$ -кератина, а в растянутых волосах наблюдается переход  $\alpha$ -кератина в  $\beta$ -кератин. Кератин отличается от других фибрillлярных белков высоким содержанием серы (цистин + цистein - 12%). Изучению структуры кератина посвящено много работ. Показано, что кератин состоит из упорядоченной и неупорядоченной частей, однако, доля этих участков в нем не указана.

Темновая гибель радикалов в глобулярных белках, образующихся после  $\gamma$ - и УФ-облучения определяется их вторичной структурой [3, 4]. На этой основе разработан способ определения степени - спиральности глобулярных белков методом ЭПР [5, 6].

Гибель радикалов в фибрillлярных белках (фибронин шелка, коллаген), образующихся при УФ-облучении, происходит при более высоких температурах, чем в глобулярных. Однако, кинетика гибели радикалов, как и в глобулярных белках, определяется вторичной структурой. При облучении кератина шерсти УФ-светом при 77 K, кроме радикалов, образующихся в результате ионизации ароматических аминокислотных остатков, возникают, в заметном количестве, и радикалы  $RS^{\bullet}$ . Они образуются при разрыве дисульфидных связей. Радикалы  $RS^{\bullet}$  не являются общими для УФ-облученных белков и их относитель-

ная концентрация меняется в зависимости от содержания серы в белке. Это обстоятельство могло бы сказаться на кинетике гибели УФ-индуцированных свободных радикалов.

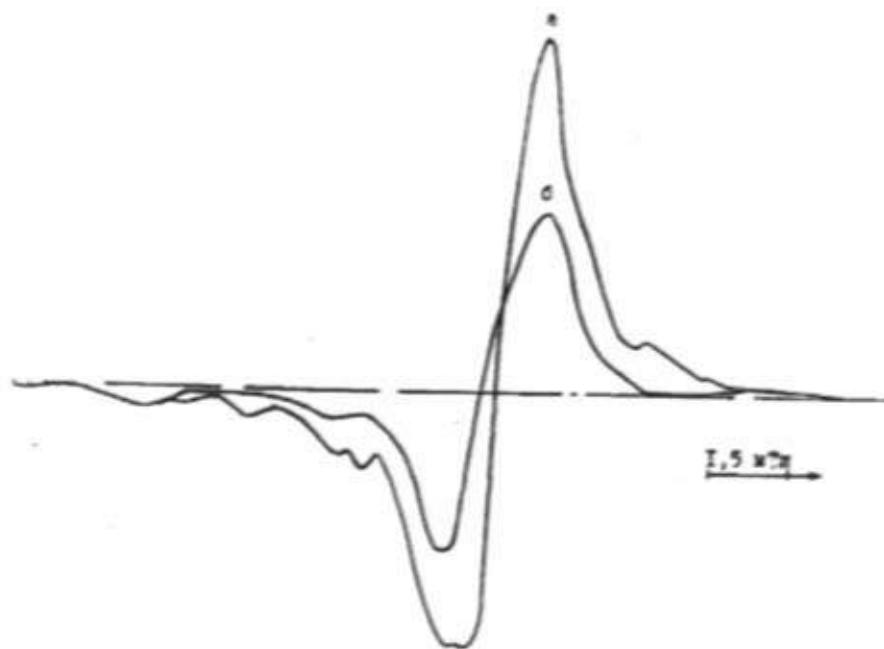


Рис. 1. Спектры ЭПР УФ-облученного при 77 К кератина шерсти (а) и его изменение при повышении температуры до 333 К в течение 20 мин. (б).

В данной работе изучена кинетика реакции гибели радикалов, УФ-индуцированных в кератине шерсти.

**МЕТОДИКА.** Был исследован кератин шерсти. Кератин получали из шерсти кролика - альбиноса. Шерсть промывали в смеси хлороформ-метиловый спирт (2:1) в течение 6 часов при непрерывном встряхивании. Затем вымытая шерсть высушивалась при комнатной температуре. Были исследованы образцы двух типов: влажные и сухие.

Сухие образцы в количестве 4-5 г. помещали в кварцевую ампулу с внутренним диаметром 2 мм и плотно набивали, затем откачивали 30 минут при давлении  $1,3 \text{ H/m}^2$  и запаивали.

Влажные образцы от сухих отличаются тем, что в момент заполнения в ампулу вводится дистиллированная вода и через сутки они откачивались при 77 К в течение 30 минут путем неоднократного размораживания. После этого образцы были запаяны. Облучение образ-

цов проводили сфокусированным светом ртутной лампы сверхвысокого давления мощностью 500 Вт (ДРШ-500) через стеклянный светофильтр УФС2 и водяной фильтр толщиной 5 см. Регистрацию спектров ЭПР проводили при 77 К. Кинетические кривые гибели радикалов построены по интегральной интенсивности следующим образом. Сперва записывали исходный спектр ЭПР УФ-облученного при 77 К кератина шерсти, а затем выдерживали образец при каждом значении температуры по 5 минут с повторением процедуры 8 раз.

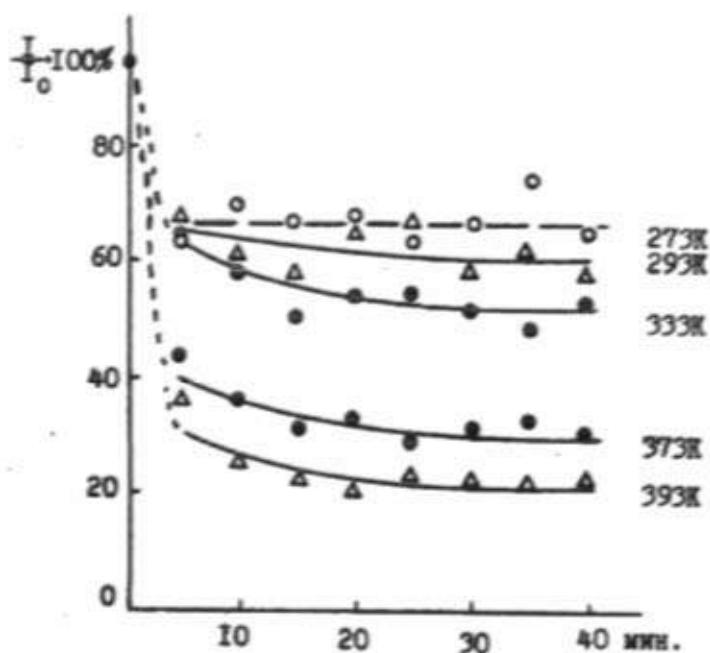


Рис. 2. Кинетические кривые реакции гибели радикалов, УФ-индуцированных при 77 К в кератине шерсти. I - интегральная интенсивность спектра ЭПР.

**РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ.** Как видно из рис. 1, при повышении температуры, наряду с изменением вида спектра ЭПР (при измененной общей ширине), уменьшается интегральная интенсивность. Однако, при повышении температуры до 333 К наблюдается также заметное увеличение количества серных радикалов. По-видимому, это связано с тем, что параллельно с рекомбинацией радикалов, протекает миграция определенной части свободной валентности на атом серы. При построении кинетических кривых гибели УФ-индуцированных радикалов в кератине шерсти (рис. 2), брали изменение суммарного количества всех радикалов. Из рисунка видно, что протекают

две разные по скорости реакции - быстрая и медленная, аналогично фибронину шелка и коллагену [7-9].

Как видно из семейства кинетических кривых (рис. 2), увеличение температуры приводит к снижению относительного стабильного уровня радикалов и росту количества радикалов, участвующих в быстрой и медленной реакциях. В интервале температур 333-393 К количество радикалов, участвующих в быстрой реакции увеличивается, а в медленной реакции - остается постоянным и составляет 30 %.

Ход термических реакций радикалов во влажных образцах идентичен с сухими образцами. Количество радикалов, участвующих в медленной реакции при этом составляет 20 %. По-видимому, это связано с тем, что при увлажнении белка доля упорядоченной части увеличивается.

Из анализа семейства кинетических кривых радикалов были построены общие кривые отжига всех радикалов (рис. 3), отжига радикалов, участвующих в быстрой (рис. 3.1) и медленной (рис. 3.2) реакциях.

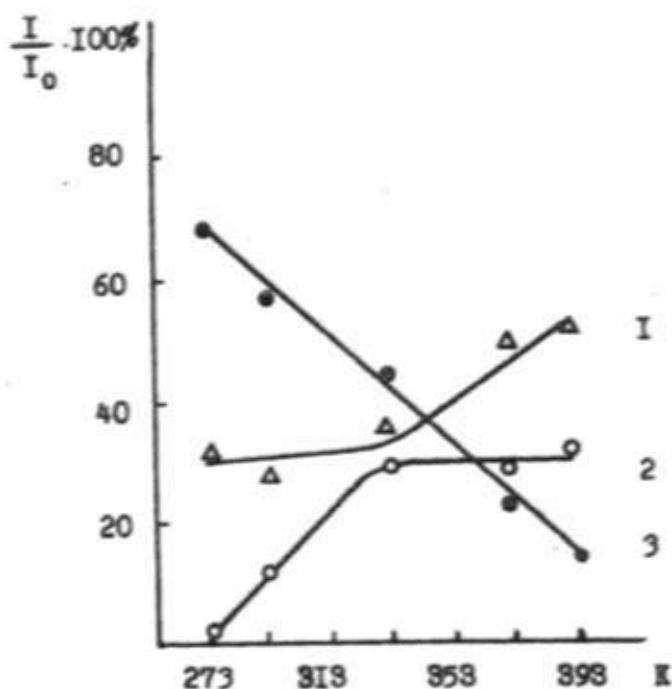


Рис. 3. Температурная зависимость доли исходного количества радикалов, участвующих в быстрой (3) и в медленной реакциях (2), и доли стабильных радикалов (1) в УФ-облученном при 77 К кератине шерсти. 1 - интегральная интенсивность спектров ЭПР при 77 К.

Видно, что отжиг свободных радикалов в кератине шерсти начинается при температуре ниже 273 К и заканчивается при 423 К, при которой реагируют все радикалы. Во влажных образцах все радикалы рекомбинируют при 273 К. В сухих образцах медленная реакция появляется при 273 К и заканчивается при 333 К (рис. 3.2). Количество радикалов, участвующих в медленной реакции, растет примерно до 333 К и составляет  $(30 \pm 3)\%$ , при последующем повышении температуры этот уровень остается постоянным. Быстрая реакция появляется ниже 273 К. Количество радикалов, участвующих в быстрой реакции, увеличивается с повышением температуры и заканчивается выше 393 К. Как видно из рис. 3, отжиг радикалов, УФ-индуцированных в кератине шерсти, происходит в широкой области значений температуры.

Сопоставление полученных данных с данными для глобулярных и других фибриллярных белков (фибронин шелка, коллаген) позволяет сделать вывод о том, что две реакции гибели радикалов в УФ-облученном кератине шерсти также определяются наличием в нем областей двух типов, в которых пептидные цепи уложены по-разному.

В сухих образцах реакция радикалов в неупорядоченной части полностью протекает при 333 К, а во влажных - 243 К. Радикалы, связанные с упорядоченной частью, полностью реагируют 393 К в сухих образцах, а до 273 К - во влажных образцах. Так как доля медленно рекомбинирующих радикалов в кератине шерсти составляет 30 %, можно утверждать, что доля пептидных цепей, не входящих в  $\alpha$ -структуру, также составляет 30 %. Следовательно, остальные 70 % указывают на долю пептидных цепей, находящихся в  $\alpha$ -структуре.

Таким образом, ранее нами предложенный рекомбинационно-кинетический метод можно применять также для исследования структуры серосодержащих белков.

### Литература

- Новородовская Т.С., Садова С.Ф. Химия и химическая технология шерсти. М.: Легпромбытиздат, 1986, с. 280.
- Полинг Л., Полинг П. Химия М., 1978, с. 683.
- Львов К.М. ДАН СССР, 1967, т. 174, с. 971.
- L'vov K.M., Kim Jn.A. Studiobiophysica, 1972, v. 33, p. 193.
- Каюшин Л.П., Львов К.М., Пулатова М.К. Исследование парамагнитных центров облученных белков. М., Наука, 1970, с. 263.
- L'vov K.M., Kim Jn.A. Biophysical, 1975, v. 14, p. 83.
- Львов К.М., Асланов Р.Б., Есипова Н.Г. Биофизика, 1986, т. 31, с. 154.
- Львов К.М., Асланов Р.Б., Мамедов Ш.В. Биофизика, 1984, т. 29, в. 4, с. 537.
- Молекулярные механизмы биологического действия оптического излучения. М., Наука, 1988, с. 231.

R.B. Aslanov, O.K. Gasimov, S.R. Nuriev, Sh.V. Mamedov

## **UB İŞIGLA ŞÜALANDIRILMIŞ YUN KERATININDƏ RADİKALLARIN MƏHV OLMA KİNETİKASI**

Gösterilmiştir ki, yun keratininde radikalların termik rekombinasiyası pilləli xarakter daşıyır və onların kinetikası iki fazaldır (sür'ətli və yavaş). Müəyyən edilmişdir ki, bu, keratinin ikinci quruluşu ilə əlaqədardır və böyük sür'ət sabiti olan reaksiyada işdətirək edən radikalların payı, zülal molekulunun nizamlılıq dərəcəsinə uyğundur.

R.B. Aslanov, O.K. Gasimov, S.R. Nuriev, Sh.V. Mamedov,  
K.M. L'yov

## **KINETIC STUDY OF RADICALS IN UV-IRRADIATED KERATIN VOOL**

It is shown that the thermal recombination of the radicals in the keratin wool has the step character and their kinetics consist of two phases (rapid and slow). Those properties are connected with the second structure of the keratin. It is established that part of the radicals, taking place in the reactions with the greater constant of the rate, corresponds to the degree of the ordering part of the keratin molecule.

УДК 539.216.2; 537.311

## ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ СЕЛЕНА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СОДЕРЖАНИЯХ *Na*

М.И. ВЕЛИЕВ, С.И. МЕХТИЕВА, Н.З. ДЖАЛИЛОВ,  
Г.К. АКБЕРОВ

Институт Физики АН Азербайджана,  
Баку, 370143, пр. Г. Джавида, 33.  
(Поступило 03.10.94)

В данной работе исследовано влияние термообработки на электропроводность селена при различных содержаниях натрия.

Установлено, что вероятность спонтанного образования центров кристаллизации в селене при температуре 483 К очень мала, однако, рост линейной скорости центров кристаллизации максимален.

Показано, что для полной кристаллизации селена, содержащего натрий, требуется меньше времени, чем для чистого образца.

Основные этапы технологического процесса изготовления сelenовых приборов - кристаллизация и термическая обработка селена. Кристаллизация, примеси и другие факторы, вызывая внутри селена местные напряжения, меняют физические параметры приборов. Поэтому изучение физических свойств селена как в чистом, так и в примесном виде в зависимости от кристаллизации представляет научный и практический интерес.

Исследование кристаллизации чистого и примесного селена посвящен ряд работ [1-7]. По современным данным аморфный селен можно представить в виде длинных цепей из атомов, образующих замкнутые кольца. Рентгеновскими методами [1,2] установлено, что примерно 1/3 этих колец состоит из восьми, а остальные - из тысячи атомов селена. При кристаллизации эти кольца распадаются на короткие цепочки со свободными радикалоподобными концами, которые затем полимеризуются в длинные цепи гексагонального селена, образуя высокомолекулярное вещество. Длительность отжига укрупняет зерна, что способствует повышению степени упорядоченности.

Кроме температурного отжига кристаллизацию можно осуществить также и химическим путем. Данные ряда авторов [1,2] показывают, что некоторые элементы и химические соединения даже при комнатной температуре сильно влияют на кристаллизацию селена.

Несмотря на то, что в ряде работ рентгенографически исследовалась кристаллизация селена и влияние на нее различных примесей, работ по изучения электрических свойств селена при кристаллизации и влияния на них примесей в литературе очень мало. Например: влияние натрия почти не изучено. Поэтому целью настоящего исследования являлось изучение кристаллизации с помощью изменения электропроводности селена при термообработке как в чистом, так и в примесном состоянии.

Электропроводность измеряли с помощью моста.

Термообработка селена осуществлялась двумя путями: приготовленные навески закладывались в эвакуированную ампулу из пирекса с предварительно впаянными платиновыми электродами. Затем ампула с навесками селена помещалась в печь, температура которой медленно повышалась до 773 К, и ампула несколько раз перемешивалась. Затем после 6-9 часовой выдержки (гомогенизирующий отжиг) Se, в первом случае, быстро охлаждался до 300 К и затем подогревался до 483, 453 и 423 К в течение 20 минут. При указанных температурах измерялась электропроводность селена в зависимости от времени отжига. Во втором случае, образец охлаждался от 773 К до 483, 453 и 423 К, после чего также измерялась электропроводность в зависимости от времени отжига. Измерения были проведены три раза в одном и том же образце и затем выбраны средние значения.

Результаты измерений представлены на рис. 1,а и 1,б.

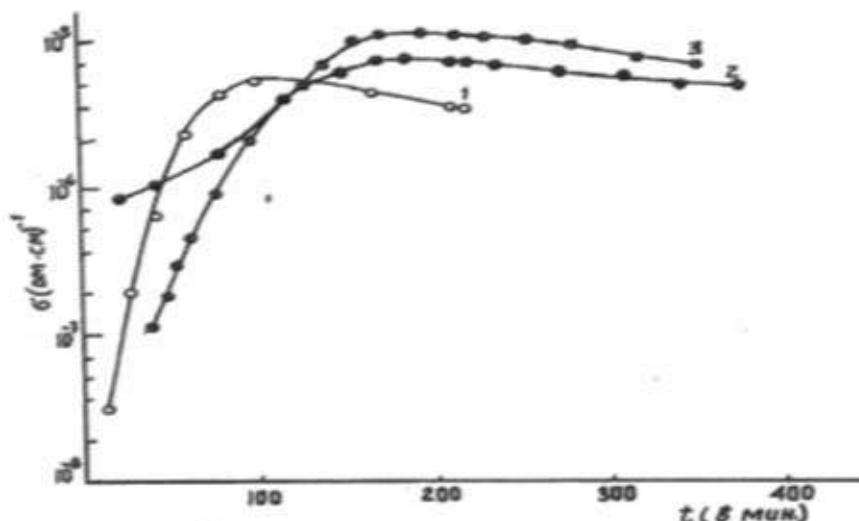


Рис. 1, а Зависимость электропроводности селена от времени отжига приведенном в первом случае (в мин.) 1 - при  $T=483$  К; 2 - при  $T=453$  К; 3 - при  $T=423$  К.

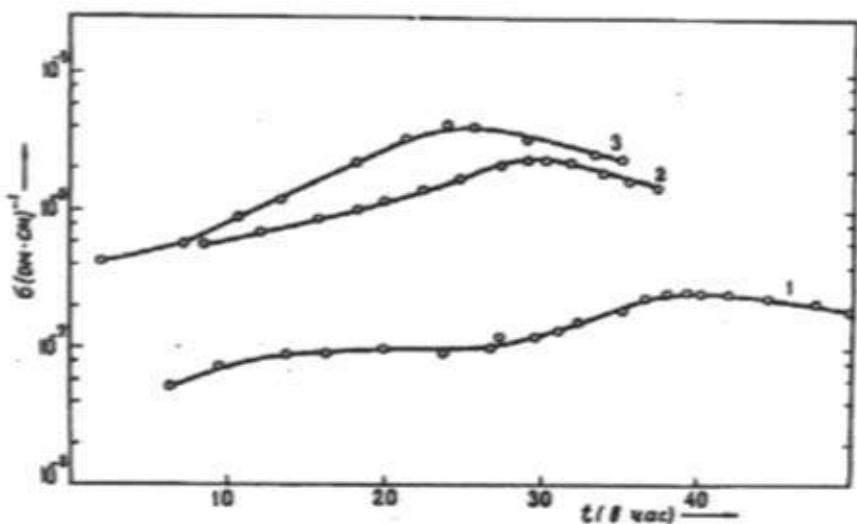


Рис 1. б. Зависимость электропроводности селена от времени отжига приведенном во втором случае: 1- при  $T=483$  К; 2 - при  $T=453$  К; 3 - при  $T=423$  К.

Видно, что с увеличением времени отжига электропроводность селена быстро растет в первом случае и проходит через максимум (рис.1а, кривые 1,2,3), а во втором случае в течение нескольких часов электропроводность мало зависит от времени, затем увеличивается со временем и вновь проходит через максимум (рис. 1,б, кривые 1,2,3).

Добавка посторонних веществ катализитически влияет на скорость превращения аморфного селена в гексагональную фазу. В связи с этим нами было изучено влияние примесей натрия на кристаллизацию селена, для чего были взяты образцы с содержанием примесей 0,034 и 0,170 ат.% Na.

На рис. 2,а представлена электропроводность селена при температуре 483 К, как функция времени кристаллизации (в первом и во втором случае) для различных примесей натрия 0,034 и 0,17 ат.%. Результаты показывают, что при кристаллизации электропроводность чистого и примесного Se быстро растет до максимума (в первом случае) с ростом времени отжига, что можно приписать превращению аморфной фазы в кристаллическую, а затем уменьшается при последующем нагревании. С увеличением концентрации примесей Na время, соответствующее максимуму электропроводности, смещается в сторону более меньших значений. Так, во втором случае время, необходимое для превращения как аморфного, так и селена с примесью 0,034 и 0,17 ат% Na в кристаллический, соответственно составляло 2400, 1800,

1260 мин., а в первом случае 100, 60, 40 мин. при 483 К (рис. 1, а кривая 1, рис. 2, а кривые 1 и 2). Хотя электропроводности с ростом времени отжига носят одинаковый характер как в чистом, так и в примесном образцах, примесь все же активно воздействует на процессы превращения.

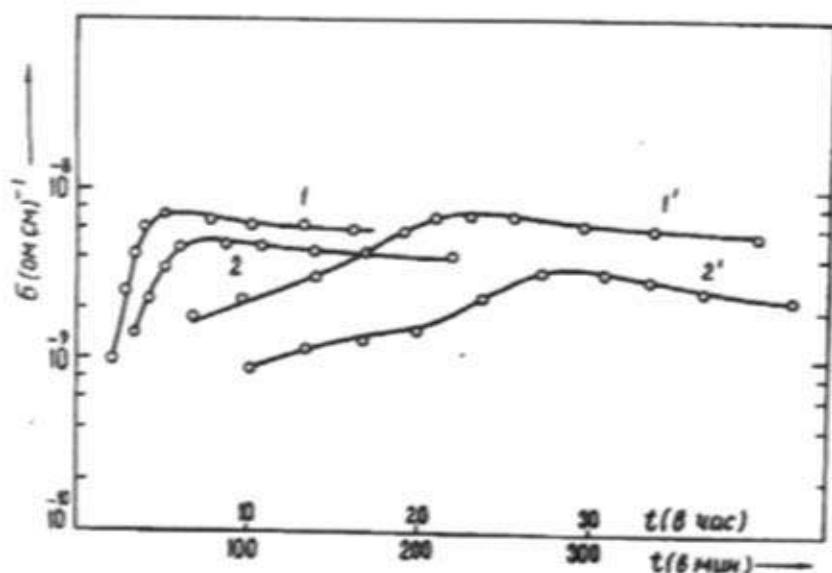


Рис. 2, а. Зависимость электропроводности селена от времени отжига с примесью  $Na$  при 483 К: 1 -  $Se+0,170$  ат.%  $Na$ ; 2 -  $Se+0,034$  ат.%  $Na$  (первый случай (1 и 2); второй случай (1' и 2')).

Кроме этого проведенный эксперимент показал, что при введении  $Na$  в селен, примесь компенсирует в них акцепторные состояния, в результате чего проводимость уменьшается на 3 порядка. Полученные данные позволяют предположить, что в селене акцепторные состояния обусловлены неметаллическими примесями (галогениды, кислород и др.), электроотрицательными по отношению к селену и дефектам решетки; и что ряд металлов, например,  $Na$ , электроположительных по отношению к селену, создают локальные донорные примеси, которые захватывают дырки, и тем самым, нейтрализуют имеющиеся в селене акцепторные состояния, что приводит к убыванию концентрации носителей тока.

Аналогичное объяснение может быть дано и для образцов, которые отжигались при 453 К (в первом и втором случаях рис. 2, б).

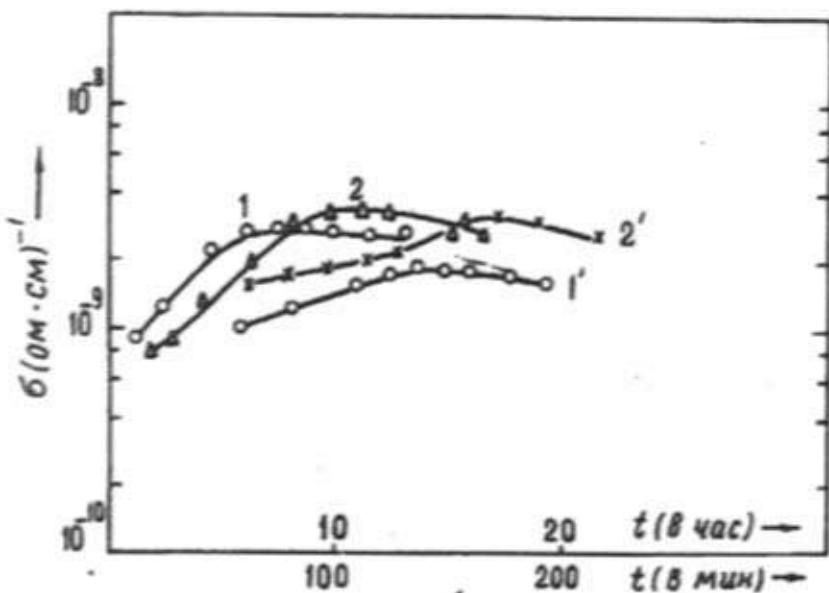


Рис 2. 6. Зависимость электропроводности селена от времени отжига с примесью  $Na$  при 483 К: 1 -  $Se+0,170$  ат.%  $Na$ ; 2 -  $Se+0,034$  ат.%  $Na$  (первый случай (1 и 2); второй случай (1' и 2')).

Известно, что фазовое превращение обычно начинается не в любой точке системы, а в определенном месте, называемом центром зарождения новой фазы и от нее распространяется по всей системе. Зародыши образуются внутри однородных элементов объема старой фазы в соответствии с законами теории вероятности. Максимум для образования центров кристаллизации имеется примерно в интервале температур 363-393 К [6], максимум линейной скорости роста созданных зародышей соответствует интервалу 463-483 К.

По-видимому, причиной резкого возрастания электропроводности чистого селена со временем отжига (в первом случае) при 483, 453 и 423 К является появление спонтанных зародышей (по мере нагрева до 483, 453 и 423 К) и их линейный рост: это ведет к быстрому возрастанию скорости кристаллизации и переходу его в кристаллическое состояние. Во втором случае почти отсутствуют условия образования зародышей и для спонтанного появления их требуется длительное время, при этом кристаллы более однородные и крупнозернистые растут медленнее. Поэтому естественно было ожидать, что максимум кривой  $1g\sigma \approx f(T)$ , в случае отжига, проведенного при низких температурах, например, 423 К должен быть смешен относительно максимума

кривой в сторону более меньших времен и высоких электропроводностей в случае отжига при 483 К.

И действительно, исследования образцов, отжигавшихся при температурах 483 и 423 К в течение длительного времени, показали, что чем выше температура отжига, тем ближе по шкале времен и выше по шкале электропроводности смещается максимум зависимости  $\lg \sigma \approx f(T)$

$$\frac{\sigma_{\max}(423)}{\sigma_{\max}(483)} = 14 \quad (\text{рис. 1,б, кривые 1 и 3})$$

Отсюда получается важный вывод: с возрастанием размеров зерен ( $D$ ) уменьшается количество структурных дефектов ( $n$ ) в кристалле, т.е.  $D \approx \frac{1}{n}$ . Пользуясь последним результатом, можно внести некоторую ясность в вопрос, касающийся причины медленного уменьшения электропроводности со временем термообработки (после максимума).

Если рассматривать проводимость вдоль границ зерен и считать, что дефекты расположены только по границам между зернами (по барьера姆) как в [7], то, согласно нашим результатам и работе [8], с увеличением времени отжига размеры зерен растут и вследствие этого концентрация дефектов уменьшается, что в итоге приводит к уменьшению электропроводности.

Мы приходим к выводу, что, во-первых: уменьшение электропроводности селена со временем отжига (после максимума) связано с уменьшением концентрации носителей тока, во-вторых: заметная зависимость концентрации носителей тока от термообработки позволяет предполагать, что акцепторные центры в селене частично связаны со структурными дефектами.

### Литература

1. Krebs H., Zs. Metallk, 1949, 40, 29, Zanorg. Allg/ Chem. 1951, 265, 156.
2. Kirk K.E. Encyclopedia of chemical technology N.Y. 1954, v. 2, p.145.
3. Кребс Г. Полупроводниковые материалы. Сборник переводных статей под ред. акад. Тучкович В.М., М. Наука, 1954, с.323.
4. Велиев М.И. Алиев Г.М. Влияние примесей натрия на электропроводность селена. Изв. АН Азерб. ССР, сер.ФТиМН, 1965, №1.
5. Джалилов С.У., Халилов Х.М. Влияние добавок и на скорость кристаллизации селена, Ж. Физ. Хим., 1968, т.42, в.7, с.1798.
6. Hatou A., Fleury G., Viger C. Cinétique de cristallisation de couches de Selenium amorphe; influence du traitement du Substrat. Thin Solid Films. 1985, 123, n.1, p.87-92..

7. Kotkata M.F., Kandil K.M. A Study of the electrical Conductivity of amorphous - Cristalline Selenium mixtures. Mater. Sci. and Eng., 1987, 95, p.287-283.

8. Кребс Г. Неорганические полимеры. Сборник переводных статей. Пол. ред. акад. В.И. спицкина и к.х.наук И.Д. Колли, М. Наука, 1961.

9. Plessner K.W. Proc. Phys. Soc., 1952, v.65, p.216.

10. Gobrecht and all. Z. angew. Phys., 1963, 15, p.496.

M.I. Veliyev, S.I. Mehdiyeva, N.Z. Cəlilov, H.K. Əkbərov

### İSTİLİK İŞLƏNMƏSİNİN TƏRKİBİNDƏ MÜXTƏLİF MİGDARDA NATRİUM AŞGARI OLAN SELENİN ELEKTRİKKEÇİRİMƏSİNƏ TƏ'SİRİ

Bu işdə istilik işlenmesinin temiz və tərkibində müxtəlif migdarda Na aşgari olan selenin elektrikkeçirməsinə tə'siri tədqiq edilmişdir.

Məlum olmuşdur ki, 483 K temperaturda selende kristallaşma merkezlerinin öz-özüne eməle gelme ehtimalı çox azdır, lakin kristallaşma merkezlerinin xətti sürətinin artması böyükdür.

Gösterilmişdir ki, temiz nümunelərə nisbəten tərkibində Na olan selenin tam kristallaşması üçün tələb olunan müddət xeyli azdır.

M.I. Veliyev, S.I. Mekhtieva, N.Z. Dzhalilov, G.K. Akberov

### THE INFLUENCE OF THERMAL ON ELECTRIC CONDUCTIVITY OF SELENIUM AT DIFFERENT CONTENTS OF Na

In this paper the influence of thermal treatment on electric conductivity of selenium at different contents of Na is investigated. It is established that the probability of spontaneous forming of centres of crystallization in selenium at 210°C is very little, at the same time the growth of linear speed of centres of crystallisation is maximum.

It is shown that for the full crystallization of selenium containing sodium it takes little time than for the pure samples.

УДК 541. 64. 537.2

## МЕЖФАЗНЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ЗАРЯДЫ И СВЯЗАННЫЕ С НИМИ ЭФФЕКТЫ В КОМПОЗИТЕ ПОЛИМЕР-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК

А.И. МАМЕДОВ, М.Г. ШАХТАХТИНСКИЙ,  
М.А. КУРБАНОВ, С.Н. МУСАЕВА

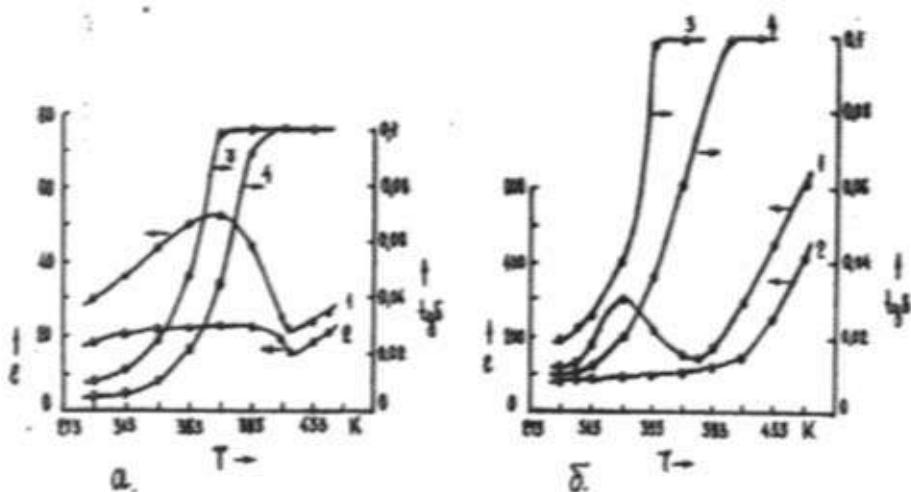
Институт Физики АН Азербайджана,  
ОКБ "Регистр" с ОП ИФАН Азербайджана,  
Баку-143, пр. Г.Джавида 33  
(Поступило 23.01.95)

В настоящей работе исследованы граничные поляризационные процессы, формирование межфазных пространственных зарядов и связанные с стабилизацией пространственного заряда эффекты в композите полимер-пьезоэлектрик. Показано, что повышенная поляризованность пьезофазы и диэлектрических характеристик композитов после поляризации обусловлены формированием межфазных пространственных зарядов.

Известно, что необходимым условием приведения композита полимер-пьезоэлектрик в пьезоэлектрическое состояние является его электротермополяризация [1]. Под действием сильного электрического поля и температуры развиваются инжекционные и приэлектродные явления, электронно-ионные и поляризационные процессы на границе раздела фаз и элементов надмолекулярных образований. Формируются межфазные пространственные заряды в результате стабилизации инжектированных зарядов на граничных ловушках полимерной фазы. Для решения указанных вопросов, которые являются главными в формировании активных свойств полимерных композитов требуются специальные методические и теоретические подходы.

В данной работе исследованы формирования межфазных пространственных зарядов и связанные с ними эффекты в пьезокомпозитах.

Граничные поляризационные процессы, формирование межфазных пространственных зарядов и связанные с ними эффекты изучены с помощью исследования диэлектрических характеристик ( $\epsilon$ ,  $t_{\text{gd}}$ ) и зарядового состояния композитов. В качестве полимера использованы полярный (поливинилиденфторид- ПВДФ) и неполярные полимеры (полипропилен - ПП, полиэтилен высокой плотности - ПЭВП), а в качестве активных наполнителей - пьезокерамики семейства ЦТС. Образцы толщиной 200 мкм получены методом горячего прессования [1].

Рис. 1. Температура зависимости  $\varepsilon$  и  $\operatorname{tg}\delta$ .

- а)  $\varepsilon$  (1) и  $\operatorname{tg}\delta$  (3) до поляризации;  
 $\varepsilon$  (2) и  $\operatorname{tg}\delta$  (4) после поляризации композита ПП+ПКР-3М;
- б)  $\varepsilon$  (1) и  $\operatorname{tg}\delta$  (3) до поляризации;  
 $\varepsilon$  (2) и  $\operatorname{tg}\delta$  (4) после поляризации композита ПВДФ+ПКР-3М.

Условия поляризации  $T_p = 373$  К,  $E_p = 3$  МВ/м.

На рис. 1. (а, б) приведены температурные зависимости  $\varepsilon$  и  $\operatorname{tg}\delta$  композитов ПП+ПКР-3М и ПВДФ+ПКР-3М. Полученные экспериментальные результаты показывают, что наблюдается уменьшение  $\varepsilon$  и  $\operatorname{tg}\delta$  после поляризации, причем, при одинаковых условиях поляризации степень уменьшения  $\varepsilon$  и  $\operatorname{tg}\delta$  в случае композитов из полярной матрицы ПВДФ больше, чем - из неполярной матрицы (рис. 1). Температура возникновения максимумов  $\varepsilon = f(T)$  композитов зависит от свойств полимера; при использовании в качестве матрицы ПП диэлектрическая проницаемость композита ПП+ПКР-3М имеет максимум в интервале температур 353-373 К и минимальное значение  $\varepsilon$  достигается при температуре приблизительно равной 418 К.  $\varepsilon = f(T)$  композита ПВДФ+ПКР-3М имеет максимум при 333 К и минимум при 383 К. Для объяснения характера изменения температурной зависимости  $\varepsilon$  композитов до и после поляризации приведено исследование аналогичной зависимости для исходных полимеров (рис. 2). Видно, что в зависимостях  $\varepsilon = f(T)$  для ПП и ПЭВП отсутствует максимум в отличие от композитов на их основе. Диэлектрическая проницаемость ПВДФ с ростом температуры сначала медленно, а затем, начиная с 370 К, заметно возрастает. Таким образом, существует заметное различие в закономерностях температурной зависимости диэлектри-

ческой проницаемости ПЭВП, ПП, ПВДФ и композитов, полученных на их основе. В частности, максимум  $\varepsilon$ , наблюдаемый для композитов на основе указанных полимеров отсутствует в температурной зависимости диэлектрической проницаемости исходных (не наполненных) полимеров. Это показывает, что введение пьезочастич в полимер приводит к появлению в нем новых видов поляризации. Максимум зависимости  $\varepsilon = f(T)$  композитов не связан с фазовым переходом пьезонаполнителя, так как температура этого максимума заметно меньше, чем температура Кюри пьезокерамики ПКР-ЗМ ( $T_c \geq 533$  К). Кроме того, композиты на основе полимеров ПП и ПВДФ, содержащих одинаковую пьезокерамику (ПКР-ЗМ), проявляют первый максимум в различной температурной области. Поэтому можно сделать вывод, что уменьшение  $\varepsilon$  и  $t_{gd}$  композитов после их поляризации обусловлено явлениями, происходящими на контактирующих границах фаз.

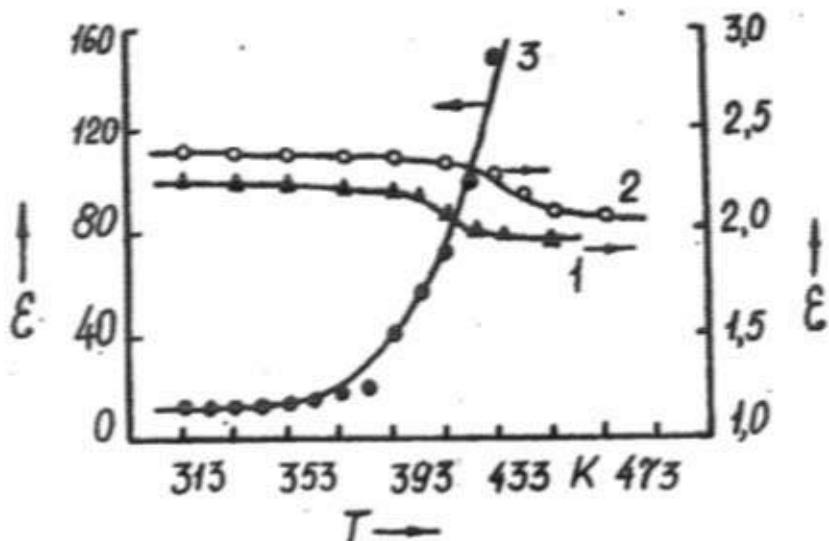


Рис. 2. Температурная зависимость.

1 - ПЭВП; 2 - ПП; 3 - ПВДФ.

Более ярким экспериментально обнаруженным эффектом, связанным с наличием межфазного пространственного заряда является повышенная поляризованность пьезофазы при электротермополяризации. Напряженность электрического поля поляризации при заданной температуре ограничена электрическим пробоем образца. В условиях наших экспериментов значение  $E_p$  варьировало в пределах от 1,5 до 7,5 МВ/м. Между тем эффективное поле, действующее на изолирован-

ное сферическое зерно в композите, согласно теории Фрюлиха с учетом  $\varepsilon_1 \ll \varepsilon_2$ , определяется соотношением

$$E = \frac{3(1+2\Phi)}{1-\Phi} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} E_p \quad , \quad (1)$$

где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  - диэлектрические проницаемости полимерной матрицы и пьезокерамики. Величины  $E$ , рассчитанные по формуле (1) для композита ПП+ПКР-ЗМ изменяются в пределе  $E \approx (0,012+0,07)E_p$ . Видно, что напряженность поля, приходящаяся на пьезочастицу в процессе поляризации значительно меньше приложенного поля поляризации  $E_p$  и козрцитивного поля пьезокерамики и, следовательно, пьезочастицы не должны эффективно поляризоваться. Если учесть перераспределение поляризующего поля, исходя из проводимостей фаз, то напряженность поля на пьезочастицах также не достаточна для эффективной поляризации. Можно полагать, что повышенная поляризованность и, следовательно, высокий пьезомодуль (от 50 до 250 пКл/Н) обусловлены действием межфазных пространственных зарядов, аккумулированных на границе раздела фаз при электротермополяризации. Процесс поляризации, согласно выше сказанному, происходит следующим образом. При  $E_p = 0$  суммарная поляризация пьезочастиц равна нулю. при электротермополяризации в начальный момент с электрода в композит инжектируются заряды и одновременно происходит незначительная поляризация пьезочастиц. Эта незначительная поляризация компенсирует долю внешнего поля, приходящуюся на частицу в соответствии с диэлектрическими проницаемостями и проводимостями фаз при выбранных  $T_p$  и  $E_p$ . В дальнейшем, инжектированные заряды дрейфуют к пьезочастице и локализуются на ловушках вблизи границы раздела фаз. Это приводит к увеличению локального поля на пьезочастице и увеличению ее поляризации. Образование квазинейтральных комплексов инжектированный заряд - ориентированный домен способствует дальнейшей инжекции и дрейфу зарядов к пьезочастицам, и соответствующей их поляризации. Этим и объясняется эффективность поляризации композитов.

Зарядовое состояние и межфазные пространственные заряды композитов исследовались методом термостимулированной деполяризации (ТСД). На рис. 3 показаны характерные спектры ТСД полимера ПЭВП и композитов на его основе. В спектрах наблюдается два максимума. Первый (низкотемпературный максимум) совпадает с положением максимума ТСД чистого полимера. Энергия активации первого максимума ТСД композита близка по величине к энергии активации максимума ТСД исходного полимера и практически не зависит от ви-

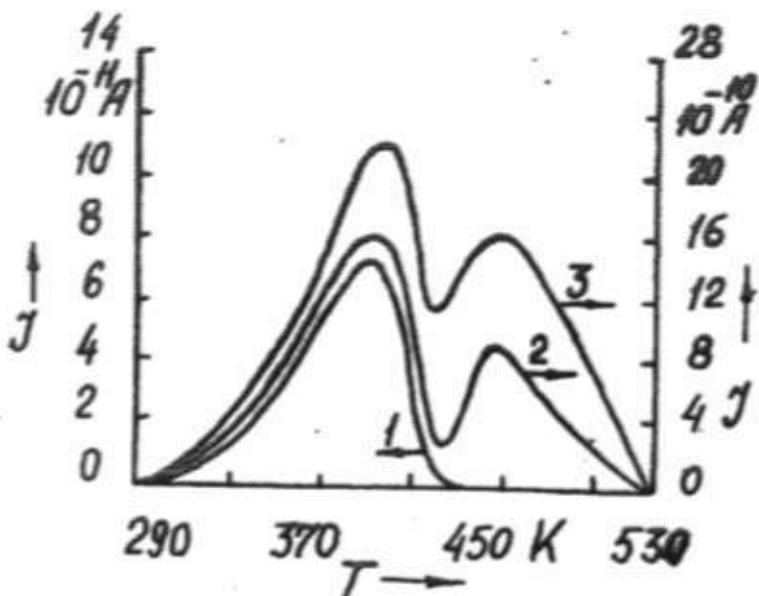


Рис. 3. Спектры токов термостимулированной деполяризации  
1 - ПЭВП; 2 - ПЭВП+30 % об. ЦТС-19; 3 - ПЭВП+50 % об. ЦТС-19.  
Условия поляризации:  $E_p = 1,5 \text{ МВ/м}$ ,  $T_p = 373 \text{ К}$ ;  $t_p = 1 \text{ ч}$ .

да наполнителя. Можно сделать вывод, что первый максимум спектра ТСД обусловлен высвобождением носителей зарядов из ловушек в полимере. Второй максимум тока ТСД композитов связан с релаксацией заряда, захваченного на ловушках, имеющих значительно большую энергию активации. Можно предположить, что эти ловушки находятся в контактирующем с пьезочастицей слое полимера. Роль заряда, стабилизированного на границе раздела полимер-пьезокерамика в формировании пьезоэлектрических свойств композитов, подтверждается следующими фактами:

1. Между зарядом  $Q_2$ , соответствующим второму максимуму спектра ТСД композита и пьезомодулем  $d_{33}$  наблюдается прямая пропорциональность при различных условиях поляризации.

2. При нагреве до температуры минимума спектра ТСД (рис. 3) значения  $Q_2$  и  $d_{33}$  остаются неизмененными, а  $Q_1$  - заряд, соответствующий первому максимуму тока ТСД полностью релаксирует.

3. При температурах выше температуры второго максимума спектра ТСД наблюдается одновременная релаксация  $Q_2$  и  $d_{33}$ .

Таким образом, анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы:

1. Уменьшение  $\varepsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  пьезокомпозитов после их поляризации обусловлено накоплением заряда на границе раздела фаз полимер-пьезозелектрик.
2. Увеличение пьезомодуля с ростом величины межфазного пространственного заряда связано с возникновением сильного локального поля в пьезофазе, приводящего к более эффективной ориентации доменов.

### Литература

1. Мамедов А.И., Шахтахтинский М.Г., Курбанов М.А., Кулев М.М. Пьезоэлектрические свойства полимерных композиционных диэлектриков. Препринт № 243, Баку, 1987, 70 с.

Ə.İ. Məmmədov, M.H. Şahtaxtinski, M.Ə. Qurbanov, S.N. Musayeva

### POLİMER-PYEZOELİKTRİK KOMPOZİTDƏ FAZALAR ARASI FƏZA YÜKLƏRİ VƏONUNLA BAĞLI EFFEKTLƏR

Bu məqalede polimer-pyezoelektrik kompozitdə serhəd polaryasiya prosesleri, fazalar arası feza yüklerinin formalşması və stabillaşması ilə bağlı effektler tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, polaryasiyadan sonra pizezofazanın yüksək poliarlaşması və kompozitinin dielektrik xarakteristikalarının azalması fazalar arasında feza yüklerinin formalşması ilə izah olunur.

A.I. Mamedov, M.G. Shakhtakhtinskiy, M.A. Kurbanov, S.N. Musaeva

### INTERPHASE SPACE CHARGES AND THEIR RELATED EFFECTS IN THE POLYMER-PIEZOELECTRIC COMPOSITE

In this paper boundary polarization processes, formation of interphase space charges and related to stabilization of the space charge effects in the polymer-piezoelectric composite are investigated. It is shown, that the increased polarization of piezophase and decrease of dielectric characteristics of composites after polarization are due to formation of interphase space charges.

## МЕТОДИКА ИСПЫТАНИЙ ФОТОПРИЕМНИКОВ (ФП) И ФОТОПРИЕМНЫХ УСТРОЙСТВ (ФПУ) В ПРОЦЕССЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ (ИИ)

С.А. ОРУДЖЕВА, К.А. АСКЕРОВ, Ф.К. ИСАЕВ  
НИИ Фотоэлектроники АН Азербайджанской Республики  
Баку-370141, ул. Ф. Агаева 555 кв-л  
(Поступило 26.04.95)

В данной статье рассматриваются вопросы разработки универсальной автоматизированной установки для дистанционного измерения контролируемых параметров - критерия годности (напряжение сигнала ( $U_C$ ), шума ( $U_{ш}$ ) и темнового сопротивления ( $R_T$ )) фоточувствительных элементов ФП и ФПУ в процессе воздействия ионизирующего излучения различного вида. Установка позволяет производить измерения спектрального распределения чувствительности, напряжения сигнала, шума и темнового сопротивления ФП и ФПУ, до и после процесса воздействия на них ионизирующего излучения. Разработаны методики испытаний охлаждаемых и неохлаждаемых ФП и ФПУ и их отдельных узлов в рабочих режимах, а также модели для испытаний ФП и ФПУ с целью анализа радиационной стойкости последних.

Четырехканальный измерительный тракт позволяет провести измерения параметров с 4-х площадок ФПУ одновременно и дистанционно фиксировать осциллограммы изменения  $U_C$  и  $U_{ш}$  по двум каналам с двух макетов ФПУ.

В настоящее время существует несколько методик дистанционных измерений основных параметров ФП и ФПУ при воздействии внешних факторов, в частности, ионизирующих излучений. Однако отсутствует единая методика для новых видов испытаний, удовлетворяющая современным требованиям.

В данной работе рассматриваются вопросы разработки универсальной автоматизированной установки для дистанционного измерения контролируемых параметров ФП и ФПУ в процессе воздействия ионизирующего излучения различного вида.

В качестве параметров-критериев годности выбраны: напряжение сигнала ( $U_C$ ), шума ( $U_{ш}$ ) и темнового сопротивления ( $R_T$ ) фоточувствительного элемента ФП и ФПУ. Установка позволяет производить измерения спектрального распределения чувствительности, напряжения сигнала, шума и темнового сопротивления ФП и ФПУ до и после процесса воздействия на них ионизирующего излучения. Разработаны методики испытаний охлаждаемых и неохлаждаемых ФП и ФПУ и их

отдельных узлов в рабочих режимах (условиях), а также модели для испытаний ФП и ФПУ с целью анализа радиационной стойкости последних. Блок-схема установки представлена на рис. 1. Она конструктивно выполнена в виде двух блоков: испытательного (ИБ) и основного (ОБ). Испытательный блок состоит из: а) абсолютного черного тела, б) модулятора и в) стола для установки ФП и ФПУ.

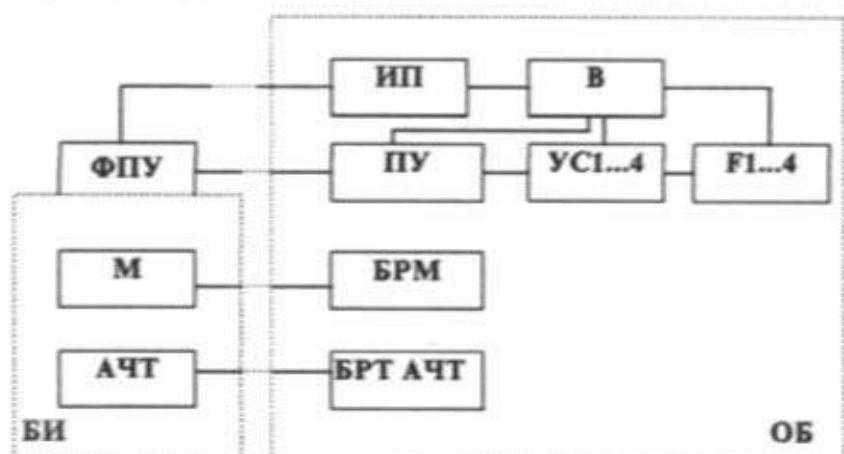


Рис. 1. Блок-схема универсальной установки для измерения контролируемых параметров охлаждаемых ФП и ФПУ в процессе воздействия ИИ.

В состав основного блока (ОБ) входят: предусилитель (ПУ), четырехканальный усилитель (УС1...4), блок фильтров, цифровой вольтметр (В), стабилизированный источник питания (ИП), блок регулировки температуры АЧТ (БРТ АЧТ) и блок регулировки модулятора (БРМ).

Четырехканальный измерительный тракт позволяет провести измерение параметров 4-х площадок ФПУ одновременно с помощью записывающих устройств.

На рис. 2 показано расположение испытательного блока с макетом охлаждаемого ФПУ и с детекторами сопровождения в активной зоне воздействия ионизирующего излучения. Уникальность данной установки состоит в том, что с ее помощью дистанционно можно фиксировать осциллограммы изменения  $U_c$  и  $U_m$  по двум каналам с двух макетов ФПУ одновременно. По восстановлению значений напряжения сигнала и шума определяется время потери работоспособности ФПУ. В большинстве случаев времена потерь работоспособности, определяемые по значениям напряжения сигнала и напряжения шума сильно отличаются друг от друга. Поэтому считается неправильным определение

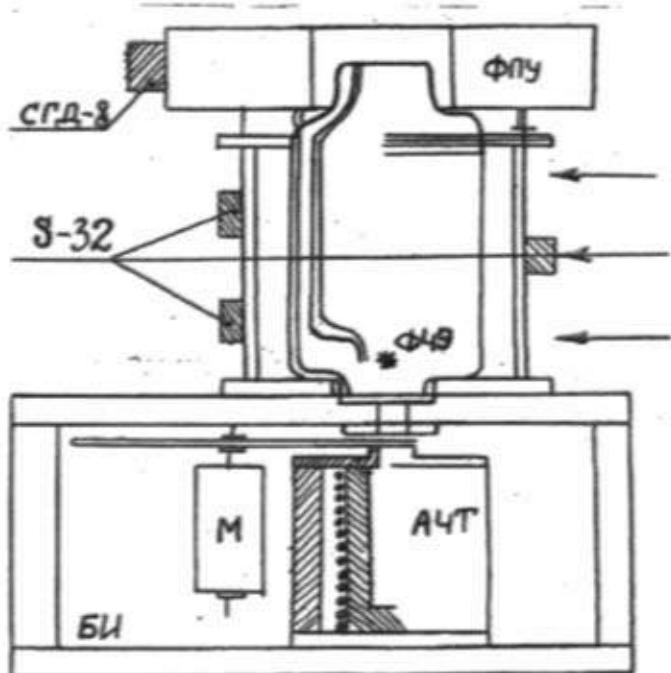


Рис. 2. Расположение испытательного блока (ИБ) с макетом ФПУ и с датчиками сопровождения в активной зоне реактора, где:  
ИБ - испытательный блок; М - модулятор. АЧТ - абсолютно черное тело;  
ФПУ - фотоприемное устройство; С-32 и СГД-8 - датчики сопровождения,  
ФЧЭ - место расположения фоточувствительного элемента.

ние времени потери работоспособности ФПУ только одной величиной напряжения сигнала или напряжения шума. Разработанная нами установка дает возможность одновременно определить время работоспособности ФПУ по двум параметрам значениями  $U_c$  и  $U_u$ .

При испытаниях ФП, работающих в видимой области спектра, в процессе воздействия ионизирующего излучения измеряются темновой и световой (общий) токи для различных световых потоков от источника "А" и постоянная времени (инерционность). Блок-схема дистанционного стенда для измерений параметров ФП, работающих в видимой области спектра, представлена на рис. 3. Фотоприемники, затвор, механизм смены фильтров и источник оптического излучения закрепляются в фиксированном положении относительно друг друга и помещаются в зону воздействия ионизирующего излучения на выносном кабеле длиной 10-20 метров. Контроль параметров ФП осуществляется с помощью фотоприставки с экрана осциллографа с дифференциальным входом (тип С1-18), запускаемого синхронно с пусковым сигналом, предшествующим импульсу излучения. Для одновременного

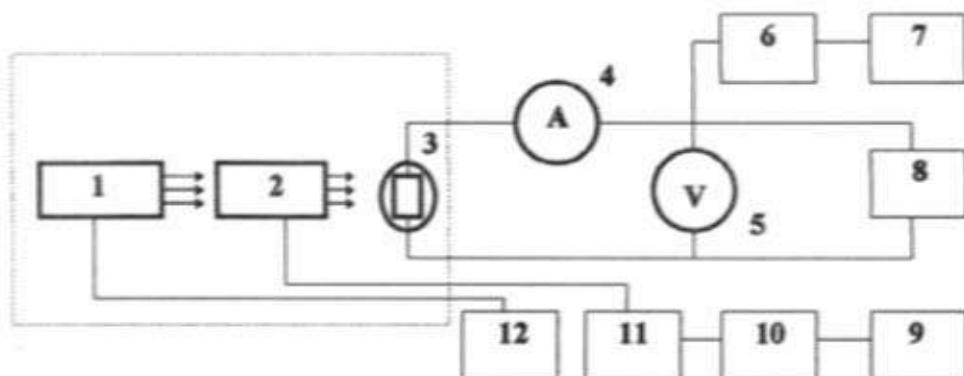


Рис. 3. Блок схема установки для дистанционного измерения параметров ФП, работающих в видимой области спектра: 1- источник оптического излучения, 2- электромеханический затвор светофильтра, 3 - используемый ФП, 4- амперметр, 5- вольтметр, 6-магазин сопротивлений нагрузки, 7- индикаторный прибор (осциллограф), 8- блок питания ФП, 9- блок питания коммутирующего устройства, 10 - коммутирующее устройство, позволяющее измерять до 10 фотоприемников, 11 - блок питания затвора и механизма сменных фильтров, 12 - блок питания источника оптического излучения.

контроля величины  $U_c$  и времени восстановления переменного составляющего сигнала при засветке ФП от источника "А" использовалось параллельное подключение осциллографа. Контрольно-измерительная аппаратура и блоки питания размещаются на расстоянии 20-25 метров от активной зоны.

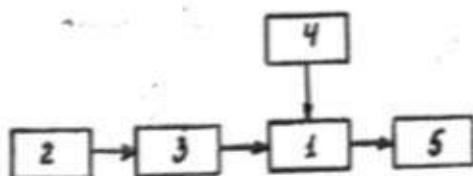


Рис. 4. Блок-схема установки для измерения  $U_c$  фотоприемника, где:  
1 - испытуемый фотоприемник, 2 - лазер ЛГ-23, 3 - механический модулятор, 4 - источники питания макета, 5 - осциллограф С1-69.

Блок-схема установки для определения  $U_c$  фотоприемника приведена на рис. 4.

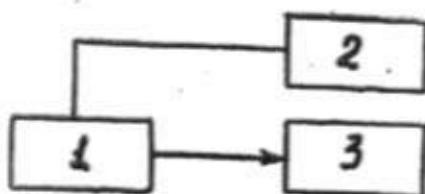


Рис. 5. Блок-схема определения темнового сопротивления фотоприемника, где: 1 - испытуемый ФП, 2 - схема смещения, 3 - осциллограф С1-69.

Блок-схема установки для определения темнового сопротивления  $R_T$  приведена на рис. 5. Электрическая схема измерений  $R_T$  приведена на рис. 6.

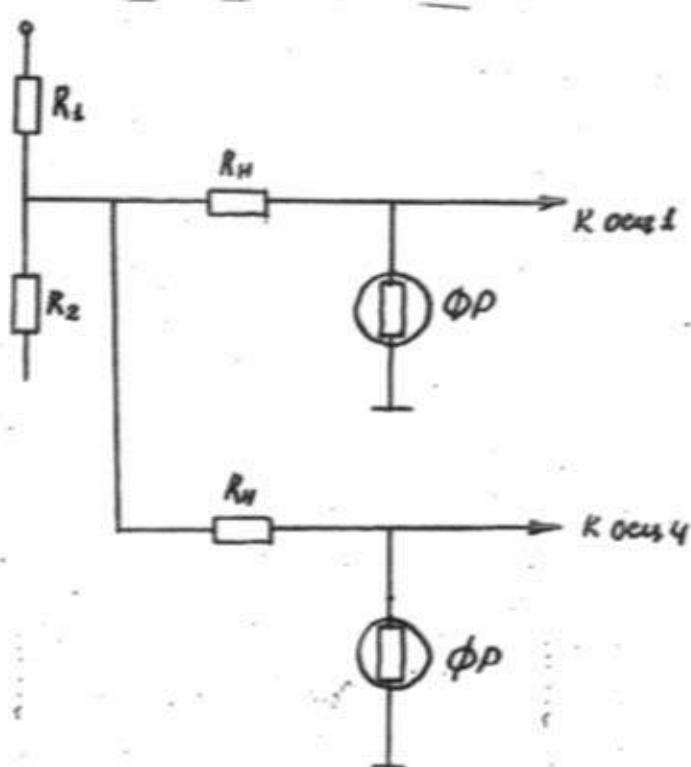


Рис. 6. Электрическая схема для измерений  $R_T$  фотоприемника.

ФП размещают в зоне действия ионизирующего излучения. Во время воздействия ионизирующего излучения при регистрации сигнала с выхода образца, темновое сопротивление рассчитывалось по формуле

$$R_T = U_T R_H / (U_O - U_T)$$

где  $R_N$  - сопротивление нагрузки;  $U_O$  - исходное напряжение;  $U_T$  - темновое напряжение.

Указанные выше установки и методики могут быть использованы не только для проведения испытаний в поле повышенной радиации, а также и в случае испытаний в процессах воздействия любых внешних факторов.

K.Ə. Əsgərov, S.Ə. Orucova, F.K. İsayev

### İONLAŞDIRICI ŞÜALARIN TƏ'SİRİ PROSESİNDE FOTOQƏBULEDİCİLƏRİN VƏ FOTOQƏBULEDİCİ QURĞULARIN SINAQ ÜSULU

Məqalədə müxtəlif növ ionlaşdırıcı şüaların tə'siri prosesində fotoqəbuləcilişin və fotoqəbuləcici qurğuların fotohəssas elementlerinin lazımi parametrlərinin (siqnal gərginliyi  $U_S$ , kük gərginliyi  $U_{Nk}$ , və qaranlıq mühəvəmeti  $R_d$ ) məsafədən ölçülmesi üçün universal və avtomatlaşdırılmış qurğunun yaradılması məsəlesi müzakirə olunur. Həmin qurğu fotoqəbuləcilişin və fotoqəbuləcici qurğuların göstərilən parametrlərini ionlaşdırıcı şüaların tə'sirindən qabaq və sonra ölçməyə imkan verir.

Soyudulan və soyudulmayan fotoqəbuləcilişin, fotoqəbuləcici qurğuların və onların ayrı-ayrı hissəlerinin işçisi rejimində sinaq üsulu işlənilmiş, həmçə fotoqəbuləcilişin və fotoqəbuləcici qurğuların radiasiyaya dayanıqlığını yoxlamaq üçün model yaradılmışdır.

K.A. Askerov, S.A. Orudzheva, F.K. Isayev

### THE METHOD OF TESTING THE PHOTORECEIVERS (PHR) AND PHOTORECEIVING DEVICES (PHRD) DURING THE IONIZING RADIATION ACTION

The questions on development of the universal and automatic device for a distance measuring the parameters - serviceability criteria (the voltages of signal  $U_S$  and noise  $U_N$ , the dark wave resistance  $R_d$ ) of photosensitive element of PhR and PhRD during the action of the ionizing radiation of different kinds are considered in this work. The device allows to perform measurements of PhR and PhRD

parameters before and after the ionizing radiation action. The testing techniques for the coolable and not coolable PhR and PhRD and their individual units at the work regimes and also the models for testing of PhR and PhRD with the aim to analyse their resistance to radiation.

УДК 621.315.592

## ОСОБЕННОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ В СИСТЕМЕ $\text{SnSe} : (\text{In}, \text{PZ}\mathcal{E}) \text{ Se}$

Р.Ф.МЕХТИЕВ

Институт Физики АН Азербайджана,

Баку-143, пр. Г. Джавида, 33

(Поступило 26.05.95)

Представлены результаты исследований фотопроводимости в системе  $\text{SnSe} : (\text{In}, \text{PZ}\mathcal{E}) \text{ Se}$  с целью нахождения корреляции между указанными параметрами и предсказания по возможности оптимальных составов для регистрирующих элементов ИК излучения.

Показано, что для  $\text{SnSe}$  из семи легирующих ПЗЭ ( $\text{Pr}, \text{Ce}, \text{Ho}, \text{Lu}, \text{Er}, \text{Gd}, \text{Sm}$ ) улучшенным параметром обладает состав  $\text{SnSe-LuSe}$ . Сравнение параметров составов позволяет заключить, что кристаллы  $\text{SnSe}$  с добавлением одновременно и празеодиума, и лютения должны обладать наиболее улучшенными параметрами. Установлено, что состав  $\text{SnSe-InSe}$  является подходящим материалом для регистрации ИК излучения ( $\sim 1.6\text{--}1.8 \mu\text{m}$ ) при комнатной температуре.

Создание новых фоточувствительных материалов, применяемых в качестве фоторезисторов, которые могут быть использованы в схемах автоматического контроля и измерительной техники, имеет научное и практическое значение. Особую роль при этом играют полупроводники, чувствительность которых охватывает и ИК область спектра.

Известные фоточувствительные материалы  $\text{PbS}, \text{PbSe}, \text{PbTe}$ , предусмотренные для работы в ИК области ( $\sim 2.5 \mu\text{m}$ ) спектра [1] могут работать при комнатной температуре только в видимой области спектра. Для их использования в ИК диапазоне спектра требуется глубокое охлаждение (до 77 K).

Охлаждающие системы, имеющие значительные габариты и вес затрудняют использование фоторезисторов в целом ряде аппаратуры. Фоточувствительные составы на основе  $\text{CdS}$  и  $\text{PbS}$  работают в ИК области и при комнатной температуре [2]. Однако, составы работающие в области  $1.6\text{--}1.8 \mu\text{m}$  ими не были получены.

В результате проделанной нами работы поискового характера установлено, что монокристалл селенида олова обладает заметной чувствительностью в ближней и средней ИК области спектра при комнатной температуре.

С целью повышения и расширения области чувствительности были получены кристаллы на основе твердых растворов селенида олова,

РЗЭ и индия [3-6]. Основные параметры этих составов приведены в таблице 1.

Таблица 1 [3+5]  
Параметры системы  $SnSe:(In, PZ)Se$

| основной состав, $(SnSe)_{1-x}$ |         |                                 |                                 |                   |                                                                |
|---------------------------------|---------|---------------------------------|---------------------------------|-------------------|----------------------------------------------------------------|
| легирующий состав               | $x, \%$ | темновое сопрот., $10^3 \Omega$ | световое сопрот., $10^3 \Omega$ | $\frac{R_T}{R_C}$ | нитегр. чувств., $\frac{\text{мкА}}{\text{Дж} \cdot \text{В}}$ |
| $(PrSe)_x$                      | 0,5     | 700                             | 466                             | 1,50              | 1,43                                                           |
|                                 | 2,0     | 23,5                            | 20,5                            | 1,14              | 12                                                             |
| $(CeSe)_x$                      | 0,25    | 4,84                            | 4,28                            | 1,13              | 53,3                                                           |
|                                 | 0,5     | 1,95                            | 1,72                            | 1,13              | 137                                                            |
|                                 | 1,0     | 83                              | 68,5                            | 1,22              | 512                                                            |
| $(HoSe)_x$                      | 0,5     | 0,976                           | 0,93                            | 1,05              | 100                                                            |
|                                 | 1,0     | 0,86                            | 0,81                            | 1,06              | 133                                                            |
|                                 | 4,0     | 1,18                            | 1,099                           | 1,074             | 120                                                            |
| $(LuSe)_x$                      | 0,25    | 0,58                            | 0,5                             | 1,16              | 570                                                            |
|                                 | 0,5     | 0,83                            | 0,69                            | 1,2               | 500                                                            |
|                                 | 1,0     | 0,21                            | 0,772                           | 1,22              | 2000                                                           |
|                                 | 4,0     | 1,47                            | 1,19                            | 1,24              | 320                                                            |
|                                 | 5,0     | 4,76                            | 3,12                            | 1,52              | 220                                                            |
| $(ErSe)_x$                      | 0,25    | 1,13                            | 0,99                            | 1,14              | 260                                                            |
|                                 | 0,5     | 12                              | 10                              | 1,2               | 32                                                             |
|                                 | 2,0     | 25                              | 20,8                            | 1,2               | 16                                                             |
|                                 | 4,0     | 16,6                            | 13,7                            | 1,21              | 26                                                             |
| $(GdSe)_x$                      | 0,25    |                                 |                                 | 1,1+2,6           |                                                                |
|                                 | 1,0     |                                 |                                 |                   |                                                                |
|                                 | 2,0     |                                 |                                 |                   |                                                                |
|                                 | 3,0     |                                 |                                 |                   |                                                                |
| $(SmSe)_x$                      | 0,25    |                                 |                                 | 1,1+1,4           |                                                                |
|                                 | 2,0     |                                 |                                 |                   |                                                                |

Количество компонентов  $SnSe$  с одной стороны и селенидов легирующих элементов с другой, подбирается таким образом, чтобы исследуемые тройные составы образовали твердый раствор.

Монокристаллы указанных составов выращены методами, описанными в [7,8]. Полученные составы имели слоистую структуру. Все сплавы устойчивы по отношению к воздуху, воде и органическим растворителям, частично разлагаются под действием минеральных кислот с выделением селеноводорода [4]. Приведенные в таблице составы относятся к области твердых растворов, и видно, что растворимости селенидов РЗЭ различны. К примеру, отметим, что растворимость  $ErSe$  в  $SnSe$  при  $600^\circ\text{C}$ -6,3 мол.%, а при  $200^\circ\text{C}$ -5 мол.% и параметры элементарной ячейки (для предельной концентрации) его рав-

ны:  $a = 4,40 \text{ \AA}$ ,  $b = 4,12 \text{ \AA}$ ,  $c = 11,54 \text{ \AA}$ . Рентгеновские анализы проведены для состава с  $LuSe$  и др.

Для исследования фотопроводимости к кристаллам создавались омические контакты из индия. По семействам ВАХ, снятых в темноте и при освещении, определены основные параметры, характерные для фотоэлектрических преобразователей: сопротивление фотопроводника в темноте ( $R_t$ ) и на свету ( $R_c$ ), отношение указанных сопротивлений, относительное изменение сопротивления при освещении, удельная интегральная чувствительность ( $K$ ). Эти параметры отражены в таблице 1.

Полученные твердые растворы обладают р-типов проводимости. В экспериментах величины светового потока изменяли с помощью нейтральных фильтров (максимальный поток  $\sim 2$  люмен). Для снятия люкс-амперных (ЛАХ) и спектральных характеристик использована компенсационная схема. ЛАХ оказались для исследуемых составов сублинейным. Эксперименты по спектральным характеристикам позволяют определить область чувствительности, которая лежит в ИК области спектра диапазона  $0,75\text{--}2,0 \text{ мкм}$ . Определена ширина запрещенной зоны исследуемых составов, которая изменяется в пределах  $0,96\text{--}1,03 \text{ эВ}$ . Для всех составов механизм рекомбинации является бимолекулярным.

Данные в таблице 1 позволяют предполагать, что ионы различных РЗЭ в виде  $Lu^{3+}$ , влияют на фотопроводимость по-разному. Например, кристаллы  $SnSe$  с празеодимом более высокоомные, нежели составы с участием церия и голмия. Но интегральная чувствительность двух последних составов сравнительно высокая.

В составах  $SnSe$  с зерием достаточно заметная величина кратности сопротивления ( $1,14\text{--}1,21$ ), сопровождается со сравнительно большим темновым сопротивлением. Более улучшенные параметры полу-

ченны для кристаллов с  $LuSe$   $\frac{R_t}{R_c} \sim 1,16\text{--}1,52$ , а интегральная чувстви-

тельность их существенно выше ( $200\text{--}2000 \text{ мкА/лм.В}$ ), чем для остальных составов, включая и составы с зерием. Отметим, что для составов с гадолинием (самарием) характерна высокая величина кратности сопротивлений ( $\sim 1,1\text{--}2,6$ ;  $1,1\text{--}1,4$ ), но для них интегральная чувствительность меньше, чем для составов с лютецием.

Выше указанные сравнения параметров (по таблице 1) составов дают основание предположить, что кристаллы  $SnSe$  с добавлением одновременно празеодима и лютеция будут обладать наиболее улучшенными параметрами, так как составы с  $PrSe$  достаточно высокоомные, а твердые растворы с  $LuSe$  обладают высокой интегральной чувствительностью.

Наиболее важные результаты получены для  $SnSe$  с добавкой  $In_xSe$  в виде тройного состава  $Sn_{1-x}In_xSe$ , где  $x$  принимает значение от 0 до 0,1 (всего 8 значений), параметры этих составов приведены в таблице 2 [6].

Таблица 2  
Основные параметры системы  $Sn_{1-x}In_xSe$

| параметры                              | $x$  |      |      |      |      |      |      |      |
|----------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
|                                        | 0    | 0,01 | 0,03 | 0,04 | 0,05 | 0,06 | 0,08 | 0,1  |
| фототок, (мкА)                         | 0,22 | 0,25 | 0,63 | 1,5  | 3,0  | 1,75 | 1,38 | 1,26 |
| концентрация, ( $10^{14}$ см $^{-3}$ ) | 350  | 79   | 17   | 8    | 1,4  | 1,38 | 1,36 | 1,35 |
| подвижность дырок, (см $^2$ /В·с)      | 103  | 125  | 145  | 150  | 153  | 155  | 158  | 160  |

Из таблицы 2 видно, что при оптимальном составе фоточувствительность увеличивается почти в 14 раз по сравнению с исходным материалом  $SnSe$ , а в составах, отличающихся от оптимального (0,04±0,1), фоточувствительность ниже, но все же достаточно высока (почти в 6 раз выше) по сравнению с исходным материалом. Образцы предложенного состава имеют стабильные электрические и оптические свойства. Таким образом, предложенный фоточувствительный материал на основе халькогенида элемента четвертой группы эффективно работает в ИК области (~1,6÷1,8 мкм) спектра при комнатной температуре [6].

### Литература

1. Ступельман В.М., Филаретов Г.А. Полупроводниковые приборы "Советское радио", 1973, с.19.
2. Патент США № 3900431, кл.252-501, 1975.
3. Мехтиев Р.Ф. Тез. сб. "Электрические и оптические свойства веществ" Изд. АГУ, Баку, 1984, с. 49.
4. Мехтиев Р.Ф., Гуршумов А.П. Тез. сб. "Физика плазмы и конденсированных сред" Изд. АГУ, Баку, 1985, с.133.
5. Мехтиев Р.Ф., Алиев О.М. Тез. сб. "Неравновесные процессы в сложных полупроводниках" Изд. АГУ, Баку. 1987, с.46.
6. Рустамов П.Г., Мехтиев Р.Ф., Алиджаев М.А., Сафаров В. Авт.свид. № 662137 от 1979 г.
7. Гуршумов А.П., Кулев П.Б., Ахмедов А.М. и др. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 1984, 20, с.1090.
8. Мехтиев Р.Ф., Абдуллаев Г.Б., Ахундов Г.А. ДАН Аз.ССР, 1962, 18, 11.

R.F. Mehdijev

***SnSe: (In, NTE) Se SİSTEMİNDƏ BƏRK MƏHLULLARIN  
FOTOKEÇİRİCİLİYİNİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ***

İQ şıalanma qeydedici elementləri üçün mümkün optimal tərkibləri tapmaq və parametrlər arasındakı qarşılıqlı əlaqəni aydınlaşdırmaq məqsədi ilə *SnSe: (In, NTE) Se* berk mehlullarının fotokeçiriciliyi təqdim olunur.

Gösterilmişdirki *SnSe*-nin 7 NTE (*Pr, Ce, Ho, Lu, Er, Gd, Sm*) selenidləri ilə berk mehlulu içerisinde *SnSe-LuSe* yaxşı parametrlərə malikdir.

Tərkiblərin müqayisəsi, *SnSe*-ə eyni zamanda *Pr* və *Lu* selenidlərini elave etdikdə, en üstün parametrlü tərkibin alınmasını fərz etməyə imkan verir. Aydın olmuşdur ki, *SnSe-InSe* tərkibi  $\sim 1,6+1,8$  mkm oblastı üçün otaq temperaturunda işleyə bilen en yararlı tərkibdir.

R.F. Mekhtiev

**PECULIARITY OF PHOTOCONDUCTIVITY OF SOLID  
SOLUTIONS IN *SnSe: (In, REE) Se***

The results of investigations of photoconductivity in *SnSe:(In,REE)Se* system are presented to determine the correlation between the given parameters. the optimum compositions for the register elements of IR radiation are predicted. It was indicated that the composition of *SnSe-LuSe* from seven additional REE (*Pr, Ce, Ho, Lu, Er, Gd, Sm*) has improvement parameters for the composition *SnSe*.

The comparison of parameters of compositions permits us to conclude that crystals *SnSe* with additions *Pr* and *Lu* simultaneously must have most improvement parameters . It was established that the composition of *SnSe* and *InSe* is suitable material for the registration IR radiation ( $\sim 1,6+1,8$  mkm) at the room temperature.

УДК 530. 145

## НЕКОТОРЫЕ КАЛИБРОВКИ В НЕАБЕЛЕВОЙ ТЕОРИИ БЕЗ НЕОДНОЗНАЧНОСТЕЙ

С.А. ГАДЖИЕВ, А.Н. МАМЕДОВ

Бакинский Государственный Университет

370148, Баку, ул. академика З.Халилова, 23

(Поступило 12.10.96)

Проанализированы калибровочные условия  $D_\mu \dot{A}_\mu = 0$  и  $n_\mu \dot{A}_\mu = 0$ , не приводящие в неоднозначности, получены выражения для производящего функционала для этих калибровок и вычислены соответствующие функции распространения.

Последовательное квантование неабелевых калибровочных полей и доказательство перенормируемости соответствующей квантовой теории в рамках теории возмущений были осуществлены во многих работах (см. [1]).

Квантование калибровочных теорий сопровождается выбором того или иного калибровочного условия, которое помогает исключить из квантования нефизические степени свободы и получить выражение для производящего функционала, приводящего к унитарной  $S$ -матрице в подпространстве физических степеней свободы. Однако, в 1978 году В. Грибов [2] показал, что ряд калибровок обладает вне теории возмущений неоднозначностью; иными словами поверхность калибровки пересекает заданную орбиту группы не один, а, вообще говоря, бесконечное число раз.

Таким образом возникла проблема поиска калибровок, не обладающих такого рода неоднозначностями.

В этой работе мы проанализируем калибровки  $n_\mu \dot{A}_\mu = 0$  и  $D_\mu \dot{A}_\mu = 0$ , которые не обладают неоднозначностями и вычислим функции распространения.

Континуальное представление для вакуумного среднего от калибровочно-инвариантного функционала  $\Phi(A)$  имеет вид:

$$\begin{aligned} \langle \Phi(A_\mu) \rangle_0 &= \int D A_\mu \exp\{-S(A_\mu)\} \Phi(A_\mu) = \\ &= \int D A_\mu \exp\{-S(A_\mu)\} \Phi(A_\mu) \int d\mu(g) \delta(F(A_\mu^g)) \Delta(A_\mu) \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\Delta(A_\mu) = \left[ \int d\mu(g) \delta(F(A_\mu^g)) \right]^{-1}$ ,  $\mu(g)$  мера Хаара на группе калибровочных преобразований  $G$  и  $F(A) = D_\mu \cdot \dot{A}_\mu$ .

Совершим в (1) калибровочное преобразование:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu^g = g^{-1} A_\mu g + g^{-1} \partial_\mu g$$

при этом для калибровки  $D_\mu \dot{A}_\mu = 0$  мы получаем следующие соотношения:

$$\begin{aligned}\dot{A}_\mu^g &= g^{-1} (\dot{A}_\mu - D_\mu \sigma) g , \\ D_\mu &\equiv \partial_\mu + [A_\mu, ]_- \\ \sigma &\equiv g \dot{g}^{-1}\end{aligned}\quad (2)$$

Которые приводят к следующему:

$$D_\mu^g \dot{A}_\mu^g = g^{-1} (D_\mu \dot{A}_\mu - D_\mu^2 \sigma) g$$

Если в (1) произвести калибровочное преобразование (2), то получим следующее выражение:

$$\langle \Phi(A) \rangle_0 = \int DA \exp\{-S(A)\} (\det D_\mu^2) \Phi(A) \delta(g^{-1} (D_\mu A_\mu - D_\mu^2 \sigma) g) \quad (3)$$

умножим обе части (3) на  $\exp\left\{-\frac{1}{2\alpha} \int \sigma \square \sigma d^4x\right\}$  и проинтегрируем по  $\sigma$  [3, 4]:

$$\langle \Phi(A) \rangle_0 = \int DA \exp\{-S(A) - \Delta S(A)\} \Phi(A) ,$$

где

$$\begin{aligned}\Delta S(A) &\equiv \frac{1}{2\alpha} \int d^4x d^4y d^4z (D_\mu^{cd} \dot{A}_\mu^d) (y) \tilde{G}^{bc}(x, y|A) * \\ &* \square_x G^{bm}(x, z|A) (D_\nu^{bm} \dot{A}_\nu^a) (z) .\end{aligned}\quad (4)$$

где  $(D_\nu^2)^{bc}(x) \tilde{G}^{cd}(x, y|A) = \delta^{bd} \delta(x - y)$

Теперь, варьируя  $S + \Delta S$  по  $A_\mu^a(x)$ , получим уравнение свободного движения:

$$\frac{\delta [S(A) + \Delta S(A)]}{\delta A_\nu^a(x)} = 0$$

$$(\delta_{\mu\nu}\square - \partial_\mu\partial_\nu + \frac{1}{\alpha}\partial_\mu\partial_\nu\square^{-1}\partial_0^2)A_\nu = 0 \quad (5)$$

а функция распространения будет иметь вид:

$$(\delta_{\mu\nu}\square - \partial_\mu\partial_\nu + \frac{1}{\alpha}\partial_\mu\partial_\nu\square^{-1}\partial_0^2)G_{\nu\sigma}(x) = \delta_{\mu\sigma}\delta(x)$$

в импульсном пространстве:

$$G_{\mu\nu}(k) = -\frac{1}{k^2} \left( \delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right) - \alpha \frac{k_\mu k_\nu}{k_0^2 k^2} \quad (6)$$

Теперь проанализируем калибровку  $n_\mu \dot{A}_\mu = 0$ .

Отметим, что здесь расчеты проводятся в евклидовом пространстве, поэтому всегда можно выбрать  $n_\mu^2 = 1$ .

В этой калибровке вакуумное среднее от калибровочно-инвариантного функционала  $\Phi(A)$  записывается в следующем виде:

$$\langle \Phi(A) \rangle_0 = \int DA \exp\{-S(A)\} \Phi(A) d\mu(g) \delta(n_\mu \dot{A}_\mu^a) \Delta(A)$$

$$\Delta(A) = \left[ \int d\mu(g) \delta(n_\mu \dot{A}_\mu^a) \right]^{-1}$$

В этом выражении следует произвести калибровочное преобразование (2); опуская промежуточные вычисления, получим следующее:

$$\langle \Phi(A) \rangle_0 = N \int DA \exp\{-S(A)\} \Phi(A) *$$

$$* \det(n_\mu D_\mu) \delta(n_\mu g^{-1}(\dot{A}_\mu - D_\mu \sigma) g)$$

умножая это выражение на  $\exp\left\{-\frac{1}{2\alpha} \int \sigma \square \sigma d^4x\right\}$

и интегрируя по  $\sigma$  получим следующее:

$$\langle \Phi(A) \rangle_0 = N \int dA \exp\{-S(A) - \Delta S(A)\} \Phi(A)$$

где

$$\Delta S(A) = \frac{1}{2\alpha} \int (nD)^{-1}(nA) \square (nD)^{-1}(nA) d^4x$$

Варьируя  $S + \Delta S$  по  $A_\mu$ , получим уравнение свободного движения:

$$(\delta_{\mu\nu} \square - \partial_\mu \partial_\nu + \frac{1}{\alpha} n_\mu n_\nu \partial_0^2 (n\partial)^{-2} \square) A_\nu = 0 \quad , \quad (7)$$

а функция распространения:

$$\left( \delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} + \frac{1}{\alpha} n_\mu n_\nu \frac{k_0^2}{(nk)^2} \right) G_{\mu\nu}(k; n) = -\frac{1}{k^2} \delta_{\mu\nu} \quad ,$$

а в импульсном пространстве:

$$G_{\mu\nu}(k) = -\frac{1}{k^2} \left[ \delta_{\mu\nu} + \left( 1 + \alpha \frac{(nk)^2}{k_0^2} \right) \frac{k_\mu k_\nu}{(nk)^2} - \frac{k_\mu n_\nu + k_\nu n_\mu}{(nk)^2} \right] \quad (8)$$

Следует отметить, что выражения (5), (6), (7) и (8) впервые получены нами, а анализ, подобный проведенному в работе [3] показывает, что рассмотренные здесь калибровки не обладают неоднозначностями. Поэтому можно провести расчеты конкретных явлений, используя выражения (6) и (8).

### Литература

1. Слаенов А.А., Фадеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. Москва, 1988.
2. Gribov V.N. Nucl. Phys. B. 139, 1 (1978).
3. Мамедов А.Н., Сараджев Ф.М., Файнберг В.Я. Физика элементарных частиц атомов и молекул. Баку, 1988.
4. Гаджиев С.А., Мамедов А.Н. Тезисы докладов Республикаской Научной Конференции. "Физика -93", Баку, 1993, с. 112.

5. Гаджисев С.А., Мамедов А.Н. Материалы Научной Конференции, посвященной 75-летию БГУ, Баку, 1994, с. 13

S.A. Hacıyev, Ə. N. Mamedov

## QEYRİ-ABEL NƏZƏRİYYƏSİNDE BİRQİYMƏTLİ KALİBROVKALAR

Məqalede  $D_\mu \dot{A}_\mu = 0$  və  $n_\mu \dot{A}_\mu = 0$  kalibrovkaları təhlil edilir, yaradıcı funksional və uyğun Qrin funksiyaları hesablanır.

S.A. Gadzhiev, A.N. Mamedov

## GAUGE CONDITIONS WITHOUT AMBIGUITIES IN NONABELIAN THEORY

The gauge conditions  $D_\mu \dot{A}_\mu = 0, n_\mu \dot{A}_\mu = 0$  which do not lead to ambiguities have been analysed. Expressions for generating functional for these gauges have been obtained and corresponding propagation functions have been calculated.

УДК 548.736.3

**СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ  
 $Cu_{1,70}Zn_{0,05}Te$**

**Ю.Г. АСАДОВ, К.М. ДЖАФАРОВ, А.Г. БАБАЕВ,  
 Ф.Ю. АСАДОВ, С.С. ГАМИДОВА**

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

*(Поступило 22.06.95)*

В данной работе высокотемпературным рентгенофрактометрическим методом изучены структурные фазовые превращения в кристаллах  $Cu_{1,70}Zn_{0,05}Te$ . Показано, что гексагональная фаза кристалла  $Cu_{1,70}Zn_{0,05}Te$ , состоящего при комнатной температуре из ромбической (с параметрами

$a=7,322$ ,  $c=22,262$ ,  $c=36,353\text{ \AA}$ ) и гексагональной (с параметрами  $a=4,156$ ,  $c=21,594\text{ \AA}$ ) фаз, при температуре 643К превращается в новую гексагональную фазу с параметрами  $a=8,357$ ,  $c=10,852\text{ \AA}$ , а при температуре 873К гексагональная и ромбическая фазы превращаются в ГЦК фазу с параметром  $a=6,066\text{ \AA}$ .

В работе [1] высокотемпературным дифрактометрическим методом исследовались структурные превращения в  $Cu_{1,75}Te$  и было показано, что слоистый монокристалл, кристаллизирующийся в гексагональной структуре с параметрами элементарной ячейки  $a=4,17$ ,  $c=21,65\text{ \AA}$  [2], при 620К сокращенным в три раза параметром  $c$ , превращается в так называемую фазу Новотного с параметрами решетки  $a=4,240$ ,  $c=7,344\text{ \AA}$ . При продолжении нагрева до 698К, фаза Новотного полностью превращается в ГЦК фазу с параметром решетки  $a=6,096\text{ \AA}$ .

В работе [3] на образце  $Cu_{1,75}Te$ , состоящем из 66,66 мол.% Cu и 15 мол.% изоморфно замещенных атомов Zn, показано, что монокристаллы состава  $Cu_{1,55}Zn_{0,20}Te$  при комнатной температуре двухфазны: гексагональная фаза с параметрами решетки  $a=8,304$ ,  $c=21,574\text{ \AA}$  соответствует структуре состава  $Cu_{1,80}Te$ , и ромбическая фаза с параметрами решетки  $a=7,319$ ,  $b=22,236$ ,  $c=36,458\text{ \AA}$ , которые идентичны па-

раметрам решетки состава 33,63 мол.%  $Te$  [4]. Обе эти фазы при 785К превращаются в единую ГЦК фазу с параметром решетки  $a=6,145\text{ \AA}$ .

В данной работе приводятся результаты температурнодифрактометрических исследований в монокристалле  $Cu_{1,70}Zn_{0,05}Te$ . Условия синтеза и выращивания монокристаллов не отличались от условий получения образца  $Cu_{1,55}Zn_{0,20}Te$ , которые подробно изложены в [3].

Часть дифракционных линий порошковограммы синтезированного образца  $Cu_{1,70}Zn_{0,05}Te$ , как показано в таблице 1, индуцируются на основе гексагональной решетки с параметрами  $a=4,156$ ,  $c=21,59\text{ \AA}$ , соответствующими параметрам решетки  $Cu_{1,75}Te$ , структура которого расшифрована в [2], а вторая часть линий индуцируется на основе ромбической решетки с параметрами  $a=7,321$ ,  $b=22,371$ ,  $c=36,232\text{ \AA}$ , соответствующими параметрам решетки состава 33,63 мол.%  $Te$  [4].

Высокотемпературные исследования проводились на дифрактометре ДРОН-3 с температурной приставкой УРВТ-2000. В экспериментах ошибка определения углов отражений не превышала величины  $\Delta\beta=\pm 1$ .

От естественной поверхности (00l) слоистого образца  $Cu_{1,70}Zn_{0,05}Te$ , при комнатной температуре в интервале углов  $10^\circ \leq 2\theta \leq 80^\circ$ , зафиксировано восемь дифракционных отражений, пять из которых с индексами (008), (009), (00.10), (00.12) и (00.15) принадлежат гексагональной фазе, а три с индексами (1.10.10), (475) и (4.8.10) принадлежат ромбической фазе (см. табл.2).

После записи дифракционных отражений при комнатной температуре включалась нагревательная печь и через каждые 100К проводились контрольные записи. Отметим, что до температуры 573К в числах и интенсивностях дифракционных отражений изменений не происходит. Как показано в табл.2 при 634К в прежнем интервале углов фиксируются пять дифракционных отражений, т.е. нечетные отражения (009) и (0015) гексагональной фазы и отражения от плоскости (4.8.10) ромбической фазы исчезают. Если оставшиеся индексы четных отражений от гексагональной фазы сократить в два раза, то плоскости отражений (008), (00.10) и (00.12) станут (004), (005), (006), соответственно. Параметр решеток, рассчитанные по этим отражениям будут  $a=8,357$ ,  $c=10,852\text{ \AA}$ , которые обнаружены в [4] для состава 35,3 мол.%  $Te$ .

Если продолжить нагрев, при 873К все дифракционные отражения, принадлежащие гексагональной и ромбической фазе, исчезают, и в прежнем интервале углов фиксируется одно новое отражение, принадлежащее высокотемпературной ГЦК фазе с параметром решетки

Таблица 1.

Порошкограмма  $Cu_{1.70}Zn_{0.05}Te$   
 $CuK\alpha$  - излучение, режим: 34 кВ, 13 мА.

| $2\theta$ | $d$ (эксп.)<br>°<br>Å                           | гексагональн.       |            | ромбическая                                                               |         |
|-----------|-------------------------------------------------|---------------------|------------|---------------------------------------------------------------------------|---------|
|           |                                                 | $d$ (расч.), Å<br>° | $hkl$      | $d$ (расч.), Å<br>°                                                       | $hkl$   |
| 12°20'    | 7,1778                                          | -                   | -          | 7,1758                                                                    | 101     |
| 16°26'    | 5,3947                                          | 5,3986              | 004        | -                                                                         | -       |
| 22°24'    | 3,9696                                          | -                   | -          | 3,9646                                                                    | 127     |
| 22°38'    | 3,6142                                          | -                   | -          | 3,6109                                                                    | 210     |
| 24°44'    | 3,6007                                          | 3,5991              | 100, 006   | -                                                                         | -       |
| 26°27'    | 3,3708                                          | -                   | -          | 3,3703                                                                    | 155     |
| 27°38'    | 3,2282                                          | 3,2295              | 103        | 3,2294                                                                    | 232     |
| 28°33'    | 3,1287                                          | -                   | -          | 3,1294                                                                    | 072     |
| 33°11'    | 2,6992                                          | 2,6993              | 008        | 2,6990                                                                    | 254     |
| 35°16'    | 2,5442                                          | -                   | -          | 2,5430                                                                    | 177     |
| 37°31'    | 2,3991                                          | 2,3994              | 009        | 2,3989                                                                    | 270     |
| 38°12'    | 2,3561                                          | -                   | -          | 2,3567                                                                    | 304     |
| 41°40'    | 2,1679                                          | 2,1656              | 108        | 2,1669                                                                    | 327     |
| 41°50'    | 2,1594                                          | 2,1594              | 0010       | -                                                                         | -       |
| 43°20'    | 2,0880                                          | 2,0850              | 110        | 2,0882                                                                    | 0.10.6  |
| 45°18'    | 2,0018                                          | 2,0021              | 109        | -                                                                         | -       |
| 49°38'    | 1,8377                                          | -                   | -          | 1,8376                                                                    | 1.10.10 |
| 50°44'    | 1,7996                                          | 1,7995              | 200, 00.12 | -                                                                         | -       |
| 59°38'    | 1,5502                                          | 1,5425              | 0014       | 1,5493                                                                    | 475     |
| 64°42'    | 1,4407                                          | 1,4441              | 209        | 1,4410                                                                    | 523     |
| 64°47'    | 1,4393                                          | 1,4396              | 0015       | -                                                                         | -       |
| 66°10'    | 1,4122                                          | 1,4118              | 410.       | 1,4116                                                                    | 526     |
| 66°18'    | 1,4095                                          | -                   | -          | 1,4095                                                                    | 4.8.10  |
| 69°10'    | 1,3582                                          | 1,3542              | 212, 00.16 | 1,3577                                                                    | 562     |
| 70°28'    | 1,3363                                          | -                   | -          | 1,3363                                                                    | 549     |
| 74°40'    | 1,2711                                          | 1,2703              | 216, 00.17 | -                                                                         | -       |
| 76°30'    | 1,2452                                          | 1,2488              | 217        | 1,2458                                                                    | 588     |
| 79°10'    | 1,2098                                          | 1,2019              | 300, 00.18 | -                                                                         | -       |
| 85°13'    | 1,1389                                          | 1,1419              | 306, 00.19 | 1,1388                                                                    | 670     |
| 90°26'    | 1,0861                                          | -                   | -          | 1,8599                                                                    | 694     |
|           | гексагональная                                  |                     |            | ромбическая                                                               |         |
|           | $a=4,156 \text{ \AA}$<br>$c=21,594 \text{ \AA}$ |                     |            | $a=7,319 \text{ \AA}$<br>$b=22,236 \text{ \AA}$<br>$c=36,458 \text{ \AA}$ |         |

Таблица 2.

Расчет дифрактограмм кристалла  $Cu_{1.70}Zn_{0.05}Te$ , записанных при различных температурах

| $2\theta$ | $d$ (экспл.)<br>°<br>Å | гексагональная         |               | ромбическая    |         | температура<br>T, K |
|-----------|------------------------|------------------------|---------------|----------------|---------|---------------------|
|           |                        | $d$ (расч.),<br>°<br>Å | $hkl$         | $d$ (расч.), Å | $hkl$   |                     |
| 33°11'    | 2,6992                 | 2,6992                 | 008           | -              | -       |                     |
| 37°31'    | 2,3991                 | 2,3992                 | 009           | -              | -       |                     |
| 41°50'    | 2,1594                 | 2,1593                 | 00.10         | -              | -       |                     |
| 49°36'    | 1,8377                 | -                      | -             | 1,8376         | -       |                     |
| 50°44'    | 1,7995                 | 1,7993                 | 200,<br>00.12 | -              | 475     | 293                 |
| 59°38'    | 1,5502                 | -                      | -             | 1,5493         | -       |                     |
| 64°47'    | 1,4393                 | 1,4395                 | 00.15         | -              | 4.8.10  |                     |
| 66°18'    | 1,4096                 | -                      | -             | 1,4095         | -       |                     |
| 33°01'    | 2,7116                 | 2,7131                 | 004           | -              | -       |                     |
| 41°36'    | 2,1710                 | 2,1704                 | 005           | -              | -       |                     |
| 49°28'    | 1,8425                 | -                      | -             | 1,8376         | 1.10.10 | 673                 |
| 50°26'    | 1,8092                 | 1,8087                 | 400, 006      | -              | -       |                     |
| 59°23'    | 1,5567                 | -                      | -             | 1,5493         | 475     |                     |
| 49°52'    | 1,8289                 | 1,8289                 | 311           |                |         | 873                 |

$a=6,0658 \text{ \AA}$ . При охлаждении кристалл в обратной последовательности возвращается в первоначальное состояние.

Параметр  $a$  элементарной ячейки гексагональной фазы в функции температуры рассчитан по отражениям (200), параметр  $c$ - по отражениям (00l), а параметры элементарной ячейки  $a$ ,  $b$  и  $c$  ромбической фазы рассчитаны по отражениям (1.10.10), (475) и (2.8.10), результаты которых представлены графически на рисунке.

Как видно из рисунка, параметры  $a$  и  $c$  гексагональной фазы и параметр  $a$  ромбической фазы в интервале температур 293-573 K растут линейно, а параметр  $b$  ромбической фазы, начиная с 373 K, линейно уменьшается и параметр  $c$ , начиная с этой температуры линейно растет (в пределах ошибки эксперимента).

При температуре выше 573 K из серии отражений от плоскостей типа (00l) гексагональной фазы исчезают отражения, где  $l>2l$ . Параметр  $a$  и  $c$ , рассчитанные по оставшимся отражениям (00l), где  $l=2l$ , изменяются скачком. Если принять (200) $\rightarrow$ (400), и оставшиеся отражения от плоскостей (008), (00.10) и (00.12) сократить в два раза, то параметры рассчитанные по отражениям (004), (005) и (006) будут

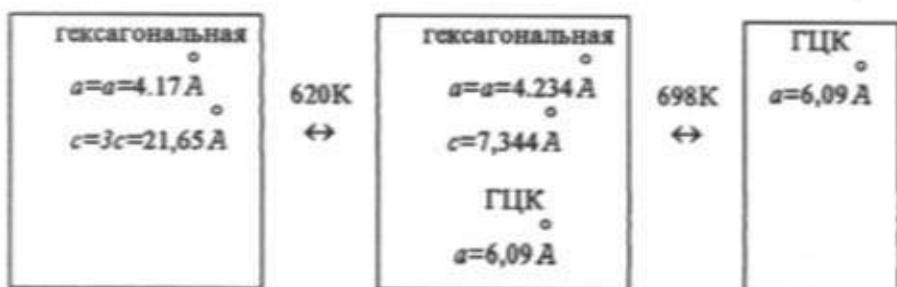
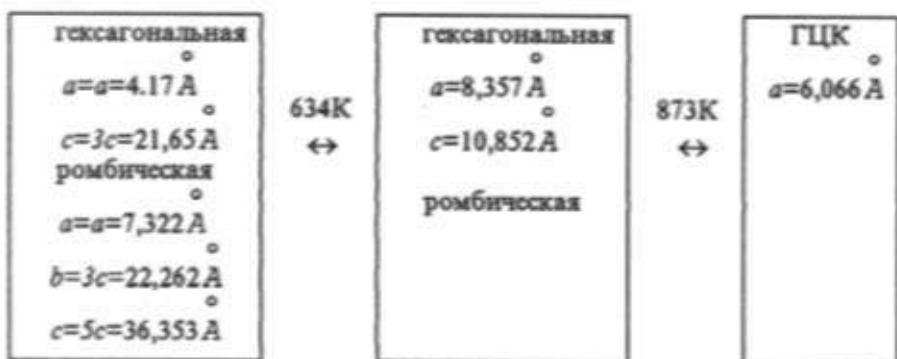
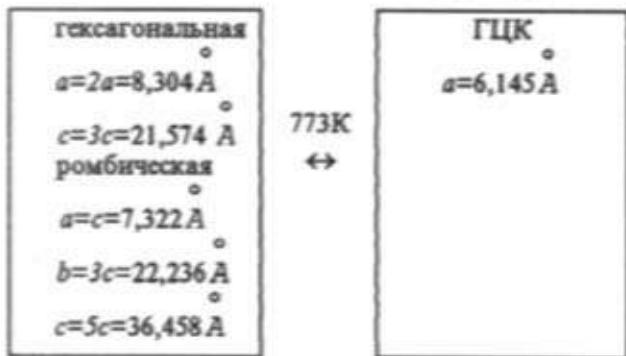
*Cu<sub>1,75</sub>Te**Cu<sub>1,70</sub>Zn<sub>0,05</sub>Te**Cu<sub>1,55</sub>Zn<sub>0,20</sub>Te*

Схема. Структурные превращения в кристаллах Cu<sub>1,75</sub>Te, Cu<sub>1,70</sub>Zn<sub>0,05</sub>Te, Cu<sub>1,55</sub>Zn<sub>0,20</sub>Te.

$a=8,357$  и  $c=10,852 \text{ \AA}$ , которые совпадают с параметрами решетки, приведенными в [4] для состава 35,3 мол.% Te.

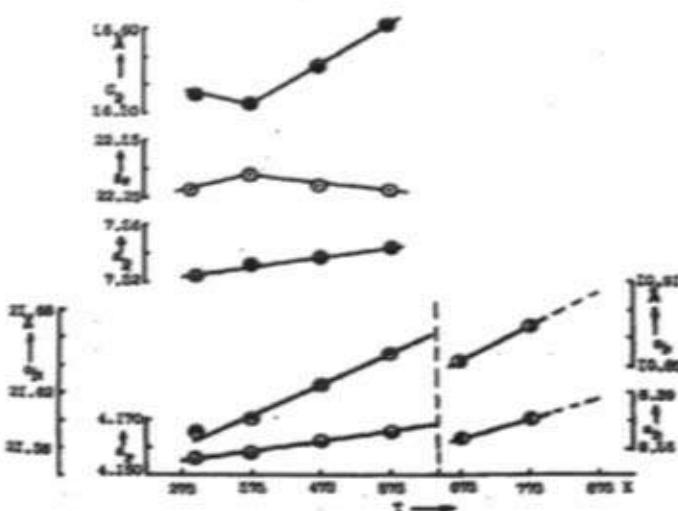


Рис. Температурные зависимости постоянных решетки  $a$ ,  $b$  и с кристаллов  $Cu_{1.75}Zn_{0.25}Te$ .

- параметры  $a$ ,  $b$  с ромбической фазы,
- параметры  $a$  с гексагональной фазы.

Известно, что для  $Cu_{2-x}Te$ , как и для других халькогенидов меди, характерен недостаток атомов металла. В этих нестехиометрических соединениях каркас решетки образуют анионы  $S^{2-}$ ,  $Se^{2-}$  и  $Te^{2-}$ , а катионы  $Cu^{2+}$  (ионный радиус 0,98) и  $Zn^{2+}$  (0,80) статически распределяются в тетраэдрических или октодрических пустотах между двумя плотноупакованными слоями халькогена.

В зависимости от  $x$  и температуры, в структуре происходят отклонения в степени упорядочения атомов металла, вакансии и размерах сверхструктур, соответствующие различным формам упаковки дефектных слоев.

В  $Cu_{1.75}Te$ , в результате изоморфного замещения части атомов Си атомами  $Zn^{2+}$  (0,83) полученный образец при комнатной температуре становится двухфазным и, как показано на схеме, это замещение сильно влияет на стабильность структуры отдельных фаз и температуры превращения.

### Литература

1. Асадов Ю.Г., Гасымов Г.Б., Джадаров К.М., Рустамова Л.В. Кристаллография, 1991, т.36, вып. 1, с.147-151.
2. Баранова Р.В. Кристаллография, 1968, т.13, с.803-808.

3. Асадов Ю.Г., Джасаров К.М., Гасымов Г.Б., Бабаев А.Г. Неорганические материалы, 1992, т.28, №3, с.531-535.

4. Blachnik R., Lasiocze M., Walbrecht V. J.Solid State Chemistry, 1983, v.48, p.431-438.

Yu.G. Əsədov, K.M. Cəfərov, O.G. Babayev, F.Yu. Əsədov,  
S.S. Həmidova

### $Cu_{1-x}Zn_xTe$ KRİSTALLARINDA STRUKTUR ÇEVİRİLMƏLƏRİ

Təqdim olunan işdə yüksək temperaturlu rentgendifraktometrik metodla  $Cu_{1-x}Zn_xTe$  kristalindəki faza çevrilimləri öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, otaq temperaturunda iki (parametrləri  $a=7,322$ ,  $b=22,262$ ,  $c=36,353\text{ \AA}$  olan rombik ve parametrləri  $a=4,156$ ,  $c=21,594\text{ \AA}$  olan heksaqaonal) fazadan ibarət olan  $Cu_{1-x}Zn_xTe$  kristalının heksaqaonal fazası  $634\text{K}$  temperaturunda parametrləri  $a=8,357$ ,  $c=10,352\text{ \AA}$  olan yeni heksaqaonal fazaya çevrilir;  $873\text{K}$  temperaturda isə heksaqaonal ve rombik fazalar parametri  $a=6,066\text{ \AA}$  olan üzüne merkezleşmiş kub (ÜMK) fazasına çevrilir.

Yu.G. Asadov, K.M. Djafarov, A.G. Babayev, F.Yu. Asadov,  
S.S. Gamidova

### STRUCTURAL TRANSFORMATIONS IN $Cu_{1-x}Zn_xTe$ CRYSTALS

In the present paper the phase structural transformations in  $Cu_{1-x}Zn_xTe$  crystals are investigated by high-temperature X-ray diffraction method. It is shown that the hexagonal phase of considered crystals, consisting of orthorhombic phase with parameters  $a=7,322$ ,  $b=22,262$ ,  $c=36,353\text{ \AA}$  and hexagonal phase with parameters  $a=4,156$ ,  $c=21,594\text{ \AA}$  at room temperature, transforms into new hexagonal phase with parameters at  $634\text{K}$ . The hexagonal and orthorhombic phases transform into FCC phase with parameter  $a=6,066\text{ \AA}$  at  $873\text{K}$ .

## ОБ ИЗМЕНЕНИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ( $T_e$ ) И КОНЦЕНТРАЦИИ ( $n_e$ ) В ОБОЛОЧКЕ НОВОЙ НР ДЕЛЬФИНА СО ВРЕМЕНЕМ.

М.Б. БАБАЕВ

Шемахинская астрофизическая обсерватория им. Н. Туси  
АН Азербайджана

373243, г. Шемаха, пос. им. Ю. Маммедалиева

(Поступило 10.02.87)

На основе обработки спектров, полученных в 1986, 1978 и 1981, 1985 гг. на 2-м телескопе с дисперсией 94,44 и 30  $\text{Å}/\text{мм}$  ШАО АН Азербайджана, были исследованы изменения электронной температуры и электронной концентрации со временем в отдельных сгустках в оболочке звезды Новой НР Дельфина в небуллярной стадии. В последнее время было установлено, что в 1981-85 годах в развитии спектра Новой НР Дельфина электронная температура ( $T_e$ ) и электронная концентрация ( $n_e$ ) у полярных сгустков больше, чем у экваториального кольца. А в предыдущие годы наблюдалась обратная этому картина.

Важным этапом в исследовании Новых звезд в небуллярной стадии является изучение структуры и динамики оболочек, а также определение параметров этой оболочки спектрофотометрическим методом. С этой целью были подобраны спектрограммы для обработки в период с 30.VI-26.VIII 1968 г., 12-31.VII 1978 г. и 13-22.VIII 1981 г., 29.VII-1.VIII 1985 г., полученные на 2-м телескопе ШАО АН АзССР, в фокусе Кассегрена с дисперсией 94,44 и 30  $\text{Å}/\text{мм}$ . Негативы получались на эмульсии Kodak 103 a=O, 103 a=D и 103 a=F. Время экспозиции составляло от 20 мин. до 3 часов. Все спектрограммы были записаны на "Лирефо" микрофотометре в почернениях с увеличением в 50 раз.

Все эти спектральные материалы дают нам возможность проследить изменение параметров некоторых эмиссионных линий с изменением структуры оболочки, определить лучевые скорости отдельных эмиссионных компонент, а также определить физические параметры оболочки, окружающей Новую, по мере развития оболочки Новой НР Дельфина со временем.

Известно, что при определении физических параметров оболочек туманностей и новых звезд, широко используется метод, основанный на измерении относительных интенсивностей запрещенных линий иона [0 III]. Эти ионы обладают двумя метастабильными состояниями при

переходе  $^1S_0 \rightarrow ^1D_{2\sigma}$ , из которого возникает линия  $\lambda 4363$  [0 III] и из перехода  $^1D_{2\sigma} \rightarrow ^3P_1$  и  $^1D_{2\sigma} \rightarrow ^3P_2$  возникают  $\lambda 4959$  ( $N_2$ ) и  $\lambda 5007$  ( $N_1$ ). Возбуждение упомянутых состояний производится электронным ударом. Так как для возбуждения свечения в линии  $\lambda 4363$   $\text{Å}$  электрон должен обладать большей энергией, чем  $\lambda 4959$  ( $N_2$ ) и  $\lambda 5007$  ( $N_1$ ), то и отношение интенсивностей этих линий должно увеличиваться с ростом электронной температуры ( $T_e$ ) и электронной концентрации. А отношение суммы интенсивностей неавроральных линий к  $\lambda 4363$  [0 III] является функцией электронной температуры и электронной плотности в газовых оболочках планетарных туманностей и Новых звезд [1], так как небулярные ( $N_1$  и  $N_2$ ) и авроральные ( $\lambda 4363$ ) запрещенные линии [0 III] имеют разные потенциалы возбуждения, и продолжительность жизни атомов, в соответствующих им метастабильных состояниях, различна.

Однако, в ранних небулярных стадиях применение этого метода к оболочкам Новых звезд сталкивается с большими трудностями, возникающими из-за слияния различных линий. К тому же, контуры эмиссионных линий в спектрах оболочек Новых звезд имеют весьма сложный вид, что является следствием неоднородности оболочек и присутствия абсорбционных компонент у всех эмиссионных линий. Это не дает возможности четко построить контур эмиссионных линий. Но в поздней небулярной стадии абсорбционные компоненты эмиссионных линий исчезают, и все эмиссионные линии в спектре Новой HR Дельфина имеют четкое разделение на четыре компоненты, относящиеся к полярным (II, III комп.) сгусткам и экваториальному (I, IV комп.) кольцу [2, 3]. Такое разделение эмиссионных компонент дало нам возможность определить значение физических параметров этих отдельных сгустков в отдельности и ход изменения этих параметров по компонентам в оболочке Новой HR Дельфина в небулярном состоянии со временем. С этой целью были использованы спектральные материалы, полученные в 1968, 1978, 1981 и 1985 гг., которые дали нам возможность четко разделить линии [0 III]  $\lambda\lambda 4363, 4959$  и  $5007$   $\text{Å}$  на четыре компоненты. Поэтому все эти спектральные материалы (см. табл.) дают нам возможность проследить за изменением электронной температуры и электронной концентрации, физических параметров в отдельных сгустках по мере развития оболочки Новой HR Дельфина со временем и т.д.

В таблице даны значения эквивалентных ширин, центральных интенсивностей и радиальных скоростей отдельных эмиссионных компонент (I, II, III и IV) запрещенных линий [0 III]  $\lambda\lambda 4363, 4959$  и  $5007$   $\text{Å}$  в 1968, 1978, 1981 и 1985 годах. Из таблицы видно, что полученные значения этих спектральных параметров меняются и по компонентам, и со временем. По-видимому, изменения этих параметров от ночи к но-

Таблица

| Дата          | Линия              | $\lambda 4363 [0\ 111]$ |       |       |       |       |       | $\lambda 4959 [0\ 111]$ |       |        |       |       |       | $\lambda 5007 [0\ 111]$ |       |        |  |  |  |
|---------------|--------------------|-------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------------------------|-------|--------|-------|-------|-------|-------------------------|-------|--------|--|--|--|
|               |                    | Комп.                   | 1     | II    | III   | IV    | 5     | 6                       | 7     | 8      | 9     | 10    | 11    | 12                      | 13    | 14     |  |  |  |
| 30-31.VII.68  | $W_{\lambda}, A^*$ | 72.50                   | 47.12 | 47.13 | 58.00 | 8.70  | 12.7  | 12.6                    | 7.25  | 58.00  | 85.00 | 87.00 | 87.00 | 87.00                   | 87.00 | 43.50  |  |  |  |
|               | $I_u$              | 11.30                   | 22.80 | 22.80 | 12.60 | 2.00  | 4.40  | 4.40                    | 2.60  | 12.20  | 21.00 | 23.40 | 23.40 | 23.40                   | 23.40 | 12.00  |  |  |  |
| 6 - 7.VIII.68 | $V, \text{км/с.}$  | -422                    | -50   | +50   | +340  | -377  | -67   | +67                     | +355  | -308   | -110  | +110  | +110  | +110                    | +110  | +374   |  |  |  |
|               | $W_{\lambda}, A^*$ | 39.38                   | 51.25 | 50.00 | 33.75 | 9.38  | 13.25 | 13.00                   | 3.75  | 20.62  | 44.12 | 44.12 | 44.12 | 44.12                   | 44.12 | 18.75  |  |  |  |
| 14-15.VIII.68 | $I_u$              | 7.80                    | 18.70 | 18.70 | 8.80  | 1.80  | 4.40  | 3.70                    | 1.55  | 5.80   | 14.50 | 14.50 | 14.50 | 14.50                   | 14.50 | 5.60   |  |  |  |
|               | $V, \text{км/с.}$  | -309                    | -38   | +38   | +360  | -227  | -     | +136                    | +386  | -270   | -     | -     | -     | -                       | -     | +338   |  |  |  |
| 26-27.VIII.68 | $W_{\lambda}, A^*$ | 3.62                    | 13.50 | 13.59 | 19.59 | 5.44  | 5.16  | 5.16                    | 4.08  | 17.85  | 10.88 | 10.88 | 10.88 | 10.88                   | 10.88 | 11.78  |  |  |  |
|               | $I_u$              | 3.62                    | 4.62  | 4.62  | 3.50  | 0.90  | 1.62  | 1.60                    | 0.85  | 2.90   | 3.42  | 3.42  | 3.42  | 3.42                    | 3.42  | 2.90   |  |  |  |
| 12-13.VII.78  | $V, \text{км/с.}$  | -375                    | -60   | +76   | +375  | -351  | -66   | +66                     | +351  | -304   | -65   | +65   | +65   | +65                     | +65   | +304   |  |  |  |
|               | $W_{\lambda}, A^*$ | 31.13                   | 16.68 | 16.68 | 31.13 | 13.59 | 12.68 | 12.68                   | 11.96 | 54.38  | 39.84 | 39.84 | 39.84 | 39.84                   | 39.84 | 67.06  |  |  |  |
|               | $I_u$              | 5.60                    | 6.67  | 6.60  | 4.50  | 2.70  | 4.15  | 4.10                    | 2.50  | 8.65   | 10.92 | 10.92 | 10.92 | 10.92                   | 10.92 | 8.65   |  |  |  |
|               | $V, \text{км/с.}$  | -452                    | -50   | +50   | +403  | -390  | -52   | +52                     | +256  | -309   | -66   | +66   | +66   | +66                     | +66   | +310   |  |  |  |
|               | $W_{\lambda}, A^*$ | 101.5                   | 79.70 | 79.80 | 105.1 | 32.62 | 32.62 | 32.62                   | 22.48 | 9.62   | 116.0 | 68.88 | 68.88 | 68.88                   | 68.88 | 61.62  |  |  |  |
|               | $I_u$              | 22.0                    | 25.20 | 25.20 | 19.20 | 6.20  | 11.30 | 9.60                    | 5.80  | 18.25  | 30.00 | 22.90 | 22.90 | 22.90                   | 22.90 | 14.00  |  |  |  |
|               | $V, \text{км/с.}$  | -378                    | -60   | +60   | +403  | -310  | -67   | +112                    | +310  | -353   | -88   | +88   | +88   | +88                     | +88   | +353   |  |  |  |
|               | $W_{\lambda}, A^*$ | 79.75                   | 36.25 | 65.25 | 43.50 | 24.75 | 31.90 | 34.80                   | 29.72 | 224.75 | 174.0 | 174.0 | 174.0 | 174.0                   | 174.0 | 166.75 |  |  |  |
|               | $I_u$              | 12.70                   | 19.30 | 17.90 | 10.20 | 6.30  | 12.30 | 10.90                   | 8.00  | 42.00  | 60.00 | 58.40 | 58.40 | 58.40                   | 58.40 | 42.40  |  |  |  |
|               | $V, \text{км/с.}$  | -400                    | -100  | +100  | +300  | -307  | -110  | +66                     | +263  | -326   | -87   | +87   | +87   | +87                     | +87   | +304   |  |  |  |
|               | $W_{\lambda}, A^*$ | 0.01                    | 0.12  | 0.14  | 0.36  | 7.48  | 7.71  | 8.00                    | 9.62  | 89.65  | -     | -     | -     | -                       | -     | 81.50  |  |  |  |
|               | $I_u$              | 0.06                    | 0.11  | 0.08  | 0.12  | 1.32  | 1.32  | 1.46                    | 1.66  | 3.27   | 3.22  | 3.22  | 3.22  | 3.22                    | 3.22  | 3.42   |  |  |  |
|               | $V, \text{км/с.}$  | -380                    | -109  | +109  | +430  | -354  | -50   | +180                    | +476  | -305   | -50   | +80   | +80   | +80                     | +80   | +367   |  |  |  |

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ( $T_e$ ) И КОНЦЕНТРАЦИИ ( $n_e$ )

Продолжение таблицы

|               | 28-29.VII.78                 | 2    | 3    | 4    | 5    | 6     | 7    | 8     | 9     | 10    | 11    | 12    | 13    | 14 |
|---------------|------------------------------|------|------|------|------|-------|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|----|
|               | $W_{\lambda}, A^*$           | -    | -    | 0.24 | 0.70 | 10.99 | 6.05 | 6.90  | 31.40 | 24.45 | 24.45 | 20.38 | 81.50 |    |
|               | $I_u$                        | 0.12 | 0.30 | 0.06 | 0.16 | 1.80  | 1.30 | 2.90  | 6.00  | 7.20  | 9.10  | 9.8   |       |    |
|               | $V_e$ , $\text{KM}/\text{с}$ | -400 | -    | +83  | +372 | -365  | -    | +271  | -285  | -48   | +48   | +238  |       |    |
| 30-31.VII.78  | $W_{\lambda}, A^*$           | 0.46 | 0.15 | 0.29 | 0.76 | 21.20 | -    | 16.48 | 44.82 | -     | -     | 89.65 |       |    |
|               | $I_u$                        | 0.15 | 0.08 | 0.11 | 0.14 | 1.80  | 2.60 | 2.90  | 6.50  | 7.20  | 9.10  | 8.00  |       |    |
|               | $V_e$ , $\text{KM}/\text{с}$ | -490 | -104 | +104 | +414 | -260  | -    | +200  | -264  | -     | -     | +210  |       |    |
| 13-14.VIII.81 | $W_{\lambda}, A^*$           | 0.38 | 0.50 | 0.40 | 0.54 | 5.01  | 0.50 | 0.59  | 4.37  | 16.78 | 0.70  | 1.77  | 11.47 |    |
|               | $I_u$                        | 0.22 | 0.16 | 0.21 | 0.19 | 0.90  | 0.65 | 0.65  | 0.75  | 4.00  | 0.40  | 0.60  | 2.50  |    |
|               | $V_e$ , $\text{KM}/\text{с}$ | -669 | -207 | +124 | +483 | -416  | -53  | +53   | +422  | -431  | -104  | +104  | +444  |    |
| 21-22.VIII.81 | $W_{\lambda}, A^*$           | 0.85 | 0.25 | 0.14 | 1.30 | 15.40 | 2.64 | -     | 18.04 | 33.00 | 9.90  | 2.64  | 37.40 |    |
|               | $I_u$                        | 0.22 | 0.12 | 0.11 | 0.24 | 3.85  | 1.20 | 0.30  | 3.45  | 10.05 | 2.30  | 2.05  | 7.70  |    |
|               | $V_e$ , $\text{KM}/\text{с}$ | -379 | -124 | +69  | +345 | -398  | -81  | +54   | +452  | -447  | -185  | +158  | +394  |    |
| 22-23.VIII.81 | $W_{\lambda}, A^*$           | 0.34 | 0.14 | 0.15 | 0.12 | 11.68 | 6.17 | 3.97  | 20.17 | 30.00 | 6.50  | 6.00  | 36.00 |    |
|               | $I_u$                        | 0.12 | 0.70 | 0.11 | 0.09 | 3.50  | 1.95 | 1.70  | 4.35  | 9.55  | 2.50  | 2.15  | 8.20  |    |
|               | $V_e$ , $\text{KM}/\text{с}$ | -448 | -172 | +138 | +448 | -454  | -149 | +117  | +406  | -486  | -158  | +53   | +391  |    |
| 29-30.VIII.85 | $W_{\lambda}, A^*$           | 0.22 | 0.29 | 0.23 | 0.22 | 4.9   | 1.9  | 2.5   | 8.0   | 15.14 | 5.6   | 8.0   | 20.5  |    |
|               | $I_u$                        | 0.06 | 0.10 | 0.08 | 0.07 | 0.70  | 0.50 | 0.60  | 1.14  | 1.78  | 0.96  | 1.10  | 2.50  |    |
|               | $V_e$ , $\text{KM}/\text{с}$ | -450 | -137 | +86  | +430 | -454  | -151 | +181  | +514  | -389  | -150  | +240  | +449  |    |
| 30-31.VIII.85 | $W_{\lambda}, A^*$           | 0.43 | 0.27 | 0.16 | 0.41 | 5.5   | 1.15 | 1.05  | 5.0   | 17.5  | 8.0   | 5.5   | 15.0  |    |
|               | $I_u$                        | 0.13 | 0.11 | 0.07 | 0.12 | 0.98  | 0.45 | 0.36  | 0.90  | 2.25  | 1.40  | 1.30  | 2.05  |    |
|               | $V_e$ , $\text{KM}/\text{с}$ | -418 | -138 | +103 | +487 | -544  | -151 | +121  | +393  | -419  | -192  | +150  | +329  |    |
| 1 - 2.IX.85   | $W_{\lambda}, A^*$           | 0.25 | 0.38 | 0.51 | 0.30 | 7.60  | 0.90 | 1.30  | 9.50  | 14.0  | 4.2   | 6.5   | 20.5  |    |
|               | $I_u$                        | 0.09 | 0.12 | 0.17 | 0.13 | 1.15  | 0.32 | 0.45  | 1.25  | 2.0   | 1.10  | 1.20  | 2.32  |    |
|               | $V_e$ , $\text{KM}/\text{с}$ | -488 | -138 | +206 | +455 | -363  | -163 | +151  | +393  | -419  | -150  | +150  | +449  |    |

чи свидетельствуют об изменении видимости отдельных сгустков в оболочке HR Дельфина.

При определении электронной температуры в отдельных сгустках использовалась следующая формула (1).

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 4363}} = 0,077 e^{\frac{-33000}{T_e}}, \quad (1)$$

где  $T_e$  - электронная температура,  $E_{N_1+N_2}$  - суммарная интенсивность линий  $\lambda 4959 (N_2)$  и  $\lambda 5007 (N_1)$  [0 III], а  $E_{\lambda 4363}$  - интенсивность линий  $\lambda 4363$  [0 III].

На рис. показано, как меняется среднее значение соотношений интенсивностей линии [0 III] и электронных температур ( $T_e$ ), определенных по формуле (1) в отдельных сгустках в оболочке Новой HR Дельфина, по каждой компоненте (I, II, III и IV) эмиссионных линий в 1968, 1978, 1981 и 1985 гг. И здесь следует отметить, что при изменении значений электронных температур, ошибки измерения, в худшем случае, не превышают  $\pm 180^\circ$  К. Из рис. видно, что полученное значение соотношений интенсивностей линии ( $N_1$ ,  $N_2$ ) и  $\lambda 4363$  [0 III] и электронная температура ( $T_e$ ), меняются по компонентам и со временем. Наблюдается также изменение хода по фазам значения отношения интенсивности линий  $N_1$ ,  $N_2$  и  $\lambda 4363$  [0 III] и электронной температуры в развитии спектра Новой (рис. а и б). Видно, что в последнее время (в 1981-1985 гг.) в развитии спектра Новой HR Дельфина электронная температура у полярных сгустков больше (II и III комп.), чем у экваториального кольца (I и IV комп.), соотношение эквивалентных ширин себя ведет наоборот (рис. а и б).

А на рис. е показано как меняется среднее значение электронной температуры ( $T_e$ ) по годам с развитием спектра Новой HR Дельфина. Все эти наблюдаемые факты свидетельствуют о том, что значения электронной температуры в отдельных сгустках различны и они изменяются со временем.

После этого, используя полученные значения электронных температур в отдельных сгустках, по формуле (2) определены значения электронных концентраций в отдельных сгустках в оболочке HR Дельфина со временем.

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 4363}} = 0,077 e^{\frac{-33000}{T_e}} \frac{1 + 2,5 \cdot 10^5 n_e^{-1} \sqrt{T_e}}{1 + 2,6 \cdot 10^3 n_e^{-1} \sqrt{T_e}} \quad (2)$$

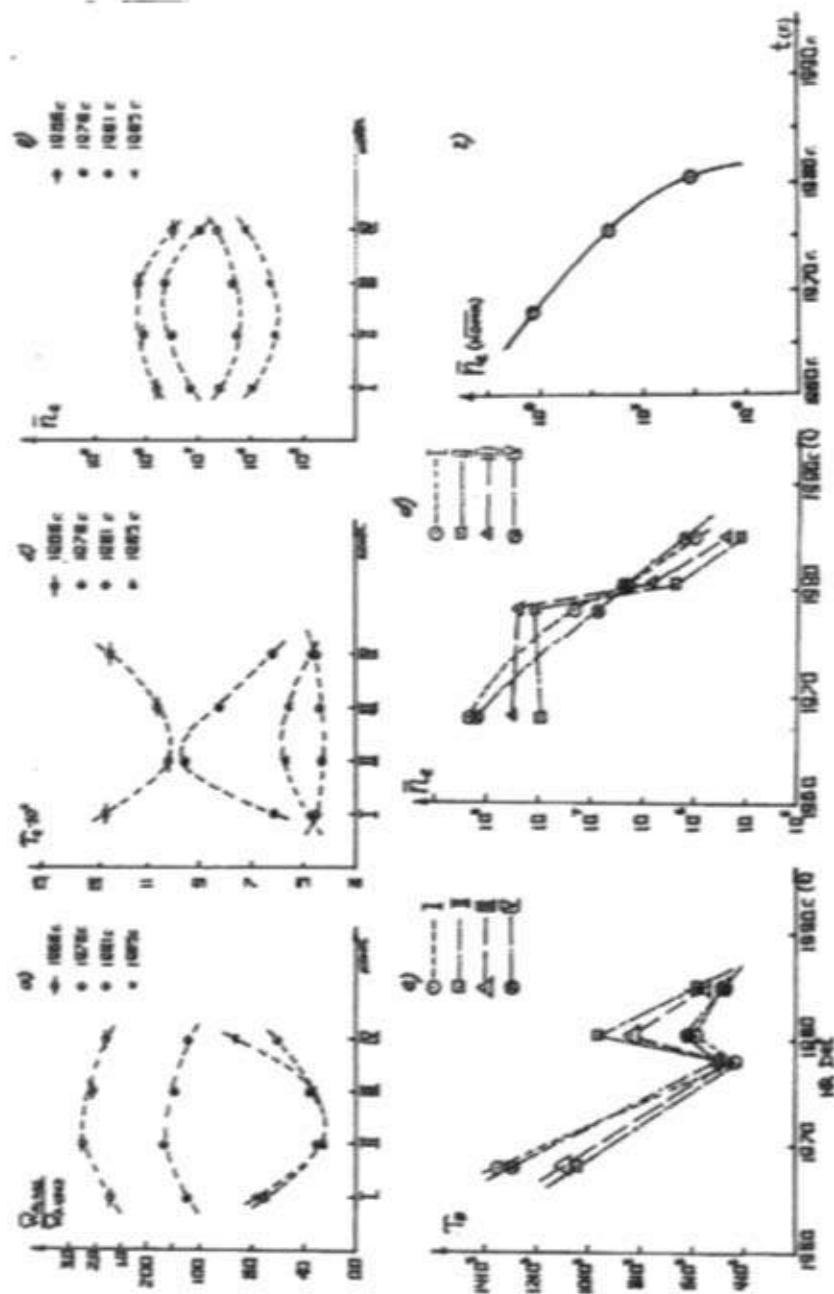


Рис. Зависимости отношения эквивалентных ширин, электронных температур и концентраций по компонентам спектральных линий и по времени.

Из рис. г видно, что полученные значения электронных концентраций ( $n_e$ ) тоже меняются и по компонентам и со временем. Наблюдается изменение хода по мере развития спектра Новой (рис. в и д).

И, наконец, на рис. г показано, как меняется среднее значение электронной концентрации по годам с развитием спектра Новой HR Дельфина. Все эти наблюдаемые факты свидетельствуют о том, что, действительно, оболочка, окружающая Новую HR Дельфина является неоднородной и физические условия в отдельных сгустках различны и они изменяются со временем.

Цель данной статьи, прежде всего, привлечь внимание наблюдателей к тем имеющимся фактам, что в Новой звезде оболочка имеет сложную структуру и в отдельных сгустках у этой оболочки физические условия различны, и они изменяются со временем. Это нужно учитывать при построении моделей Новой и вычислении температуры по методу Занстра.

В заключение выражаю благодарность С.Г. Мамедову за полезные обсуждения и С.М. Ахлимановой за помощь при обработке.

### Литература

1. Горбацкий В.Г., Милюк И.Н. Неstationарные звезды. М., 1963.
2. Бабаев М.Б. Письма в АЖ., т. 7, № 7, 422, 1981.
3. Бабаев М.Б. Письма в АЖ., т. 2, № 4, 235, 1983.

M.B. Babayev

## YENİ HR DELFİN ÖRTÜYÜNDƏ ELEKTRON TEMPERATURU ( $T_e$ ) BƏ KONSENTRASIYANIN ( $n_e$ ) ZAMANDAN ASILİ OLARAQ DƏYİŞMƏSİ

Yeni HR Delfinin nebulular hələdə 1968, 1978 və 1981, 1985-ci illerde Şamaxı Astrofizika rəsədxanasının 2 m-lik teleskopunda 94, 44, 30 Å/mm dispersiya ilə alınmış spektrlərin əsasında ulduz örtüyünün aypı-aypı topalarında elektron temperaturunun ( $T_e$ ) və elektron konsentrasiyasının ( $n_e$ ) zamandan asılı olaraq dəyişməsi araşdırılmışdır. Aşkar edilib ki (1981-1985-ci illerde) HR Del spektrinin inkişafında elektron temperaturu ( $T_e$ ) və elektron konsentrasiyası ( $n_e$ ) ekvatorial qurşağı nisbetən qütib topalarında çoxdur. Əvvəlki illerde isə (1968-1978) bunun əksi müşahidə olunub.

M.B. Babayev

ON THE CHANGE WITH TIME OF THE ELECTRON  
TEMPERATURE ( $T_e$ ) AND CONCENTRATION ( $n_e$ ) IN THE  
ENVELOPE OF THE NOVA HR DELPHINUS

The electron temperature and concentration in the separate clusters in the envelope of the nova HR Del on the nebular stage were determined and studied their changes with time on the base of the spectral materials were obtained at the 2-m telescope of the SHAO in 1968, 1976, 1981 and 1985 with the dispersion 94,44 and 30  $\text{\AA}/\text{mm}$ . It is found that at the last time (1981 and 1985) the polar clusters electron temperature is larger than in the equatorial ring, and was on the contrary before (1968 and 1978).

## БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК В ТОНКИХ АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ СИСТЕМ $Tl-S$ И $Tl-Se$

Д.И. ИСМАИЛОВ, М.Ф. АЛИЕВА, Р.М. СУЛТАНОВ,  
Ф.И. АЛИЕВ, Р.Б. ШАФИЗАДЕ

Институт Физики АН Азербайджана,  
Баку-143, пр. Г. Джавида, 33

(Поступило 27.04.95)

Исследован ближний порядок тонких аморфных пленок системы  $Tl-S$ , полученных одновременным испарением компонентов  $Tl$  и  $S$ . Для всех обнаруженных фаз  $Tl_2S_3$ ,  $Tl_4S_3$ ,  $TlS$  и  $Tl_2S_5$  построены кривые радиального распределения атомов и определены параметры ближнего порядка.

1. Введение. В системе  $Tl-S$  [1] по результатам термических и рентгенографических исследований установлены четыре стехиометрических соединения:  $Tl_2S$ ,  $Tl_4S_3$ ,  $TlS$  и  $Tl_2S_5$ . Только фаза состава  $Tl_2S$  имеет конгруэнтную точку плавления ( $450^{\circ}C$ ). В [2] приведен уточненный вариант диаграммы состояния системы  $Tl-S$ , установлено, что в системе  $Tl-S$  существуют промежуточные фазы:  $Tl_2S_5$  (28,6 ат. %  $Tl$ ),  $Tl_8S_{17}$  (32,0 ат. %  $Tl$ ),  $TlS$  (50,0 ат. %  $Tl$ ),  $Tl_4S_3$  (57,1 ат. %  $Tl$ ) и  $Tl_2S$  (66,7 ат. %  $Tl$ ).

Фаза  $Tl_8S_{17}$  в случае длительного хранения, при комнатных температурах, или отжига распадается на фазы  $Tl_2S_5$  и  $TlS$ . В [2] подтверждено существование соединения  $Tl_2S_5$ , что подвергалось сомнению в [1]. Согласно [2] фаза  $Tl_2S_5$  образуется перитектически из  $Tl_8S_{17}$  и серы. Массивные аморфные образцы в интервале составов от  $TlS$  до  $Tl_2S_5$  получены путем охлаждения расплава в холодной воде. Ближний порядок в них изучен рентгеновским методом [3]. Электронографическими исследованиями тонких пленок  $TlS$ , полученных при одновременном и последовательном испарении компонентов - таллия и серы, установлено существование вышеуказанных соединений за исключением  $Tl_2S_5$  [4]. В [6] впервые получены аморфные пленки составов  $TlS$ , испарением готового сплава в вакууме, и определены параметры ближнего порядка в них. Структурные данные по фазам системы  $Tl-S$  приведены в [1 - 4].

2. Методика эксперимента. Аморфные пленки соединений  $Tl_2S$ ,  $Tl_4S_3$ ,  $TlS$ ,  $Tl_2S_5$  толщиной  $\sim 300 \text{ \AA}$  были получены одновременным испарением таллия и серы из двух источников на свеже сколотые грани

щелочно-галоидных кристаллов  $NaCl$  в вакууме  $10^{-4}$  Па. Источники, из которых испарялись  $Tl$  и  $S$ , располагались на расстоянии 13 см друг от друга и на высоте 7 см над плоскостью конденсации. Количество испаряемых  $Tl$  и  $S$  составляло соответственно 18,0 и 8 мг, скорость осаждения  $\sim 30$  Å/с. Для предотвращения окисления таллия и реиспарения серы (селена) в процессе термообработки в электронографе исследуемые пленки с двух сторон покрывались защитным слоем аморфного углерода [7]. Суммарная толщина аморфных углеродных пленок

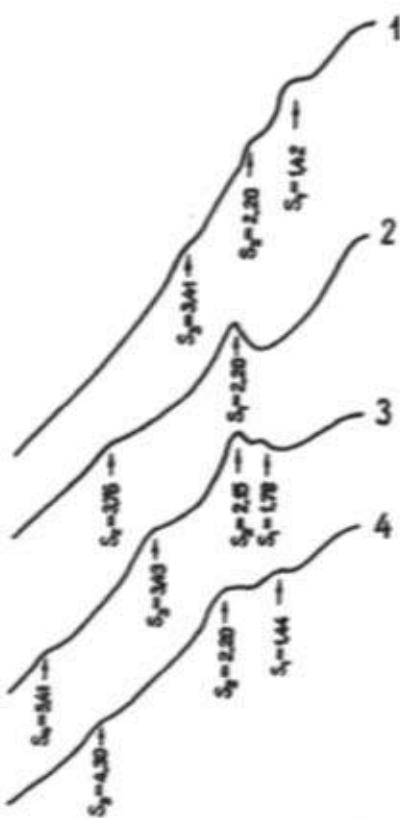


Рис. 1. Микрофотограммы от электронограмм аморфных пленок системы  $Tl-S$ .  
1 -  $Tl_2S$ , 2 -  $Tl_2S_3$ ,  
3 -  $Tl_3S$ , 4 -  $Tl_2S_1$ .

не превышала 100 Å. Как показали полученные от образцов (аморфных и закристаллизованных) электронограммы, наличие защитных слоев лишь незначительно увеличивает фон дифракционных картин.

При последовательном испарении  $Tl$  и  $S$ , независимо от порядка насыщения, образуются лишь аморфные пленки фаз  $Tl_2S_3$  и  $TlS$ . Следовательно симметричного фазообразования при последовательном и одновременном осаждении компонентов не наблюдается. Образующиеся аморфные фазы охватывают интервал составов от  $Tl_2S$  до  $Tl_2S_3$ , что значительно шире интервала, полученного быстрым охлаждением расплавов ( $TlS-Tl_2S_3$ ) [3]. Полученные нами тонкие аморфные пленки стабильны при комнатной температуре. Аморфные пленки фазы  $TlSe$  получали, как осаждением синтезированного селенида таллия указанного состава, так и осаждением компонентов. В последнем случае образующиеся бинарные пленки помещались в углеродную капсулу, как описано выше.

От аморфных пленок всех составов была получена серия электронограмм, микрофотограммы которых приведены на рис. 1, с различными значениями  $S = 4\pi \sin \Theta / \lambda$ . Здесь  $\Theta$  - угол рассеяния,  $\lambda$  - длина волны электронов.

При термической обработке пленок аморфных фаз  $Tl_2S$  и  $Tl_2S_3$  (рис. 1; кривые 1 и 2, соответственно) при  $150^\circ\text{C}$  образуются поликристаллический  $Tl_2S$  [1] и текстурированный  $Tl_2S_3$  [8]. Дифракционная картина (ДК) аморфной фазы  $TlS$  (рис. 1, кривая 3) полностью совпадает с таковой для аморфного  $TlS$ , полученного осаждением сплава в вакууме [6]. Отжиг при  $180^\circ\text{C}$  соответствующей аморфной пленки приводит к образованию текстурированного  $TlS$ , кристаллизующегося в известной тетрагональной решетке [2]. Четвертую аморфную фазу  $Tl_2S_5$  (рис. 1, кривая 4), наблюдавшую в области, более богатой серой, удалось закристаллизовать в результате длительного нагрева ниже  $100^\circ\text{C}$ . Этот процесс вызывает переход аморфной фазы в кристаллическую со структурой красного  $Tl_2S_5$  [2]. Электронограммы получались на электронографах ЭР-100 и ЭМР-102 при ускоряющем напряжении 75 кВ.

Зависимость же интенсивности дифрагированного пучка электронов  $I$  от  $S$  записывалась в режиме непосредственной регистрации электронного тока. Кривые интенсивности рассеяния электронов от аморфных фаз получались, как и в случае [6], с помощью системы измерения методом сканирования ДК перед неподвижным датчиком высокой чувствительности. Использование системы электрометрической регистрации интенсивностей с противополем значительно улучшает точность структурных исследований. Для учета фона и нормировки экспериментальной кривой интенсивности применялся метод [9].

Для всех исследуемых аморфных фаз системы  $Tl-S$ , а также для  $Tl-Se$  по экспериментальным значениям интенсивности рассеяния электронов построены кривые радиального распределения атомов (КРРА) по формуле [10]:

$$4\pi r^2 \sum_{\text{ат}} k_n S_n(r) = 4\pi r^2 S_0 \sum_n k_n + \frac{2r}{\pi} \int_0^{\infty} \sin(S) \sin S(r) dS \quad (1)$$

Здесь: знак  $\sum$  - суммирование по молекулярному составу;  $k_n$  - эффективная рассеивающая способность атома, входящего в исследуемое вещество, которая является постоянной величиной для данного атома:

$$k_n^{ax} = (z_n / z_s)^{0.75} \quad , \quad (2)$$

где  $z_n$  - порядковый номер атома в периодической системе элементов,  $z_s$  - порядковый номер наиболее легкого атома соединения,  $S(r)$ -функция распределения атомной плотности,  $4\pi r S(r) dr$  - среднее число атомов в сферическом слое толщиной  $dr$ ,  $S_0$  - средняя плотность атомов в единице объема ( $\text{ат}/\text{A}^3$ )

$$S = 4\pi \frac{\sin \Theta}{\lambda}; \quad i(S) = \frac{I_H^k(S) - \sum_n f_n^2}{f_{ax}^2} \quad (3)$$

$I_H^k$  - нормированная кривая экспериментальной интенсивности когерентного рассеяния,  $\sum f_n^2$  - суммарный атомный фактор рассеяния,  $f_{ax}^2$  - нормировочная функция, называемая единичной, в соответствии с [10] и определяемая как сумма  $f_n^2$  - кривых для всех атомов, деленная на сумму  $k_n^2$ :

$$f_{ax}^2 = \sum_n f_n^2 / \sum_n k_n^2$$

Тогда для вычисления интенсивности рассеяния имеем

$$i(S) = \left( \frac{I_H^2(S)}{\sum_n f_n^2} - 1 \right) \sum_n k_n^2 \quad (4)$$

**3. Результаты и их обсуждение.** На рис. 2 приведены кривые радиального распределения атомов (КРРА) для аморфных пленок  $Tl_2S$ ,  $Tl_2Se$ ,  $Tl_2S_3$  и  $Tl_2S_5$ . Сравнение КРРА для  $Tl_2S$ , полученных в данной работе и в работе [6], показало хорошее их совпадение, что указывает на

незначительную зависимость интенсивности рассеяния электронов от защитного слоя аморфного углерода. Это можно объяснить малым значением рассеивающей способности атомов углерода по сравнению с таковыми для атомов таллия и серы, а также относительно малым количеством углерода в исследуемой пленке. Поэтому ошибки в определении параметров ближнего порядка (числа ближайших соседей и радиусов координационных сфер), связанные с вышеуказанным вкладом в интенсивность рассеяния электронов при построении КПРА аморфных пленок, можно считать незначительными, как показано ниже, в случае  $TlSe$ , так же, как и в случае  $TlS$ , роль защитного слоя незначительна. КПРА для  $TlS$  содержит (рис. 2, кривые 3), как и в случае [6], три максимума: радиус первой координатной сферы  $r_1 = 2,45 \text{ \AA}$ , а второй -  $r_2 = 3,35 \text{ \AA}$  и  $r_3 = 4,0 \text{ \AA}$ , площади под соответствующими пиками равны  $\Delta_1 = 26$ ,  $\Delta_2 = 40$ ,  $\Delta_3 = 145$ , что хорошо согласуется с нашими же данными [6].

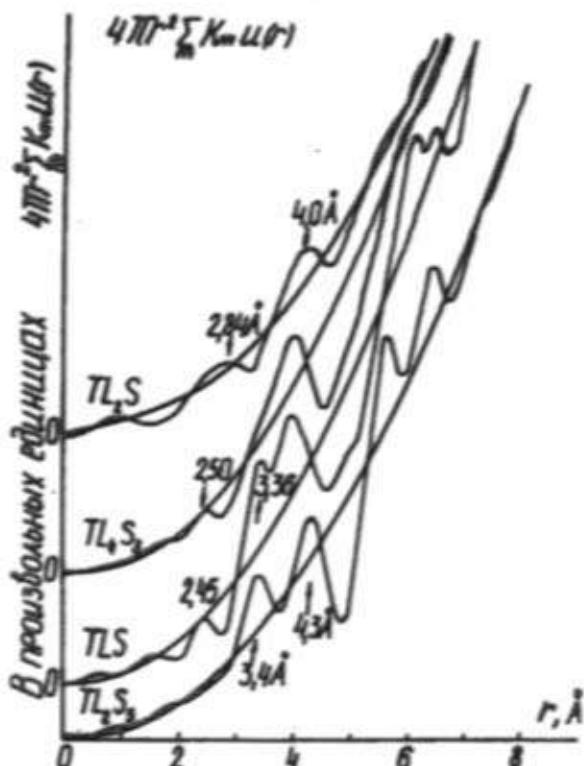


Рис. 2. КПРА для аморфных пленок  $Tl_2S$ ,  $Tl_4S_3$ ,  $TlS$  и  $Tl_2S_5$ .

Для аморфной углеродной пленки толщиной  $\sim 100 \text{ \AA}$  на КПРА выявляются максимумы при  $r_1 = 1,5 \text{ \AA}$  и  $r_2 = 2,55 \text{ \AA}$  [11]. Из сравнения значений  $r$  для  $TlS$  и углерода яствует, что второй максимум углерода совпадает с первым максимумом для  $TlS$ . Однако, в случае аморфного углерода значение высоты максимума составляет всего  $l = 8 \text{ \AA}^{-1}$ , а в случае аморфного  $TlS$  [6]  $\sim 80 \text{ \AA}^{-1}$ . Отношение их составляет 1:10. Аналогичное значение получается и для отношения соответствующих площадей под максимумами. Если учитывать тот факт, что углерод в исследуемых пленках составляет всего 1/4 часть вещества, то значение отношения вышеуказанных площадей получается приблизительно 1:40, т.е. вклад защитного слоя аморфного  $TlS$  углерода в КПРА аморфного  $TlS$  составит  $\sim 3\%$ .

Подробный анализ данных КПРА  $TlS$  показал, что  $r_1$  - это расстояние между атомами таллия и серы. Сумма ковалентных (тетраэдрических) радиусов таллия и серы согласно [12] равна  $1,47 + 1,04 = 2,51 \text{ \AA}$ , что очень близко к значению  $r_1$ . Расчет соответствующего координационного числа дает  $r_1 = 3,93 = 4$ , что свидетельствует о тетраэдрическом окружении атомов таллия и серы в аморфной пленке  $TlS$ . Аналогичные тетраэдры обнаружены и для кристаллических  $TlS$  и  $Tl_2S_3$ , а также для массивных аморфных образцов состава  $TlS$  [5]. Расстояние  $r_2 = 3,35 \text{ \AA}$  также можно отнести к расстояниям между атомами таллия и серы: так в кристаллическом  $TlS$  расстояние  $Tl-S$  равно  $3,32 \text{ \AA}$ . Расчет соответствующего координационного числа (к. ч.) дает  $n_2 = 6$ . Значение  $r_3 = 4,00 \text{ \AA}$  можно представить как расстояние  $Tl-Tl$  и  $S-S$ , а соответствующее к. ч., получаемое из эксперимента, равно 5,60.

В массивном аморфном  $TlS$  [3] так же, как и в кристаллическом  $Tl_2S_3$ , лишь 1/3 часть всех атомов таллия тетраэдрически окружена атомами серы, в то время, как в кристаллическом  $TlS$ , 1/2 часть всех атомов таллия имеет подобное окружение. В аморфной же пленке  $TlS$ , согласно нашим данным, каждый атом таллия имеет четыре ближайших соседа. Расстояние  $r_1 = 2,45 \text{ \AA}$ , что несколько меньше соответствующего расстояния  $r = 2,60 \text{ \AA}$  в кристаллической решетке и расстояния  $r = 2,50 \text{ \AA}$  в массивном аморфном образце. Поэтому можно говорить об увеличении степени ковалентности химической связи между ближайшими разноименными атомами в аморфных пленках моносульфида таллия. Эти данные могут объяснить стабильность аморфных пленок  $TlS$  по сравнению с массивными аморфными образцами.

Это согласуется с экспериментальными данными [6], где показано, что кристаллизация массивных образцов происходит сравнительно легко - при температуре 30°C, а пленочные образцы сохраняют аморфную структуру при комнатной температуре более 6-ти месяцев и кристаллизуются при 120°C. Координационные числа  $n_1 = 4$ ,  $n_2 = 6$ , а также отношения  $r_1/r_2 = 1,65$ ;  $r_2/r_1 = 1,39$  свидетельствуют о тетраэдрическом и октаздрическом расположениях ближайших соседей в аморфном  $TlS$ , т.е. об определенном сходстве структур аморфной пленки и кристалла. В массивном аморфном образце  $TlS$  структура близкого порядка близка к таковой в кристаллическом  $Tl_2S_3$  [5].

### Выводы

- Показано, что в системе  $Tl-S$  порядок осаждения компонентов существенно влияет на фазовый состав плоскости конденсации. При одновременном осаждении компонентов число аморфных фаз больше, чем при последовательном.

- В аморфных пленках  $TlS$  силы связи с ближайшими разноименными атомами усиливаются по сравнению с таковыми в массивных образцах, в аморфных пленках  $TlS$  каждый атом таллия имеет четыре ближайших соседа.

### Литература

- Хансен М., Андерко К. Структура двойных сплавов. М.: Металлургиздат, 1962, т. 2, с. 1488.
- Васильев В.П., Никольская А.В., Чернышев В.В., Герасимов Я.И. Изв. АН СССР, сер. Неорг. материалы, 1973, т. 9, № 6, с. 900-903.
- Cerrinal L., Hruby A., Joach. Non-Cryst. Solids. 1978, v. 30, № 2, p. 191-209.
- Алиев Ф.И., Исмаилов Д.И., Иванова И.В., Шафизаде Р.Б. Изв. АН СССР, сер. Неорг. материалы, 1968, т. 22, № 4, с. 574-576.
- Cerrinal L., Hruby A., Journ. Non-Cryst. Solids. 1979, v. 34, p. 275-295.
- Алиев Ф.И., Исмаилов Д.И., Шафизаде Р.Б. Кристаллография, 1982, т. 27, вып. 6, с. 1168-1170.
- Алиев Ф.И., Исмаилов Д.И., Иванова И.В., Шафизаде Р.Б. Изв. АН СССР, сер. Неорг. материалы, 1986, т. 22, № 4, с. 574-576.
- Leclerc B., Barielly M., Acta crystallogr. B. 1973, v. 29, pt. II, p. 2334.
- Набиев И.Д., Стецье Я.И., Волощук Я.В. Кристаллография, 1967, т. 12, вып. 2, с. 584-586.
- Татаринова Л.И. Электронография аморфных веществ. М.: "Наука", 1972, с. 102.
- Kakinoki S., Katoda K., Hanawa J. Acta cryst. 1960, v. 13, № 1, p. 171-179.
- Вайнштейн Б.К., Фридкин В.М., Инбенбаум В.Л. Современная кристаллография. М.: "Наука", 1979, т. 2, с. 359.

D.I. İsmayılov, M.F. Əliyeva, R.M. Sultanov, F.I. Əliyev, R.B. Şəfizadə

**$Tl-S$  VƏ  $Tl-Se$  SİSTEMLƏRİNİN NAZİK AMORF  
TƏBƏQƏLƏRİNĐƏ YAXIN NİZAM**

$Tl-S$  sistemine daxil olan nazik amorf təbəqələrinin yaxın nizam quruluşları tədqiq edilmişdir. Tədqiq edilen  $Tl_2S_3$ ,  $Tl_4S_3$ ,  $TlS$  və  $Tl_2S_5$  fazalar üçün atomların radial paylanması sırıları qurulmuş və onların yaxın nizam parametrləri təyin edilmişdir.

D.I. Ismailov, M.F. Alieva, R.M. Sultanov, F.I. Aliev, R.B. Shafizade

**SHORT-RANGE ORDER IN THIN AMORPHOUS FILMS OF  $Tl-S$   
AND  $Tl-Se$  SYSTEMS**

Short-range order structure has been studied in thin amorphous films of  $Tl-S$  system. Atomic radial distribution curves for  $Tl_2S_3$ ,  $Tl_4S_3$ ,  $TlS$  and  $Tl_2S_5$  phase have been calculated and short-range order parameters have been determined in this thin films.

УДК 539.12.01.

**CALCULATION POLARIZATION EFFECTS IN THE  
PROTON - PROTON SCATTERING IN FRAME  
PERTURBATIVE QCD**

**F.S. SADYKHOV, AZAD LAHMADOV**

*Baku State University, 370148, Azerbaijan;*

*Institute of Physics Academy Science Azerbaijan, H. Gavid str.33,  
370143, Baku*

*(Received 19.06.95)*

Regarding the fact that protons are formed by quarks, using Feynman gauge in perturbative quantum chromodynamics (PQCD) we calculated the differential cross-sections and the spin asymmetry of the hadron of the elastic proton-proton scattering.

1. As it is well known that the hadron physics can be explained by the quantum chromodynamics and this theoretical suggestion is supported by experiments carried out up to the present day. Obviously, to prove experimentally the validity of QCD proposals, the processes of the elastic and inelastic proton-proton scattering have a great importance.

In the high energy  $p\bar{p}$ - interaction there is a scattering from the color charge between the incident proton quark and the target proton quark. In this situation, it is the inside area of the nucleon where the color charge is effective, and here the strong interaction constant is small, i.e.  $\alpha_s(Q^2) < 0,14$ . Therefore, since in this area perturbation is applicable to the calculations, we can use perturbative quantum chromodynamics (PQCD).

In QCD the Lagrangian of the strong interaction can be written as [1]:

$$L_{QCD} = \bar{q} (i\partial - m) q - g_s (\bar{q} \gamma_\mu T^a q) B_a^\mu - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (I)$$

where

$$G_{\mu\nu}^a = \frac{\partial B_\mu^a}{\partial x_\nu} - \frac{\partial B_\nu^a}{\partial x_\mu} + g_s f_{abc} B_\mu^b B_\nu^c.$$

Here  $T^a = \frac{\lambda^a}{2}$  is the generator of the color group  $SU_c(3)$ ,  $q$  is the wave function of the quark field,  $B_\mu^a$  is the gluon field,  $f^{abc}$  is the antisymmetric structure constant, and  $g_s$  is the strong interaction constant.

Polarization effects are challenging especially from PQCD point of view, because in leading order massless QCD conserves helicity, whereas substantial helicity non-conserving effects have been observed experimentally [2-4].

The recent EMC measurement [5] of  $g_1(x, Q^2)$  which is the structure function of spin dependence has renewed the interest in measurements of  $g_1(X, Q^2)$  this  $X$  and  $Q^2$ . Several experiments have been proposed to check EMC results an to make additional measurements which should clarify the situation of spin dependence  $g_1(x, Q^2)$  in the elastic  $p\bar{p}$ -scattering [6-8]. Furthermore, some of the polarization effects which have been measured to be non-zero arise only when there are non-vanishing relative phases between various helicity amplitudes. It is commonly thought that in leading order perturbation all phases vanish, leading to the widespread but erroneous claim that the observed polarization effects are incompatible with PQCD predictions. This would be true if there were no integrations over quark functions [11].

It has been shown previously that in the inelastic proton-proton scattering whereas in the transverse polarization spin effects vanish with increasing energy but in the longitudinal polarization spin effects continue even at very high energies [9].

For this reason, in the present study we have calculated the asymmetry due to the polarization for the elastic  $p\bar{p}$ -scatterings at high energies taking into account quark spin in PQCD.

2. Using Feynman gauge and considering all lowest order Feynman diagrams in QCD we get the following expression for the square of matrix element of the quark - quark scattering after summing over the spin and color;

$$\begin{aligned} |M|^2 = & -[(P_1 P_2) (P_3 P_4) (S_2 S_4) - (P_1 P_2) (P_3 S_4) (P_4 S_2) - \\ & -(P_1 P_3) (P_2 P_4) (S_2 S_4) + (P_1 P_3) (P_2 S_4) (P_4 S_2) + (P_1 P_4) (P_2 P_3) (S_2 S_4) - \\ & -(P_1 P_4) (P_2 P_3) - (P_1 P_4) (P_2 S_4) (P_3 S_2) + (P_1 S_2) (P_2 P_4) (P_3 S_4) - \\ & -(P_1 S_2) (P_2 S_4) (P_3 P_4) (P_1 S_4) (P_2 P_3) (P_4 S_2) + (P_1 S_4) (P_2 P_4) (P_3 P_2)] / \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & / (P_1 P_3)^2 - [ (P_1 P_2) (P_3 P_4) (S_2 S_3) - (P_1 P_2) (P_3 P_4) - (P_1 P_2) (P_3 S_2) (P_4 S_3) + \\
 & + (P_1 P_3) (P_2 P_4) (S_2 S_3) - (P_1 P_3) (P_2 P_4) - (P_1 P_3) (P_2 S_3) (P_4 S_2) - \\
 & - (P_1 P_4) (P_2 P_3) (S_2 S_3) + (P_1 P_4) (P_2 S_3) (P_3 S_2) + (P_1 S_2) (P_2 P_4) (P_3 S_4) - \\
 & - (P_1 S_2) (P_2 S_3) (P_3 P_4) + (P_1 S_3) (P_2 P_3) (P_4 S_2) - (P_1 S_3) (P_2 P_4) (P_3 S_2) ] / \\
 & / (P_1 P_4)^2 + [ (P_1 P_2) (P_3 P_4) (S_2 S_3) + (P_1 P_2) (P_3 P_4) (S_2 S_4) + \\
 & + (P_1 P_2) (P_3 P_4) (S_3 S_4) - 2 (P_1 P_2) (P_3 P_4) - (P_1 P_2) (P_3 S_2) (P_4 S_3) - \\
 & - (P_1 P_2) (P_3 S_4) (P_4 S_2) - (P_1 P_2) (P_3 S_4) (P_4 S_3) + (P_1 P_3) (P_2 P_4) (S_2 S_3) - \\
 & - (P_1 P_3) (P_2 P_4) (S_2 S_4) - (P_1 P_3) (P_2 P_4) (S_3 S_4) - (P_1 P_3) (P_2 S_3) (P_4 S_2) + \\
 & + (P_1 P_3) (P_2 S_4) (P_4 S_2) + (P_1 P_3) (P_2 S_4) (P_4 S_3) - (P_1 P_4) (P_2 P_3) (S_2 S_3) + \\
 & + (P_1 P_4) (P_2 P_3) (S_2 S_4) - (P_1 P_4) (P_2 P_3) (S_3 S_4) + (P_1 P_4) (P_2 S_3) (P_3 S_2) + \\
 & + (P_1 P_4) (P_2 S_3) (P_3 S_4) - (P_1 P_4) (P_2 S_4) (P_3 S_2) + (P_1 S_2) (P_2 P_3) (P_4 S_3) + \\
 & + (P_1 S_2) (P_2 P_4) (P_3 S_4) - (P_1 S_2) (P_2 S_3) (P_3 P_4) - (P_1 S_2) (P_2 S_4) (P_3 P_4) + \\
 & + (P_1 S_3) (P_2 P_3) (P_4 S_2) - (P_1 S_3) (P_2 P_4) (P_3 S_2) + (P_1 S_3) (P_2 P_4) (P_3 S_4) - \\
 & - (P_1 S_3) (P_2 S_4) (P_3 P_4) - (P_1 S_4) (P_2 P_3) (P_4 S_2) + (P_1 S_4) (P_2 P_3) (P_4 S_3) + \\
 & + (P_1 S_4) (P_2 P_4) (P_3 S_2) - (P_1 S_4) (P_2 S_3) (P_3 P_4) ] / (P_1 P_3) (P_2 P_4) \quad (2)
 \end{aligned}$$

Here, quark masses are neglected and one of the incident particles has been taken unpolarized. Then we find the differential cross-section in the center of mass system as

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{9g_s^4}{8192 \cdot \Pi^2 E^2} \cdot K |M|^2 \quad (3)$$

where (  $K$  is the constant resulting from quark - antiquark, gluon loops)

$$K = \left[ 1 + \left( \frac{13}{6} - \frac{\xi}{2} \right) \left( \eta - \ln \frac{-q^2}{\mu^2} - 1 \right) n - \frac{2}{3} \left( \eta - \ln \frac{-q^2}{\mu^2} + \frac{5}{3} - \ln 2 \right) n_r + \right.$$

$$+ \frac{175}{36} n + \frac{\xi^2}{4} n \Bigg] \quad (4)$$

with

$$q^2 = (p_1 - p_3)^2, \quad n_r = 3, \quad n = 3, \quad \mu^2 = 0, 1; \quad \xi = 0, 1; \quad \eta = \ln \frac{M^2}{\mu^2}$$

Taking into account contributions of only the fourth component (helicity) of the spin, and overgoing from quarks to real particles (protons) the differential cross-section of the process ( $p_{\text{quark}} \rightarrow p_{\text{proton}}$ ) becomes

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{9\alpha_s^2}{512} K \left\{ \frac{2 + 2x^2 + x^4 + 2x^2 \cos\theta + x^4 \cos^2\theta + (\cos\theta - x^2) \xi_2 \xi_4}{(1 - x^2 \cos\theta)^2} + \right. \\ & + \frac{2 + 2x^2 + x^4 - 2x^2 \cos\theta + x^4 \cos^2\theta - (\cos\theta + x^2) x^2 \xi_2 \xi_4}{(1 + x^2 \cos\theta)^2} + \\ & \left. + \frac{-2 - 6x^4 + 2x^4 \xi_2 \xi_4 + (x^2 - 1 - 2x^2 \cos^2\theta) \xi_2 \xi_4}{(x^4 \cos^2\theta - 1)} \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

Here  $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ ,  $x$ - is the amount of momentum shared by each proton quark,  $\theta$  is the scattering angle. The helicities of protons are indicated by  $\xi_2$  before, and by  $\xi_3$  and  $\xi_4$  after the scattering. In the case of  $\xi_3 = \xi_4$ , the differential cross section has the following form;

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{9\alpha_s^2}{512} K \left\{ \frac{2(3 + 4x^2 + 2x^4 + 6x^4 \cos^2\theta + x^8 \cos^4\theta)}{(1 - 2x^4 \cos^2\theta + x^8 \cos^4\theta)} + \right. \\ & + \frac{1 - 5x^2 + 6x^2 \cos^2\theta - x^4 \cos^2\theta + x^6 \cos^2\theta - 2x^6 \cos^4\theta}{1 - 2x^4 \cos^2\theta + x^8 \cos^4\theta} \xi_2 \xi_4 \Bigg\} \end{aligned} \quad (6)$$

In order to analyse the expression (6), the differential cross section is plotted as a function of  $x$  and  $\cos\theta$  in figures 1 and 2, respectively. As seen from the Fig.1, for a definite value of  $\cos\theta$  the differential cross section is increasing as  $x$  increases. The rate of increase is greater for larger values of  $\cos\theta$ , and if quarks have a large portion of the proton

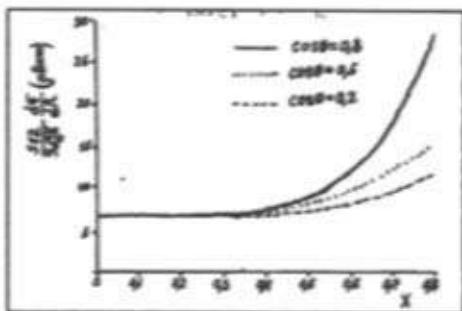


Fig. 1. The differential cross section as function of  $X$  for  $pp \rightarrow pp$

momentum it becomes much more greater than the values for small  $\cos \theta$ . In other words, compared with small values of  $\cos \theta$  the increase is more pronounced for large  $\cos \theta$ . The Fig. 2 shows that although variation of the differential cross section with  $\cos \theta$  is very small for

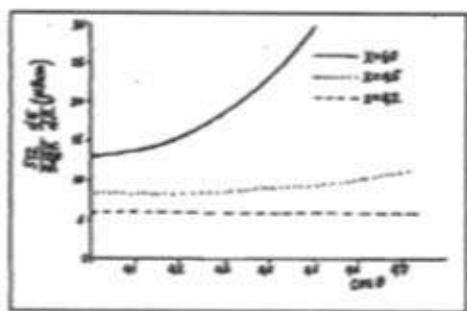


Fig. 2. The differential cross section as function of  $\cos \theta$  for  $pp \rightarrow pp$ .

certain small values of  $x$  it increases distinctly for  $x = 1$ .

Using the expression (6), the parallel and antiparallel polarization asymmetries of hadron may be defined as

$$A = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\uparrow\uparrow) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\uparrow\downarrow)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\uparrow\uparrow) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\uparrow\downarrow)} \quad (7)$$

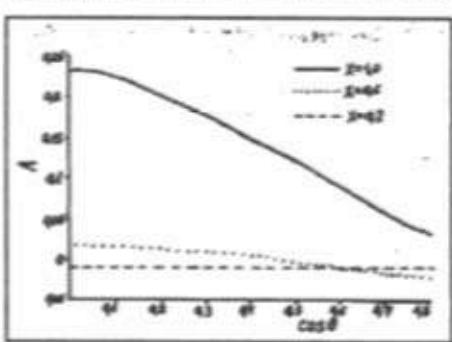


Fig. 3. The spin asymmetry as function  $\cos \theta$  for  $pp \rightarrow pp$ .

For the spin asymmetry we have the following expression

$$A(x, \theta) = \frac{(1 - 5x^2 + 6x^2 \cos^2 \theta - x^4 \cos^2 \theta + x^6 \cos^2 \theta - 2x^6 \cos^4 \theta)x^2}{2(3 + 4x^2 + 2x^4 + 6x^4 \cos^2 \theta + x^8 \cos^4 \theta)} \quad (8)$$

In Fig. 3, the variation of  $A(x, \theta)$  with  $\cos \theta$  is given for certain values. This variation is very small for  $0.2 < x < 0.5$ , but for  $x = 1$ ,  $A(x, \theta)$  decreases from 0.25 to 0.05 as  $\cos \theta$  increases.

3. Due to perturbative QCD effects in the elastic  $pp$ -scattering, the gluon interaction is more effective and the differential cross section of the elastic scattering becomes maximum if the quark has a large portion of the proton momentum. If quark have a very small portion of the proton momentum, the angle dependence of the spin asymmetry is weak. When  $x = 1$  we think that for small values of QCD spin effects originate from gluon exchanges of the  $pp$ -interaction. For small values of  $x$  the dependence on  $\cos \theta$  is very weak. At large scattering angles, the quark

taking a large portion of the momentum, QCD spin asymmetry have a maximum value of about 25%.

We thank M.K. Suleymanov and G.R. Rustamova for their continued interest and a critical reading of the manuscript.

### Литература

1. Ахмезер А.И., Пелетминский С.В. Поля и фундаментальные взаимодействия, 1986, Киев, Наукова Думка.
2. Sadighov F.S., Bashirov M.M. 1989, Physics in UNK, IHEP, Serpukhov, 225.
3. Ефремов А.В., Терзев О.В. ЯФ, 1984, т.39, вып.6.1517.
4. Ashman J. et al. /EMC Collob./, Phys.Lett., 1988, 206B, 364; Nucl.Phys. 1989, B328, 1.
5. Brock R. et al. 1990, Fixed Target Electroweak and Hard Scattering Group, FERMILAB - Conf. 90/37.
6. Cameron F.R. et al., Phys.Rev., 1985, D32, 3070.
7. Apokin V.D. et al., 1986, Polarization Experiments in UNK, IHEP, /Serpukhov/.
8. Farrar G.R., Phys.Rev.Lett., 1986, 56, 1643.
9. Abe F. et al. Kinematic Evidence for Top Quark Pair Production in  $W$ -Multijet Events in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$  1994, FERMILAB-PUB-94/411-E CDF, Submitted to Phys.Rev.D.
10. Abachi S. et al., Phys.Rev.Lett. 72,2138/1994.
11. Радюшкин А.В. Анализ жестких инклюзивных процессов в квантовой хромодинамике. - ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.1.

F.S. Sadigov, Azad İ. Öhmədov

### PERTURBATİV KVANT XROMODİNAMİKASINDA PROTON-PROTON SƏPİLMƏSİ ÜÇÜN POLYARİZASIYA EFFEKLƏRİNİN NƏZƏRƏ ALINMASI

İşde perturbativ kvant xromodinamikasında Feynman kalibrovkasından istifade edərək protonun - protondan elastiki səpilməsi prosesinin diferensial effektiv kəsiyi ve adronun spin asimmetriyası hesablanmışdır.

Ф.С. Садыхов, Азад И. Ахмедов

### УЧЕТ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ПРОТОН - ПРОТОННОМ РАССЕЯНИИ В РАМКАХ ПЕРТУРБАТИВНОЙ КХД

В настоящей работе в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики с использованием калибровки Фейнмана вычислены дифференциальное эффективное сечение и спиновая асимметрия адрона при упругом протон-протонном рассеянии.

ФОТОРЕЦЕПТОРЫ ИЗ ТРИГОНАЛЬНОГО *Se* В  
СВЯЗУЮЩЕМ, ПОЛУЧЕННЫЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕМ  
*SeO<sub>2</sub>* ГИДРАЗИНОМ.

Н.И.ИБРАГИМОВ, З.М. АБУТАЛЫБОВА, В.Г. АГАЕВ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, Баку, пр. Г. Джавида 33.

(Поступило 26.05.95)

В статье приведены метод изготовления и результаты исследования фотозелектрических характеристик электрофотографических слоев из тригонального селена, полученного восстановлением двуокиси селена гидразином. ЭФ слои оказались биполярными и обладали следующими основными параметрами:  $U_{\text{рев}} \approx 4 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $\tau_{1/2} \approx 80 \text{ с}$ ,  $S_{b2} \approx 0,15 \text{ (лк} \cdot \text{с})^{-1}$  и  $U_{\text{осн}} \leq 0,1 U_{\text{рев}}$ .

В последние годы широко привлекаются химические методы получения и обработки материалов, пригодных для целей электрофотографии. Эти методы обладают большими возможностями для направленного изменения свойств фотопроводников. Одним из важных преимуществ использования химических методов является и то, что конечный продукт получается более мелкодисперсным, чем при механическом дроблении, и нет необходимости в сепарации по размерам. Поскольку в электрофотографическом процессе участвуют только приповерхностные области частичек фотопроводника (в области собственного поглощения кванты света проникают на глубину  $\sim 1 \text{ мкм}$ ), то при химическом способе получения материал фотопроводника используется более эффективно и слои оказываются более однородными.

Тригональный *Se* (*i-Se*) известен как фотопроводник со спектральной чувствительностью, охватывающей почти всю видимую область. Обычно электрофотографические слои на основе *i-Se* изготавливают диспергированием его частичек в полимерном связующем и нанесением супспензии на проводящую подложку. Эти слои обладают высокими электрофотографическими параметрами. Основными их недостатками являются относительно низкие начальный потенциал на единицу толщины слоя  $E_0 \approx 2 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$  и время темнового полуспада  $\tau_{1/2} \approx 25 \text{ с.}$ , что является следствием относительно высокой проводимости *i-Se*  $\sim 10^{-4} \div 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ .

Для устранения вышеуказанных недостатков электрофотографических слоев из *t-Se* нами была проведена работа [1] по получению фоторецепторов на основе восстановленного *in situ* дистиллеселенита. Способ восстановления в растворе связующего обладает тем преимуществом, что восстановленные частицы селена не имеют возможности связываться в кластеры из-за пространственного их разделения молекулами связующего. Тогда как при обычном способе восстановления  $SeO_2$  образующиеся частицы *Se* из-за высокой их химической активности способны объединяться в кластеры и даже в агрегации.

Известна работа [2], в которой для получения слоя,  $SeO_2$  *in situ* восстанавливается салициловым гидразидом до аморфного *Se* (*a-Se*) и последующей термокристаллизацией его в уже нанесенном слое. Полученные таким способом слои заряжаются до максимального темнового электрического поля  $\approx 3 \cdot 10^5$  В см<sup>-1</sup> при толщине слоя 7 мкм. Из-за отсутствия прямых данных в работе [2], о величинах остальных электрофотографических параметров можно судить только косвенно. Основным недостатком этих слоев является относительно низкая величина начального потенциала на единицу толщины.

Задачей данной работы явилось, с одной стороны, устранение вышеуказанных недостатков, присущих электрофотографическим слоям из *t-Se*, получаемым по обычной технологии диспергирования в связующем, и, во-вторых, поиск путей улучшения их параметров. С этой целью был проведен поиск подходящих восстановителей и методов очистки исходных компонентов реакции восстановления. В качестве восстановителей были испробованы реагенты: гидроксиламин солянокислый  $NH_2OH \cdot HCl$ ; дифениламин  $C_6H_5-NH-C_6H_5$ ; гидразин солянокислый  $N_2H_4 \cdot HCl$ ; гидразин-гидрат  $N_2H_4 \cdot H_2O$ ; гидразин безводный  $N_2H_4$ . Все эти реагенты оказались хорошими восстановителями  $SeO_2$ . Но наиболее перспективным из них оказался  $N_2H_4$  [3].

Реакция восстановления происходит по формуле :



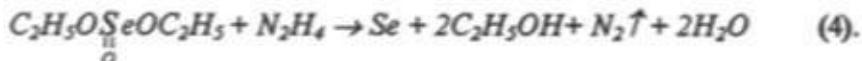
Однако до проведения указанной реакции, с целью очистки исходный  $SeO_2$  предварительно переводится в дистиллеселенит по реакции:



Образующаяся вода переводит часть  $SeO_2$  в селенистую кислоту ( $H_2SeO_3$ ), которая в свою очередь взаимодействует с  $EtOH$  (этиловый спирт), также образуя дистиллеселенит:



Полученный в результате реакции (2) и (3) раствор фильтруется для удаления нерастворимых примесей (1 этап очистки). Затем в раствор, содержащий дистиллесленит, добавляется бензол при непрерывном перемешивании и охлаждении. В результате образуется гелеподобная масса в растворе бензола и  $EtOH$ . После удаления последних получается чистый дистиллесленит (II этап очистки), который растворяется в этиловом спирте и перемешивается со спиртовым раствором поливинилбутира (или другого связующего, растворимого в  $EtOH$ ). Далее путем капельного добавления стехиометрического количества гидразина при интенсивном перемешивании раствора осуществляется процесс восстановления дистиллесленита до элементарного Se по реакции:



Происходит бурная экзотермическая реакция с выделением газообразного азота. Раствор приобретает краснобурую окраску вследствие образования элементарного Se.

При проведении реакции восстановления необходимо подобрать такую скорость введения гидразина в раствор, чтобы обеспечить эффективный теплоотвод и предотвратить процесс коагуляции образующихся частиц Se в агрегации и получить коллоидный раствор из взвешенных в связующем полимере частиц фотопроводника. Оптимальной оказалась скорость введения гидразина 20 мкм/мин. При этом средний размер частиц Se оказался 7 мкм.

Полученная таким образом суспензия методом купающегося валика наносилась на алюминиевую подложку. Подложка предварительно обезжиривалась растворителями, проправливалась в 10% растворе  $NaOH$ , затем тщательно промывалась деионизованной водой и консервировалась в ацетоне (или  $EtOH$ ) до нанесения суспензии. Изготовленный слой сушился в обычных условиях при 60°C в течение 1 часа, а для кристаллизации селена отжигался при 160°C в течение 2 часов. При этом слой из краснобурого становится темносерым из-за перехода  $a$ -Se в тригональную форму в связующей матрице.

Основные электрофотографические параметры изготовленных указанным способом фоторецепторов изучались на электрометрической установке с вибрирующим у поверхности слоя электродом. Зарядка слоев осуществлялась в коронном разряде. Световые характеристики слоев измерялись экспонированием через фотозатвор с использованием лампы накаливания и нейтральных светофильтров. Спектраль-

ное распределение фоточувствительности электрофотографических слоев определялось с помощью монохроматора с градуированным источником освещения.

Результаты приводятся в таблице при различных соотношениях фотопроводник - связующее. Изучение спектрального распределения фоточувствительности полученных слоев показало, что ее граница простирается до  $\lambda \approx 750$  нм.

Таблица.

Основные параметры исследованных электрофотографических слоев.

| Массовое<br>соотношение<br>фотопроводник<br>-связующее |           | $U_{\text{нов}} \cdot 10^5$<br>$\text{В} \cdot \text{см}^{-1}$ |     | $\tau_{1/2}$<br>(с) |     | $U_{\text{нов}} / U_{\text{нов}}$<br>(%) |    | $S_{1/2}$<br>(лк $\cdot$ с) $^{-1}$ |      |
|--------------------------------------------------------|-----------|----------------------------------------------------------------|-----|---------------------|-----|------------------------------------------|----|-------------------------------------|------|
|                                                        | $d$ , мкм | +                                                              | -   | +                   | -   | +                                        | -  | +                                   | -    |
| 1:4                                                    | 18        | 4,8                                                            | 4,8 | 150                 | 175 | 10                                       | 10 | 0,05                                | 0,05 |
| 1:2                                                    | 16        | 4,1                                                            | 4,1 | 110                 | 110 | 10                                       | 10 | 0,08                                | 0,08 |
| 1:1                                                    | 16        | 3,8                                                            | 3,7 | 82                  | 80  | 10                                       | 10 | 0,15                                | 0,15 |
| 2:1                                                    | 17        | 2,8                                                            | 2,8 | 25                  | 20  | 6                                        | 5  | 0,30                                | 0,32 |
| 3:1                                                    | 18        | 1,8                                                            | 1,1 | 20                  | 18  | 0                                        | 0  | 0,36                                | 0,30 |
| 4:1                                                    | 20        | 1,5                                                            | 1,1 | 16                  | 12  | 0                                        | 0  | 0,40                                | 0,26 |
| 5:1                                                    | 21,8      | 1,0                                                            | 0,8 | 12                  | 9   | 0                                        | 0  | 0,40                                | 0,23 |

(+ и - при положительной и отрицательной зарядке,  $d$  - средняя толщина слоев).

Сравнение с [2] позволяет прийти к заключению, что при получении электрофотографических слоев предложенным нами методом, независимо от полярности зарядки, удается значительно повысить величину начального потенциала на единицу толщины слоя ( $U_{\text{нов}} \approx 4,0 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ ), время темнового полуспада ( $\tau_{1/2} \approx 80 \text{ с}$ ) при достаточно высокой светочувствительности ( $S_{1/2} \approx 0,15 \text{ лк}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ) и низком остаточном потенциале ( $U_{\text{ост}} \leq 0,1 U_{\text{нов}}$ ). Вышеприведенные слои оказались биполярными тогда как слои, полученные обычным способом диспергирования *i*-Se в связующем, заряжаются только положительно и по своим характеристикам значительно уступают предложенным в настоящей работе.

### Литература

1. Авт: свид. SU 1807442 A1.
2. Fuji Photo Film Co., Ltd. Jpn. Kokai, Tokkyo Koho 81, 09.754 (Cl. G03G5/08), 1981.
3. Коровин Н.В. Гидразин 1980, Химия, М.

N.I. İbrahimov, Z.M. Abutalibova, V.H. Ağayev

## SELEN İKİOKSIDİNİN HİDRAZİNLE REDUKSİYASINDAN ALINMIŞ TRİQONAL Se ƏSASINDA FOTORESEPTORLAR

Məqalede  $SeO_2$ -nin hidrazinle reduksiyasından alınmış triqonal selen əsasında elektrofotoqrafiya təbeqələrinin hazırlanma metodu və onların fotoelektrik xassalarının tədqiqinin nticələri verilmişdir. Fotoreseptorların əsas üstünlüyü onların bipolar olmasıdır və parametrləri aşağıdakılardır:  $U_{th} \approx 4 \cdot 10^3$  V·sm $^{-1}$ ,  $\tau_{1/2} \approx 80$  s,  $S_{L2} \approx 0,15$  (lk·s) $^{-1}$  və  $U_{qabq} \leq 0,1 U_{th}$ .

N.I.Ibragimov, Z.M. Abutalibova, V.G Agaev

## TRIGONAL Se PHOTORECEPTORS IN BINDER, OBTAINED BY REDUCTION OF $SeO_2$ BY HYDRAZINE.

In this paper is given the method of forming and the results of investigation of electrophotographic layers photoelectric characteristics of trigonal selenium, obtained by diethilselenite reduction by hydrazine. EP layers were found to be bipolar and has the following parameters:  $U_{th} \approx 4 \cdot 10^3$  V·sm $^{-1}$ ,  $\tau_{1/2} \approx 80$  s,  $S_{L2} \approx 0,15$  (lk·s) $^{-1}$  and  $U_{qabq} \leq 0,1 U_{th}$ .

## THE SCREENED POTENTIAL OF THE IMPURITY IN THE SEMICONDUCTOR FILM

R.R. GUSEINOV

*Institute of Physics of the Academy of Sciences of Azerbaijan*

*370143, Baku, H. Gavid st., 33*

*(Received 12.06.95)*

The potential of charged impurity in thin semiconductor film was calculated. The film is considered to be cut out from the massive compensated semiconductor, in which the three-dimensional Debye-Huccel correlation of the impurity ions is frozen at the crystallization temperature. For the films, the thickness of which is much larger than the screening radius, the potential depends essentially on the position of the impurity ion with respect to the film's boundaries. It decreases exponentially in the middle of the film and tends to the half of its unscreened value on the film's boundaries.

The potential of the impurity ions in thin semiconductor films differs essentially from that of the massive semiconductor. This is the result of the fact that the largest part of the force lines of electrostatic field of the impurity ion inside the film is located in the environment, dielectric properties of may strongly differ from those of the film's material [1]. From the other hand, there is Debye-Huccel correlation of the impurity ions in the melted semiconductor and this correlation is frozen during the process of crystallization [2]. The screened potential of the impurity depends essentially on the method of the preparation of film. If the film is prepared by the vacuum evaporation method with the thermal treatment, then correlation between the impurity ions and therefore there screening is formed by the potential, which differs from the Coulomb potential in the massive sample. In this case the screened potential of the impurity has formally the same form as the potential in film, screened by the free electrons [3]. The difference is that the Debye-Huccel radius in this case is determined by the impurity ion's concentration and the thermal treatment temperature. But if the film is prepared from the layered semiconductor by cutting out method, then the correlation between impurity ions is the same as in the massive sample, frozen during the process of its thermal treatment. The potential of impurity ion in this case must be found as a solution of Poisson equation inside the film. Right part of this equation must contain the charge density of ion in the form of  $\delta$ -function and additional charge

density, which appears near this ion because of frozen correlation of the impurity ions.

We consider the compensated semiconductor, in which the average concentrations of positive and negative ions are  $\bar{n}_+ = \bar{n}_- = n$ .

The screened potential of ion with the charge  $e$  in the environment with the dielectric constant  $\epsilon$  is

$$\varphi(R) = \frac{e}{\epsilon R} e^{-\alpha R} \quad (1)$$

where the inverse radius of screening  $\alpha$  is determined by expression

$$\alpha = \sqrt{\frac{8\pi e^2 n}{\epsilon k T}} \quad (2)$$

The temperature  $T$  in (2) is the temperature of crystallization at which the correlation between the positive and negative impurity ions is frozen.

During the screening of the ion's field the additional charge density appears near this ion. It may be easily found acting by Laplace operator on the potential (1):

$$\delta \rho(R) = -\frac{1}{4\pi} \Delta \varphi(R) = -\frac{\alpha^2 e}{4\pi \epsilon} \cdot \frac{e^{-\alpha R}}{R} \quad (3)$$

Let now solve Poisson equation for the potential inside the film with the additional charge density (3). The Poisson equation for the Fourier-component of the potential may be written in the form:

$$\frac{d^2 \varphi_{\vec{k}}(z, z')}{dz^2} - k^2 \varphi_{\vec{k}}(z, z') = -4\pi \left[ \frac{e}{\epsilon} \delta(z - z') + \delta \rho_{\vec{k}}(z - z') \right] \quad (4)$$

Here

$$\varphi_{\vec{k}}(z, z') = \int \varphi(\vec{x}, z, z') e^{-i\vec{k}\vec{x}} d^2 x \quad , \quad (5)$$

$\vec{k}$  and  $\vec{x}$  are two-dimensional vectors on the film's plane,  $z$ -axis is perpendicular to the film's boundaries and the beginning of  $z$ -coordinates is chosen to be in the centre of the film. The charge  $e$  is located on the  $z$ -axis in the point  $z'$ .

The Fourier-component of the density is determined as (5):

$$\delta \rho_{\vec{k}}(z-z') = \int \delta \rho(\vec{k}, z-z') e^{-i\vec{k}z} d^2 r \quad (6)$$

The partial solution of the equation (4) may be easily found by substitution into the formula of Fourier-transformation of potential

$$\varphi_{\vec{k}}(z-z') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{\vec{k}, k_z} e^{ik_z(z-z')} dk_z \quad (7)$$

well-known expression of the three-dimensional Fourier-component of the screened potential (1):

$$\varphi_{\vec{k}, k_z} = \frac{4\pi e}{\epsilon(\vec{k}^2 + k_z^2 + \omega^2)} \quad (8)$$

Thus, substituting (8) in (7) and calculating the integral by means of the integration in the complex plane, we obtain:

$$\varphi_{\vec{k}}(z-z') = \frac{2\pi e}{\epsilon \tilde{k}} e^{-\tilde{k}|z-z'|} \quad , \quad \tilde{k} = \sqrt{\vec{k}^2 + \omega^2} \quad (9)$$

As a result, general solution of the equation (4) may be written as a sum of general solution of equation (4) without right part and expression from (9):

$$\varphi_{\vec{k}}(z, z') = A_+ e^{kz} + A_- e^{-kz} + \frac{2\pi e}{\epsilon \tilde{k}} e^{-\tilde{k}|z-z'|} \quad (10)$$

Coefficients  $A_{\pm}$  are found from the conditions of continuation of potential and  $z$ -components of the electric induction vector on the film's boundaries (dielectric constant of surrounding environment is  $\epsilon_1$ ):

$$A_{\pm} = \frac{\pi e}{\epsilon \tilde{k}} \left[ e^{-2\tilde{\eta} + 2\gamma - \tilde{k}\left(\frac{d}{2} + z'\right) - k\frac{d}{2}} + e^{-\tilde{k}\left(\frac{d}{2} + z'\right) + k\frac{d}{2}} \right] e^{-\tilde{\eta} + \eta - \gamma} \operatorname{sh}^{-1}(2\eta + kd) \quad (11)$$

$$\tilde{\eta} = \frac{1}{2} \ln \frac{\epsilon k + \epsilon_1 k}{\epsilon \tilde{k} - \epsilon_1 k}, \quad \eta = \frac{1}{2} \ln \frac{\epsilon + \epsilon_1}{\epsilon - \epsilon_1}, \quad \gamma = \frac{1}{2} \ln \frac{\epsilon k - \epsilon_1 k}{\epsilon \tilde{k} - \epsilon_1 k},$$

$d$  is the film's thickness.

Taking into account (11), one can write the expression (10) for the Fourier-component of potential in the form:

$$\varphi_k(z, z') = \frac{2\pi e}{\varepsilon k \operatorname{sh}(2\eta + kd)} \cdot \left\{ e^{-2\tilde{\eta} + \eta - \frac{k^2 d}{2}} \cdot \left[ e^{kz} \operatorname{ch}\left(\tilde{\eta} - \gamma + k \frac{d}{2} + kz'\right) + e^{-kz} \operatorname{ch}\left(\tilde{\eta} - \gamma + k \frac{d}{2} - kz'\right) \right] + \operatorname{sh}(2\eta + kd) \cdot e^{-\tilde{\eta}|z-z'|} \right\} \quad (12)$$

In the case, when screening radius is much larger than the film's thickness  $\alpha d \ll 1$ , potential (12) has the known form of unscreened potential inside the film [1].

Let us consider the situation, when the dielectric constant of film  $\varepsilon >> \varepsilon_1$  and screening radius is much less than film's thickness  $\alpha d \gg 1$ . For the distances  $r >> d$  the Fourier-components with such  $k$  as  $kd \ll 1$  are essential. In this case we have approximated expression:

$$\varphi_k(z, z') \approx \frac{4\pi e}{\varepsilon k (2\eta + kd)} \cdot e^{\frac{-kd}{2}} \cdot \operatorname{ch}(\alpha z') \quad (13)$$

The expression (13) differs from that obtained in [1] without screening by the multiplier  $e^{\frac{-kd}{2}} \cdot \operatorname{ch}(\alpha z')$ , which does not depend on  $k$  and changes from  $e^{\frac{-kd}{2}}$  in the middle of the film till  $\frac{1}{2}(1 + e^{-\alpha d})$  on its boundaries. Thus the dependence of the potential on  $z$  in this case is such as in the unscreened case but it depends essentially on  $z'$ -ion's coordinate in  $z$ -direction.

In conclusion it must be mentioned, that the condition  $\alpha d \gg 1$  means that in this case average distance between impurity ions is much less than distances for which one can use the expression (13). That is why it will be wrong to consider one-impurity states using approximate expression (13).

### References

1. Keldysh L.V. Pisma v Zh. Exp. Theor. Fiz., 1979, v. 29, p. 716-719.
2. Keldysh L.V., Pzoshko G.P. Fiz. Tv. Tela, 1963, v. 5, № 12, p. 3378-3389.
3. Rytova N.S. Vestnik MGU, 1967, s. 111, № 3, p. 30-37.

R.R. Hüseynov

### YARIMKEÇİRİCİ TƏBƏQƏDƏ EKRANLAŞMIS AŞQAR POTENSİALI

Nazik yarımkəçirici təbeqədə yüklü aşqarın potensialı hesablanmışdır. Hesab olunur ki, kristallaşma temperaturunda aşqar ionlarının 3-ölcülü Debay-Hückel kor-

relyasiyası dondurulmuş kompense olunmuş hecmi kristaldan kasılmıştır. Bir o qeder de nazik olmayan, ye'ni qahnılığı ekranlaşma radiusunu aşan təbeqələr üçün potensial təbeqənin sərhəddinə nəzərən aşqar ionun yerleşməsindən ehemiyetli dərəcədə asılıdır. Təbeqənin mərkəzində potensial ekspotensial olaraq azahr, sərhədlərdə isə özünün ekranlaşmamış qiymətinin yarısına yaxınlaşır.

P.P. Гусейнов

## ЭКРАНИРОВАННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ПРИМЕСИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ

Рассчитан потенциал заряженной примеси в тонкой полупроводниковой пленке. Считается, что пленка вырезана из объемного кристалла компенсированного полупроводника, в котором заморожена трехмерная Дебай-Хюккелевская корреляция примесных ионов при температуре кристаллизации. Для не очень тонких пленок, когда толщина их превышает радиус экранирования, потенциал существенно зависит от расположения примесного иона относительно границ пленки. Он экспоненциально уменьшается в центре пленки, а на границах стремится к половине своего нескринированного значения.

## ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА РАБОТОСПОСОБНОСТЬ ФОТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА ГАЛЛИЯ.

С.А. ОРУДЖЕВА, Ф.К. ИСАЕВ, К.А. АСКЕРОВ,  
Р.А. САЛМАНОВА, А.К. МАМЕДОВ, Р.Ю. АЛИЕВ

Азербайджанский Медицинский Университет им. Н. Нариманова  
(Поступило 28.06.93)

В настоящей статье рассматривается влияние факторов ядерного взрыва на основные параметры фотодиодов, разработанных на основе слоистого монокристалла теллурита галлия, работающих в спектральном диапазоне 0,4-1,1 мкм.

В результате проводимых исследований установлено, что среднее значение времени потери (или восстановления) работоспособности фотодиодов на основе теллурита галлия в условиях импульсного гамма-облучения и импульсного нейтронного облучения составляет  $\tau \leq 1,8$  с.

Результаты исследования воздействий импульсных гамма-излучений и импульсных нейтронов показывают, что фотоприемники слоистого теллурита галлия открывают возможность использовать их в системах, работающих в видимой и ближней ИК областях спектра, в частности, в астронавигации.

Разработка новых видов фотоприемников, стойких к воздействию ионизирующих излучений различного вида и предназначенных для видимой и ближней ИК области спектра, является одной из важных задач, стоящих перед современной наукой.

В настоящей статье рассматривается влияние факторов ядерного взрыва на основные параметры фотодиодов, разработанных на основе слоистого монокристалла теллурита галлия, работающих в спектральном диапазоне 0,4 - 1,4 мкм.

Для изготовления фотодиодов на основе теллурита галлия использовались монокристаллические образцы со следующими исходными параметрами: концентрация основных носителей заряда  $p = 10^{15} + 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, подвижность этих зарядов  $\mu_p = 40 + 600$  см<sup>2</sup>/Вс, удельное сопротивление  $\rho = 10 + 10^3$  ом см при 300°К.

Исследуемые фотодиоды изготавливались с помощью вплавления олова на свежесковотую поверхность тонких слоев теллурита галлия толщиной 100+500 мкм в водородной печи с температурой нагрева 450+550°С и выдержкой 15+25 мин при заданной температуре.

В работе [1] приводится комплекс технологических и экспериментальных исследований, включающих в себе разработку конструкции и изготовления фотодиодов на основе теллурида галлия. До, после и в процессе облучения измерялись спектральное распределение чувствительности, напряжение сигнала и шума фотодиодов. Измерения в процессе облучения проводились на импульсной гамме - установке и гамма - нейтронном реакторе с помощью специально разработанных для дистанционных и автомотозированных измерений параметров фотодиодов [2].

Спектральные характеристики фотодиодов измерялись через 6-11 суток после облучения по стандартной методике с помощью монохроматора МДР-4 при смещениях напряжения на фотодиоды, равного  $\pm 3$  В.

В процессе проведения испытания на импульсной гамма- установке и на импульсном реакторе фиксировались осциллограммы по регистрации изменения напряжения сигнала ( $U_c$ ) и напряжения шумов ( $U_w$ ) по двум каналам с двух фотодиодов для испытания образцов одновременно. По восстановленным значениям  $U_c$  и  $U_w$  определялось время потери (или время восстановления) работоспособности фотодиодов.

Результаты регистрации одновременно снятых изменений  $U_c$  и  $U_w$  приведены на рис. I.

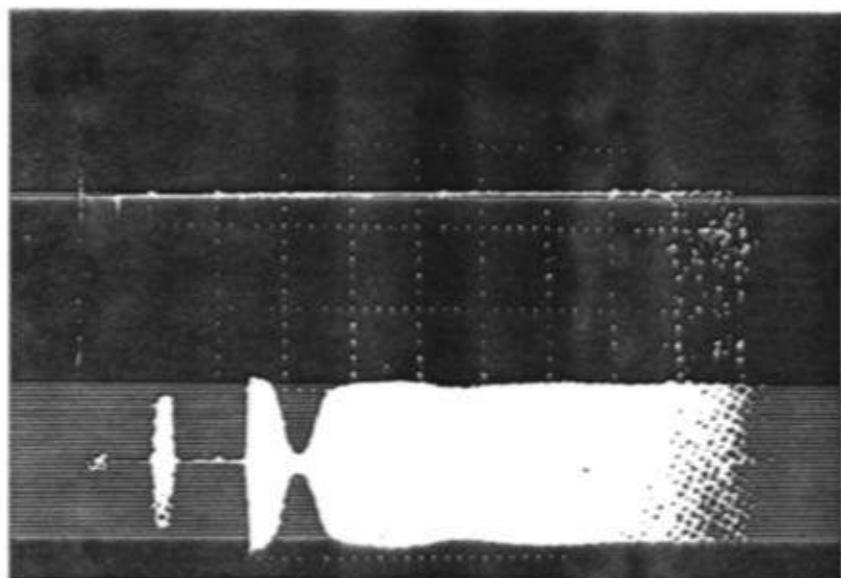


Рис. 1. Осциллограммы изменений сигнала и шума фотодиодов на основе теллурида галлия, снятые в момент ядерного взрыва с флюсом нейтронов  $\Phi = 3,08 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Как видно из рисунка, на импульсной гамма- установке при длительности импульса  $\tau = 10,3 \div 10,9$  нс, определяемые по изменению значения  $U_c$  при мощности  $P_g = 1,7 \cdot 10^{10}$  р/с, время восстановления работоспособности диода составляет  $\tau_{восст} \leq 0,7$  с, а по изменению значения при  $U_m$  мощности  $= 3,08 \cdot 10^{10}$  р/с, определяемое  $\tau_{восст} \leq 0,05$  с.

В результате измерений на импульсном реакторе по восстановленным значениям  $U_c$  и  $U_m$  найдены следующие величины для времени потери (или восстановления) работоспособности фотодиодов: при флюенсе нейтронов  $\Phi = 3,8 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ ,  $\tau_{восст} \leq 1,8$  с, определяемое по восстановленному значению  $U_c$ , а по восстановленному значению  $U_m$  при флюенсе нейтронов  $\Phi = 3,35 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ ,  $\tau_{восст} \leq 0,01$  с.

Таким образом, с учетом результатов проводимых исследований установлено, что среднее значение времени потери работоспособности фотодиодов на основе теллурида галлия в условиях импульсного гамма-облучения и импульсного нейтронного облучения составляет  $\tau_{восст} \leq 1,8$  с (определен по восстановленному значению  $U_c$ ), а по восстановленному значению  $U_m$  определяемое  $\tau_{восст} \leq 0,05$  с при суммарном флюенсе нейтронов  $\Phi = 6,39 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$  и максимальной мощности гамма-излучения  $P_g = 4,15 \cdot 10^{10}$  р/с.

Найденные значения времени потери работоспособности по зна-

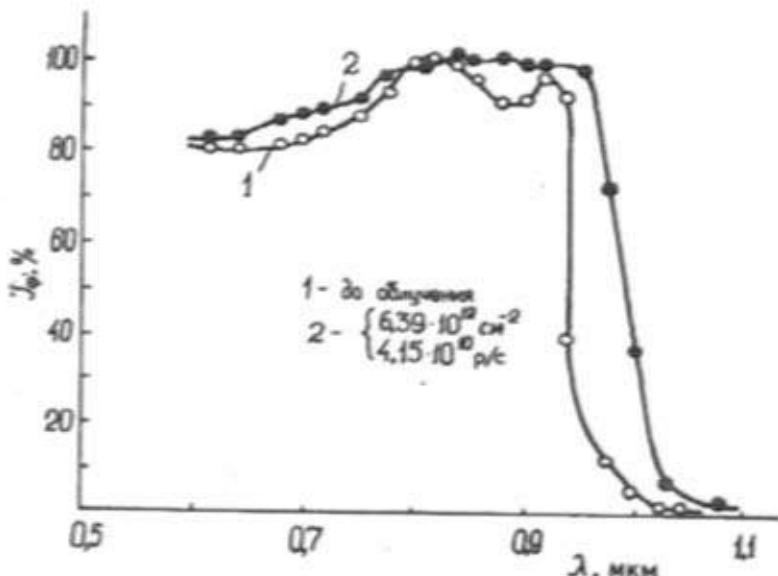


Рис. 2. Спектральное распределение фоточувствительности фотодиодов на основе теллурида галлия до и после облучения импульсным гамма- и гамма-нейтронным излучением.

чениям сигнала и шума сильно отличаются друг от друга. Поэтому считаем неправильным определять время потери работоспособности фотодиодов только по одному значению сигнала или шума.

Через 6-11 суток после облучения этих же фотодиодов снималось их спектральное распределение чувствительности. На рис. 2 приведены спектральные характеристики одного из исследуемых фотодиодов после импульсных гамма- и гамма-нейтронного облучений. Как видно из рисунка, чувствительность фотодиодов на основе теллурида галлия до облучения проявляется в области спектра 0,45-1,1 мкм с максимумом длины волны  $\lambda = 0,95$  мкм. После облучения фотодиодов их чувствительность увеличивается и максимум ее сдвигается в длинноволновую область спектра. Фотоответ таких фотодиодов в максимуме спектральной характеристики составляет примерно 0,55 А/Вт, а величина вольт-ваттной чувствительности равна  $2,1 \cdot 10^4$  В/Вт.

По нашему мнению, увеличение фоточувствительности фотодиодов в результате воздействия ионизирующих излучений связано со специфическими особенностями слоистой структуры теллурида галлия.

Результаты исследования воздействий импульсных гамма-излучений и импульсных нейтронов показывают, что фотоприемники слоистого теллурида галлия открывают возможность использовать их в системах, работающих в видимой и ближней ИК области спектра, в частности, астронавигации.

### Литература

1. Аскеров К.А., Исаев Ф.К., Амирзев Д.Г. Дефектообразование и диффузионные процессы в некоторых слоистых полупроводниках. Баку: Азернешр, 1991, с. 126.

2. Аскеров К.А., Оруджева С.А., Исаев Ф.К. Методика испытаний фотоприемников и фотоприемных устройств в процессе воздействия ионизирующего излучения. ДАН Азерб. Респ., 1992, № 4.

S.Ə. Orucova, F.K. İsayev, K.Ə. Əsgərov, R.Ə. Salmanova,  
A.K. Məmmədov, R.Y. Əliyev

### QALIUM TELLURDAN HAZIRLANMIŞ FOTODİODLARIN İŞ QABİLİYYƏTİNƏ İONLAŞDIRICI ŞÜALARIN TƏ'SİRİ

Məqalede impuls qamma və qamma neytron şüalarının qalium tellur monokristallının layih təbəqələrindən hazırlanmış və spektrin 0,4 - 1,1 mkm intervalında işleyen fotodiодların esas parametrlərinə tə'siri tədqiq edilir.

Gösterilmişdir ki, qalium tellur esasında hazırlanmış fotodiодların impuls qamma şüaları və impuls neytron destesi ilə şüalandırılması şəraitində  $U_e$ -nin

berpasından sonra te'rin olunmuş iş qabiliyyetinin berpa olunma müddetinin orta qiymeti 1,8 san -dir.

Qalium tellur monokristalindan hazırlanan fotodioldlara ionlaşdırıcı şıaların te'sirinin tədqiqi göstərir ki, hemin fotoqəbuləcicilərdən spektrin görünən və ya-xın infraqırmızı hissəsində işleyen sistemlərdə, xüsusilə astronaviqasiyada istifadə etmək olar.

F.K. Isayev, S.A. Orujeva, K.A. Askerov, R.A. Salmanova,  
A.K. Mamedov, R.Yu. Aliyev

### INFLUENCE OF THE IONIZING RADIATIONS ONTO SERVICEABILITY OF THE GALLIUM TELLURIDE PHOTODIODES

Influence of the nuclear explosion factors onto basic parameters of photodiodes developed on the base of layered gallium telluride single crystal operating in the spectral range of 0,4-1,1 mcm is studied in this paper.

From the carried investigations it was established that a mean value of the loss (or restore) time of serviceability of photodiodes on the base of gallium telluride in conditions of the pulsing gamma-irradiation and the pulsing neutron-irradiation is accounted to  $\alpha_r \leq 1,8$  s.

Results of study of the pulsing -radiation and pulsing neutron effects show that the layered gallium telluride photoreceivers give an opportunity to use them in system operating in the visible and the nearest IR spectral ranges, particularly in the space navigation.