

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

---

4

# Fizika

Cild

III

1997

Bakı \* Elm

# THE DIFFERENTIAL SHIFTS OF FRAUNHOFER LINES IN SOLAR SPECTRA.

## I. A DISPLACEMENT OF THE ATMOSPHERIC (TELLURIC) LINES.

R. Kh. SALMAN-ZADEH

*The Shemakha Observatory**Academy of Sciences of Azerbaijan**Observatory, settlement Y. Mamedaliyev, Shemakha, Azerbaijan*

During the observation from 7<sup>h</sup> to 18<sup>h</sup> (local time) shifts of the telluric lines of 0.005 Å or -0.2 km/sec. on an average are being discovered. The new observation method is suggested in order to expand the spectral region in which line shifts are studied. This method includes the account of the fact of overlaying of various order spectra.

The atmospheric telluric lines are usually being used in defining the differential shifts of Fraunhofer lines of solar spectrum as reference lines - bench-marks. Naturally, it is supposed that their position do not change during the observation in regard to the Sun's Fraunhofer lines. However, in [1] it was established as a preliminary their displacement depending on the zenith distance of the Sun's observation on the base of investigations of about 30 atmospheric telluric lines placed in the region of 6400-6500 Å.

About 100 atmospheric telluric lines in the spectra of the center of Sun's disk in the region of  $\lambda$  5850-6000 and  $\lambda$  6250-6600 Å have been taken at the present work. Dispersion in negatives is -1 mm/Å. The positions of telluric lines in regard to the reference of Sun lines free of blend are being measured. Observations of 122 various days and period covered from morning hours till the evening are being used. Possible errors in the position of reference as in case of Sun lines (local movements, 5 and 8 minute fluctuation of Sun's atmosphere and etc.) are being excluded thank to the averaging of a great deal of observations carried out in various hours and days. During the observation from 7<sup>h</sup> to 18<sup>h</sup> (local time) shifts of the telluric lines of 0.005 Å or 0.2 km/sec. on an average are being discovered. The minus sign corresponds to the removal of the gaseous mass. We suppose that

this shift cannot be concerned for account of the jet stream in the atmosphere of Earth [2] so far as strong jet stream are being observed in high atmospheric layers. Measured telluric lines arise effectively in lower atmospheric layers. We are inclined to consider that this shift can be called out the Stark-effect appearance that is quite possible in the layers of effective origin of the telluric lines. Instrumental, in particular thermal reasons can't play an essential role otherwise measurements are being produced differentially. But possible errors that could be called out with the local Doppler movements in the atmosphere of Sun are excluded with the selection of reference seen lines of various force and multiple frequency of observations in different days and hours.

Though the discovered shift of atmospheric telluric lines hardly surpass the errors of measuring nevertheless it must be taken into consideration in exact measuring the positions of solar Fraunhofer lines.

In spite of the discovered lack the atmospheric telluric lines still remain as unsurpassed bench-marks in comparison with the artificial ones. In case of using the artificial benchmarks it is difficult and almost impossible the discounting of Hartman's displacement of spectral lines arising by non-uniform illumination of collimator with the terrestrial source and Sun.

Table

$\lambda$ (Å)	$m$	$\lambda$ (Å)	$m$	$\lambda$ (Å)	$m$	$\lambda$ (Å)	$m$
1	2	3	4	1	2	3	4
3540+3576	5	5900+5960	3	4703+4748	4	6270+6330	3
3762+3798	5	6270+6330	3	4720+4768	5	5900+5960	4
3933+3973	3	5900+5960	2	4817+4967	6	5900+5960	5
3933+3973	6	5900+5960	4	5016+5064	5	6270+6330	4
4180+4220	3	6270+6330	2	5225+5275	6	6270+6330	5
4180+4220	6	6270+6330	4	5900+5960	4	5900+5960	4
4425+4470	4	5900+5960	3	6270+6330	4	6270+6330	4

On the other hand the atmospheric telluric lines that may be used as bench-marks are concentrated only in limited spectral region of spectra ( $\lambda$  5900 and  $\lambda$  6300 Å). So we deprive of having possibility the investigation of shifts of Fraunhofer line placed in short-wave spectral region where the lines of more heavy chemical elements are placed and the investigation of which have a cosmogenic meaning. We overcome these difficulties in our research using the well-known formula of diffraction grating  $m \cdot \lambda = \text{const}$  ( $m$  - the order of spectrum,  $\lambda$  - the wave-length). It is known that the spectra of other orders are being added on observed part of spectra.

Using the diaphragm and selection of corresponding lightfilter we can print parts of  $\lambda$  5900 or  $\lambda$  6300 Å (where there are good bench-marks telluric lines) of the spectrum of Sun disk center (or any point of disk, even sky halo) from other orders as comparison spectrum by both sides of observed spectrum.

In the table are given: the spectral region in which the line shifts may be studied (column 1), the comparison spectra of the other orders overlaying the spectra in question (column 3).



- [1] O.A. Melnikov, R.Kh. Salman-zadeh. Dokladi Akad. Nauk SSSR, 205, № 5, 1972.  
 [2] I.G. Kolchinsky. Monograph., Kiev, 1967.

R.X. Salman-zada

## GÜNÖŞ SPEKTRİNİN FRAUNHOFER XƏTLƏRİNİN NİSBİ SÜRÜŞMƏLƏRİ. I. ATMOSFER (TELLURİK) XƏTLƏRİNİN SÜRÜŞMƏLƏRİ.

Yerli dekret vaxtı ilə 7+18<sup>+</sup> vaxt fasılısında aparılan müşahidələr zamanı atmosfer xələri orta hesabla - 0.005 Å və ya - 0.2 km/san. sürüşürler. Tedqiqat aparılacaq spektral oblastı genişləndirmək məqsədilə, spektrin müxtalif tertiblərinin bir-birinin üstüne yatmış fakturdan istifadə edilən yeni müşahidə üsulu təklif edilir.

P.X. САЛМАН-ЧУС

## ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СДВИГИ ФРАУНГОФЕРОВЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА. I. СДВИГИ АТМОСФЕРНЫХ (ТЕЛЛУРИЧЕСКИХ) ЛИНИЙ

За время наблюдений с 7<sup>h</sup> до 18<sup>h</sup> (время местное декретное) обнаруживаются сдвиги теллурических линий в среднем на 0,005 Å или - 0,2 км/сек. С целью расширения исследуемой спектральной области, при изучении сдвигов линий, предлагается новый метод наблюдений, использующий фильтр наложения спектров пыльных покровов.

Jamaica Postcard - 24.08.87

卷之三

# ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ МОНОКЛИННОЙ МОДИФИКАЦИИ МОНОСУЛЬФИДА ТАЛЛИЯ

Р.М. САРДАРЛЫ, А.П. АБДУЛЛАЕВ, Г.Г. ГУСЕЙНОВ, А.И. НАДЖАФОВ, Н.А. ЭЮБОВА

Сектор Радиационных Исследований

Институт Физики АН Азербайджана

370143, Баку, пр. Г.Джавида-31 "а"

Методами дифференциального-термического, рентгенофазового и микроструктурного анализа выявлены условия синтеза и область существования моноклинной модификации системы Ti-S. Показано, что моноклинная фаза соединения TIS является структурным аналогом кристалла TiGaS<sub>2</sub>. Рассмотрены все возможные варианты формирования пакетов и природа фазовых переходов в моноклинной модификации соединения TIS.

Монохалькогениды таллия и их тройные аналоги типа ABX<sub>3</sub> (где A-Tl; B-Ga, In; X-S, Se, Te), как характерные полупроводниковые соединения, в последние годы являются объектами многих исследователей. Как известно, монохалькогениды таллия кристаллизуются в тетрагональной сингонии и образуют цепочечную структуру [1]. Весьма особой характеристикой этой структуры является нахождение атомов Ti в одно-, двух- и трехвалентном состояниях, соответственно, с координацией восемь и четыре (кубоктаэдр и тетраэдр). С использованием этой особенности получен ряд тройных аналогов TIS, путем замещения трехвалентных атомов таллия атомами Ga, In, Fe и др., а одновалентных атомов Ti - K, Rb. Как и следовало ожидать, в структурном отношении они оказались различными, образуя цепочечную структуру типа TiSe<sub>2</sub>, слоистую структуру типа TiGaSe<sub>2</sub> [2] и плотноупакованную структуру на базе неслоистого несимметричного варианта структуры типа MoS<sub>2</sub> [3].

Интересными оказались результаты исследования авторов [4,5], где обсуждаются эксперименты по синтезу моноклинного TIS, характер структурных фазовых превращений и физические свойства этой фазы. По данным авторов при комнатной температуре параметры моноклинной TIS следующие:  $a=11,018 \text{ \AA}$ ;  $b=11,039 \text{ \AA}$ ;  $c=4 \times 15,039 \text{ \AA}$ ;  $\beta=100,69^\circ$ . Иными словами, это - ни что иное, как восьмипакетный политетраэдрический структура типа TiGaSe<sub>2</sub>. Политетраэдрический характеризуется наличием четырехкратного псевдопериода по оси "c". Принимая во внимание этот факт, следовало бы ожидать и возникновения политетраэдра с периодом вдоль оси  $c=2 \times 15,039 \text{ \AA}$ . Авторы [4], на основе исследования зависимостей  $c(T)$ , показали, что моноклинный TIS при 318,6 К претерпевает фазовый переход первого рода и до температуры 341,1 К существует несоразмерная фаза, выше этой температуры происходит фазовый переход второго рода, где исчезает псевдопериод, т.е. ось "c" сокращается и остается структура типа TiGaSe<sub>2</sub>. В представленной работе ставится задача ответить на следующие вопросы: является ли моноклинная фаза низкотемпературной фазой соединения TIS, может ли осуществляться переход  $TIS_{\text{mon}} \leftrightarrow TIS_{\text{ss}}$  и при каких условиях он происходит.

В литературе описаны два варианта диаграммы состояния системы Ti-S [5,6], которые не согласуются друг с другом, они нуждаются в уточнении, в них не обнару-

жены твердофазные превращения TIS. Но с другой стороны, фазовые превращения, если таковые имеются, должны быть отражены на диаграмме состояния. С этой точки зрения для уточнения диаграммы состояния системы Ti-S в области образования соединения TIS нами был синтезирован ряд сплавов, содержащих 47-53 ат.-%S.

После установления этих важных моментов взаимодействия были синтезированы образцы четырех типов: TIS; TIS+2%S; TIS+4%S; TIS+6%S. Синтез сплавов проведен сплавлением элементов при 623 К в эвакуированных кварцевых ампулах при остаточном давлении  $10^{-4} \text{ мм.рт.ст.}$  Сплавы отжигались при 343 К в течение 45 суток. Отожженные образцы исследовались методами дифференциального-термического (ДТА), рентгенофазового (РФА), микроструктурного (МСА) анализов. Рентгendifрактометрические исследования всех четырех типов показали, что наиболее приемлемые результаты для моноклинной решетки получаются в образце состава с TIS+4%S. После этого заново были синтезированы поликристаллы TIS+4%S. Образцы были размолоты и помещены в вакуумированную ампулу и в течение десяти суток отжигались при температуре 261 К. После чего была снята рентгенограмма (рис. 1.1). Измерения проводились на дифрактометре ДРОН-3 при излучении CuK<sub>α</sub>. Рассчитанные межплоскостные расстояния рефлексов и их индексы в моноклинной субъединице приведены в таблице.

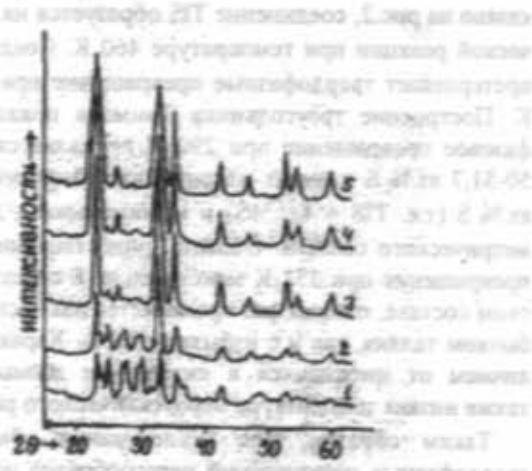


Рис. 1. Рентгенидрафтограммы образцов типа TIS+4% S.  
(После отжига при различных температурах):  
1- при 261 К; 2- 303 К; 3- 323 К; 4- 373 К; 5- 423 К.

Таблица. Экспериментальные и литературные данные межплоскостных расстояний образцов типа TiS+4% S после отжига при различных температурах.

№	Экспериментальные данные				Литер. данные [7]			
	$d_{\text{рас}}$ при 283 К	$h \ k \ l$	$d_{\text{рас}}$ при 303 К	$h \ k \ l$	$d_{\text{рас}}$ при 423 К	$h \ k \ l$	$d_{\text{рас}}$ тетр.TiS	$h \ k \ l$
1	4.9279	2 0 1	3.927	2 2 0	3.8277	2 0 0	3.893	2 0 0
2	3.7603	2 0 2	3.627	2 2 1	3.3958	0 0 2	3.396	0 0 2
3	3.6449	2 2 0	3.408	3 1 0	3.1160	2 1 1	3.080	2 1 1
4	3.5092	2 2 1	3.296	3 1 1	2.7587	2 2 0	2.746	2 2 0
5	3.3070	3 1 0	3.249	3 1 2	2.5384	2 0 2	2.557	2 0 2
6	3.1688	3 1 1	3.053	3 1 3	2.1283	2 2 2	2.140	2 2 2
7	3.0562	3 1 2	3.022	3 1 4	1.9458	4 0 0	1.946	4 0 0
8	2.9383	3 1 3	2.758	4 0 0	1.7371	4 2 0	1.745	4 2 0
9	2.9122	3 1 4	2.504	4 0 2	1.6867	4 0 2	1.691	4 0 2
10	2.8400	3 1 5	2.464	2 2 2	1.5537	4 2 2	1.550	4 2 2
11	2.6650	4 1 0	2.138	4 0 7			1.446	2 2 4
12	2.5481	3 3 1	1.949	4 4 0			1.374	2 4 4 0
13	2.5108	4 0 2	1.892	4 4 1			1.296	6 0 0
14	2.4057	3 1 4	1.834	4 4 2			1.277	4 4 2
15	2.3026	4 2 1	1.740	6 2 0			1.229	6 2 0
16	2.2496	4 2 2	1.680	6 2 3			1.212	1 2 4, 6 0 2
17	2.2251	4 2 3	1.553	6 2 9			1.156	6 2 2
18	2.1127	5 1 0						
19	1.87984	5 1 1						
20	1.85610	6 0 0						
21	1.77829	6 0 1						
22	1.72527	5 3 3						
23	1.67062	4 4 4						
24	1.59009	6 2 5						
25	1.53206	6 2 4						

Этот же образец заново был помещен в ампулу, откачен и отожжен при температуре 303 К в течение десяти суток, и снова был проведен рентгеновский анализ (рис.1.1). Эти опыты повторялись при температурах 323, 373 и 423 К. Соответствующие дифрактограммы приведены на рис.1.3;1.4;1.5.

ДТА проведен на приборе "Q-девиаторограф" при неизменных условиях. Снимались кривые нагревания и охлаждения в интервале температур 286-623 К. Погрешность измерения температуры не превышала  $\pm 1$  К.

В результате ДТА была построена диаграмма состояния системы Ti-S в области 47-53 ат.% S (рис.2). Как показано на рис.2, соединение TiS образуется на перитектической реакции при температуре 460 К. Соединение TiS претерпевает твердофазные превращения при 290 и 352 К. Построение треугольника Таммана показывает, что фазовое превращение при 290 К проявляется в сплавах 50-51,7 ат.% S и имеет максимальное значение при 51,2 ат.% S (т.е. TiS + 4 ат.% S) и минимальное - для стехиометрического состава. Область существования фазового превращения при 352 К максимальна в стехиометрическом составе, однако она проявляется как в сплавах с избытком таллия, так и с избытком серы. Характерным отличием от имеющихся в литературе данных является также низкая температура перитектического распада TiS.

Таким образом, для исследования обнаруженных твердофазных превращений целесообразно использовать образцы, содержащие 50-51,2 ат.% S. Микроструктурный анализ образцов проведен на микроскопе МИМ-7. При проведении анализа были использованы отожженные об-

разцы. В качестве травителя использовался раствор  $H_2SO_4 + K_2Cr_2O_7$ . Время травления составляло 1-2 мин.

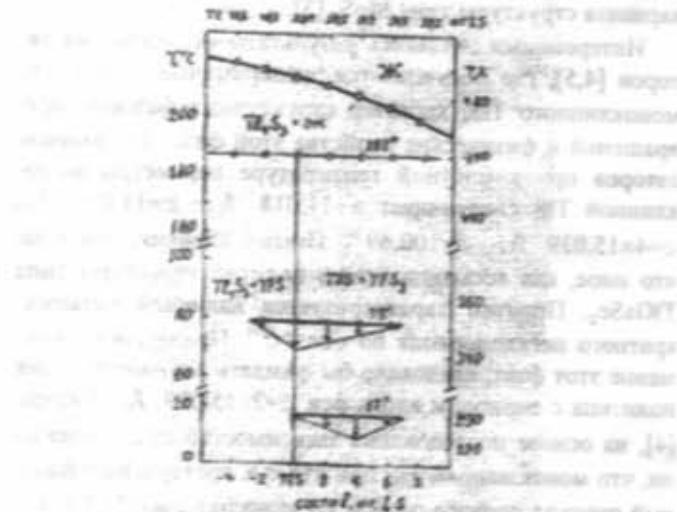


Рис.2. Диаграмма состояния системы Ti-S в области образования TiS.

В результате МСА установлено, что в образцах, отожженных при 303 К, наблюдается сосуществование слонистой и игольчатой структур. В сплавах, отожженных при 423 К, наблюдается существование только игольчатой структуры. Во всех исследуемых образцах наблюдалась структура, свойственная сплавам с перитектическим характером плавления. Результаты рентгенофрактометри-

ческого анализа приведены в таблице и рис. 1.

Визуальное рассмотрение дифракционной картины (рис. 1) выявляет, прежде всего, изменение характера дифракции от сложного до простого вида, т.е. сложная низкотемпературная фаза упрощается за счет исчезновения слабых отражений и при 353 К образец переходит в высокотемпературную фазу, данные которой полностью соответствуют рентгеновским данным тетрагональной TIS [7] (табл.). Отсутствие существенного изменения дифракционной картины не позволило в проведенных экспериментах обнаружить формирование несоразмерной фазы. Самый простой вариант образования таких фаз может осуществляться изменением толщины пакетов в рассматриваемых структурных типах за счет присоединения полизидрических слоев атомов Tl с аналогичными слоями.

Для выяснения возможных вариантов формирования пакетов и объяснения природы фазовых переходов моноклинной фазы TIS необходим тщательный кристаллохимический анализ структуры типа TiGaSe<sub>2</sub>. Следует отметить, что приблизительный кристаллохимический анализ структуры типа TiGaSe<sub>2</sub> сделан в работах [2,8]. Но эти анализы недостаточны для выяснения всего спектра структурного фазового перехода и возможности образования несоразмерной фазы.

Каждый пакет в структуре связан с идентичными пакетами слабыми Ван-дер-Ваальсовыми связями и состоит из двух также идентичных слоев полизидров металлических атомов. В направлении оси "c" в этих слоях все халькогены с одной стороны полизидрического слоя находятся в одной плоскости, а с другой стороны - в координации с Tl<sup>1+</sup> и Tl<sup>2+</sup>(Ga), так что они отличаются по позиционному уровню. Выделенные слои идентичны и состоят из колонок призм атомов Tl<sup>1+</sup> и цепи тетразидров атомов Tl<sup>2+</sup>(Ga). В случае TiGaSe<sub>2</sub> эти слои соединены друг с другом поворотом на 90°, в результате чего образуются пакеты, в которых тетразидры, объединяясь общими вершинами, формируют (Tl<sub>4</sub>S<sub>10</sub>)Ga<sub>2</sub>Se<sub>10</sub> группы, которые соединяются через пустые полуоктаэдры, являющиеся "шапочками" одной из трех граней призм. Тетразидрические группы Tl<sub>4</sub>Se<sub>10</sub> формируются так, что между ними образуются октаэдрические пустоты, удобные для Tl<sup>1+</sup>, In, Ga, Fe и подобных металлов.

Призмы атомов Tl<sup>1+</sup> чередуются полуоктаэдрами, соединенными по граням призм. В данном случае нахождение атомов в тетразидрах и призмах придает структуре большое напряжение, поскольку расстояние Tl<sup>1+</sup>-Tl<sup>1+</sup> = 3,80 Å = Tl<sup>1+</sup>-Tl<sup>2+</sup> не очень выгодно по энергетическим соображениям, при ионных радиусах Tl<sup>1+</sup> = 1,36 Å;

Tl<sup>2+</sup> = 1,05 Å. И, по всей видимости, одной из причин неустойчивости структуры и образования политипов является именно это соображение.

Кроме описанного варианта формирования пакетов в модельном представлении имеются еще три варианта, в двух из которых не изменяются кристаллографические параметры, т.е. толщина пакетов остается такой же как и в случае TiGaSe<sub>2</sub>. Первый вариант образуется параллельным соединением, т.е. без поворота на 90° слоев пакета, где призматические колонки ложатся друг на друга подобно структуре GaSe, MoS<sub>2</sub>, TlInS<sub>2</sub>-III, и в этом варианте образуются тетразидрические группы Tl<sub>4</sub>S<sub>10</sub> с той разницей, что они, объединяясь ребрами, образуют димеризованные ленты тетразидров с аналогичными октаэдрическими пустотами.

Второй вариант формируется смешением слоев пакета на длины равных ребер призм или же тетразидров. В этом варианте все призмы одной грани соединяются полуоктаэдрами, и координационное число атомов Tl<sup>1+</sup> увеличивается от шести до семи. В указанных вариантах, по-видимому, угол моноклинности уменьшается, и тетрагональность структуры увеличивается.

Третий - последний вариант может образоваться в результате объединения верхнего слоя первого пакета с нижним слоем второго пакета. В этом случае колонки призм атомов Tl<sup>1+</sup> соединяются с цепями тетразидров атомов Tl<sup>2+</sup>, образуя пакет, толщина которого несколько меньше, чем в трех предыдущих вариантах. Изменение толщины пакета достигается за счет того, что в этом случае халькогены призм и тетразидров находятся в различных уровнях (разница составляет ~1,75 Å). В процессе синтеза и выращивания монокристаллов осуществляется один из этих вариантов в отдельности, или же совместно. Наличие различных данных о политипии и фазовых переходах в подобных типах структур, весьма возможно, является следствием указанных положений.

Что же касается дифрактометрических данных по исследованию температурного поведения поликристаллического TIS, то, исходя из них, можно заключить следующее: а) TIS в поликристаллическом состоянии ниже 320 K представляет собой политип с параметром  $c=4 \times 15,04 \text{ \AA}$ , б) повышение температуры способствует сокращению псевдопериодов по оси "c", за счет чего структура оказывается четырех- и двухпакетным политипом и в конечной стадии, т.е. примерно при 353 K, она переходит в тетрагональную фазу. Отметим, что переход моноклинной структуры в тетрагональную может осуществиться выравниванием координат атомов Tl<sup>1+</sup> по оси "c".

- [1] H.Hahn and W. Klinger. Z. Anorg.(Allg) Chem., 1949, v. 260, p. 110.
- [2] L. Müller and H. Hahn. Z. Anorg. (Allg) Chem., 1978, v. 438, p. 258.
- [3] W.H. Bragg. Atomic Structure of Minerals, 1937, 77.
- [4] S. Kashida, K. Nakamura. S.Solid State Commun., 1992, v. 82, p. 127-130.
- [5] M.Хансен, K. Андерко. Структуры двойных сплавов. М., Металлургиздат, 1962.
- [6] П.И. Федоров, М.В. Махосов, Ф.П. Алексеев. Химия галлия, индия и таллия. Изд. "Наука" СО Новосибирск, 1977.
- [7] H.Hahn and W. Klinger. Z. Anorg. Chem., 1949, v. 260, p. 116.
- [8] W. Henkel, H.D. Hocheiner C. Carbone, A. Werner, S. Ves and H.G. Schnerring. Phys.Rev., 1982, v. 1326, p.3211.

## MONOSULFİD TALLİUMUN MONOKLİN MODİFİKASIYASININ MÖVCUD OLMA OBLASTİNİN ALINMASI VƏ TƏDQİQİ

Diferansiyel-termoqrafik, rentgenoqrafik ve mikrostruktur analiz metodlarının köməyi ilə T1-S sisteminin almına üsulları və bu sistemde monoklin modifikasiyanın mövcud olma oblastı aşkar edilmişdir. Müşyyan edilmişdir ki, T1S-də olan monoklin faza TiGaSe<sub>3</sub>-nin quruluş fazasına analogidir. T1S birləşməsinin monoklin modifikasiyasında paketlərin formalayışının bütün mümkün olan variantlarına və faza keçidlərinin tabiatine baxılmışdır.

R.M. Sardarli, A.P. Abdullayev, G.G. Guseynov, A.I. Nadjafov, N.A. Eyubova

## THE OBTAINING AND INVESTIGATION OF EXISTENCE RANGE OF MONOSULFIDE TALLYMONOCLINE MODIFICATION

The sintez conditions and existence range of monocline modification of TIS-system have been revealed by differential-thermal, x-ray-phase methods and by microstructure analysis. It has been shown that monocline phase of TIS has a structural analogy with  $\text{TeGaSe}_2$ . All possible ways of pockets formation and phase transforming nature in monocline modification of TIS have been studied.

**Дата поступления:** 08.10.97 **Срок пробиотиками:** 10 лет, включая 5 лет хранения в морозильнике.

**Редактор: М.К. Кернес**

## ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СДВИГИ ФРАУНГОФЕРОВЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА. П. "ЭФФЕКТ КРАЯ" ФРАУНГОФЕРОВЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА.

**P.X. САЛМАН-ЗАДЕ**

*Шемахинская астрофизическая обсерватория АН Азербайджанской Республики*

*Шемаха, пос. Ю. Мамедалиева, Обсерватория*

Приводятся результаты детальных исследований "эффекта края" фраунгоферовых линий в спектре Солнца. Установлено, что причиной "эффекта края" является ошибочность системы длины волн фраунгофера спектра Солнца.

Со временем открытия, почти 100 лет назад, "эффекта края" фраунгоферовых линий в спектре Солнца, этому вопросу было посвящено много исследований. Однако, удовлетворительное объяснение этому загадочному явлению все еще не найдено.

Наблюдательные материалы получены на солнечных телескопах Астрономической Обсерватории ЛГУ, ГАО Пулково АН СССР и ШАО АН Азербайджанской Республики (1963-1984 г.г.). Были получены и исследованы спектры четырех краев и центра диска Солнца. Измерения негативов производились, в основном, на компараторе ИЗА-2. Лабораторное изучение "сингетических" линий показало, что при измерении на компараторе ошибок наведения из-за асимметрии больше, чем при измерении на регистрограмме. Поэтому измерения сдвигов асимметричных и очень сильных линий производились по фотометрическим регистрограммам.

Обнаружено [1], и в дальнейшем подтверждено [2], что теллурические линии не являются совершенно "идеальными" реперами, а изменяют свое положение в зависимости от зенитного расстояния наблюдения Солнца. Это явление нами учитывалось при дальнейших исследованиях.

Несмотря на обнаруженный недостаток, все же теллурические линии остаются непревзойденными реперами по сравнению с искусственными. Однако, поскольку теллурические линии, которые можно использовать в качестве реперов, сосредоточены только в двух участках спектра ( $\lambda$  5900 Å и  $\lambda$  6300 Å), число исследуемых линий обычно ограничивается до 20-25. Между тем, в работе [2] показано, что получение различных, не совпадающих между собой, кривых для "эффекта края" другими авторами связано со случайному подбором и недостаточным количеством исследуемых линий. Используя факт наложения на наблюдаемый спектральный участок спектров из других порядков, изучаемая область была расширена до 3500 Å, а количество исследуемых линий довели до 90, что позволило получить наиболее точную кривую для "эффекта края" (усреднение результатов производилось по всем исследуемым линиям и четырем краям диска Солнца). Заметим, что количество исследуемых линий у других авторов не превышало 28.

Исследования показали, что "эффект края" проявляет отчетливую зависимость от силы линий. Это частично обусловлено разностью уровней, где возникают фраунгоферовы линии. Кривая для "эффекта края", полученная Адам [3], которая всегда считалась одной из точных, в действительности, дает завышенные результаты. Причиной этого является то, что все 3 линии, используемые

Адам, возникшая в более высоких слоях атмосферы Солнца, показывают большие сдвиги. Из вышесказанного следует, что для более точного определения кривой для "эффекта края" необходимо исследовать большое количество линий разной силы.

Зависимость "эффекта края" от силы линий выявляется даже внутри одного и того же мультиплета. Обнаруживается четкое различие "эффекта края" для нечетно-четных и четно-нечетных переходов между термами. "Красное смещение" фраунгоферовых линий (среднее по всем исследуемым линиям) на краю Солнца приближено к релятивистскому значению, в то время как в центре диска оно вдвое меньше теоретического значения. Кроме того, показано, что явление, приводящее к "эффекту края", распространяется на весь диск Солнца. При наблюдениях, проводимых с применением анализатора (полироида) излучения, обнаруживается, что сдвиги линий на краю диска зависят от чувствительности их к эффекту Зеемана, давления и сверхтонкой структуры. "Эффект края" значительно различается для восточного и западного краев Солнца. Предполагается, что наблюдаемое различие является следствием крупномасштабных движений на поверхности Солнца, направленных против его осевого вращения.

Для выяснения причин, приводящих к "эффекту края", необходимо было проверить систему длины волн фраунгоферовых линий, на ошибочность которой неоднократно указывалось в литературе. Для исследования в центре диска была выбрана область спектра  $\lambda$  (3895-6677 Å). Всего было использовано около 100 линий Fe I, оказавшихся наиболее пригодными с точки зрения отсутствия или лишь небольшого бледнорования. Были изучены разности  $\Delta\lambda = \lambda_c - \lambda_{\text{сп}} - \Delta\lambda_c$ , где  $\lambda_c$  - приближенные значения длины волн фраунгоферовых линий, взятые из [4],  $\lambda_{\text{сп}}$  - длины волн линий лабораторного спектра Fe I [5],  $\Delta\lambda_c$  - поправка за счет теоретического красного смещения. Использование  $\lambda_c$ , а не  $\lambda_{\text{сп}}$  мало изменяет результат и, кроме того, линии солнечного спектра, возникающие особенно глубоко, образуются в условиях не полного вакуума.  $\Delta\lambda$  в случае, если они не равны нулю, характеризуют фактическую, систематическую и случайную ошибки системы длины волн фраунгофера спектра для центра Солнца. Для  $\Delta\lambda$  в исследуемой области было получено линейное соотношение в форме (ошибки вероятные):

$$\Delta\lambda (\text{м}\text{\AA}) \text{ (центр)} = +17.55 - 0.004492 \lambda (\text{\AA}) \quad (1)$$

$$\pm 2.51 \pm 0.000152$$

Результаты анализа показали, что систематическая ошибка отсутствует в области  $\lambda = 4000+4400 \text{ \AA}$ , а затем нарастает линейно. При этом оказывается, что  $\lambda < 0$  и, следовательно, длины волн в более длинноволновой области спектра меньше, чем следует. Систематическая ошибка около  $\lambda = 7000 \text{ \AA}$  достигает  $-15 \text{ m\AA}$ . Следовательно, необходимая поправка к системе длин волн фраунгофера спектра в этой области достигает  $+15 \text{ m\AA}$ . Случайные ошибки также оказываются значительными  $\sigma = \pm 4 \text{ m\AA}$ . Они обусловлены, в основном, ошибками измерений и частично неизбежным бледированием линий даже тех, которые принято считать достаточно "чистыми". Наблюдается зависимость  $\Delta\lambda$  от центральной остаточной интенсивности линии  $r_0$ . Линии с  $r_0 = 0.1$  или  $10\%$  (т.е. достаточно сильные), дают правильную систему длин волн, ибо для них практически  $\Delta\lambda = 0$ . Линии же с большей  $r_0$  (т.е. более слабые) дают ошибочную систему длин волн, ибо  $\Delta\lambda < 0$  и при  $r_0 = 0.3+0.5$  или  $30+50\%$ , для них  $|\Delta\lambda| = 20+10 \text{ m\AA}$  т.е. в среднем около  $15 \text{ m\AA}$ . Подобные сравнительно слабые линии (их ядра) эффективно образуются в более глубоких слоях атмосферы Солнца. Следовательно, систематическая ошибка в системе длин волн линий центра диска Солнца растет с погружением в более глубокие слои его атмосферы. Этот результат подтверждается также при сопоставлении значений  $\Delta\lambda$  с эффективными оптическими глубинами зарождения линий.

Мы считаем, что остаточные дифференциальные отрицательные сдвиги линий Fe I при погружении в глубь атмосферы Солнца и при переходе в длинноволновый конец спектра связаны с соответствующим ростом плотности вещества Солнца. Согласно современным моделям атмосферы Солнца, плотность вещества больше в областях эффективного зарождения слабых линий примерно на половину порядка или даже на порядок. Как следствие этого, показатель преломления  $n_d$  в этих областях также больше, особенно в центральных частях линий поглощения. В этом случае в формуле для расчета сдвига линий следует использовать не  $\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda - \lambda_0 v/c$  ( $v$  - скорость

по лучу зрения), а  $\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda - \lambda_0 (v/c) n_d$ , где  $n_d$  - показатель преломления для данной длины волны. Таким образом, следует брать не скорость света в вакууме, а фазовую скорость  $c/n_d$  в данной среде. В этом случае получается, что линии поглощения, возникающие глубже (т.е. более слабые), могут быть немного сдвинуты относительно таковых, возникающих в более высоких слоях (более сильных). При этом имеются виду лишь ядра линий, по которым производится измерение сдвигов. Для потоков в верхних слоях (глубина  $h=0$ )  $\lambda(0) - \lambda_0 [1 + n_d(0) v/c]$ , а в более глубоких  $\lambda(h) - \lambda_0 [1 + n_d(h) v/c]$ , и, следовательно, сдвиги фраунгоферовых линий  $\Delta\lambda = \lambda_0 \Delta n_d v/c$ . Например, при  $v=1 \text{ км/сек}$ ,  $\lambda=6000 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda=0.01 \text{ \AA}$ ,  $\Delta n_d=0.5$ . Такое значение  $\Delta n_d$  при переходе от глубоких к верхним слоям фотосфера Солнца в ядрах линий поглощения вполне возможно.

По данным наших исследований и Форбса [6], для остаточных сдвигов на краю (край минус центр) для точки  $\cos\theta = 0.1$ , было получено линейное соотношение:

$$\Delta\lambda (\text{м\AA}) \text{ (край-центр)} = -17.5 + 0.0045 \text{ \AA} (\lambda) \quad (2)$$

Если сложить соотношения (1) и (2), то сдвиг на краю, т.е. "эффект края", исчезает. Оказывается, что причиной "эффекта края" фраунгоферовых линий (усредненная по многим линиям) является не отдельный физический процесс или же их комплекс, а то, что система длин волн фраунгоферова спектра является ошибочной, особенно в красной и инфракрасной областях спектра. Если ввести в длины волн линий в SRRPT [4] соответствующие поправки, "эффект края", как таковой, исчезает. Таким образом, правильнее было бы называть, впрочем, не "эффект края", а "эффект центра" фраунгоферовых линий, поскольку, как показали результаты наших исследований, избыточные длины волн линий на краю являются результатом "дефицита"  $\lambda$  в центре Солнца, обусловленного введением, в свое время, неправильных ("дефицитных") поправок к системе длин волн в [7].

- [1] О.А. Мельников, Р.Х. Салман-заде и др. Доклады АН СССР, 1972, №5, с. 205.
- [2] Р.Х. Салман-заде. Материалы конференции по физике, Решт, Иран, 1997.
- [3] M.G. Adam. M.N.R.A.S., 1959, v. 119, p. 460.
- [4] Ch.E. Moore, M.G. Minnaert, J. Houtgast, SRRPT, Washington, N.B.S. Monograph, 1966, p.61.

- [5] B. Edlen. Trans. IAU, 1957, v.9, p.220; 1960, v.10, p.211.
- [6] E.G. Forbes. M.N.R.A.S., 1962, v.125, 1.
- [7] C.E. St. John, Ch.E. Moore, L.M. Ware, E.F. Adams, H.D. Babcock. RRPT, Publ. Corn. Inst. Washington, 1928, p. 396.

R.X. Salman-zade

## GÜNEŞ SPEKTRİNİN FRAUNHOFER XƏTLƏRİNİN NİSBİ SÜRÜŞMƏLƏRİ. II. GÜNEŞ SPEKTRİNİN FRAUNHOFER XƏTLƏRİNİN "KƏNAR EFFEKTİ"

Güneş spektrinin Fraunhofer xətlərinin "kənar effekti"nin tədqiqatının nəticələri verilir. Göstərilir ki, "kənar effekti" Güneşin Fraunhofer spektrinin dalğa uzunluqları sisteminin qeyri-dəqiqiliyinin nəticəsidir.

R.Kh. Salman-zade

The results of the detail investigation of solar "limb-effect" are given. It is shown that the solar "limb-effect" is a result of the incorrect wave-length system of the Fraunhofer spectrum.

Дата поступления: 24.09.97 г.

## CAPTURE OF CARRIERS ON SCREENED COULOMB CENTRE

O.Z. ALEKPEROV, M.A. BAGIROV, T.G. ISMAILOV

Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan,

370143, Baku, H. Javid prosp., 33

Some aspects of theory of the capture of free carriers on screening Coulomb potential in semiconductors are analyzed. It is established that with the decrease of the screening radius the capture cross section drastically decreases and for  $r_s \leq a_s^*$  it equals to zero. It is shown that in the case of the small  $r_s$  the diffusion theory becomes unapplicable.

For the correct consideration of the kinetic, photoelectrical and optical phenomena in semiconductors and semiconductor structures it is necessary to take into account the capture of carriers on attracting centres. Such centres in semiconductors are, for example, the shallow impurities, the potential of which is considered usually as Coulomb one. The capture on Coulomb centre in semiconductors was first considered by Lax [1] and was corrected in [2,3]. The various aspects of the carrier capture problem in semiconductor structure were considered in connection with the investigations of low dimensional systems [4,5]. However, the potential of a charged impurity in real semiconductors may be considered as purely Coulomb one only in the weak doping case ( $N_D^{-1/3} a_s^* \ll 1$ , where  $N_D$  is the shallow impurities concentration,  $a_s^*$  - the effective Bohr radius).

In [3] in the case of a high impurity concentration, when distance between centres  $L_D \approx N_D^{-1/3}$  becomes comparable with radius essential for capture  $r_s = e^2/\chi kT$ , it was supposed that the capture occurs on impurity potential fluctuations wells. But a correct account of the capture demands a correct choice of the form of attracting potential. Actually, with increasing of impurity concentration it is necessary to take into account the screening of Coulomb potential of the charged impurities by free carriers. On this view the Coulomb potential must be substituted by screening Coulomb potential, i.e.

$$U(r) = (e^2/\chi r) \exp(-r/r_s) \quad (1)$$

In (1)  $r_s$  is the Debye screening radius and it must be chosen as  $r_s = \chi E_F / (6\pi n e^2)$  in degenerate case and as  $r_s = \sqrt{\chi kT / (4\pi n e^2)}$  in the nondegenerate case, where  $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m^*$ ,  $k_F = (4\pi n)^{1/3}$ ,  $\chi$  is dielectric constant and  $n$  is free carrier concentration.

In this work we consider the capture of free carriers on potential of the form (1) and discuss some essential de-

tails of this problem.

Similarly to Coulomb potential case the capture radius is determined from the equation

$$E = (e^2/\chi r) \exp(-r/r_s) \quad (2)$$

where  $E$  is the total energy of carrier.

To calculate the capture cross section (CCS) we use the following expression [3]:

$$\sigma = (\pi^2 h^2) / (2kTm^*) \left[ \int_{-\infty}^0 \exp(E/kT) B^{-1}(E) dE \right] \quad (3)$$

where

$$B(E) = \int \epsilon \tau_e^{-1} \rho(\epsilon) \delta(E - \epsilon - U(r)) d\epsilon d^3 r \quad (4)$$

$$\rho(\epsilon) = 8\sqrt{2\pi(2\pi\hbar)^3 m^{3/2} \epsilon^{1/2}}, \tau_e(\epsilon) = l_0(m^*/2\epsilon)^{1/2},$$

$$l_0 = (\pi\hbar^4 \rho_0) / (2m^3 E_c^2) \quad (5)$$

$E_c$  is the deformation potential constant,  $\rho_0$  is the crystal density,  $m^*$  is the carrier effective mass.

For  $B(E)$  in this case we have:

$$B(E) = 4\pi r^3 E^2 J(x) / 3\pi l_0 \hbar^3 \quad (6)$$

$$J(x) = 2x^3 + 12x(1+x-e^{-x}) + 3x^2(e^{-x}-1)e^{-x} \quad (7)$$

where  $x = r_s/r_s$ ,  $r_s$  is the root of equation (2) for a given screening length  $r_s$ .

Substituting (6) and (7) into (3) for CCS we obtain an expression:

$$\sigma_0 / \sigma = 2(kT)^{-2} (e^2/\chi r_s)^3 \int \exp(-E/kT) / (E^2 J(x)) dE \quad (8)$$

where  $\sigma_0 = (4\pi/3l_0) * (e^2/\chi kT)$  is the CCS in the Coulomb case.

The results of numerical calculation at  $T=4.2$  K for GaAs (curve 1) and Ge (curve 2) with parameters  $m^*=0.067 m_e$ ,  $\chi=12.5$  and  $m^*=0.082 m_e$ ,  $\chi=16$ , correspondingly, are shown in fig. 1.

It is easy to show that when  $r_s \rightarrow \infty$  from (8) for CCS Coulomb potential case can be obtained. However, the screened potential (1) as distinct from Coulomb one has a

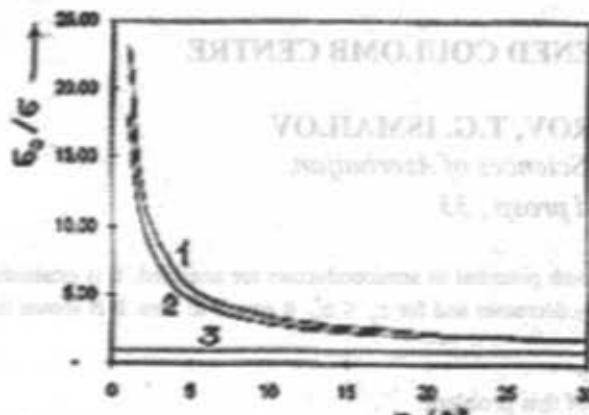


Fig. 1. Dependence of  $\sigma_0/\sigma$  on screening radius  $r_s/a_s^*$ :  
1 - for GeAs; 2 - for Ge; 3 - Coulomb potential case.

- [1] M. Lax, Phys. Rev., 119, 1502, 1960.
- [2] V.N. Abakumov, I.N. Yassievich, JETP, 71, 657, 1976.
- [3] V.N. Abakumov, V.I. Perel, I.N. Yassievich, FTF, 12, 1, 1978.
- [4] P.W.M. Blom, J.E.M. Haverkort, P.J. van Hall, J. Wolter, Appl. Phys. Lett. 62, 1490, 1993.

finite number of bond states and when  $r_s/a_s^*$  has not any bond states, they pass into continuous zone [7,8]. It is obvious that in the absence of bond states, CCS is equal to zero. As it is seen from fig.1 the method used in [6] gives the decrease for CCS no more than in 20 and 25 times for Ge and GaAs, correspondingly, when  $r_s/a_s^*$ .

This indicates that the method used in [2] and in this work for CCS calculation becomes unacceptable at small screening lengths, when the discrete states number are small. In this case the capture process can not be considered as a diffusion lowering through energetic states of impurity.

Note that in the high impurities concentration case, when  $I_D \leq 4 a_s^*$  in semiconductors at low temperatures Mott transition takes place. This phenomena also due to disappearing of all bond states of impurity potential for  $r_s \leq a_s^*$ . The equality of CCS to zero when  $r_s \leq a_s^*$  may be considered as a one of the reasons of Mott transition in semiconductors.

- [5] P. Sotirelis and K. Hess, Phys. Rev., 49, N11, pp. 7543-7547, 1994.
- [6] L.P. Pitaevski, JETP, 42, 1326, 1962.
- [7] F.J. Rogers, H.C. Crabb, D.Y. Harwood, Phys. Rev., A1, p.1577, 1970.
- [8] S. Flügge, Practical Quantum Mechanics I, Moscow, 341 p., 1974.

O.Z. Alekperov, M.A. Bagirov, T.H. Ismayilov

## YÜKDAŞIYICILARIN EKRANLAŞMIŞ KULON MƏRKƏZLƏRİNƏ TUTULMASI

Yarımkərıcılerde serbest yükdaşıcıların ekranlaşmış Kulon potensialına tutulma nəzəriyyesinin bəzi aspektləri təhlil edilmişdir. Müyyənlenmişdir ki, ekranlaşma radiusunun azalması ilə tutulmanın effektiv kəsiyi əksinə azalır və  $r_s \leq a_s^*$  olunda sıfır barədə olur. Göstərilmişdir ki, ekranlaşma radiusunun kiçik qiymətlərində diffuzion nəzəriyyə tətbiq edilməzdir.

О.З. Алекперов, М.А. Багиров, Т.Г. Исмайлов

## ЗАХВАТ НОСИТЕЛЕЙ НА ЭКРАНИРОВАННЫЙ КУЛОНОВСКИЙ ЦЕНТР

Проанализированы некоторые аспекты теории захвата свободных носителей на экранированный Кулоновский потенциал в полупроводниках. Установлено, что с уменьшением радиуса экранировки сечения захвата существенно уменьшается и равняется нулю при  $r_s \leq a_s^*$ . Показана неприменимость диффузионной теории для расчета сечения захвата при малых радиусах экранировки.

Дата поступления: 17.09.97

Редактор: Ф.М. Гашымзаде

Издательство: Издательство Академии Наук Азербайджанской Республики  
Адрес: 104000, г. Баку, проспект Гейдара Алиева, 46  
Телефон: +994 12 320 00 00

CCS in the Coulomb potential case can be calculated by the formula:  $\sigma_0 = (4\pi/3) \cdot (e^2/4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot a_s^*)^2 \cdot (1/(1 + (r_s/a_s^*)^2))^{1/2}$ . For the Coulomb potential case, the value of CCS is zero when  $r_s/a_s^* < 1$ . For the discrete states case, CCS is zero when  $r_s/a_s^* < 1$ . For the continuous zone case, CCS is zero when  $r_s/a_s^* > 1$ . For the finite number of bond states case, CCS is zero when  $r_s/a_s^* < 1$ . For the case without bond states, CCS is zero when  $r_s/a_s^* < 1$ .

СОЛНЦЕВЫЕ ПРИБОРОВЫЕ СИСТЕМЫ  
И ИХ АППАРАТУРНЫЙ ОБОРУДОВАНИЕ

ЭЛЕКТРОНИКА  
И МАШИНОСТРОЕНИЕ

ПОЛИМЕРЫ

## О РАСЧЕТЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ФОТОКАТОДА НА ОСНОВЕ ЕГО ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

**Х.Н. ВЕЗИРОВ, Н.Г. ГАСЫМОВ, И.Н. ИБРАГИМОВ, Г.Ф. ГУСЕЙНОВ**

Институт Фотозелектроники АН Азербайджана,

Баку-370141, ул. Ф. Агаева, 555 кв-л

Проблема повышения надежности вакуумных фотозелектронных приборов выдвигает актуальную проблему исследования процесса деградации чувствительного элемента этих приборов - фотокатода. Полученная в статье формула позволяет рассчитывать температуру наиболее нагретых участков фотокатода.

Существует несколько факторов, приводящих к утомлению (потере эффективности фотоземиссии) фотокатодов [1]. Многие из них изучены в достаточной степени. Однако роль некоторых по сей день остается спорной. К таким факторам относится нагрев фотокатода под воздействием проходящего по нему тока. В работе [2] пытались выяснить степень влияния разогрева фотокатода за счет выделяемого в нем джоулева тепла на скорость потери чувствительности. Считалось, что в процессе работы вакуумного фотозелектронного прибора его фотокатод должен довольно сильно нагреваться. Действительно, расчет показывает, что удельная тепловая мощность (т.е. мощность, выделяемая в единице массы вещества) фотокатода в нормальном режиме работы фотозелектронного прибора, например, электронно-оптического преобразователя типа М-9 [3], может иметь величину порядка 0,5 Вт/г. Для сравнения, удельная тепловая мощность электропаяльника мощностью 100 Вт в рабочем режиме составляет примерно 1 Вт/г, и при этом он разогрет до 300°C. Так как из-за весьма малой массы полупрозрачных фотокатодов никакими приборами (например, термопарой) их температуру непосредственно измерить невозможно, в [2] предполагалось, что фотокатод разогрет и поэтому его температуру, а стало быть и утомление пытались уменьшить обдувом подложки фотокатода потоком воздуха. Результаты эксперимента оказались совершенно неожиданными.

Поскольку в настоящее время повышение надежности вакуумных фотозелектронных приборов является очень актуальной проблемой, а выяснение причин деградации фотокатодов (в частности, связанных с их разогревом) требует затрат больших средств, в данной работе осуществлена попытка теоретического установления возможности разогрева фотокатода джоулевым теплом и получения аналитического выражения для температуры наиболее разогретых его участков.

Понятно, что при работе фотозелектронного прибора, т.е. при протекании тока через фотокатод, наибольшая тепловая мощность будет выделяться на участках фотокатода с повышенным электросопротивлением. Проведение экспериментов по специально разработанному методу [4] показало, что наибольшим электрическим сопротивлением обладают участки рабочей области фотокатода, прилегающие к манжете (металлическому контактному слою, посредством которого осуществляется контакт фотокатода с внешним контактным выводом прибора [5]), причем величина этого сопротивления может на несколько порядков превосходить сопротивление остальных участков

фотокатода. Так для серебро-кислородо-пезиевого фотокатода прибора М-9 это сопротивление имеет величину порядка  $10^4$  -  $10^5$  Ом.

Поэтому необходимо рассчитать температуру именно приграничной с манжетой области фотокатода. С этой целью решим задачу о рассеянии джоулева тепла подложкой фотокатода. Сперва найдем тепловое сопротивление  $Q$  подложки и по известной [6] формуле

$$\Delta T = PQ \quad (1)$$

определен нагрев  $\Delta T$  (т.е. разность между температурами области выделения тепла и окружающей среды), где  $P$  - мощность джоулева тепла.

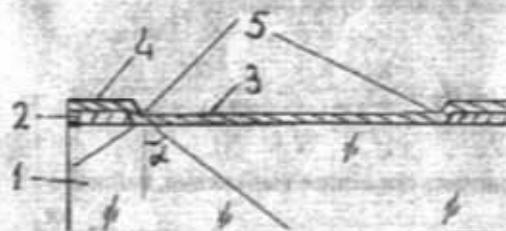


Рис. 1. Поперечный разрез подложки фотокатода:

1-подложка; 2-манжета; 3-рабочая область фотокатода; 4-нерабочая область фотокатода; 5-участок фотокатода вдоль внутренней границы манжеты с максимальным электрическим сопротивлением.

На рис. 1 показан поперечный разрез подложки фотозелектронного прибора и область фотокатода в виде кольца (область повышенного сопротивления, в которой выделяется основная часть джоулева тепла). Как видно из рис. 1, тепло от каждой маленькой площадки фотокатода может распространяться через подложку в направлениях, образующих призмы. Поэтому найдем тепловое сопротивление  $Q$  одной призмы. Этую призму (рис. 2) можно представить как состоящую из отдельных, приложенных друг к другу, элементарных призм с увеличивающимися площадями поперечного сечения, при условии, что их число стремится к бесконечности, а высота призм стремится к нулю. Общее тепловое сопротивление одной призмы будет равно сумме тепловых сопротивлений от

дельных

$$q = q_1 + q_2 + \dots + q_n = \sum q_i$$

элементарных

призм:

тизления  $Q$  участка подложки (стекло) в виде колыца, над которым в фотокатоде выделяется тепло, необходимо в (2)  $h$  заменить на  $L$ , где  $L$  - сумма всех  $h$ , т.е. протяженность внутренней границы рабочей области манжеты (т.е. длина границы рабочей области фотокатода) и учесть, что  $L=\pi D$ , где  $D$  - диаметр рабочей области фотокатода. Тогда

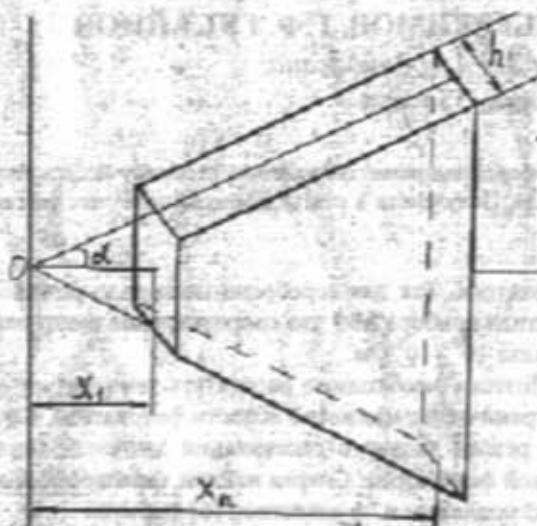


Рис. 2. Призма.

известно, [6], что  $q = \frac{x}{\lambda S}$ , где  $S$  - площадь поперечного сечения,  $x$  - длина,  $\lambda$  - коэффициент теплопроводности материала. Тогда тепловое сопротивление первой элементарной призмы будет равно

$$q_1 = \frac{x_2 - x_1}{\lambda S_1} = \frac{dx}{2\lambda h x t g a}$$

Пронтегрировав последнее выражение, найдем  $q$ :

$$q = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{2\lambda h x t g a} = \frac{1}{2\lambda h t g a} \ln x \Big|_{x_1}^{x_2} = \frac{\ln \frac{x_2}{x_1}}{2\lambda h t g a} \quad (2)$$

Эта формула для определения теплового сопротивления одной призмы. Для определения общего теплового сопро-

тивления  $Q$  участка подложки (стекло) в виде колыца, над которым в фотокатоде выделяется тепло, необходимо в (2)  $h$  заменить на  $L$ , где  $L$  - сумма всех  $h$ , т.е. протяженность внутренней границы рабочей области манжеты (т.е. длина границы рабочей области фотокатода) и учесть, что  $L=\pi D$ , где  $D$  - диаметр рабочей области фотокатода. Тогда

$$Q = \frac{\ln \frac{x_2}{x_1}}{2\pi D \lambda t g a} \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1) и учитывая то, что  $P=I^2 R$ , где  $I$  - ток через фотокатод,  $R$  - электрическое сопротивление фотокатода, окончательно получим

$$\Delta T = I^2 R \frac{\ln \frac{x_2}{x_1}}{2\pi D \lambda t g a} \quad (4)$$

Подставляя в (4) значения параметров фотозелектронного прибора, можно получить для этого прибора температуру наиболее нагревенного участка фотокатода.

Найдем температуру фотокатода при самых жестких условиях работы фотозелектронного прибора, например типа М-9. Для этого прибора  $D=5$  см,  $\lambda=1$  Вт/мК,  $x_2=0,34$  см,  $x_1=3 \cdot 10^{-6}$  см (толщина фотокатода),  $I=10$  мА. Так, даже при токе 100 мА (обычные значения тока для этого прибора - несколько мА) и переходном сопротивлении 10<sup>7</sup> Ом (обычное значение, как указывалось выше, ~10<sup>5</sup> Ом),  $\Delta T$  будет иметь величину примерно 0,5 К, т.е. температура приграничных областей фотокатода будет превышать температуру окружающей среды не более, чем на 0,5 °C. Это температура наиболее нагревенного участка фотокатода. В центральных же областях фотокатода его температура еще меньше и практически равна температуре окружающей среды.

Таким образом, для нормальных режимов работы обычных фотозелектронных приборов, нагрев фотокатода джоулевым теплом следует исключить из числа факторов, ответственных за их утомление.

- [1] Н.А. Соболева, А.Г. Берковский, Н.О. Чечик, Р.Е. Елисеев. Фотозелектронные приборы. М.: Наука, 1965, с. 592.

- [2] K. Miyaki, M. Keyoshi. Rev. Sci. Instr., 1961, v.32, p.929-933.

- [3] М.М. Бутлов, Б.М. Степанов, С.Д. Фаниченко. Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. М.: Наука, 1978, с. 432.

- [4] Х.Н. Везиров. Авт. свид. SU № 1802636, Кл. H 01 J 9/42, 31/50, 1992.

- [5] В. Гартманн, Ф. Бернгард. Фотозелектронные умножители. М.-Л.: Госиздат, 1961, с. 208.

- [6] Х. Кухлик. Справочник по физике. М.: Мир, 1982, с. 520.

- [7] H.N. Vazirov, N.G. Gasimov, I.N. Ibrahimov, O.F. Huseynov. Fiz. i Tekhnika Poluprovodnikov, 1992, No. 1, p. 100-103.

- [8] H.N. Vazirov, N.G. Gasimov, I.N. Ibrahimov, O.F. Huseynov. Elektronika SVCh, 1992, No. 1, p. 100-103.

- [9] H.N. Vazirov, N.G. Gasimov, I.N. Ibrahimov, O.F. Huseynov. Elektronika SVCh, 1992, No. 2, p. 100-103.

- [10] H.N. Vazirov, N.G. Gasimov, I.N. Ibrahimov, O.F. Huseynov. Elektronika SVCh, 1992, No. 3, p. 100-103.

- [11] H.N. Vazirov, N.G. Gasimov, I.N. Ibrahimov, O.F. Huseynov. Elektronika SVCh, 1992, No. 4, p. 100-103.

- [12] H.N. Vazirov, N.G. Gasimov, I.N. Ibrahimov, O.F. Huseynov. Elektronika SVCh, 1992, No. 5, p. 100-103.

- [13] H.N. Vazirov, N.G. Gasimov, I.N. Ibrahimov, O.F. Huseynov. Elektronika SVCh, 1992, No. 6, p. 100-103.

- [14] H.N. Vazirov, N.G. Gasimov, I.N. Ibrahimov, O.F. Huseynov. Elektronika SVCh, 1992, No. 7, p. 100-103.

- [15] H.N. Vazirov, N.G. Gasimov, I.N. Ibrahimov, O.F. Huseynov. Elektronika SVCh, 1992, No. 8, p. 100-103.

## FOTOKATODUN FİZİKİ PARAMETRLƏRİNƏ ƏSASƏN TEMPERATURUNUN HESABLANMASI HAQQINDA

Vakuumlu fotoelektron cihazlarının e-tibarlılığı: artırmaq problemi fotokatodlarının degradasiya prosesinin tədqiqi məsələsinə inlişir.

Məqaledə alınış formula fotokatodon daha qızılışlı sahalarının temperaturunu hesablaşdırmağa imkan yaratır.

Kh.N. Vezirov, N.G. Gasimov, J.N. Ibragimov, G.F. Guseinov

## **ABOUT CALCULATION OF TEMPERATURE OF PHOTOCATHODE BASED ON IT'S PHYSICAL PARAMETERS**

The problem of the increase of reliability of vacuum photoelectric devices raises the actual task for investigation of photo-cathode degradation. The formulae obtained in this paper give an opportunity for calculate the temperature of photocathode warmest spots.

Дата поступления: 10.09.97

Pedagogy: III, 163-180

төзүлгөн Э.Э., соңдатылған А.Д., тапшылған А.И., макеттүрүлгөн А.А.

## ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОХЛАЖДАЕМЫХ ФОТОРЕЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ $Cd_xHg_{1-x}Te$

К.А. АСКЕРОВ

Институт Фотозелектроники АН Азербайджана

370141, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 555 квартал

Исследовалось влияние ионизирующих излучений различного вида на фотоэлектрические свойства твердых растворов  $GaS_xSe_{1-x}$  ( $0 \leq x \leq 0,25$ ). Установлено, что изменение физических свойств исследуемых образцов в результате воздействия ионизирующего излучения является обратимым процессом, связанным, в основном, с эффектами ионизации и эффектами на поверхности.

Показано, что эти материалы могут быть использованы в качестве чувствительного элемента для изготовления датчиков ионизирующего излучения.

Практический интерес к классу полупроводниковых соединений  $A^{III}B^{VI}$  и их твердым растворам стимулировал появление значительного количества работ по изучению их электрофизических, гальваномагнитных, фотоэлектрических и ряда других свойств. В литературе имеются работы, посвященные разработкам фотоприемников на основе этих материалов и исследованиям воздействия ионизирующих излучений на физические свойства слоистых кристаллов и преобразователей на их основе [1-4].

Данная статья посвящена изучению влияния ионизирующих излучений различного вида на фотоэлектрические свойства твердых растворов  $GaS_xSe_{1-x}$ , перспективных для изготовления датчиков ионизирующего излучения.

Исследуемые образцы  $GaS_xSe_{1-x}$  получены методом медленного охлаждения для значений  $x=0; 0,05; 0,1; 0,15; 0,2$  и  $0,25$ .

Полученные составы твердых растворов подвергались воздействию гамма-квантов и электронного облучения с различной энергией.

В процессе электронного облучения с энергией 6 и 25 МэВ изучено изменение темнового сопротивления твердых растворов  $GaS_xSe_{1-x}$  ( $0 \leq x \leq 0,25$ ). На рис.1 представлены изменения величины  $R_T - R_{\text{обл}}/R_T$  ( $R_T$  - темновое сопротивление образца;  $R_{\text{обл}}$  - темновое сопротивление после облучения) от состава твердого раствора. Как видно из рисунка, в образцах твердого раствора  $GaS_{0,25}Se_{0,75}$  наблюдается максимальное изменение и быстрое восстановление темнового сопротивления (4-6 с). Такое изменение темнового сопротивления твердого раствора  $GaS_{0,25}Se_{0,75}$  повторяется в процессе воздействия гамма-излучения. Следует отметить, что тонкий слой твердого раствора  $GaS_{0,25}Se_{0,75}$  обладает чувствительностью к ионизирующему излучению, значительно повышающей чувствительность материалов, используемых в настоящее время в детекторах излучения. При этом облучение тонких слоев (100-500 Å) образца  $GaS_{0,25}Se_{0,75}$  мощными флюенсами электронов ( $10^{10} + 10^{12}$  э/см<sup>2</sup>·с) и гамма-излучения (100-800 Р/с) не вызывает в них никаких необратимых изменений. Поэтому использование  $GaS_{0,25}Se_{0,75}$  в детекторах излучения в качестве материала для чувствительного элемента может значительно расширить диапазоны измерений доз регистрируемых детекторами ионизирующих излучений.

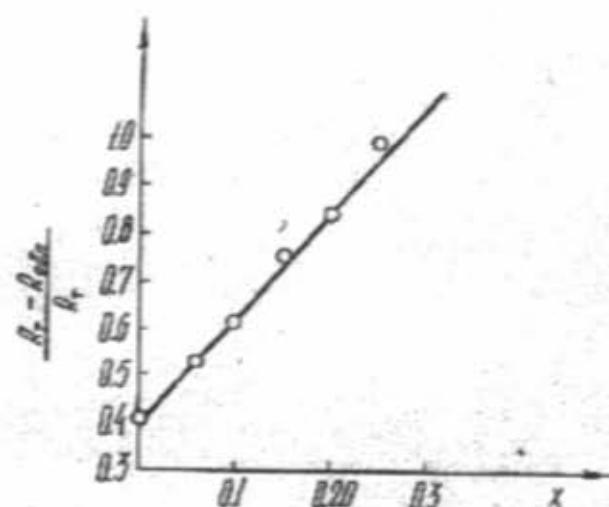


Рис. 1. Зависимость изменения  $R_T - R_{\text{обл}}/R_T$  от состава твердого раствора  $GaS_xSe_{1-x}$  ( $0 \leq x \leq 0,25$ ).

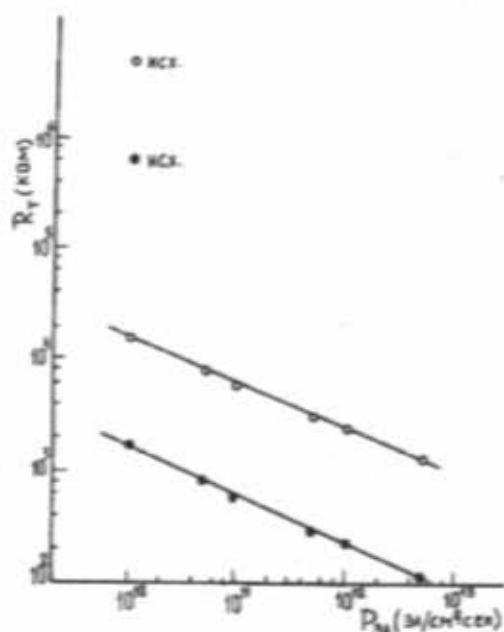


Рис. 2. Зависимости темновых сопротивлений образцов  $GaS_{0,25}Se_{0,75}$  от интенсивности электронов с энергией 6 МэВ.

На рис.2 представлены графики зависимости темнового сопротивления монокристаллического твердого раствора  $\text{GaS}_{0.25}\text{Se}_{0.75}$  для двух образцов с разными сопротивлениями от интенсивности падающего электронного излучения с энергией 6 МэВ. Темновое сопротивление (или темновой ток через него) после прекращения облучения за 4-6 с восстанавливается до исходного значения. Максимальное изменение темнового сопротивления образцов составляет примерно три порядка, что обуславливает высокую чувствительность образцов  $\text{GaS}_{0.25}\text{Se}_{0.75}$  к излучениям. Как видно из рисунка, зависимость темнового сопротивления от интенсивности падающего излучения носит линейный характер. Эти графики фактически

интенсивности электронного пучка до  $5 \cdot 10^{12} \text{ э/см}^2 \cdot \text{с}$  (рис.2). При этом чувствительность монокристаллического слоя твердого раствора  $\text{GaS}_{0.25}\text{Se}_{0.75}$  в интервале энергии гамма-квантов 1,24-3,5 МэВ и электронов 6-25 МэВ не зависит от энергии падающих частиц. Уменьшение темновых сопротивлений с ростом мощности флюенса облучения является обратимым процессом, связанным, в основном, с эффектами ионизации и эффектами на поверхности. Поэтому, после прекращения воздействия, наблюдается возрастание темновых сопротивлений до исходных величин. По-видимому, радиационные нарушения в объеме при таких мощностях существенную роль не играют.

До и после электронного облучения с энергией 6 и 25 МэВ измерялись спектральные характеристики фотодетекторов, изготовленных на основе твердого раствора  $\text{GaS}_{0.25}\text{Se}_{0.75}$ .

На рис.3 приведены спектральные распределения фотопроводимости фотодетекторов на основе  $\text{GaS}_{0.25}\text{Se}_{0.75}$  до и после облучения различными интегральными флюенсами электронов с энергией 6 МэВ при 300 К. Как видно, из рисунка, облучение электронами с энергией 6 МэВ до флюенса  $10^{15} \text{ э/см}^2$  приводит к увеличению фоточувствительности в максимуме спектральной характеристики  $\text{GaS}_{0.25}\text{Se}_{0.75}$  на 60 %. Однако, с дальнейшим ростом флюенса исходное значение фоточувствительности в этой точке восстанавливается или даже уменьшается, но одновременно с этим имеет место и увеличение фоточувствительности в длинноволновой области спектра. В случае облучения электронами с энергией 25 МэВ до флюенса  $10^{14} \text{ э/см}^2$  также наблюдается увеличение чувствительности на 20 % и сдвиг максимума в коротковолновой области спектра. Однако, следующие флюенсы до  $10^{15} \text{ э/см}^2$  приводят к ухудшению фоточувствительности на 70 % в максимуме спектральной характеристики.

Из приведенных данных можно сделать заключение, что изменение электрических и фотозелектрических свойств твердых растворов  $\text{GaS}_{1-x}\text{Se}_x$  при облучении различными частицами, по-видимому, связаны со специфической особенностью кристаллической структуры слоистых материалов. Изменение чувствительности следует при этом рассматривать как следствие особенностей структурного строения межслоистых прослоек. Результаты проведенных исследований показывают перспективность использования твердого раствора  $\text{GaS}_{0.25}\text{Se}_{0.75}$  в качестве чувствительного элемента для детекторов ионизирующих излучений.

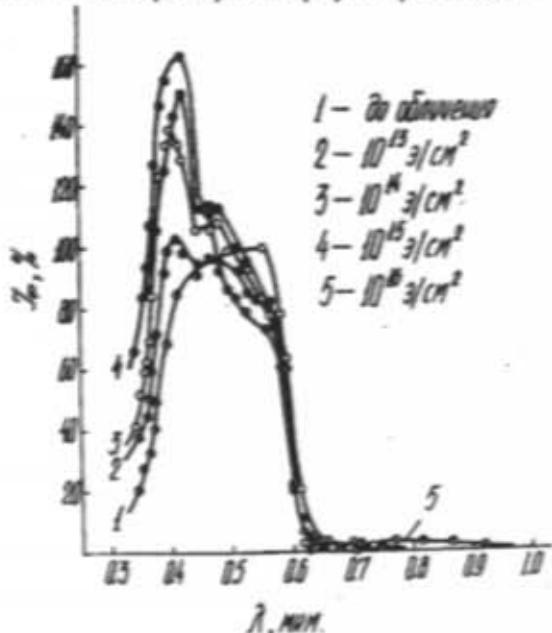


Рис.3. Спектральные характеристики фотодетекторов на основе  $\text{GaS}_{0.25}\text{Se}_{0.75}$  до и после облучения различными интегральными флюенсами электронов с энергией 6 МэВ.

представляют собой рабочую характеристику детектора ионизирующего излучения в случае облучения его флюенсами электронов. В случае облучения образца  $\text{GaS}_{0.25}\text{Se}_{0.75}$  гамма-излучением зависимость изменения темнового сопротивления от мощности падающего излучения также линейна. Экспериментально установлено, что образец из твердого раствора  $\text{GaS}_{0.25}\text{Se}_{0.75}$ , выполненный в виде тонкого слоя, обеспечивает возможность измерения мощности гамма-излучения, равной 800 Р/с и

- [1] К.А. Аскеров, Ф.К. Исаев, Д.Г. Амирзя. Дефектообразование и диффузионные процессы в некоторых слоистых полупроводниках. Азербайджан, 1991, с. 126.
- [2] Г.Б. Абдуллаев, А.З. Абасова, К.А. Аскеров, Ф.А. Зай-

- тов, Э.Ю. Салаев, В.И. Стариков. Известия АН СССР, сер. Неорг. матер., 1983, т. 19, №4, с. 679-681.
- [3] К.А. Аскеров. Физика, 1996, № 2, с. 36-39.
- [4] К.А. Аскеров. Физика, 1996, № 2, с. 19-21.

К.Э. Энзагогов

## GaS<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub> BƏRK MƏHLULUNUN FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ NÜFUZEDİCİ ŞÜALANMANIN TƏ'SİRİ

Məqalədə GaS<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub> (0≤x≤0,25) bərk məhlulunun fotoelektrik xassələrinə müxtəlif növ ionlaşdırıcı şıaların tə'siri tədqiq edilmişdir. Müyyəyən edilmişdir ki, bu materialdan ionlaşdırıcı şıalar qeyd etmək üçün saygac hazırlanmasında həssas element kimi istifadə etmək olar.

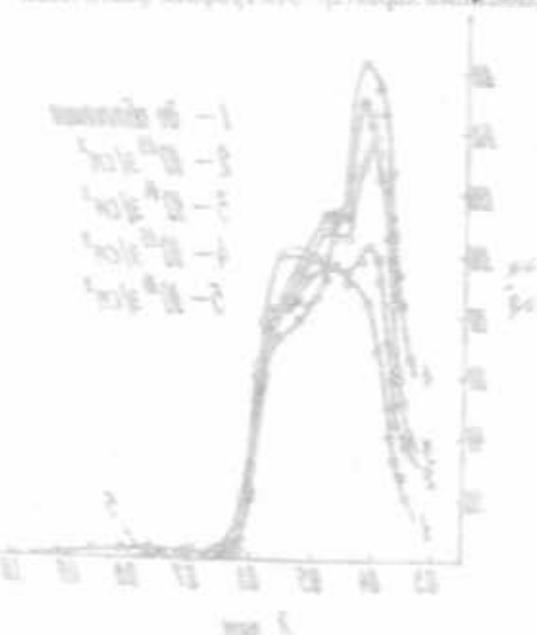
Gösterilmiştir ki, nüfuzedici şıaların to'sirinden tedqiq edilen nümunelerin fiziki xasselerinin deyişmesi sothi ve ya ionizasyon effektleri ile alakadardır.

K.A. Askeryn

# THE INFLUENCE OF IONIZING IRRADIATION ON THE PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF G<sub>x</sub>S<sub>1-x</sub> SOLID SOLUTIONS

The influence of the ionizing irradiation of different kind on the photoelectrical properties  $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$  ( $0 \leq x \leq 0.25$ ) have been investigated. It is established that variations in physical properties of specimens investigated under the effect of ionizing irradiation are reversible process, connected mainly with ionization and surface effect. It is shown that this material can be used as a sensible element for the fabrication of detectors of ionizing irradiation.

Home measurement - 26.05.07



zəmən əlqəsər və 25 dey. 3a tətənən əlqəsər

## THE INFLUENCE OF SPIN-LATTICE COUPLING ON AN EXCITATION IN TRIANGULAR LATTICE HEISENBERG ANTIFERROMAGNET (TLHA).

### II. EXCITATION COUPLING WAVES

M.N. ABDULLAEV, N.F. ABDULLAEV, K.M. SULTANOV

Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan,

370143, Baku, H. Javid pros., 33

In the first part of the present paper an excitation of spin waves in antiferromagnetics with triangular lattice is studied without taking into account the spin lattice coupling. The first part is devoted to the calculation of the spin wave energy spectrum [1]. An analytical expression for the spin wave energy spectrum with  $k_s \neq 0$  has been found.

In the second part we report the formation of magnetoelastic bound waves by spin lattice coupling in TLHA. For ordinary two-sublattice antiferromagnetics the excitation of the spin waves with spin lattice coupling was considered in the work [2]. Therefore it is interesting to discuss such a type of interaction for the triangular lattice.

#### Spin-phonon interaction

Next we consider the influence of the spin-lattice interaction on the excitation energy of the spin wave in the 120°-structure. The interaction Hamiltonian for this system is given by [3]

$$H_{int} = \sum_{s=1,2} \sum_{\substack{j_1, j_2 \\ b=2,3 \\ j_1 < j_2}} \frac{\partial J(R_{j_1 j_2})}{\partial R_{j_1 j_2}} \left( \Delta \bar{R}_{j_1} - \Delta \bar{R}_{j_2} \right) \bar{S}_{j_1} \bar{S}_{j_2} \quad (1)$$

where  $\Delta \bar{R}_j$  is the displacement vector of the  $j$  atom from its equilibrium position. It can be expressed in terms of the creation and annihilation operators by the formula

$$\Delta \bar{R}_j = \frac{1}{\sqrt{N/3}} \sum_q \bar{e}(q) (d_q + d_{-q}^*) e^{i \vec{q} \cdot \vec{R}_j} \quad (2)$$

Here  $d_{-q}$  and  $d_q$  are the phonon operators for the vibration of the lattice point  $j$ ,  $\bar{e}(q)$  the polarization unit vector of the wave with the vector  $\vec{q}$ . We assume that the lattice variable  $\Delta \bar{R}_j$  is described by the Einstein model.

Here the conversion of the spin operators to the magnon operators (via the Holstein-Primakoff transformation) is defined in a manner analogous to that in the first part of the paper.

As a result we obtain the following form for the interaction Hamiltonian

$$H_{int} = - \sum_{qk} \left[ A_{12}(q) (d_q + d_{-q}^*) (a_k + a_{-k}^*) + A_{13}(q) (d_q + d_{-q}^*) (b_k + b_{-k}^*) + A_{23}(q) (d_q + d_{-q}^*) (c_k + c_{-k}^*) \right] \delta(k+q) \quad (3)$$

Here the functions  $A_{12}(q)$ ,  $A_{13}(q)$  and  $A_{23}(q)$  are given by

$$A_{12}(q) = \left[ \frac{s^2 \hbar}{6M\omega_q} \right]^{1/2} \left[ \bar{e}(q) \left[ \frac{\partial J(\Delta_1)}{\partial R_{\Delta_1}} (1 - e^{-i \vec{q} \cdot \vec{R}_1}) - \sum_{\Delta_2} \frac{\partial J(\Delta_2)}{\partial R_{\Delta_2}} (1 - e^{-i \vec{q} \cdot \vec{R}_2}) \right] \right] \quad (3)$$

$$A_{13}(q) = \left[ \frac{s^2 \hbar}{6M\omega_q} \right]^{1/2} \left[ \bar{e}(q) \left[ \sum_{\Delta_1} \frac{\partial J(\Delta_1)}{\partial R_{\Delta_1}} (e^{i \vec{q} \cdot \vec{R}_1} - 1) - \sum_{\Delta_2} \frac{\partial J(\Delta_2)}{\partial R_{\Delta_2}} (1 - e^{-i \vec{q} \cdot \vec{R}_2}) \right] \right] \quad (3')$$

$$A_{23}(q) = \left[ \frac{s^2 \hbar}{6M\omega_q} \right]^{1/2} \left[ \bar{e}(q) \left[ \frac{\partial J(\Delta_2)}{\partial R_{\Delta_2}} (e^{i \vec{q} \cdot \vec{R}_2} - 1) - \sum_{\Delta_1} \frac{\partial J(\Delta_1)}{\partial R_{\Delta_1}} (e^{i \vec{q} \cdot \vec{R}_1} - 1) \right] \right] \quad (3'')$$

where  $\Delta_1 = \vec{R}_1 - \vec{R}_2$ ;  $\Delta_2 = \vec{R}_2 - \vec{R}_3$ ;  $\Delta_3 = \vec{R}_3 - \vec{R}_1$ .

Note that in the expression (3) the terms higher than quadratic with respect to magnon and phonon operators were neglected because they play a role in the relaxation.

We now derive Green functions and reduce them calculation analogue to that of the Green functions (9) in first part of the paper. In this case we can easily obtain the equations of motion for the Green functions analogous to unperturbed system (9), but with  $H_i$  replaced by

$$H = H_0 + H_{ph} + H_{int} \quad (4)$$

Here  $H_{ph}$  is the energy operator of a phonon.

The resulting equations for the Green functions are

$$-EG_k^T = S + E_{12} G_k^{TT} + (M_{12}^+ - M_{12}^-) \lambda_{12} G_k^{TT} + (M_{13}^+ - M_{13}^-) \lambda_{13} G_k^{TT}$$

$$-EG_k^{TT} = E_{12} G_k^T + (M_{12}^+ + M_{12}^-) \lambda_{12} G_k^{TT} + (M_{13}^+ + M_{13}^-) \lambda_{13} G_k^T - A_{12} H_k^T - (1 - 1) H_k^T \quad (AS = 1, 2, 3)$$

$$-EG_k^{TTT} = (E_{22} - 2D_{12}) G_k^{TT} + (M_{22}^+ - M_{22}^-) \lambda_{22} G_k^{TT} + (M_{23}^+ - M_{23}^-) \lambda_{23} G_k^{TT} \quad (AS = 1, 2, 3)$$

$$-EG_k^{IV} = (\varepsilon_{22} + 2D_{12})G_k^{III} + (M_{12}^+ + M_{12}^-)\lambda_k G_k^I + \\ + (M_{23}^+ + M_{23}^-)\lambda_k G_k^V - A_{13}(k)H_k^T$$

$$EG_k^V = (\varepsilon_{33} + 2D_{13})G_k^{VI} + (M_{23}^+ - M_{23}^-)\lambda_k G_k^{IV} + \\ + (M_{13}^+ - M_{13}^-)\lambda_k G_k^{II}$$

$$-EG_k^VI = (\varepsilon_{33} + 2D_{13})G_k^V + (M_{23}^+ + M_{23}^-)\lambda_k G_k^{III} + \\ + (M_{13}^+ + M_{13}^-)\lambda_k G_k^I - A_{23}(k)H_k^T \quad (5)$$

$$-EH_k^I = \hbar\omega H_k^{II} \\ -EH_k^{II} = \hbar\omega(k)H_k^I - 2A_{12}G_k^I - 2A_{13}(k)G_k^{III} - \\ -2A_{23}(k)G_k^V$$

We note that in the system (5) the Green functions of the following type

$$H_k^I = \langle \langle (d_k + d_{-k}^*) / S_k^I \rangle \rangle \quad (6)$$

$$H_k^{II} = \langle \langle (d_k - d_{-k}^*) / S_k^I \rangle \rangle$$

yield results of Hamiltonian (3). We can not find the exact solution of the system (5) as in (9) for the arbitrary value of  $k$ . Therefore we show to perform an approximation with respect to  $k$ . We also note that the solution of the system (9) can be found for two values of  $k=0$ :  $k_x$ , while that of (5) only for one value of  $k=k_x$ . As may be seen from (3') at  $k=0$  the interaction Hamiltonian vanishes.

Therefore it is not interesting to discuss such a type of approximate solution of the system (5). Using the lie of the spins in figure we carry out the sums with respect to  $\Delta_1$  and  $\Delta_2$  in expression (3') and we define the equally terms which cancel each other because opposite signs (in result  $A_{12}=0$ ). Next if we use the small value of wave number  $k_x$  we can deduce that  $A_{13}=-A_{23}$ .

To simplify the calculations during the solution of system (5) we replace the Green functions in the equations with even numbers by those in the equations with odd numbers. These solutions are analogous to those which we used to evaluate the dispersion dependences of the spin wave in (10). Thus the solutions of the system (5) have the following form

$$\{E^I - \gamma_1^2(k_x)E^2 + \gamma_2^2(k_x)\} \times \\ \times \{E^I - [\omega_{15}^2(k_x) + (\hbar\omega(k_x))^2]E^2 + \\ + [\omega_{15}^2(k_x)\omega(k_x)\hbar]^2 - \eta^2(k_x)\} = 0 \quad (7)$$

where  $\eta^2(k_x) = 2A_{23}\left[2JSZ(1-\lambda_{k_x}) + \frac{DS}{2}\right]$  the other terms defined by the expression (11).

As a result, four different modes  $E_{1c}^2$ ,  $E_2^2$  and  $E_3^2$  are derived. We note that  $E_2^2$  and  $E_3^2$  coincides with the modes which are obtained from the solutions of the second multiplier in (10) of the reference [1]. It is seen, that these modes

are spin-like, while  $E_{1c}^2$  and  $E_{-c}^2$  are the coupled modes between spin and phonon. We note that  $\eta^2(k_x)$  will be very small for small  $k_x$  (see (3')). Therefore we may use the small  $\eta^2(k_x)$  approximation for root of the solutions (7). Next if we restrict ourselves to the assumption that the

$$\frac{\eta^2(k_x)}{\omega_{15}^2(k_x) - (\hbar\omega(k_x))^2} \ll 1 \quad (8)$$

then, from the second multiplier of the equation (7) we get

$$E_{1c}^2 \approx \omega_{15}^2(k_x) + \frac{2\eta^2(k_x)}{\omega_{15}^2(k_x) - (\hbar\omega(k_x))^2}; \quad (9)$$

$$E_{-c}^2 \approx [\hbar\omega(k_x)]^2 - \frac{2\eta^2(k_x)}{\omega_{15}^2(k_x) - (\hbar\omega(k_x))^2}$$

In figure it is shown the schematic displacement dispersion curves of the spin and elastic waves because of the spin-lattice interaction.

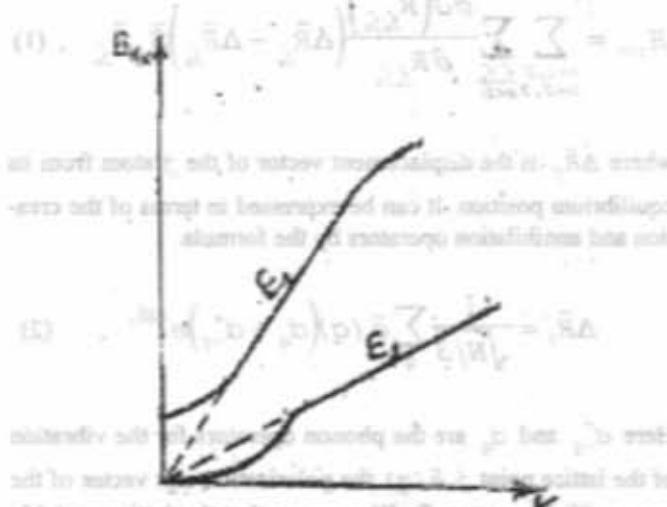


Fig. The dispersion curves of the spin and elastic waves.

From these curves it is seen that the interaction plays the essential role for  $E_{1c}^2$  and  $E_{-c}^2$  at certain value of  $k_x$ .

In this figure the dashed lines illustrate the dispersion relation for spin and elastic waves.

$$\text{We note that } E_1^2(k_x=0) = \omega_{15}^2(0) = \frac{DS}{2}(3JSZ - DS)$$

are the minimization values of  $\omega_{15}^2(k_x)$  and shown in figure as the energy gap, while the maximization that  $\omega_{15}^2(k_x)$  are to be determined in following region

$$\arccos \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{3D}{2JSZ} \right) \leq ak_x \leq \frac{2\pi}{3}$$

- [1] M.N. Abdullaev, N.G. Abdullaev and K.M. Sultanov. Fizika, v. 2, 1996, p. 1.  
 [2] D.A. Yablonsky and V.G. Baryaktar. Preprint ITF-84-III, Kiev, 1984.  
 [3] A. Akhieser. J. Phys. of USSR, 10, 1946, 217.  
 [4] T. Holstein and H. Primakoff. Phys. Rev., 58, (1940), 1098.  
 [5] M.N. Abdullaev, Yu.M. Seidov. Preprint-284, Baku, 1988.

M.N. Abdullayev, N.G. Abdullayev, K.M. Sultanov

## QEYRİ KOLLENİAR ÜÇ YARIMQƏFƏSLİ HEYZENBERQ ANTİFERROMONİTLƏRDƏ ELEMENTAR OYANMALARDÀ SPİN-FONON QARSILIQOLU TƏ'SİRİ.

Baxılan maqnit sistemlerinde elaqəli spin-clastiki dalğaların oyanmasına baxılmış ve onlar üçün enerji spektri hesablanmışdır. Həmçinin enerji zolağının aşağı və yuxarı serbeddi müəyyənəşdirilmişdir. İşin birinci hissəsində olduğu kimi bu hissədə de hesablama iki zamanlı Orin funksiyası fəsul ilə aparılmışdır.

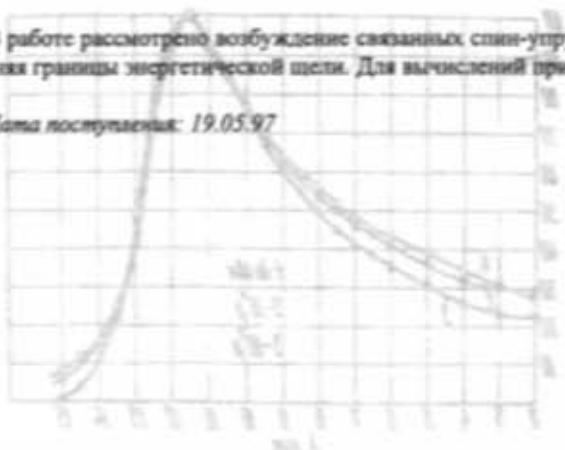
М.Н. Абдуллаев, Н.Г. Абдуллаев, К.М. Султанов

## **СПИН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В НЕКОЛЛИНЕАРНЫХ ТРЕХПОДРЕШЕТОЧНЫХ ГЕЙЗЕНБЕРГОВСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ**

## II. ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЯЗАННЫХ ВОЛН

В работе рассмотрено возбуждение связанных спин-упругих волн и вычислен их энергетический спектр. Определены нижняя и верхняя границы энергетической щели. Для вычислений применен метод двухвременных функций Грина.

Item posted on: 19.05.97



## ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОХЛАЖДАЕМЫХ ФОТОРЕЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te

К.А. АСКЕРОВ

Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана

370141, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 555 квартал

Статья посвящена результатам исследования влияния ионизирующих излучений различного вида на основные параметры, элементы, конструкции и конструкционные материалы фотоприемников на основе твердого раствора Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te. Установлено, что изменение основных параметров фоторезисторов в основном связано с изменением свойств фоточувствительных элементов. Получены прогнозированные данные о радиационной стойкости исследуемых типов фоторезисторов с рекомендациями их для работы в условиях повышенной радиации.

В настоящее время одной из важнейших задач, стоящих перед наукой и техникой является исследование радиационной стойкости и надежности новых видов фотоприемников. Надежность широко применяемых в космической технике фотоприемников сильно зависит от их радиационной стойкости.

Целью настоящего исследования являлось изучение влияния ионизирующего излучения на основные параметры, элементы, конструкции и конструкционные материалы фотоприемников на основе твердого раствора Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te ( $x=0.2$ ) типа "Арктур", "Планета-СФ" и "Вулкан". Определение надежности фотоприемников производится на основе анализа степени деградации электрофизических и физико-механических характеристик, материалов применяемых в изделиях и определяющих электрические параметры, механико-климатическую устойчивость и надежность фотоприемников после воздействия.

Исследовалось влияние гамма-квантов и импульсных нейтронов на основные фотоэлектрические параметры двух, трех и четырехэлементных фоторезисторов типа "Арктур", "Вулкан" и "Планета-СФ", а также на применяемые в этих фотоприемниках полупроводниковые фоточувствительные элементы и конструкционные материалы. Исследуемые фоторезисторы, изготовленные на основе Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te ( $x=0.2$ ) сопряжены с радиационной системой охлаждения и используются в телевизионных космических спутниковых системах, предназначенных для области спектра 8-14 мкм. Фоторезисторы были изготовлены по планарной технологии и состояли из следующих узлов и деталей: блока ФЧЭ, держателя, электрических выводов, теплоизолирующего сосуда, блока предварительных усилителей со вторичным источником питания и микротеплообменника [1].

Фоторезисторы облучались гамма-квантами от источника Co<sup>60</sup> (1.25 МэВ) в интервале флюенсов  $10^5$ - $10^8$  Р и импульсными гамма-нейтронами в интервале флюенсов  $10^{12}$ - $10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Облучение проводилось при комнатной температуре. До и после облучения при температуре 77 К измерялось спектральное распределение фоточувствительности, вольт-ваттная чувствительность ( $S_V$ ) и обнаружительная способность ( $D'$ ) фоторезисторов при раз-

личных напряжениях смещения.

На рис. 1 показаны спектральные зависимости распределения фоточувствительности фоторезисторов "Планета-СФ" до и после облучения гамма-квантами.

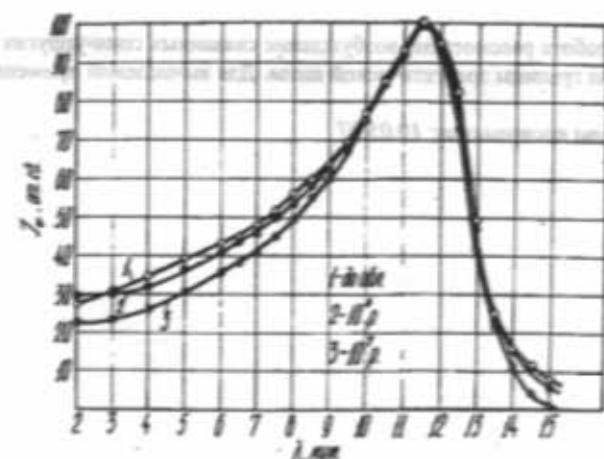


Рис. 1. Спектральное распределение фоточувствительности фоторезисторов "Планета-СФ" при 77 К до и после облучения гамма-квантами.

Как видно из рисунка, смещение максимума спектральной характеристики в результате облучения не происходит, и лишь в коротковолновой области спектра наблюдается незначительное уменьшение фоточувствительности.

Аналогичное изменение наблюдалось и в спектральной характеристике фоторезисторов типа "Арктур" в результате облучения гамма-квантами.

На рис. 2 представлены спектральные характеристики чувствительности фоторезисторов типа "Вулкан", снятые при 77 К до и после облучения гамма-квантами с интегральным флюенсом  $10^7$  и  $10^8$  Р. Как видно из рисунка, смещение основного максимума спектральной характеристики под воздействием облучения не наблюдается. Снижение фоточувствительности фоторезисторов происходит в области коротких длин волн спектра.

На таблице 1 представлены зависимости обнаружительной и вольт-ваттной чувствительности фоторезисторов снятых при 77 К от флюенса гамма излучений.

Таблица 1.

Фоторезисторы	“Планета-СФ”		“Арктур”		“Вулкан”	
	$S_d$ В/Вт	$D'$ $\text{см}^2 \text{Гц}^{1/2} \text{Вт}^{-1}$	$S_d$ В/Вт	$D'$ $\text{см}^2 \text{Гц}^{1/2} \text{Вт}^{-1}$	$S_d$ В/Вт	$D'$ $\text{см}^2 \text{Гц}^{1/2} \text{Вт}^{-1}$
Флюенсы гамма-квантов						
До облучен.	$8,1 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^{10}$	$4,1 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^3$
$10^5 \text{ Р}$	$6,2 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$3,0 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^3$	$1,29 \cdot 10^3$	$4,8 \cdot 10^3$
$10^6 \text{ Р}$	$4,0 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	$1,25 \cdot 10^3$	$4,2 \cdot 10^3$
$10^7 \text{ Р}$	$3,7 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^3$	$4,0 \cdot 10^3$
$10^8 \text{ Р}$	$2,0 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^3$	$3,8 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^3$	$1,15 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$

Как видно из таблицы 1, снижение указанных параметров фоторезисторов при температуре 77 К после флюенса  $10^8 \text{ Р}$  составляет приблизительно 13 % от исходного значения. Дальнейший рост флюенса гамма-квантов приводит к монотонному уменьшению значений обнаружительной способности фоторезисторов. Для фоторезисторов “Планета-СФ” и “Арктур” снижение параметров не больше 30 % от исходного значения и наблюдается после флюенса  $10^7 \text{ Р}$ , а при флюенсе  $10^8 \text{ Р}$  это значение достигает 70 %. У фоторезисторов типа “Вулкан” при флюенсе  $10^8 \text{ Р}$  изменение  $D'$  составляет 30 % от начального. При этом вольт-ваттная фоточувствительность до флюенса  $10^8 \text{ Р}$  почти не меняется.

Снижение обнаружительной способности фоторезисторов и фоточувствительности в коротковолновой области спектра связано с изменением времени жизни основных носителей тока в полупроводниковом материале. Кроме того, не исключено, что незначительное уменьшение фоточувствительности в коротковолновой области спектра связано с ухудшением поверхности кристалла.

Исследуемые фоторезисторы после флюенса  $10^8 \text{ Р}$  подвергались изокронному отжигу, который проводился в электрической муфельной печи в специально проплавленных, отожженных в воздухе кварцевых лодочках. Продолжительность изокронного отжига составляла 30 минут, интервал температур 40–100°C, каждая фаза отжига отличалась от предыдущей на 10°C.

После каждого цикла измерялись  $D'$  и  $S_d$  фоторезисторов при 77 К. Результаты отжига показали, что дефекты, созданные гамма-квантами, носят один и тот же характер, и при 50–60°C параметры фоторезисторов почти восстанавливаются.

Облучение импульсными нейтронами фоторезисторов типа “Планета-СФ”, “Арктур”, и “Вулкан” проводилось при комнатной температуре в интервале флюенсов  $10^{12}$ – $10^{14} \text{ см}^{-2}$ . В результате облучения нейтронами в спектральных характеристиках фоторезисторов значительных изменений и смещений основного максимума не наблюдалось. Однако, в коротковолновой части спектра фоточувствительность несколько уменьшается. Влияние нейтронного облучения на обнаружительную способность и вольт-ваттную чувствительность для двух фоторезисторов типа “Арктур” или “Планета-СФ” (они отличаются по размерам и количеству фоточувствительных площадок) представлены в таблице 2.

Как видно из таблицы 2, при флюенсе нейтронов  $10^{13} \text{ см}^{-2}$  значительно уменьшается обнаружительная способность и вольт-ваттная чувствительность фоторезисторов типа “Арктур” и “Планета-СФ”. В некоторых случаях изменение указанных параметров превышает 30 %.

В таблице 3 показаны изменения  $S_d$  и  $D'$  при различных смещениях напряжения для 5 фоторезисторов типа “Вулкан” до и после облучения нейтронами.

Как следует из таблицы 3, изменение  $S_d$  и  $D'$  для фоторезисторов “Вулкан” при флюенсах  $10^{13}$  и  $10^{14} \text{ см}^{-2}$  превышает 30 %. По сравнению с фоторезисторами типа “Арктур” и “Планета-СФ” фоторезисторы типа “Вулкан” являются более радиационно-стойкими и рекомендуются для работы в условиях повышенной радиации.

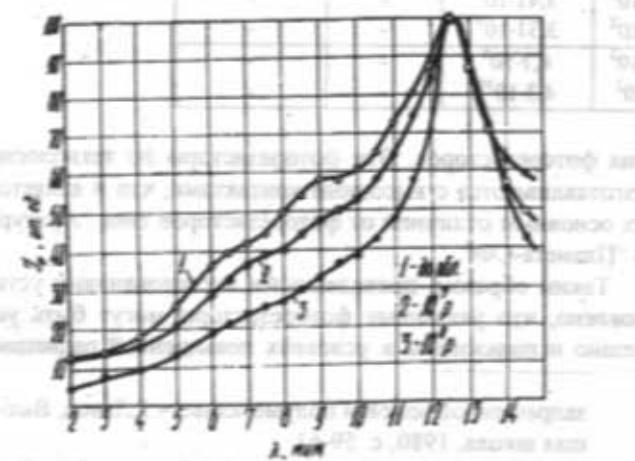


Рис. 2. Спектральные характеристики фоточувствительности фоторезисторов типа “Вулкан” при 77 К до и после облучения гамма-квантами

Для выяснения причин деградации основных параметров фоторезисторов в результате воздействия гамма-квантов облучения подвергались одновременно, как фотоприемники в целом, так и отдельные фоточувствительные элементы, применяемые в этих изделиях. Изменения основных параметров, как готовых резисторов, так и фоточувствительных элементов, практически не отличались друг от друга. Этот факт указывает на незначительное влияние гамма-квантов на конструкционные материалы (корпус, просветленные германниевые окна, токопроводы и т.д.). Отсюда следует, что изменение основных параметров фоторезисторов, в основном, связано с изменением свойств фоточувствительных элементов [2,3]. Согласно работам [2,3], незначительное уменьшение обнаружи-

Tafel 2.

№/№	$U_{\text{cm}}$	До облучения		После облучения флюенсом $10^{12} \text{ см}^{-2}$		После облучения флюенсом $10^{13} \text{ см}^{-2}$	
		$S_A$ $\text{В/Вт}$	$D'$ $\text{см}^2 \text{Гц}^{1/2} \text{Вт}^{-1}$	$S_A$ $\text{В/Вт}$	$D'$ $\text{см}^2 \text{Гц}^{1/2} \text{Вт}^{-1}$	$S_A$ $\text{В/Вт}$	$D'$ $\text{см}^2 \text{Гц}^{1/2} \text{Вт}^{-1}$
1	100	$2,2 \cdot 10^3$	$8,7 \cdot 10^3$	$8,1 \cdot 10^2$	$2,5 \cdot 10^2$	$2,5 \cdot 10^2$	$9,5 \cdot 10^3$
	150	$2,6 \cdot 10^3$	$9,6 \cdot 10^3$	$8,3 \cdot 10^2$	$3,1 \cdot 10^2$	$2,9 \cdot 10^2$	$1,02 \cdot 10^3$
	200	$5,6 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^3$	$4,3 \cdot 10^3$	$3,08 \cdot 10^2$	$7,1 \cdot 10^3$
2	100	$7,38 \cdot 10^3$	$9,5 \cdot 10^3$	$3,8 \cdot 10^2$	$5,5 \cdot 10^2$	$8,7 \cdot 10^2$	$3,2 \cdot 10^3$
	150	$8,34 \cdot 10^3$	$1,08 \cdot 10^{10}$	$4,3 \cdot 10^2$	$9,5 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^3$	$7,5 \cdot 10^3$
	200	$9,36 \cdot 10^3$	$1,25 \cdot 10^{10}$	$8,0 \cdot 10^2$	$9,8 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^3$	$3,1 \cdot 10^3$

Таблица 3.

№/№ φр	$U_{\text{ок}}$ мВ	До облучения		После облучения флюенсом $10^{13} \text{ см}^{-2}$		После облучения флюенсом $10^{14} \text{ см}^{-2}$	
		$S_A$ $\text{В/Вт}$	$D'$ $\text{см}^2 \text{Гц}^{1/2} \text{Вт}^{-1}$	$S_A$ $\text{В/Вт}$	$D'$ $\text{см}^2 \text{Гц}^{1/2} \text{Вт}^{-1}$	$S_A$ $\text{В/Вт}$	$D'$ $\text{см}^2 \text{Гц}^{1/2} \text{Вт}^{-1}$
1	100	$2,9 \cdot 10^2$	$1,35 \cdot 10^{10}$	-	-	$1,57 \cdot 10^2$	$9 \cdot 10^8$
	150	$5,65 \cdot 10^2$	$2,02 \cdot 10^{10}$	-	-	$3,5 \cdot 10^2$	$9,5 \cdot 10^8$
	200	$6,97 \cdot 10^2$	$2,02 \cdot 10^{10}$	-	-	$2,93 \cdot 10^2$	$1,13 \cdot 10^9$
2	100	$2,02 \cdot 10^2$	$4,7 \cdot 10^9$	-	-	$1,0 \cdot 10^2$	$2,1 \cdot 10^9$
	150	$3,73 \cdot 10^2$	$7,5 \cdot 10^9$	-	-	$1,5 \cdot 10^2$	$4,2 \cdot 10^9$
	200	$5,13 \cdot 10^2$	$8,5 \cdot 10^9$	-	-	$1,29 \cdot 10^2$	$3,8 \cdot 10^9$
3	100	$2,03 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,02 \cdot 10^2$	$4,7 \cdot 10^9$	-	-
	150	$3,05 \cdot 10^2$	$9,8 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^2$	$4,7 \cdot 10^9$	-	-
4	100	$2,14 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$8,01 \cdot 10^2$	$3,41 \cdot 10^9$	-	-
	150	$3,38 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$9,86 \cdot 10^2$	$3,31 \cdot 10^9$	-	-
5	100	$3,16 \cdot 10^2$	$2,03 \cdot 10^{10}$	$1,02 \cdot 10^2$	$4,7 \cdot 10^9$	-	-
	150	$5,07 \cdot 10^2$	$7,78 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^2$	$4,3 \cdot 10^9$	-	-

В результате облучения гамма-квантами с большими флюенсами ( $10^8$  Р) токопроводные выводы из материала марки МСЭ-16-13 покрели и вышли из строя. В остальных конструкционных материалах изменений не обнаружено. Наконец, следует отметить, что по всей вероятности, повышенная радиационная стойкость фотрезисторов типа "Вулкан" связана с технологией изготовле-

ния фотодиодов. Эти фотодиоды по технологии изготавливаются с высокими контактами, что и является их основным отличием от фотодиодов типа "Арктур" и "Планета-СФ".

Таким образом, проведенными исследованиями установлено, что указанные фоторезисторы могут быть успешно использованы в условиях повышенной радиации.

- [1] К.А. Алиев, К.А. Ахмед-заде, Э.К. Гусейнов, Ф.Н. Ка-  
зиев, Э.Ю. Салаев, Г.С. Сеидли. Вопросы оборонной  
техники., 1984, сер. XI, вып. 3 (94), с. 17-19.  
[2] Ф.А. Заитов, О.В. Горшкова и др. Влияние различ-  
ных видов облучения на электрофизические свойст-  
ва Cd,Hg<sub>1-x</sub>Te ( $x=0.2$ ). Сб. Полупроводники с узкой

запрещенной зоной и полуметаллы; ч.1, Лысов, Высшая школа, 1980, с. 59-61.

- [3] Ф.А. Заитов, Г.Ю. Андерсон, А.А. Другова, Е.В. Суслов. Вопросы оборонной техники, 1982, сер. XI, вып. 3(86), с. 43-46.

K.A. Θεοφόρου

Məqalədə  $Cd_xHg_{1-x}Te$  bərk mehlulu əsasında hazırlanmış fotoqəbuləcidiçilərin əsas xasseloruna, konstruksiya və konstruksiya materiallarına müxtəlif növ ionlaşdırıcı şəhərlər təsiri tədqiq edilmişdir. Qeyd edilmişdir ki, fotoqəbuləcidiçilərin əsas parametrlərinin dəyişməsi onun həssas elementinin xasselorunun dəyişməsi ilə əlaqədardır. Tədqiq edilmiş fotoqəbuləcidiçilərin ionlaşdırıcı şəhərlər qarşı davamlılıq təyin edilmiş və onların yüksək rəsədxüsəy şəraitində işlədirilmək üçün yararlı olduğu göstərilmişdir.

K.A. Askarov

## THE INFLUENCE OF IONIZING RADIATION ON THE MAIN CHARACTERISTICS OF THE COOLED PHOTORESISTORS ON THE BASE OF Cd<sub>4</sub>Hg<sub>1-x</sub>T<sub>x</sub>

The influence of the ionizing radiation of different kind on the main parameters, elements, construction materials of photoreceivers on the base of  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Tc}$  have been investigated. It is established that the variations of photoresistor main parameters are mainly connected

with variations of the properties of photosensitive elements. The forecasting data on the radiation resistance was obtained and recommendations for their operations under high-irradiation conditions are given.

Лента постов изображена 19.09.27

Редактор: Д.Ш. Абданов

## ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $PbGa_2Se_4$

Б.Г. ТАГИЕВ, Н.Н. МУСАЕВА

Институт Физики АН Азербайджана

370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Представлены результаты исследований темнового тока, спектрального распределения фототока и температурного гашения, также коэффициента оптического поглощения в монокристаллах  $PbGa_2Se_4$ , выращенных методом Бриджмена-Стокбаргера.

В спектре фототока обнаружены интенсивные максимумы при 530, 760 и 1000 нм. По правилу Мосса из коротковолнового максимума определена ширина запрещенной зоны  $PbGa_2Se_4$  равная 2.35 эВ. С ростом электрического поля до  $10^4$  В/см максимумы фототока увеличиваются на два порядка. Из температурного гашения фототока определена энергия рекомбинационных г-центров (0.89 эВ).

Спектр оптического поглощения в монокристаллах  $PbGa_2Se_4$  исследован в интервале энергии фотонов 2.280-2.350 эВ и 2.350-2.460 эВ, имеют место непрямые и прямые оптические переходы, которым соответствуют  $E_{g1}=2.228$  и  $E_{g2}=2.350$  эВ, соответственно. Температурные коэффициенты  $E_{g1}$  и  $E_{g2}$  соответственно, равны  $-0.6 \cdot 10^{-4}$  и  $4.75 \cdot 10^{-4}$  эВ/К.

Соединение  $PbGa_2Se_4$  впервые синтезировано авторами [1,2], которые установили, что этот полупроводник имеет орторомбическую структуру с параметрами  $a=10.64$  Å,  $b=10.94$  Å,  $c=6.36$  Å и пространственной группой  $B\bar{b}mm$ .  $PbGa_2Se_4$  является фоточувствительным в области 0.4-1.2 мкм с кратностью  $10^3-10^4$  и высокоомным полупроводником с удельным сопротивлением около  $10^{11}$  Ом·см при 300 К.

Выяснение механизмов электронных явлений в монокристаллах  $PbGa_2Se_4$  требует исследования электрических, фотоэлектрических и оптических свойств в широком интервале температур и энергии фотонов. Насколько нам известно, эти свойства монокристаллов  $PbGa_2Se_4$  не изучены. В настоящей работе представлены результаты исследований электрических и фотоэлектрических свойств и коэффициента оптического поглощения  $\alpha$  в монокристаллах  $PbGa_2Se_4$ .

Соединение  $PbGa_2Se_4$  синтезировано сплавлением компонентов в эвакуированных кварцевых ампулах ( $10^{-5}$  мм рт.ст.), взятых в стехиометрических соотношениях. Монокристаллы  $PbGa_2Se_4$  с размерами  $1 \times 1 \times 2$  см<sup>3</sup> выращены методом Бриджмена-Стокбаргера. Это соединение обладает цепочечно-слоистой структурой, его цвет меняется от желто-оранжевого до темно-красного в зависимости от толщины.

### Результаты измерений и их обсуждение

#### а. Электрические свойства

Зависимость темнового тока от температуры измерена в интервале 200-400 К в электрическом поле  $7.5 \cdot 10^3$  В/см и результаты представлены на рис. 1. Видно, что в указанном интервале температур темновой ток изменяется от  $10^{-6}$  до  $10^{-11}$  А. В пологарифмическом масштабе зависимость  $lg I$  от  $10^3/T$  состоит из трех участков, с наклонами равными 0.22, 0.60 и 0.72 эВ.

Показано, что при изменении электрического поля от 50 до  $3 \cdot 10^4$  В/см темновой ток, проходящий через структуру In-PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>-In, увеличивается от  $10^{-12}$  до  $10^{-6}$  А. ВАХ, в области нарушения закона Ома, с увеличением температуры смещается в сторону низких электрических полей.

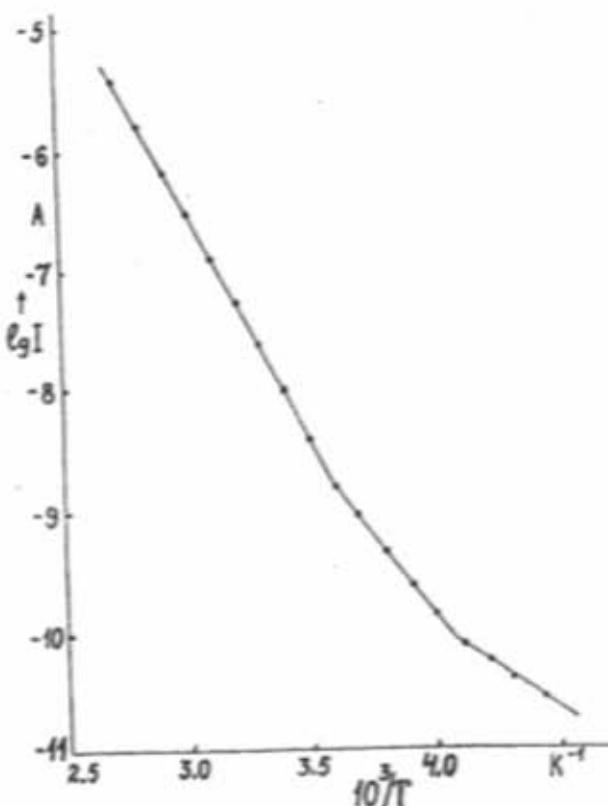


Рис. 1. Температурная зависимость темнового тока в монокристаллах  $PbGa_2Se_4$  при электрическом поле  $7 \cdot 10^3$  В/см.

Анализ экспериментальных данных (измерения проводились на пяти образцах с разными толщинами) показывает, что в интервале электрических полей  $10^3-10^4$  В/см в структуре In-PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>-In имеет место ток, ограниченный пространственным зарядом [3].

Из температурных зависимостей инжекционных токов [4] для монокристаллов  $PbGa_2Se_4$  найдены концентрация свободных носителей  $n_0=1.65 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, квазиуровень Ферми  $E_F=0.76$  эВ, подвижность носителей  $\mu = 20$  см<sup>2</sup>/В·сек, концентрация ловушек  $N_L=1.35 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, энергия активации ловушек  $E_L=0.72$  эВ. При оценке указанных величин

использована диэлектрическая проницаемость PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>,  $\epsilon=8$ , определенная нами из емкостных измерений.

### б. Фотоэлектрические свойства

Спектральное распределение фототока (СРФТ) для монокристаллов PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> измерено в интервале энергии фотонов 1.13–3.10 эВ. Результаты измерений СРФТ при 300 К для различных электрических полей представлены на рис. 2. На зависимости фототока от длины волны падающего излучения выявлены интенсивные максимумы при 530 нм, 760 и 1000 нм. Видно, что энергетическое положение этих максимумов не зависит от внешнего электрического поля. Кроме того, с изменением электрического поля от 10 до  $5 \cdot 10^4$  В/см фототок увеличивается на два порядка. Максимум при 530 нм соответствует собственной проводимости, а длинноволновые максимумы обусловлены примесями в монокристаллах PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>.

По правилу Мосса [5] из коротковолнового максимума фототока можно определить ширину запрещенной зоны PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>. В соответствии с этим правилом, спектральная чувствительность  $S(h\nu)$  фотопроводника определяется отношением фототока (фотопроводимости)

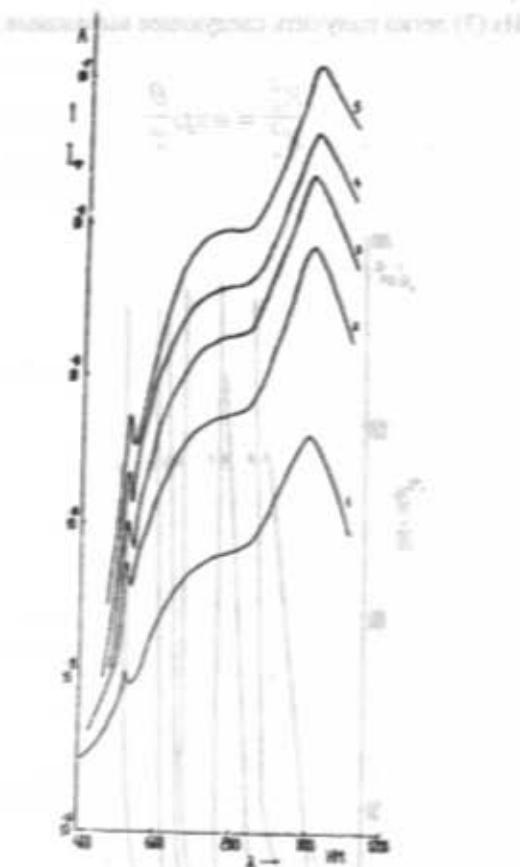


Рис.2. Спектральное распределение фототока монокристалла PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> при 300 К и приложенном электрическом поле  $E$  (В/см):  $5.0 \cdot 10^2$  (1),  $2.5 \cdot 10^3$  (2),  $5 \cdot 10^3$  (3),  $7.5 \cdot 10^3$  (4),  $1.5 \cdot 10^4$  (5).

$I_\theta(h\nu)/I_{\text{max}}(h\nu)$  к максимуму фототока (фотопроводимости) по следующей формуле:

$$S(h\nu) = \frac{I_\theta(h\nu)}{I_{\text{max}}(h\nu)} = \frac{1}{1 + \exp[C(E_g - h\nu)]}. \quad (1)$$

где  $C$  - постоянная,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны полупроводника. Из формулы видно, что  $S(h\nu)$  уменьшается в два раза, когда  $E_g - h\nu$ . По данным представленным на рис.2 вычислена значение  $E_g = 2.35$  эВ для PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>. Применение указанной формулы в [6,7] позволило из спектральной зависимости фототока (фотопроводимости) определить ширины запрещенных зон для FeS<sub>2</sub> (0.86 эВ), GeSe ( $1.144 \pm 0.011$  эВ и  $1.167 \pm 0.025$  эВ в направлениях осей  $a$  и  $c$ , соответственно), которые хорошо согласуются с оптическими данными.

Исследованием температурной зависимости фототока обнаружено, что фототок увеличивается с ростом температуры до 365 К, а затем начинает уменьшаться и наблюдается ТГ фототока. Это дает основание считать, что в запрещенной зоне монокристалла PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> имеются два типа рекомбинационных уровней [8]: быстрые ( $s$ -центры) и медленные ( $r$ -центры). При температурах, соответствующих максимуму фототока, основной рекомбинационный поток проходит через  $r$ -центры, и это является фоточувствительной областью для монокристалла PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>. Повышение температуры приводит к генерации неосновных носителей заряда с  $r$ -центров и способствует переходу этих зарядов на  $s$ -центры, в связи с чем уменьшается время жизни свободных электронов и наблюдается ТГ фототока. Определено энергетическое положение центров рекомбинации ( $r$ -центров), равное 0.89 эВ.

### с. Оптические свойства

Результаты измерений  $\alpha(h\nu)$  для образца толщиной 35 мкм при восьми значениях температуры представлены на рис.3.а. Аналогичные результаты получены и для других 5 образцов. Как видно из рисунка зависимость  $\alpha(h\nu)$  смещается в коротковолновую область с понижением температуры от 300 до 86 К. При этом  $\alpha(h\nu)$  в интервале энергии фотонов 2.24–2.46 эВ изменяется от 1000 до  $2500 \text{ см}^{-1}$ . Зависимость  $\alpha(h\nu)$  состоит из трех участков: 1 - в интервале энергии фотонов 2.24–2.28 эВ  $\alpha$  почти не зависит от  $h\nu$  или имеет место относительно слабый ее рост; 2 - заметный рост  $\alpha$  в интервале 2.28–2.35 эВ; 3 - резкий рост  $\alpha$  в интервале энергии фотонов 2.35–2.46 эВ.

Полученные результаты проанализированы в соответствии с теорией непрямых и прямых оптических переходов [9–11].  $\alpha(h\nu)$  можно представить в следующем виде:

$$\alpha = \alpha_i + \alpha_d + \alpha_b, \quad (2)$$

где  $\alpha_i$ ,  $\alpha_d$  и  $\alpha_b$  - коэффициенты оптического поглощения при непрямых, прямых переходах и при фоновом поглощении, соответственно.

При анализе экспериментальных данных было учтено, что фоновое поглощение  $\alpha_b$  линейно зависит от  $h\nu$ . Зависимость (2) была экстраполирована в сторону высоких энергий фотонов и при разных  $h\nu$  определены  $\alpha_i$ ,  $\alpha_d = \alpha_i + \alpha_b$ . Принимая во внимание, что в малой области изменения энергии фотонов зависимости  $(\alpha - \alpha_b)^{1/2}$  и  $[(\alpha - \alpha_b)^{1/2} h\nu]$  от  $h\nu$  почти одинаковы [9], экспериментальные данные на рис.3.б. представлены в координатах  $(\alpha - \alpha_b)^{1/2} - h\nu$ . На этой зависимости выделяются два

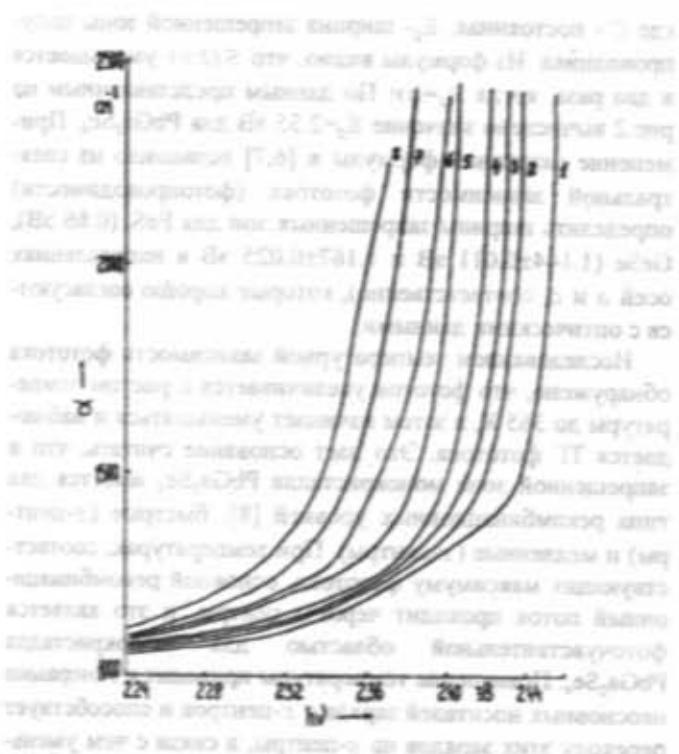


Рис.3.5. Спектральная зависимость коэффициента оптического поглощения в монокристалле PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> при температурах T, К:

1 - 86, 2 - 112, 3 - 134, 4 - 157, 5 - 214, 6 - 258,  
7 - 271, 8 - 294.

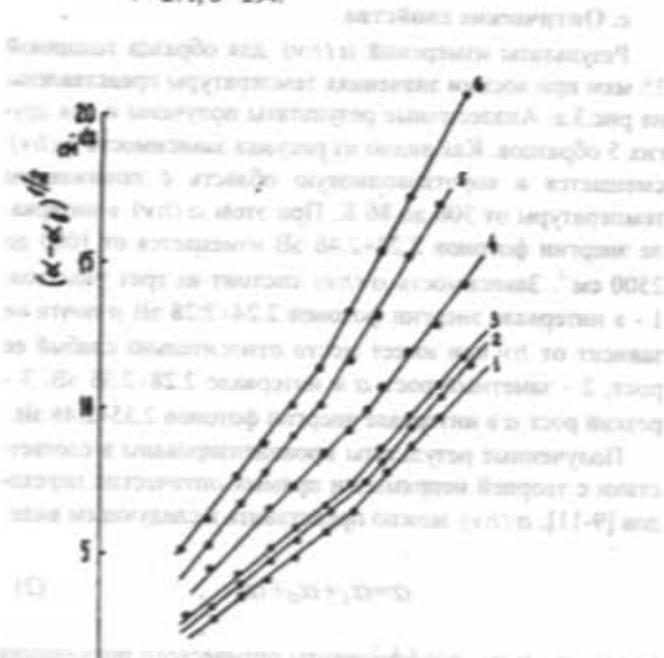


Рис.3.6. Зависимость  $(\alpha - \alpha_0)^{1/2}$  от  $h\nu$  при температурах T, К:

1 - 86, 2 - 112, 3 - 134, 4 - 157, 5 - 214, 6 - 258,  
7 - 271, 8 - 294.

прямолинейных участка с различными наклонами, величины которых с понижением температуры уменьшаются. Появление этих участков обусловлено поглощением и ис-

пусканием фонов и в этом случае коэффициент оптического поглощения определяется по формуле:

$$\alpha(h\nu) = A \frac{\left( (h\nu - E_{g1} + k\theta)^2 + (h\nu - E_{g1} - k\theta)^2 \right)}{e^{\frac{\theta}{T}} - 1}, \quad (3)$$

где  $E_{g1}$  - ширина запрещенной зоны при непрямых переходах,  $k\theta$  - энергия фонона,  $\theta$  - характеристическая температура,  $T$  - абсолютная температура,  $A$  - постоянная, слабо зависящая от  $h\nu$  и  $T$ . Если учесть, что первое слагаемое связано с поглощением ( $\alpha_p$ ), а второе - с испусканием фонона ( $\alpha_e$ ), тогда находим прямых  $\alpha_p^{1/2} = h\nu$  и  $\alpha_e^{1/2} = h\nu$  можно определить следующими выражениями:

$$K_p = \left( \frac{A}{\theta} \frac{e^{\frac{\theta}{T}}}{e^{\frac{\theta}{T}} - 1} \right)^{1/2}; \quad K_e = \left( \frac{A}{\theta} \frac{e^{\frac{\theta}{T}}}{1 - e^{\frac{\theta}{T}}} \right)^{1/2} \quad (4)$$

Из (3) легко получить следующее выражение:

$$\frac{K_e^2}{K_p^2} = \exp \frac{\theta}{T} \quad (5)$$

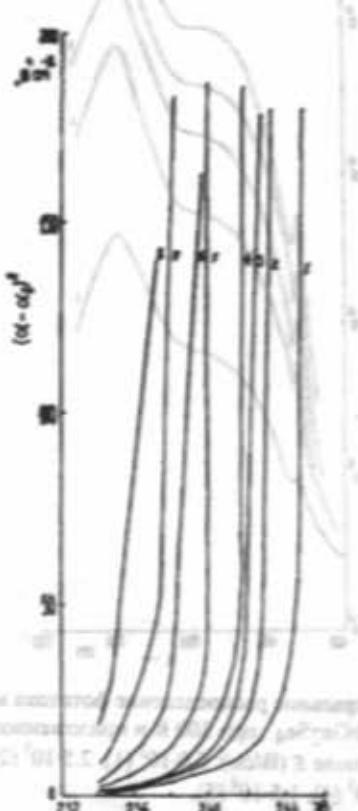


Рис.4.3. Зависимость  $(\alpha - \alpha_0)^2$  от  $h\nu$  при температурах T, К:

1 - 86, 2 - 112, 3 - 134, 4 - 157, 5 - 214, 6 - 258,  
7 - 271, 8 - 294.

Используя эти формулы и на основе экспериментальных данных при разных температурах, определены величины  $E_{pd}$ ,  $\theta$ ,  $k\theta$ .

При больших энергиях ( $h\nu = 2.35$  эВ) имеет место резкий рост коэффициента поглощения. Для определения характера оптических переходов в монокристалле PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> эта часть зависимости проанализирована согласно работе [12]. Установлено, что экспериментальные значения коэффициента поглощения хорошо укладываются в прямую в координатах  $(\alpha - \alpha_b)^2 - f(h\nu)$  (рис.4.а). Линейная зависимость  $(\alpha - \alpha_b)^2$  от  $h\nu$  свидетельствует о том, что край собственного поглощения в монокристаллах PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> формируется прямыми разрешенными оптическими переходами в области больших энергий фотонов. При различных температурах ширина запрещенной зоны определена экстраполяцией прямых  $(\alpha - \alpha_b)^2 = f(h\nu)$  к значению  $(\alpha - \alpha_b) = 0$  (рис.4.а).

Температурные зависимости  $E_{pd}$  и  $E_{pd}$  представлены на рис.4.б, из которого для температурных коэффициен-

тов этих величин, соответственно, получены значения:  $-0.6 \cdot 10^{-4}$  и  $-4.75 \cdot 10^{-4}$  эВ/К.

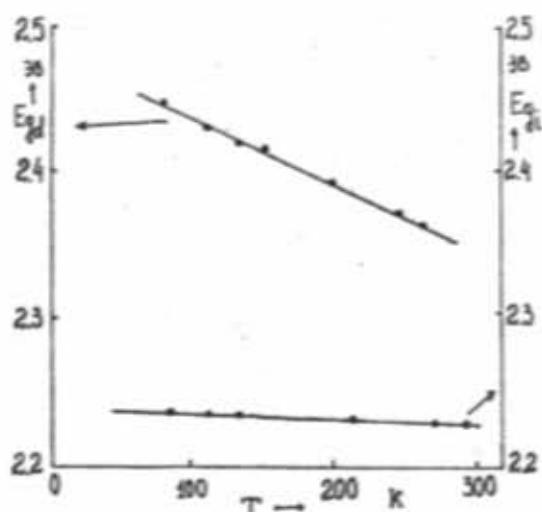


Рис.4.6. Зависимости  $E_{pd}$  и  $E_{pd}$  от  $T$ .

- [1] R. Eholie, I.K. Kom and J. Flahaut. C.R. Acad. Sci. Paris, Ser.C., 1969, 268, 700.
- [2] R. Eholie, O. Gorochov, M. Guittard, A. Mazurier and J. Flahaut. Bull. Soc. Chim. Fr., 1971, 747-750.
- [3] Б.Г. Тагиев, О.Б. Тагиев, Р.Б. Джаббаров, Н.Н. Мусаева. Неорг. материалы, 1997, т. 33, № 12.
- [4] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах, Изд-во "Мир", Москва, 1973.
- [5] T.S. Moss, Photoconductivity in the Elements, Butterworths, London, 1959.
- [6] A.M. Elkorashy. Phys. Stat. Sol. (b), 1989, 152, 249, p. 249-259.
- [7] Chen Yang-Fang. J. Appl. Phys., 1993, 74 (4), p. 2786-2789.
- [8] R.H. Bube and E.L. Lind. Phys. Rev., 1958, 110, № 5, p. 1040-1049.
- [9] Ю.И. Уханов. Оптические свойства полупроводников, Москва, 1977, с. 366.
- [10] E.I. Johnson. Semiconductors and semimetals. New York, 1967, v. 3, p. 568.
- [11] Н.И. Фанк. УФН, в. 2, с. 315-360.
- [12] Н.С. Панков. Оптические процессы в полупроводниках, Москва, 1973, с. 437.

B.Q. Tağıyev, N.N. Musayeva

### PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> MONOKRİSTALININ ELEKTRON XASSƏLƏRİ

Briçmen-Stokbarqer üsulu ile alınmış PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> monokristallarında qaranlıq cərəyanlarının, fototokun spektral paylanmasıının və temperatur sənəməsinin, habelə optik ədulmə amsalının tədqiqi nəticələri məqalədə öz aksini tapır.

Fototokun spektrində dələğə uzunluğu 530, 760 və 1000 nm-də berabər olan intensiv maksimumlar müşahidə olunmuşdur. Moss qaydasına əsaslanaraq qısqadıqlı maksimumdan PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> kristallının qadağan olunmuş zolağının eni təyin olunmuşdur. Elektrik sahəsinin  $10^4$  V/sm → qədər artması ilə fototokun maksimumu iki tərtib böyüyür.

Optik ədulmə spektri bu kristallarda foton enerjisinin 2.240+2.460 eV və 77+300 K temperatur oblastında tədqiq olunmuşdur. Enerjinin 2.240+2.280 eV 2.280+2.460 eV intervallarında uyğun olaraq 300 K-də enerjiləri  $E_{pd}=2.228$  və  $E_{pd}=2.350$  eV olan çap və düz optik keçidlər özünü göstərir  $E_{pd}$  və  $E_{pd}$ -nin temperatur amsalı uyğun olaraq  $-0.6 \times 10^{-4}$  eV/K və  $-4.75 \times 10^{-4}$  eV/K-ə bərabərdir.

B.G. Tagiyev, N.N. Musayeva

### ELECTRONIC PROPERTIES OF PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> SINGLE CRYSTALS

The results of investigation of dark current, the spectral distribution of photocurrent and temperature quenching, also absorption coefficient in PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> single crystals obtained by the Briçman-Stokbarger method, are presented.

Intensive maximums at 530, 760 and 1000 nm are detected in spectral distribution of photocurrent. The band-gap, which equal 2.35 eV was determined from short-wave maximum. Photocurrent increased more than on two orders magnitude with the grows of electric field to  $10^4$  V/cm. Activation energy of recombination  $r$ -centres (0.89 eV) was determined from temperature quenching of photocurrent.

The spectra of optical absorption of PbGa<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> single crystals was investigated in the photon energy range 2.240+2.460 eV and at temperature 77+300 K. It is shown, that indirect and direct optical transitions with  $E_{pd}=2.228$  and  $E_{pd}=2.350$  eV at 300 K takes place in the

photon energy range 2.280-2.350 and 2.350-2.460 eV respectively. The coefficient of temperature maxing of the band-gaps  $E_{ci}/dt=0.6\cdot10^4$  and  $E_{ci}/dt=-4.75\cdot10^4$  eV/K.

Лото поступлений: 06.10.97

- Редактор: Дж.Ш. Абдинов

in terms of your comments and ideas which should be sent to:

## CONDUCTIVITY OF HgTe CRYSTAL UNDER CONDITIONS OF ELECTRON AND PHONON HEATINGS

M.M. BABAYEV

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan,  
370143, Baku, H. Javid pros., 33*

The conductivity of HgTe at low lattice temperature is studied. It is shown that longwave acoustic phonons in HgTe are heated strongly and it is necessary to take into account their heating. The dependence of electron concentration on electric field is calculated. The results are compared with experimental data.

In the papers [1,2] the conductivity of HgTe at liquid helium temperature has been studied experimentally and a nonlinearity of current-voltage characteristic has been observed. It is shown that under conditions of the experiments [1,2] the heating of electrons does not influence its mobility  $\mu_e$ . However, the nonlinearity is related to increase of the concentrations of electrons and holes in the electric field.

Theoretically the nonlinearity in the HgTe was studied in the papers [2-5]. It was shown that under conditions of experiments [1,2] heating both of electrons and holes ( $T_e \approx T_h > T$ ,  $T$  is the lattice temperature) [3] and longwave (LW) optic phonons also ( $T_e \approx T_o$ ) [4] takes place. In the papers [2-5] it was assumed that LW acoustic phonons (which interact with electrons and holes) were in heat equilibrium with the lattice. In the present paper it is shown that in HgTe at low lattice temperature (in particular, under conditions of experiments [1,2]) LW acoustic phonons are heated strongly, and it is necessary to take into account their heating.

The basic equations of the problem are equation of neutrality and energy balance equation. We assume that the acceptor concentration is sufficiently small and all the donors in HgTe are ionized [2]. In this case equation of neutrality has the form  $p + N_d = n$ , where  $N_d$ ,  $n$  and  $p$  are the concentrations of donors, electrons and holes, respectively. Let us assume that the equivalent electrochemical potential of electrons  $\eta = \xi/T_e > 1$ , i.e. the electron gas is strongly degenerated and the hole gas is nondegenerated. In this case:

$$n = \frac{(2m_p\xi)^{\frac{3}{2}}}{3\pi^2\hbar^3} \left( 1 + \frac{\pi^2}{8\eta^2} \right), \quad p = \frac{(2m_p T_e)^{\frac{3}{2}}}{4\pi^2\hbar^3} e^{-\eta}. \quad (1)$$

The energy balance equation has the form  $\sigma E^2 = W_s + W_o$ , where  $\sigma$  is the conductivity,  $E$  is the electric field strength,  $W_s$  and  $W_o$  are the energy losses of electron-hole gas due to scattering at acoustic and optic phonons, respectively. The energy loss  $W_o$  was calculated in the paper [4], and  $W_s$  is calculated in the present paper.

We assume that for the LW acoustic phonons the distribution function has the form of the Planck distribution with the temperature  $T_f$  [6]. Calculations show that the energy of electron-hole system is transferred to acoustic phonons mainly by holes and

$$W_s = \frac{8\sqrt{2m_p}}{\pi^2\hbar^4\rho} \left( \frac{1}{2}a^2 - ab + \frac{5}{4}b^2 \right) p T_e^{\frac{1}{2}} (T_e - T_f). \quad (2)$$

where  $a$  and  $b$  are the constants of the deformation potential [4],  $\rho$  is the mass density of the crystal.

LW acoustic phonons transfer the energy obtained from electrons and holes to the thermostat. Under conditions of experiments [1,2] main mechanism of energy scattering of LW acoustic phonons is scattering by the crystal boundaries. In this case scattering energy is

$$W_{s,z} = \frac{16\sqrt{2m_p}}{\pi^2\hbar^4\rho} \left( \frac{1}{2}a^2 - ab + \frac{5}{4}b^2 \right) p T_e^{\frac{1}{2}} (T_e - T_f), \quad (3)$$

where  $\rho_z$  is the mass density of liquid He,  $s_z$  is the sound velocity in He,  $L$  is the size of the sample. At equilibrium conditions  $W_s = W_{s,z}$ . In this case from (2) and (3) we obtain:

$$\frac{T_e - T_f}{T_f - T} = \frac{2\hbar\rho s_z T_e}{\sqrt{\pi} m_p L \rho} \left( \frac{1}{2}a^2 - ab + \frac{5}{4}b^2 \right)^{-1}. \quad (4)$$

For the HgTe placed into liquid He it follows from (4) that  $T_e - T_f \ll T_f - T$ , i.e.  $T_f \approx T_e$ . So, in HgTe at low lattice temperature the LW acoustic phonons are in the state of heat equilibrium with heated electrons and holes, and one cannot consider them to be a part of the thermostat. "Narrow throat" for the scattering of the electron energy by acoustic phonons is the channel by which the energy is transferred from the acoustic phonons to liquid He.

For HgTe the conductivity is  $\sigma = en\mu_e + ep\mu_p = en\mu_e$ . In order to determine conductivity  $\sigma(E)$  or concentration of electrons  $n(E)$  as a function of electric field  $E$  (mobility of electrons  $\mu_e$  is considered as a parameter taken from the experiment) one must determine at first  $\xi(E)$  and  $T_e(E)$ . The concentration of donors is determined from the value of electron concentration  $n(0)$  in the absence of the electric field. From the equations of neutrality and energy balance we obtain the following set of equations:

$$\frac{\left(\frac{2m_p T}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}}{\frac{3\pi^2 \hbar^3}{4}} \theta^{\frac{3}{2}} e^{-\theta} + N_e = \frac{\left(\frac{2m_n T}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}}{3\pi^2 \hbar^3} \theta^{\frac{3}{2}} \eta^{\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{\pi^2}{8\eta^2}\right) ,$$

$$e\mu_0 E^2 \frac{\left(2m_e T\right)^2}{3\pi^2 \hbar^5} \theta^2 \eta^2 \left(1 + \frac{\pi^2}{8\eta^2}\right) = \frac{16\sqrt{2} \rho s_m m_p^2 T^2}{\pi^2 \hbar^5 L \rho} \theta^2 (\theta - 1) + (5)$$

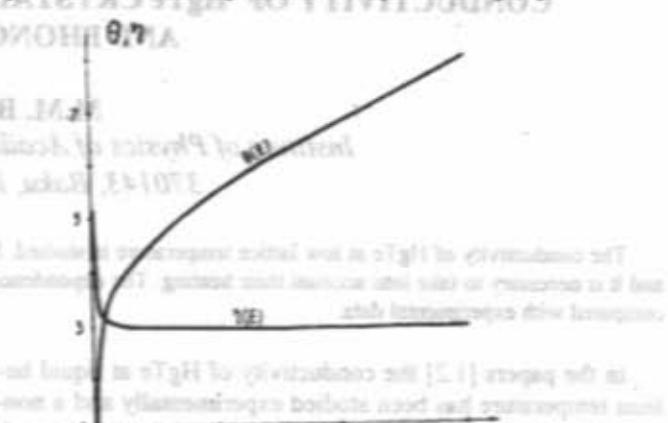
$$+ \frac{2^2 \hbar^2 m_e^2}{3\pi^2 \alpha_s^2} \omega^2 \left(\omega_1 - \omega_2\right) \left(s_1^{-2} + 2s_2^{-2}\right) \left(e^{\frac{-i\omega_1}{T}} - e^{\frac{-i\omega_2}{T}}\right),$$

where  $\theta = T_e/T$ ,  $a_0$  is the lattice constant,  $\omega_1$  and  $\omega_2$  are the frequencies of optic phonons,  $s_l$  and  $s_t$  are the velocities of longitudinal and transverse sound in the crystal respectively. The numerical solution of equation set (5) gives the dependences on  $\theta$  and  $\eta$  versus the field  $E$ . The calculations are provided using the following values of parameters [4]:  $m_e = 0.03m_0$ ,  $m_p = 0.5m_0$ ,  $\hbar\omega_1 = 0.017$  eV,  $\hbar\omega_2 = 0.015$  eV,  $s_l = 2.8 \cdot 10^5$  cm/s,  $s_t = 1.6 \cdot 10^5$  cm/s,  $s_i = 1.8 \cdot 10^5$  cm/s,  $a_0 = 6.5 \cdot 10^{-8}$  cm,  $\rho = 8.1$  gm/cm $^3$ ,  $\rho_i = 0.114$  gm/cm $^3$ ,  $a = 2.7$  eV,  $b = 1.3$  eV. The values of  $T = 4.2$  K,  $n(0) = 2 \cdot 10^{15}$  cm $^{-3}$ ,  $\mu_0 = 10^5$  cm $^2$ /V-s,  $L = 0.01$  cm are taken from the experiments [1,2].

The results of calculations for the  $\theta(E)$  and  $\eta(E)$  show that the electron-hole system is heated significantly at the values of field  $E \geq 0.1$  V/cm. Inclusion of energy loss cannot due to the scattering by optic phonons occurs at  $E \geq 1$  V/cm ( $\theta \geq 3$ ). The theoretical dependences  $\theta(E)$  on  $\eta(E)$  and are shown in Fig.1. In Fig.2 the dependence on electron concentration  $n(E)$  obtained from the (1) and (5) is shown as a function of field  $E$ . Experimental results of works [1,2] are also shown here. The comparison of theoretical dependence with experimental results shows that the theory satisfactorily describes the experiment. However, there is some difference

- [1] V.I. Ivanov-Omskiy, B.T. Kolomiets, K.P. Smekalova, V.A. Smirnov. FTF, 1968, № 2, c. 1197.
  - [2] S.D. Beneslavskiy, V.I. Ivanov-Omskiy, B.T. Kolomiets, V.A. Smirnov. FTT, 1974, № 16, c. 1620.
  - [3] V.M. Micheev, R.V. Porozov. FTF, 1977, № 11, c. 908.

at the weak electric fields. This difference may be related to possible role of acceptors in the experiments [1,2].



**Fig. 1.** The dependence of nondimensional electron temperature  $\theta$  and equivalent electrochemical potential  $\eta$  on the TORS electric field  $E$ .

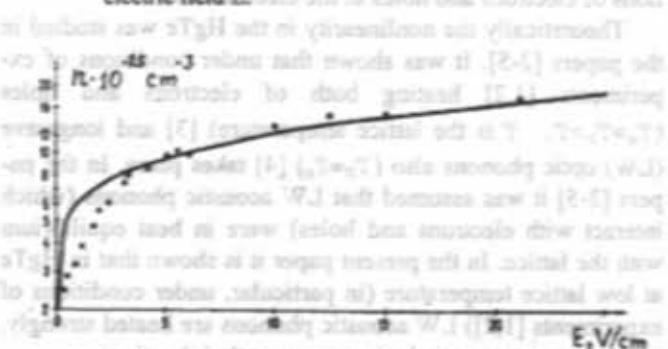


Fig. 2. The dependence of electron concentration  $n$  on the electric field  $E$ . The line is theory date, points are experiments ones.

- [4] O.E. Raychev. FTT, 1988, № 22, c. 1080.  
 [5] G.M. Genkin, A.V. Okomelov. FTT, 1988, № 22, c. 1085.  
 [6] L.E. Gurevich, T.M. Garymov. FTT, 1967, № 9, c. 106.

ELEKTRON VƏ FONONLARIN QIZDİRİĞİ SƏRƏTİDƏ  $HgTe$  KRİSTALININ ELEKTRİK KECİRİCİLİYI

Nəzəri olaraq qəfəsin aşağı temperaturlarında HgTe kristalının elektrik keçiriciliyi öyrənilmişdir. Uzundalıqda akustik fononların elektron temperaturunu qədər yüksəltməsi və bu qızmanın elektrik keçiriciliyinin hesablanmasında nəzəre alınmasının zarurılıyi göstərilmişdir. Elektronların konsentrasiyasının elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılığı hesablanmışdır. Təcrübə neticələrlə müqayisə aparılmışdır.

М.М. Бабаев

## ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ КРИСТАЛЛА HgTe В УСЛОВИЯХ РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ И ФОНОНОВ

Теоретически изучена электропроводность HgTe при низких температурах решетки. Показано, что длинноволновые акустические фоны разогреваются до температуры электронов и учет их разогрева необходим. Рассчитана зависимость концентрации электронов от напряженности электрического поля. Проведено сравнение с экспериментальными данными.

Дата поступления: 08.10.97

*Published by N. G. Aronson*

## ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Р-Н ПЕРЕХОДА НА ОСНОВЕ Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te В УСЛОВИЯХ РАЗОГРЕВА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА.

С.И. МЕХТИЕВА, Н.Р. МАМЕДОВ

Институт Физики АН Азербайджана  
Баку, 370143, пр. Г. Джемида, 33

Приведены результаты экспериментальных исследований явления разогрева носителей заряда в р-п переходе на основе монокристаллов Cd<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub>-Te в постоянных электрических полях.

Изучены спектральные зависимости и вольтамперные характеристики фото- и темнового тока. Показано, что эти характеристики обусловлены горячими носителями заряда.

Как показано в работе [1], при низкой концентрации носителей заряда в полупроводнике их разогрев можно осуществлять с помощью постоянного электрического поля. Это позволяет расширить возможности применения приборов, работающих на основе данного эффекта. С другой стороны, метод удобен для исследования свойств и особенностей горячих носителей заряда, т.к. их температура остается повышенной относительно решетки кристалла очень долгое время. Это особенно важно в связи с тем, что в последнее время р-п переходы с горячими носителями заряда пытаются использовать в качестве приемника мощного лазерного излучения [2], а также в качестве усилителя и генератора электрических сигналов [3].

В настоящей работе экспериментально исследован разогрев носителей заряда в р-п переходах на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  сильным постоянным электрическим полем, приложенным вдоль плоскости перехода. При этом, в частности, рассмотрены ВАХ при различных греющих электрических полях, а также спектральная характеристика фоточувствительности и влияние света на э.д.с. в р-п переходе, инициированной греющим полем.

Исследования проводились на образцах, имевших форму прямоугольных стержней длиной около 2-3 мм, на торцах которых были нанесены индивидуальные омические контакты. В центре стержня путем диффузии ртути создавался р-п переход, а на противоположную его сторону наносился омический контакт таким образом, чтобы они оба находились на эквипотенциальной поверхности. Концентрация носителей заряда в образцах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $0.28 \leq x \leq 0.32$ ) была равна  $7 \cdot 10^{12} \div 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Экспериментальная установка была аналогична описанной в работе [1].

При исследовании BAX этих структур изменилось суммарное падение напряжения на р-п переходе и нагрузочном сопротивлении, а ток измерялся из падения напряжения на нагрузке. BAX для образца Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te с  $x=0.28$  приведены на рис.1 для различных напряжений, направленных вдоль плоскости р-п перехода. При этом, каждая BAX снималась для двух противоположных поларностей "прекоштого" напряжения.

Как видно из этого рисунка, ВАХ р-п перехода с ростом "греющего" напряжения смещаются в сторону отрицательных напряжений. Изменение полярности "греющего" напряжения не изменяет направления смещения кристаллов, изменяется только абсолютная величина этого смещения.



Рис. 1. ВАХ р-е перехода на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при различных "глековых" изотропиях

(2) B : 1, 1<sup>1</sup>-5; 2, 2<sup>1</sup>-15; 3, 3<sup>1</sup>-20; T=80 K.

Полученные экспериментальные характеристики, а также выводы сделанные в [1,4,5] позволяют считать, что смещение кривых ВАХ в сторону отрицательных напряжений связано с разогревом носителей заряда. Эксперименты проведенные на кристаллах с различными диаметрами р-п перехода показали, что с уменьшением диаметра перехода уменьшается влияние э.д.с., связанной с "пресущим" полем, на измерительную цепь. В нашем случае, это происходило на р-п переходе с  $d \approx 750$  мкм.

Нами исследовалось также спектральное распределение фоточувствительности изучаемых структур с  $0,28 \leq x \leq 0,32$  при различных "трещящих" напряжениях. Освещение образцов производилось с помощью монохроматора РМ-2 в интервале длин волн  $0,75 \pm 0,07$  мкм.

В результате этих исследований установлено, что в зависимости от величины "греющего" напряжения фоточувствительность может быть "положительной" или "отрицательной", т.е. на различных спектральных участках свет сдвигает ВАХ в разные стороны. Эксперименты проведенные на различных образцах показали, что этот эффект зависит от интенсивности падающего на образец излучения, напряжения смещения и величины "греющего" электрического поля.

На рис. 2 для температуры 80 К показано изменение длины волны света, при которой происходит переход, в зависимости от интенсивности света при "треющем" на-

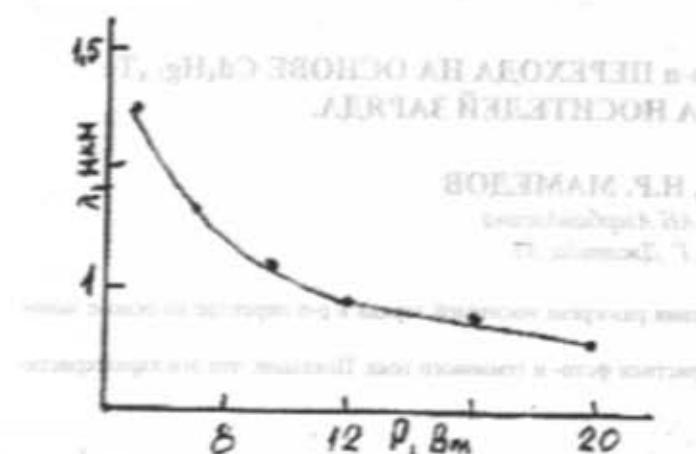


Рис. 2: Зависимость длины волны света, при которой происходит переход, от мощности падающего излучения на р-п переходе на основе  $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$ , при "трещущем" напряжении 25 В и  $T=80\text{ K}$ .

напряжении 25 В и при отсутствии напряжения смещения для образца  $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$  с  $x=0.30$ . Как видно из этого ри-

- [1] M. Utomo, Y. Sugita, T. Jimpo, H. Hattori, Y. Amemiya. Sol. St. Electronics, 1978, v. 21, p. 191-194.
- [2] А.В. Андранов, П.М. Валов. Письма ЖТФ, 1979, №4, с. 1028-1031.
- [3] А.И. Вейнберг. ФТП, 1978, № 12, с. 1986-1990.

сунка, при малых интенсивностях света это смещение происходит более резко, чем при больших интенсивностях.

Полученные экспериментальные результаты указывают на то, что переход от "положительной" фоточувствительности к "отрицательной" происходит при увеличении участка р-п структур, через который проходит прямой ток, а при уменьшении участка р-п структур - проходит обратный ток. Действительно, увеличение концентрации электронно-дырочных пар в освещенных участках образца приводит к уменьшению их сопротивления по сравнению с сопротивлением затемненной области под р-п переходом. Рост "трещущего" напряжения приводит к уменьшению участка прямого тока и увеличению участка обратного тока. Поэтому происходит сдвиг вышеуказанных характеристик в сторону обратных смещений.

Таким образом, изучение фотометрических свойств р-п перехода на основе  $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$  в сильных электрических полях позволяет управлять ВАХ и спектральной зависимостью фоточувствительности данного материала, создавать на основе  $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$  детекторы ИК излучения с улучшенными параметрами.

- [4] З.Ф. Агаев, Н.Р. Мамедов, Г.С. Сенди, Е.Б. Хыдырова. Препринт № 406, ИФАН, Баку, 1991.
- [5] Н.Р. Мамедов, Г.С. Сенди. Материалы IX Всесоюзного симпозиума по полупроводникам и полуметаллам. Львов, 1990, с. 58.

S.I. Mehdiyeva, N.R. Mamedov

## QIZMAR YÜKDAŞIYICILAR ŞƏRƏTİNDƏ $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$ ƏSASINDA p-n KEÇİDİN FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Maqale  $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$  monokristalının p-n keçidində sabit elektric sahəsinin tə'siri ilə yaranan qizmar yükdaşlıqlarla hasil edilib. Foto və qaranlıq cərəyanın VAX-ı, fotokeçiriciliyin spektral asılılığı tədqiq edilmişdir.

Göstərilmişdir ki, bu xarakteristikalar sabit elektric sahəsi yaradılmış qizmar yükdaşlıqlar ilə pərtlenirlər.

S.I. Mehdiyeva, N.R. Mamedov

## PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF p-n JUNCTION ON $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$ BASIS UNDER HEATING CONDITIONS OF CHARGE CARRIERS

In this work the heating of charge carriers in p-n junction in  $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$  monocrystals in direct electric field, volt-ampere characteristic of photo and dark currents and spectral dependence on photoconductivity have been studied. It is shown that these characteristics have caused by heating of charge carriers in direct electric field.

Датта постулат: 23.12.96

Редактор З.И. Исекендәрәде

— 1 —

— 2 —

— 3 —

— 4 —

— 5 —

— 6 —

— 7 —

— 8 —

— 9 —

— 10 —

— 11 —

— 12 —

— 13 —

— 14 —

— 15 —

— 16 —

— 17 —

— 18 —

— 19 —

— 20 —

— 21 —

— 22 —

— 23 —

— 24 —

— 25 —

— 26 —

— 27 —

— 28 —

— 29 —

— 30 —

— 31 —

— 32 —

— 33 —

— 34 —

— 35 —

— 36 —

— 37 —

— 38 —

— 39 —

— 40 —

— 41 —

— 42 —

— 43 —

— 44 —

— 45 —

— 46 —

— 47 —

— 48 —

— 49 —

— 50 —

— 51 —

— 52 —

— 53 —

— 54 —

— 55 —

— 56 —

— 57 —

— 58 —

— 59 —

— 60 —

— 61 —

— 62 —

— 63 —

— 64 —

— 65 —

— 66 —

— 67 —

— 68 —

— 69 —

— 70 —

— 71 —

— 72 —

— 73 —

— 74 —

— 75 —

— 76 —

— 77 —

— 78 —

— 79 —

— 80 —

— 81 —

— 82 —

— 83 —

— 84 —

— 85 —

— 86 —

— 87 —

— 88 —

— 89 —

— 90 —

— 91 —

— 92 —

— 93 —

— 94 —

— 95 —

— 96 —

— 97 —

— 98 —

— 99 —

— 100 —

— 101 —

— 102 —

— 103 —

— 104 —

— 105 —

— 106 —

— 107 —

— 108 —

— 109 —

— 110 —

— 111 —

— 112 —

— 113 —

— 114 —

— 115 —

— 116 —

— 117 —

— 118 —

— 119 —

— 120 —

— 121 —

— 122 —

— 123 —

— 124 —

— 125 —

— 126 —

— 127 —

— 128 —

— 129 —

— 130 —

— 131 —

— 132 —

— 133 —

— 134 —

— 135 —

— 136 —

— 137 —

— 138 —

— 139 —

— 140 —

— 141 —

— 142 —

— 143 —

— 144 —

— 145 —

— 146 —

— 147 —

— 148 —

— 149 —

— 150 —

— 151 —

— 152 —

— 153 —

— 154 —

— 155 —

— 156 —

— 157 —

— 158 —

— 159 —

— 160 —

— 161 —

— 162 —

— 163 —

— 164 —

— 165 —

— 166 —

— 167 —

— 168 —

— 169 —

— 170 —

— 171 —

— 172 —

— 173 —

— 174 —

— 175 —

— 176 —

— 177 —

— 178 —

— 179 —

— 180 —

— 181 —

— 182 —

— 183 —

— 184 —

— 185 —

— 186 —

— 187 —

— 188 —

— 189 —

— 190 —

— 191 —

— 192 —

— 193 —

— 194 —

— 195 —

— 196 —

— 197 —

— 198 —

— 199 —

— 200 —

— 201 —

— 202 —

— 203 —

— 204 —

— 205 —

— 206 —

— 207 —

— 208 —

— 209 —

— 210 —

— 211 —

— 212 —

— 213 —

— 214 —

— 215 —

— 216 —

— 217 —

— 218 —

— 219 —

— 220 —

— 221 —

— 222 —

— 223 —

— 224 —

— 225 —

— 226 —

— 227 —

— 228 —

— 229 —

— 230 —

— 231 —

— 232 —

— 233 —

— 234 —

— 235 —

— 236 —

— 237 —

— 238 —

— 239 —

— 240 —

— 241 —

— 242 —

— 243 —

— 244 —

— 245 —

— 246 —

— 247 —

— 248 —

— 249 —

— 250 —

— 251 —

— 252 —

— 253 —

— 254 —

— 255 —

— 256 —

— 257 —

— 258 —

— 259 —

— 260 —

— 261 —

— 262 —

— 263 —

— 264 —

— 265 —

— 266 —

— 267 —

— 268 —

— 269 —

— 270 —

— 271 —

— 272 —

— 273 —

— 274 —

— 275 —

— 276 —

— 277 —

— 278 —

— 279 —

— 280 —

— 281 —

— 282 —

— 283 —

— 284 —

— 285 —

— 286 —

— 287 —

— 288 —

— 289 —

— 290 —

— 291 —

— 292 —

— 293 —

— 294 —

— 295 —

— 296 —

— 297 —

— 298 —

— 299 —

— 300 —

— 301 —

— 302 —

— 303 —

— 304 —

— 305 —

— 306 —

— 307 —

— 308 —

— 309 —

— 310 —

— 311 —

— 312 —

— 313 —

— 314 —

— 315 —

— 316 —

— 317 —

— 318 —

— 319 —

— 320 —

— 321 —

— 322 —

— 323 —

— 324 —

— 325 —

— 326 —

— 327 —

— 328 —

— 329 —

— 330 —

— 331 —

— 332 —

— 333 —

— 334 —

— 335 —

— 336 —

— 337 —

— 338 —

— 339 —

— 340 —

— 341 —

— 342 —

— 343 —

— 344 —

— 345 —

— 346 —

— 347 —

— 348 —

— 349 —

— 350 —

— 351 —

— 352 —

— 353 —

— 354 —

— 355 —

— 356 —

— 357 —

— 358 —

— 359 —

— 360 —

— 361 —

— 362 —

— 363 —

— 364 —

— 365 —

— 366 —

— 367 —

— 368 —

— 369 —

— 370 —

— 371 —

— 372 —

— 373 —

— 374 —

— 375 —

— 376 —

— 377 —

— 378 —

— 379 —

— 380 —

— 381 —

— 382 —

— 383 —

— 384 —

— 385 —

— 386 —

— 387 —

— 388 —

— 389 —

— 390 —

— 391 —

— 392 —

— 393 —

— 394 —

— 395 —

— 396 —

— 397 —

— 398 —

— 399 —

— 400 —

— 401 —

— 402 —

— 403 —

— 404 —

— 405 —

— 406 —

— 407 —

— 408 —

— 409 —

— 410 —

— 411 —

— 412 —

— 413 —

— 414 —

— 415 —

— 416 —

— 417 —

— 418 —

— 419 —

— 420 —

— 421 —

— 422 —

— 423 —

— 424 —

— 425 —

— 426 —

— 427 —

— 428 —

— 429 —

— 430 —

— 431 —

— 432 —

— 433 —

— 434 —

— 435 —

— 436 —

— 437 —

— 438 —

— 439 —

— 440 —

— 441 —

— 442 —

— 443 —

— 444 —

— 445 —

— 446 —

— 447 —

— 448 —

— 449 —

— 450 —

— 451 —

— 452 —

— 453 —

— 454 —

— 455 —

— 456 —

— 457 —

— 458 —

— 459 —

— 460 —

— 461 —

— 462 —

— 463 —

— 464 —

— 465 —

— 466 —

— 467 —

— 468 —

— 469 —

— 470 —

— 471 —

— 472 —

— 473 —

— 474 —

— 475 —

— 476 —

— 477 —

— 478 —

— 479 —

— 480 —

— 481 —

— 482 —

— 483 —

— 484 —

— 485 —

— 486 —

— 487 —

— 488 —

— 489 —

— 490 —

— 491 —

— 492 —

— 493 —

— 494 —

— 495 —

— 496 —

— 497 —

— 498 —

— 499 —

— 500 —

— 501 —

— 502 —

— 503 —

— 504 —

— 505 —

— 506 —

— 507 —

— 508 —

— 509 —

— 510 —

— 511 —

— 512 —

— 513 —

— 514 —

— 515 —

— 516 —

— 517 —

— 518 —

— 519 —

— 520 —

— 521 —

— 522 —

— 523 —

— 524 —

— 525 —

— 526 —

— 527 —

— 528 —

— 529 —

— 530 —

— 531 —

— 532 —

— 533 —

— 534 —

— 535 —

— 536 —

— 537 —

— 538 —

— 539 —

— 540 —

— 541 —

— 542 —

— 543 —

— 544 —

— 545 —

— 546 —

— 547 —

— 548 —

— 549 —

— 550 —

— 551 —

— 552 —

— 553 —

— 554 —

— 555 —

— 556 —

— 557 —

— 558 —

— 559 —

— 560 —

— 561 —

— 562 —

— 563 —

— 564 —

— 565 —

— 566 —

— 567 —

— 568 —

— 569 —

— 570 —

— 571 —

— 572 —

— 573 —

— 574 —

— 575 —

— 576 —

— 577 —

— 578 —

— 579 —

— 580 —

— 581 —

— 582 —

— 583 —

— 584 —

— 585 —

— 586 —

— 587 —

— 588 —

— 589 —

— 590 —

— 591 —

— 592 —

— 593 —

— 594 —

— 595 —

— 596 —

— 597 —

— 598 —

— 599 —

— 600 —

— 601 —

— 602 —

— 603 —

— 604 —

— 605 —

— 606 —

— 607 —

— 608 —

— 609 —

— 610 —

— 611 —

— 612 —

— 613 —

— 614 —

— 615 —

— 616 —

— 617 —

— 618 —

— 619 —

— 620 —

— 621 —

— 622 —

— 623 —

— 624 —

— 625 —

— 626 —

— 627 —

— 628 —

— 629 —

— 630 —

— 631 —

— 632 —

— 633 —

— 634 —

— 635 —

— 636 —

— 637 —

— 638 —

— 639 —

— 640 —

— 641 —

— 642 —

— 643 —

— 644 —

— 645 —

— 646 —

— 647 —

— 648 —

— 649 —

— 650 —

— 651 —

— 652 —

— 653 —

— 654 —

— 655 —

— 656 —

— 657 —

— 658 —

— 659 —

— 660 —

— 661 —

— 662 —

— 663 —

— 664 —

— 665 —

— 666 —

— 667 —

— 668 —

— 669 —

— 670 —

— 671 —

— 672 —

— 673 —

— 674 —

— 675 —

— 676 —

— 677 —

— 678 —

— 679 —

— 680 —

— 681 —

— 682 —

— 683 —

— 684 —

— 685 —

— 686 —

— 687 —

— 688 —

— 689 —

— 690 —

— 691 —

— 692 —

— 693 —

— 694 —

— 695 —

— 696 —

— 697 —

— 698 —

— 699 —

— 700 —

— 701 —

— 702 —

— 703 —

— 704 —

— 705 —

— 706 —

— 707 —

— 708 —

— 709 —

— 710 —

— 711 —

— 712 —

— 713 —

— 714 —

— 715 —

— 716 —

— 717 —

— 718 —

— 719 —

— 720 —

— 721 —

— 722 —

— 723 —

— 724 —

— 725 —

— 726 —

— 727 —

— 728 —

— 729 —

— 730 —

— 731 —

— 732 —

— 733 —

— 734 —

— 735 —

— 736 —

— 737 —

— 738 —

— 739 —

— 740 —

— 741 —

— 742 —

— 743 —

— 744 —

— 745 —

— 746 —

— 747 —

— 748 —

— 749 —

— 750 —

— 751 —

— 752 —

— 753 —

— 754 —

— 755 —

— 756 —

— 757 —

— 758 —

— 759 —

— 760 —

— 761 —

— 762 —

— 763 —

— 764 —

— 765 —

— 766 —

— 767 —

— 768 —

— 769 —

— 770 —

— 771 —

— 772 —

— 773 —

— 774 —

— 775 —

— 776 —

— 777 —

— 778 —

— 779 —

— 780 —

— 781 —

— 782 —

— 783 —

— 784 —

— 785 —

— 786 —

— 787 —

— 788 —

— 789 —

— 790 —

— 791 —

— 792 —

— 793 —

— 794 —

— 795 —

— 796 —

— 797 —

— 798 —

— 799 —

— 800 —

— 801 —

— 802 —

— 803 —

— 804 —

— 805 —

— 806 —

— 807 —

— 808 —

— 809 —

— 810 —

— 811 —

— 812 —

— 813 —

— 814 —

— 815 —

— 816 —

— 817 —

— 818 —

— 819 —

— 820 —

— 821 —

— 822 —

— 823 —

— 824 —

— 825 —

— 826 —

— 827 —

— 828 —

— 829 —

— 830 —

— 831 —

— 832 —

— 833 —

— 834 —

— 835 —

— 836 —

— 837 —

— 838 —

— 839 —

— 840 —

— 841 —

— 842 —

— 843 —

— 844 —

— 845 —

— 846 —

— 847 —

— 848 —

— 849 —

— 850 —

— 851 —

— 852 —

— 853 —

— 854 —

— 855 —

— 856 —

— 857 —

— 858 —

— 859 —

— 860 —

— 861 —

— 862 —

— 863 —

— 864 —

— 865 —

— 866 —

— 867 —

— 868 —

— 869 —

— 870 —

— 871 —</p

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СИСТЕМЫ $TlInTe_2-TlNdTe_2$

М.М. ЗАРБАЛИЕВ

Азербайджанский Индустриальный Институт,

373200, г. Сумгайыт, 43-й квартал

работа посвящена исследованию теплопроводности монокристаллов твердых растворов  $TlIn_{1-x}Nd_xTe_2$ . Определены механизмы рассеяния фонов в них. Построена диаграмма "состав-термические свойства" системы  $TlInTe_2-TlNdTe_2$  в области растворимости.

Установлено, что в твердых растворах  $TlIn_{1-x}Nd_xTe_2$  по мере роста содержания неодима в составах значительно уменьшаются решеточная теплопроводность и показатель степени в ее температурной зависимости.

Выявлено, что в этих твердых растворах при температурах выше лебаевской в рассеянии фонов одновременно с трехфоновыми процессами переброса активную роль играют нормальные процессы и рассеяние на точечных дефектах.

В последнее время возрос интерес к тройным и более сложным соединениям, в состав которых входят щелочные и редкоземельные элементы. Одним из таких объектов является система  $TlInTe_2-TlNdTe_2$ , исследование которой посвящен ряд работ [1-5]. В них установлено, что в системе  $TlInTe_2-TlNdTe_2$  существует область растворимости до 10 мол.%  $TlNdTe_2$  при комнатной температуре. Твердые растворы  $TlIn_{1-x}Nd_xTe_2$  как и исходное соединение  $TlInTe_2$  кристаллизуются в тетрагональной сингонии. При соотношении исходных компонентов 1:1 в этой системе образуется четвертое соединение  $Tl_2InNdTe_4$ . Исследованием "состав-электрических свойств" установлено, что все соединения и твердые растворы системы  $TlInTe_2-TlNdTe_2$  обладают полупроводниковыми свойствами, определены тип проводимости и основные и полупроводниковые параметры, изучены вольт-амперные характеристики, электропроводность в сильных электрических полях. Обнаружено, что все сплавы этой системы обладают переключающими свойствами.

Исследование "состав-термических свойств" позволяет выявить дополнительные механизмы теплопереноса и рассеяния фонов, наблюдаемые в исходных соединениях, обнаружить состав, при котором образуется соединение и др. С этой точки зрения представляется интересным исследование теплопроводности анизотропных кристаллов твердых растворов системы  $TlInTe_2-TlNdTe_2$  с целью выявления основных механизмов рассеяния фонов.

### Методика эксперимента

Образцы для исследования теплопроводности получали методом Бриджмена. Все они имели р-тип проводимости.

Теплопроводность измеряли стационарным методом в двух кристаллографических направлениях: при параллельном и перпендикулярном направлениях теплового потока к плоскости [001] при 80-330 К. Образцы, на которых проводили измерения коэффициента теплопроводности, представляли собой параллелепипеды со средними размерами  $4 \times 4 \times 8$  мм<sup>3</sup>.

Для создания теплового контакта между образцом, ходильником и нагревателем использовали серебряную пасту. Точность измерения теплопроводности составляла  $\pm 6\%$ .

### Результаты и их обсуждение

На рис.1 представлены температурные зависимости общей теплопроводности (а) для исследованных составов. Измеренные величины обусловлены решеточным вкладом, поскольку электронная составляющая, рассчитанная по известному соотношению Видемана-Франца, для разных составов порядка  $10^{-2}$ - $10^{-3}$  Вт/(м·К), что не превышает 1% от общей теплопроводности.

$\lg \lambda_{\text{общ}} \text{, Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$

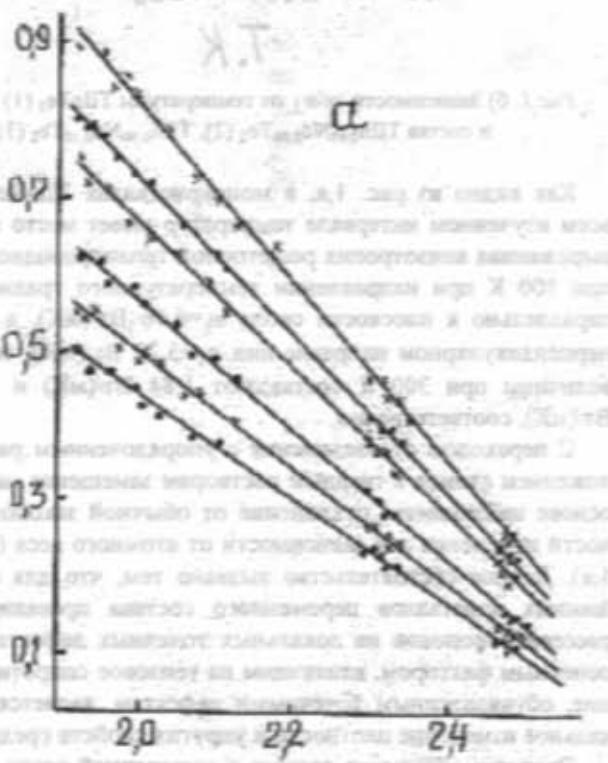


Рис. 1. а) Зависимость общей теплопроводности от температуры при параллельном ( $\lambda_{\parallel}$ ) и перпендикулярном ( $\lambda_{\perp}$ ) направлениях теплового потока (001)  $TlInTe_2$  (1, 4), состав  $TlIn_{0.95}Nd_{0.05}Te_2$  (2, 5) и  $TlIn_{0.90}Nd_{0.10}Te_2$  (3, 6).

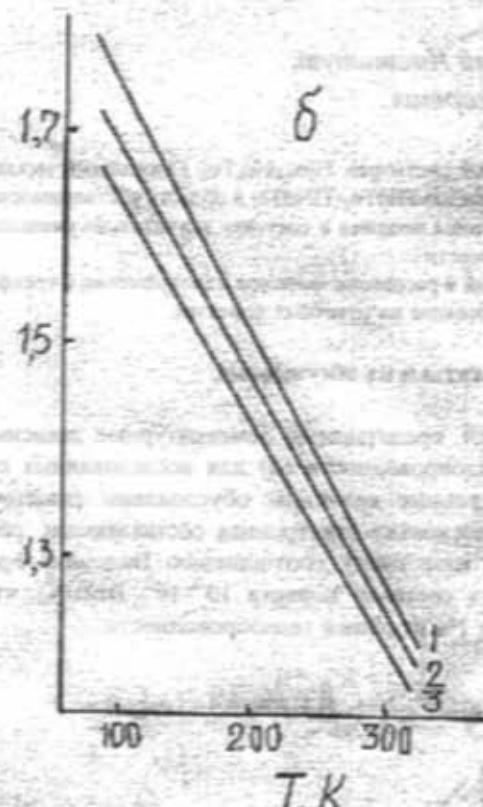
$\omega_p/\omega_0$ 

Рис. 1. б) Зависимости  $\omega_p/\omega_0$  от температуры  $TlInTe_2$  (1) и состава  $TlIn_{0.9}Nd_{0.05}Te_2$  (2),  $TlIn_{0.95}Nd_{0.05}Te_2$  (3).

Как видно из рис. 1.а, в монокристаллах  $TlInTe_2$  во всем изученном интервале температур имеет место ярко выраженная анизотропия решеточной теплопроводности: при 100 К при направлении температурного градиента параллельно к плоскости скола  $\alpha_1 = 6,56 \text{ Вт}/(\text{мК})$ , а при перпендикулярном направлении  $\alpha_2 = 3,72 \text{ Вт}/(\text{мК})$ ; те же величины при 300 К составляют 1,84 Вт/(мК) и 1,42 Вт/(мК), соответственно.

С переходом от соединения с упорядоченным расположением атомов к твердым растворам замещения на его основе наблюдается отклонение от обычной закономерности изменения  $\alpha$  в зависимости от атомного веса (рис. 1.а). Данное обстоятельство вызвано тем, что для смешанных кристаллов переменного состава превалирует рассеяние фононов на локальных точечных дефектах, и основным фактором, влияющим на тепловое сопротивление, обусловленным точечными дефектами, является локальное изменение плотности и упругих свойств среды.

Экспериментальные данные о решеточной части теплопроводности при 300 К сопоставлены с рассчитанными по теории Клеменса [6], учитывающей трехфононные процессы переброса ( $U$ -процессы) и рассеяние фононов на точечных дефектах, согласно которой при температурах, выше дебаевской

$$\alpha_z = \alpha_p \frac{\omega_0}{\omega_0} \operatorname{arctg} \left( \frac{\omega_0}{\omega_0} \right) \quad (1)$$

$$\text{где } \left( \frac{\omega_0}{\omega_0} \right)^2 = \frac{B}{A \omega_0^2} = \frac{k}{2 \pi^2 \bar{V}_0 \omega_0 A \bar{x}_p},$$

$$A = (1 / 4 \pi \bar{V}^3 N) \cdot \Gamma \quad (3)$$

Здесь  $\omega_p$  - теплопроводность твердых растворов при отсутствии влияния дефектов,  $\omega_0 = \theta_0 k / \hbar$  - дебаевская частота фононов,  $\omega_0$  - частота, при которой значение времени релаксации для процессов переброса и рассеяния на дефектах равны,  $\bar{V}_0$  - средняя скорость звука,  $k$  - постоянная Больцмана,  $N$  - число атомов в единице объема,  $\Gamma$  - параметр неупорядоченности,  $\Gamma = x(1-x) / (\Delta M / \bar{M})^2 + \varepsilon (\Delta b / b)^2$  [4] учитывающий совместное влияние локального изменения плотности и упругих свойств, где  $x$  - относительная концентрация примеси,  $\varepsilon$  - характеризует упругие свойства среды,  $\Delta M / \bar{M}$  - относительное изменение массы при замене атомов основы примесными атомами  $\Delta \bar{M} = \bar{M}_{\text{прим}} - \bar{M}_{\text{основ}}$ ,  $\bar{M} = x \bar{M}_{\text{титан}} + (1-x) \bar{M}_{\text{прим}}$ ,  $\Delta b / b$  - локальное изменение постоянной решетки, связанное с замещением атомов основы примесными атомами.

Поскольку в исследуемой нами системе в области растворимости изменение молекулярного веса и параметров элементарной ячейки с переходом от  $TlInTe_2$  к твердым растворам на его основе малы, то вторым слагаемым в формуле (4) можно пренебречь, и фононы должны рассеиваться вследствие лишь локальных изменений плотности (массы), и при этом коэффициент неупорядоченности вычисляется по упрощенной формуле  $\Gamma = x(1-x) / (\Delta M / \bar{M})^2$ . При оценке  $\Gamma$ -числа атомов в единичном объеме соответствующего состава,  $N$  определено рентгенографически как  $N = c_{\text{прим}} / \bar{M} = \alpha Z / \Omega_0$ , где  $Z$  - число формульных единиц,  $\alpha$  - число атомов в ней. Объем тетрагональных ячеек  $\Omega_0 = a^3 c$ . Поскольку в исследованной нами системе  $TlIn_{0.9}Nd_{0.05}Te_2 \rightarrow Tl[InTe_2]_{1-x}[NdTe_2]_x \rightarrow [TlInTe_2]_{1-x}[TlNdTe_2]_x$ , то  $\Delta M / \bar{M} = (\bar{M}_{\text{титан}} - \bar{M}_{\text{титан}}) / [(1-x) \times \bar{M}_{\text{титан}} + x \bar{M}_{\text{титан}}]$ . Здесь  $\bar{M}_{\text{титан}} = 143,6$  и  $\bar{M}_{\text{титан}} = 150,95$ .

Средняя скорость звука для каждого промежуточного состава в отдельности, также как и для недефектных кристаллов  $TlInTe_2$ , усреднена по экспериментальным значениям продольных и поперечных ультраакустических волн в направлении тетрагональной оси.

Ввиду того, что данные о  $\theta_0$  - дебаевской температуре исследованных составов в литературе отсутствуют, они были вычислены по правилу Линненманна [7]  $\theta_0 = c_2 T_{\text{пл}}^{1/2} \bar{M}^{-1/4} \rho^{1/3}$ , где  $T_{\text{пл}}$  - температура плавления,  $\rho$  - плотность в  $\text{г}/\text{см}^3$ ,  $c_2$  - константы для данной кристаллической структуры (равны примерно 120). Плотности образцов определены пикнометрическим и рентгенографическим методами.

Смешанные кристаллы  $TlIn_{0.9}Nd_{0.05}Te_2$  при этом представляются твердыми растворами замещения на основе кристаллической решетки  $TlInTe_2$ . Поэтому, естественно при расчете  $\omega_0 / \omega_0$  для указанных твердых растворов по формуле (2) в качестве теплопроводности решетки при

отсутствии точечных дефектов  $\omega_p$ , использовались соответствующие экспериментальные значения решеточной теплопроводности: при параллельном и перпендикулярном направлениях теплового потока к плоскости (001) для кристаллов TlInTe<sub>2</sub> и твердых растворов на его основе.

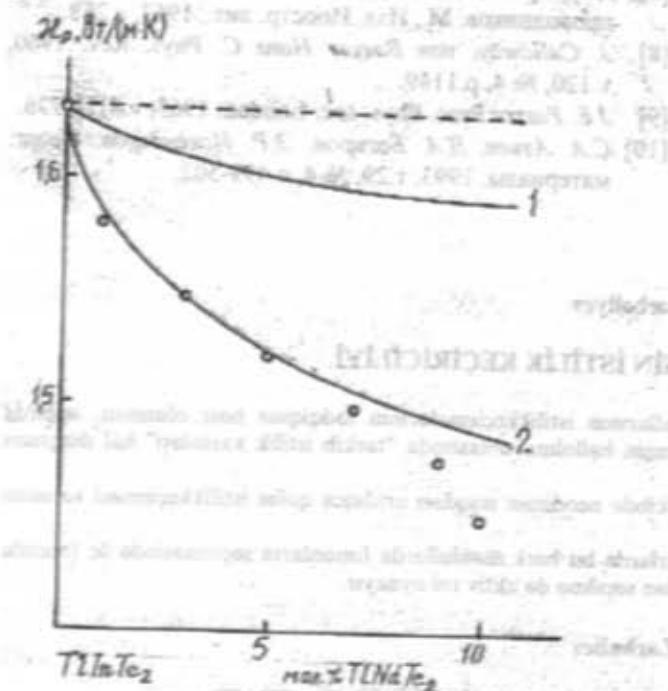


Рис. 2. Зависимость теплопроводности решетки  $\omega_p$  от состава твердых растворов TlIn<sub>1-x</sub>Nd<sub>x</sub>Te<sub>2</sub>, рассчитанные по теории, учитывающей влияние локального изменения плотности на  $\omega_p$  (1), совместное действие изменения плотности и нормальных процессов на  $\omega_p$  (2) и экспериментальные точки. Пунктирная линия - теплопроводность решетки при отсутствии дефектов.

Для предельного значения  $x=0$ , соответствующего исходному соединению TlInTe<sub>2</sub>, дополнительное рассеяние на точечных дефектах отсутствует ( $A=0$ ) и отношение частот превращается в бесконечность:  $\omega_0/\omega_p \rightarrow \infty$ , поскольку для исследованных промежуточных фаз  $\omega_0/\omega_p < 1$ , уравнение (1) представляется в виде

$$\omega_1/\omega_p = \omega_0/\omega_p \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n [(\omega_0/\omega_p)^{2n+1} / (2n+1)]$$

Вычисленные по данной формуле значения  $\omega_1/\omega_p$ , находились в хорошем согласии с экспериментальными значениями для соответствующих фаз, что свидетельствует о реальности высказанных предположений относительно радикальных замещений Tl[InTe<sub>2</sub>]<sub>1-x</sub>[NdTe<sub>2</sub>]<sub>x</sub>.

Как следует из рис. 2 учет влияния локального изменения плотности на теплопроводность значительно сближает расчеты и экспериментальные кривые. Однако во всех исследованных составах имеет место еще некоторое теплосопротивление. Можно полагать, что последнее связано с влиянием на теплопроводность нормальных процессов ( $N$ -процессов).

Известно, что при  $N$ -процессах рассеяния фононов не происходит, но при этом волновые числа изменяются так, что они в последствии могут участвовать в  $U$ -процессах. Влияние  $N$ -процессов на  $\omega_p$  впервые теоретически учтено

Калловеем [8]. В [9-10] экспериментально показано, что в твердых растворах создаются условия для возникновения  $N$ -процессов. Эти условия сводятся к большому значению параметра неупорядоченности системы. Согласно теории [8, 9], формула (1) с учетом  $N$ -процессов принимает вид

$$\omega_1 = \omega_p \frac{1}{1 + \frac{5}{9}\alpha} \left[ \frac{1}{y} \operatorname{arctg} y + \frac{(y - \alpha \operatorname{arctg} y)^2}{\alpha y (y - \frac{1}{3}) - \alpha \operatorname{arctg} y} \right]$$

где  $y^2 = (\omega_0/\omega_p)^2 / (1 + \frac{5}{9}\alpha)$  и  $\alpha = B_0/B_0$  здесь  $B_0$  и  $B_0$  -

коэффициенты, показывающие зависимость времени релаксаций  $\tau_1$  и  $\tau_0$  от частоты.

Наилучшее совпадение экспериментальных и расчетных данных получено при  $\alpha=0.1$  (точки и кривая 2 на рис. 2).

$\omega_{\perp}$ , вт/мК

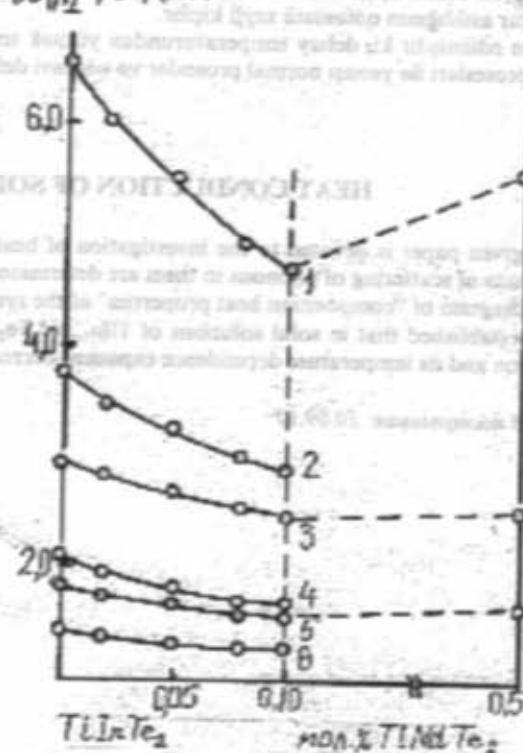


Рис. 3. Зависимость  $\omega_{\parallel}$  и  $\omega_{\perp}$  от состава сплавов системы TlInTe<sub>2</sub>-TlNdTe<sub>2</sub> при 100 K (1, 2), 200 K (3, 4) и 300 K (5, 6).

На рис. 1,6 представлена зависимость отношения теплопроводности кристаллов твердых растворов TlIn<sub>1-x</sub>Nd<sub>x</sub>Te<sub>2</sub> при параллельном ( $\omega_{\parallel}$ ) и перпендикулярном ( $\omega_{\perp}$ ) направлениях теплового потока (001) от температуры в интервале 80-330 K ( $\omega_{\parallel}/\omega_{\perp}$  в  $f(T)$ ), а на рис. 3 - зависимости  $\omega_{\parallel}$  и  $\omega_{\perp}$  от состава. Из этих рисунков видно, что все исследованные образцы обладают свойствами анизотропии, как и исходные кристаллы TlInTe<sub>2</sub> и анизотропность кристаллов уменьшается с переходом от соединения TlInTe<sub>2</sub> к твердым растворам на его основе и с повышением тем-

пературы. Это связано с тем, что с ростом содержания неодима в составе исследуемых фаз, увеличивается металлическая доля химической связи.

- [1] Э.М. Годжаев, М.М. Зарбалиев, С.Д. Мамедов. Неорг. материалы. 1980, т.16, №11, с.1932-1935.
  - [2] Э.М. Годжаев, А.М. Назаров. Неорг. материалы. 1992, т.28, №9, с.1844-1848.
  - [3] М.М. Зарбалиев, Э.М. Годжаев, В.А. Гаджисев. Неорг. материалы, 1980, т.16, №11, с.1929-1931.
  - [4] Э.М. Годжаев, М.М. Зарбалиев, М.М. Курбанов. Неорг. материалы. 1987, т.23, №1, с.163-164.
  - [5] Э.М. Годжаев, Х.О. Садыкова, Э.А. Аллахиров. Неорг. материалы. 1994, т.30, № 6, с. 859-860.

Считаю своим долгом выразить благодарность профессору Алиеву С.А. за ценные советы при обсуждении результатов.

- [6] P.G. Klemens. Phys. Rev. 1960, v.119, №2, p.507.
  - [7] Дж. Араба, Г. Гайдсмид. Теплопроводность полупроводников. М., Изд. Иностр. лит., 1963, с.268.
  - [8] J. Callaway, von Baeyer Hans C. Phys. Rev. 1960, v.120, № 4, p.1149.
  - [9] J.E. Parrot. Proc. Phys. soc. London. 1963, v.81, p.726.
  - [10] С.А. Алиев, Д.А. Багиров, Э.Р. Исхакдеров. Неорг. материалы. 1993, т.29, № 4, с.499-502.

M.M. Zarbalyev

TİBBİ TECRİDE TİMD TESİS SİSTEMLİNİN İSTİKLİK KESİRLİĞİ İYİ

**İş Tıltı Tez-TİNdTez**: sisteminin bork mahlullarının monokristallarının istilikkeçirmelerinin tədqiqinə həsr olunmuş, onlarda fotonların sapılma mekanizmi müəyyənəşdirilmişdir. Həmin sistemin həllolma oblastında "tərkib istilik xassaları" halı diaqramı çərçubusudur.

Müyyən olunmuşdur ki,  $Tl_{1-x}Nd_xTe_2$  bark mehlütüründə tərkibdə neodimin miqdarı artırıqca qəfəs istilikkeçirməsi və onun temperatur asılılığının nəzərdə tutulmalıdır.

Ta'yin edilmişdir ki, debay temperaturundan yüksek temperaturlarda bu bork mohullarda fononların sapılmasından üç fononlu sacravus prosesleri ile vanası normal prosesler ve nöktəvi deffektlerden caşılma da aktiv rol oynamaz.

M.M. Zarbalis

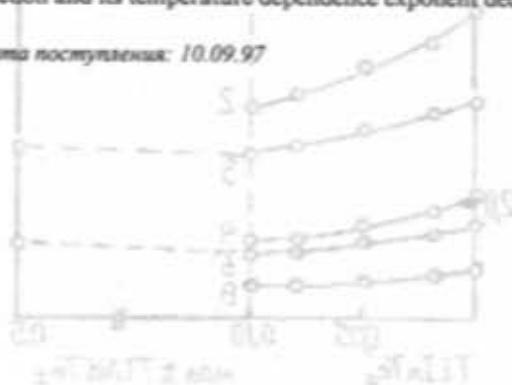
HEAT CONDUCTION OF SOLID SPINOSIS OF SYSTEM Ti<sub>3</sub>T<sub>1</sub>—Ti<sub>3</sub>T<sub>1</sub>T<sub>2</sub>

The given paper is devoted to the investigation of heat mechanisms of scattering of photons in them are determined.

The diagram of "compression heat properties" of the system of TiB<sub>2</sub>-N<sub>4</sub>Tc in the solubility region is constructed.

It is established that in solid solutions of  $TlIn_{1-x}Nd_xTe_2$  with the increase of neodium content in the composition the lattice heat conduction and its temperature dependence exponent decrease.

Дата постинга: 10.09.27



—Советское — японское издательство (СССР) издает книгу  
Михаила Михайловича Редактор: Д.Ш. Абдинов

(*акисиофт-А*) висока  
якісно-функціональна мікрохімічна пластина з  
акрилатом з високою стабільністю та  
зарядкою електронами.

(Tətbiq olunan rəsədən istifadə etmək)

## AN EFFECT OF LINEAR LOSSES ON THE EFFICIENCY OF HIGHER HARMONICS GENERATION IN MEDIUM

Z.A. TAGIEV, M.G. SHAKHTAKHTINSKY, R.J. KASUMOVA, Sh.Sh. AMIROV

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan,  
370143, Baku, H. Javid pros., 33*

The high harmonics generation in the prescribed intensity approximation, taking into account the harmonics reverse reaction on the basic wave phase in this paper is analysed. This approximation allows to take into account the simultaneously effect of both phase mismatching and losses in medium on the proceeding of the nonlinear-optical processes. The results of the prescribed intensity approximation are shown to be used in dissipative medium.

The process of higher harmonics generation is widely used in order to convert the frequency of coherency optical radiation. The basic radiation frequency may be convert to harmonics by using both the medium with high order nonlinear susceptibilities [1,2] and cascade process [3-5].

A theoretical analysis of higher harmonics generation has been carried out in the constant pump field approximation, which doesn't take into account an effect of linear losses of interacting waves in medium to the harmonics generation efficiency.

The results of analysis of optical frequency conversion in the constant pump intensity approximation are presented in this paper. This approximation takes into account the reverse reaction of the excited wave to the phase of the exciting one in contrast to the constant pump field approximation. The constant intensity approximation can be used for the analysis of nonlinear conversion of optical frequencies in a dissipative medium. This approximation allows to take into account the simultaneously effect of the phase mismatch and losses to occurring of the nonlinear process in medium.

We shall consider higher harmonics generation in the constant intensity approximation. The system of reduced equations for  $q$ -th harmonics [1] has the form

$$\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 = i\gamma_1 A_q (A_1^*)^{q-1} \cdot \exp(i\Delta_q z) \quad (1)$$

$$\frac{dA_q}{dz} + \delta_q A_q = i\gamma_q A_q (A_1^q)^{q-1} \cdot \exp(i\Delta_q z) \quad (2)$$

where index "1" corresponds to the wave with the frequency and "q"-to the harmonics with the frequency  $\omega_q = q\omega_1$  ( $q=3, 5, 7, \dots$ );  $A_1$  - are the complex amplitudes of the interacting waves;  $\delta_i$  - are the absorption coefficients;  $\gamma_i$  - nonlinear coupling coefficients between the waves;  $\Delta_q = k_q - qk$  is the phase mismatch.

Solution of system of equations (1) in the constant intensity approximation subject to the boundary conditions  $A_1(z=0) = A_{10}$ ;  $A_2(z=0) = 0$  for the intensity of  $q$ -th harmonics is given by

$$I_q = \gamma_q^2 I_{10}^q \rho_q^{-1} (\sin^2 \alpha_q + \sinh^2 \beta_q) e^{-i(\delta_q + \phi_q)z} \quad (3)$$

where

$$\rho_q^2 = a_q^2 + b_q^2; \quad a_q = qF_q + [\Delta_q^2 - (\delta_q - q\delta_1)^2]/4$$

$$b_q = \Delta_q(\delta_q - q\delta_1)/2; \quad \alpha_q = \rho_q^{1/2} z \cos \frac{\theta}{2}$$

$$\beta_q = \rho_q^{1/2} z \sin \frac{\theta}{2}$$

$$\theta = \arctg(b_q/a_q); \quad \Gamma_q^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}$$

Further we shall consider the case of third harmonics generation ( $q=3$ ). Under phase matching conditions the efficiency  $\eta_3$  ( $\eta_3 = I_3/I_{10}$ ) is expressed by simpler formula ( $\delta_1 = \delta_3 = \delta$ )

$$\eta_3 = \frac{\Gamma^2}{3\Gamma^2 - \delta^2} \sin^2(\sqrt{3\Gamma^2 - \delta^2} z) e^{-i\delta z} \quad (4)$$

When the losses in medium are equal, the results of the constant intensity approximation can be compared with the results of both accurate calculations [1]

$$\eta_{3,a,c.} = \frac{\Gamma^2}{4\delta^2} \frac{(1 - e^{-2\delta z})^2}{1 + \frac{\Gamma^2}{4\delta^2} (1 - e^{-2\delta z})^2} e^{-i\delta z} \quad (5)$$

and constant pump field approximation

$$\eta_{3,c,f.a.} = \frac{\Gamma^2}{\delta^2} \sin^2 z e^{-i\delta z} \quad (6)$$

The dependence of the third harmonic generation efficiency on the losses in medium is shown in fig. 1 (curve 1). The results of the accurate calculation (curve 2) and the results of the constant field approximation (curve 3) are also plotted here for comparison. It can be seen that the results of the constant intensity approximation are almost same with the results of the accurate calculation. However the result of the constant field approximation differs greatly from that obtained in the accurate calculation. From the comparison it follows, that an account the losses in medium leads to decrease of third harmonic efficiency.

and the constant field approximation (curve 3)

$$\eta_{2,c,f} = \Gamma^2 z^2 \cdot \text{sinc}^2 \frac{\delta z}{2} \cdot e^{-\delta z} \quad (8)$$

are presented.

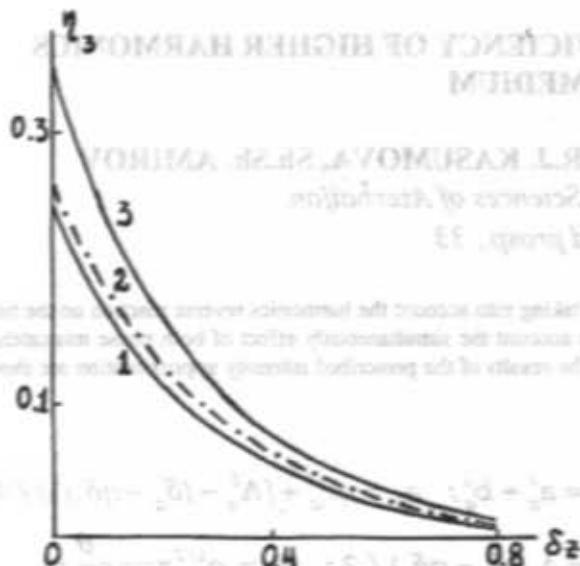


Fig. 1. Dependence of the third harmonic generation efficiency on the losses in medium: 1 - in the constant intensity approximation; 2 - for the accurate calculation; 3 - in the constant pump field approximation.

As in the case of third harmonic generation it is also possible to make a comparison for the second harmonic generation. In the constant intensity approximation the second harmonic efficiency is given by

$$\eta_2 = \Gamma^2 z^2 \cdot \text{sinc}^2 \frac{\sqrt{8\Gamma^2 - \delta^2} z}{2} \cdot e^{-\delta z} \quad (6)$$

and is shown in fig. 2 (curve 1). As can be seen from this figure the results of both accurate consideration (curve 2)

$$\eta_{2,a,c} = e^{-\delta z} \cdot \text{th}^2 \left[ \frac{\Gamma}{\delta} (1 - e^{-\delta z}) \right] \quad (7)$$

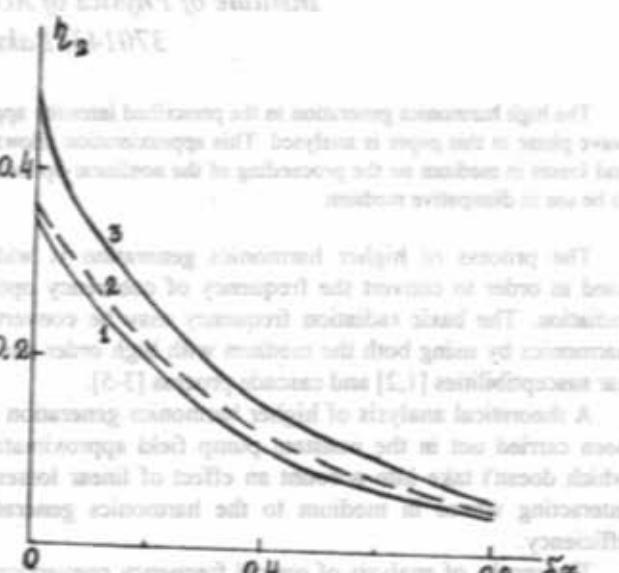


Fig. 2. Dependence of the second harmonic generation efficiency on the losses in medium: 1 - in the constant intensity approximation; 2 - for the accurate calculation; 3 - in the constant pump field approximation.

The comparison of these curves shows, that unlike the results of the constant field approximation the results of the constant intensity approximation are in good agreement with the results of accurate calculations.

Thus, to analyse the higher harmonic generation in medium with the losses it can be used the results of the constant intensity approximation.

- [1] J. Raynjes. Nonlinear optical parametrical processes in liquids and gases. Mir, 510 p., 1987.
- [2] Z.A. Tagiev, Sh.Sh. Amirov. Kvantovaya Electron. v.17, n.12, p.1632, 1990.
- [3] A.P. Sukhorukov, I.V. Tomov. Opt. Spektrosk. v.27, p.119, 1969.

Z.H. Tağıyev, M.Q. Şaxtakhtinski, R.C. Qasimova, Sh.Sh. Amirov

- [4] S.B. Arifzhanov, E.L. Erofeev, E.A. Ibragimov, T. Usmanov. Zh. Techn. Fiz. v.52, p.1215, 1982.
- [5] Sh.Sh. Amirov, Z.A. Tagiev, M.G. Shakhtakhtinsky. Kvantovaya electron. v.18, n.6, p.715, 1991.
- [6] Z.A. Tagiev, A.S. Chirkin. Zh. Eksp. Teor. Fiz. v.73, p.1271, 1977.

## YÜKSƏK HARMONİYA GENERASIYASININ EFFEKTİVLİYİNƏ MÜHİTDƏKİ XƏTTİ İTKİLƏRİN TƏ'SİRİ

İşdə harmoniya dalğasının əsas dalğanın fazasına tə'sirini nəzərə alan sabit intensivlik yaxınlığında yüksək tartılı harmoniya dalğalarının generasiyası təhlil edilir. Bu yaxınlığa eyni zamanda həm fazı pozulmasının, həm də mühütdəki itklərin qeyri-xətti prosesin gedidinə tə'sirini nəzərə almağa imkan verir. Gösterilmişdir ki, dissipativ mühütdələrdə sabit intensivlik yaxınlığının etibarlılığından istifadə etmək olar.

З. А. Тагиев, М.Г. Шахтахтинский, Р.Дж. Касумова, Ш.Ш. Амиров

**ВЛИЯНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ПОТЕРЬ В СРЕДЕ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСШИХ ГАРМОНИК**  
Анализируется генерация высших гармоник в приближении заданной интенсивности, учитывающим обратное воздействие гармоник на фазу возбуждающих волн. Данное приближение позволяет учесть одновременное влияние фазовой расстройки и потерь в среде на протекание нелинейного процесса. Показано, что в случае диссипативных сред можно пользоваться результатами приближения заданной интенсивности.

Дата поступления: 20.12.96

Редактор: Ч.О. Каджар

# ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ КОНЦЕНТРАЦИИ И ЦИКЛОТРОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В СПЛАВАХ $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , ЛЕГИРОВАННЫХ ТЕЛЛУРОМ

Б.А. ТАИРОВ

Институт Физики АН Азербайджана,

370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Проведено экспериментальное исследование температурных зависимостей эффективной концентрации и циклотронной подвижности электронов в полупроводниковых сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  с  $x=0,09$  и  $0,10$ , легированных теллуром в интервале температур  $77 \leq T \leq 220$  К. Измерения проведены электромагнитными высокочастотными магнитоплазменными методами. Показано, что в легированных донорной примесью Тe (до  $10^3$  ат.%) полупроводниковых сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  в области температур  $77-170$  К примесь полностью ионизирована, однако незначительно влияет на рассеяние электронов.

## Введение.

Наиболее активными примесями в сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  являются ближайшие к Bi четырех- и шестивалентные элементы. Чаще всего в качестве донорной примеси используется теллур, а акцепторной - олово, поскольку они хорошо распределяются по объему кристалла и имеют хорошую эффективность. Во многих работах предполагается полная ионизация как донорной, так и акцепторной примеси. Однако, некоторые исследования  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , легированного Te показывают, что его эффективность нецелочисленна [1]. Нецелочисленность эффективности примеси может быть связана с ее полигонией, т.е. часть атомов могут не проявлять донорных свойств, присутствуя в виде комплексов, атомов внедрения или высаживаясь на дефектах. В этом случае коэффициент эффективности должен зависеть от технологических факторов, концентрации примеси и температуры.

Удобнее исследовать примесь в полупроводниковых сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , поскольку для заметного изменения концентраций носителей заряда нужно значительно меньшие концентрации примеси. В данной работе представлены результаты исследований температурных зависимостей эффективной концентрации и циклотронной подвижности  $\mu_c$  электронов полупроводниковых сплавов  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , легированных до  $10^3$  ат. % Te. Известно, что при температуре жидкого гелия в легированных небольшим количеством примеси ( $10^{14}-10^{15}$  см $^{-3}$ ) Te и Sn полупроводниковых сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  носители заряда рассеиваются в основном на ионизированной примеси [2,3]. Проявляется ли это рассеяние при температуре жидкого азота и выше является целью настоящей работы.

## Эксперимент

Измерения температурных зависимостей кинетических параметров носителей заряда проводились электромагнитными высокочастотными магнитоплазменными (ЭМПВ) методами [4,5], обладающими рядом преимуществ при исследовании анизотропных материалов, таких как  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ . В частности эта методика исключает погрешности измерений, обусловленные электрическими контактами и влиянием формы образца. Измерения проводились в диапазоне частот  $0,1-35$  МГц с применением скрещивающихся катушек индуктивности. Эффективная концентрация электронов  $n'$  определялась по отноше-

нию  $f_r/B_0$ , где  $f_r$  и  $B_0$  - соответственно частота и магнитная индукция, соответствующая максимуму передаваемого на индикационную катушку сигнала в его зависимости от магнитного поля при частотах  $f << f_r$ .

## Обсуждение результатов.

Анализ температурных и барических зависимостей циклотронной подвижности и эффективной концентрации электронов в собственных сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  указали [6,7], что при  $77-200$  К для полуметаллических сплавов характерно помимо рассеяния электронов акустическими фононами и межзонное  $L-T$  рассеяние, а в полупроводниковых сплавах в области температур  $77-170$  К преобладает рассеяние на потенциалах, характеризующем собственную нерегулярность решетки в сплаве, и при  $T>170$  К проявляется рассеяние на акустических фонах.

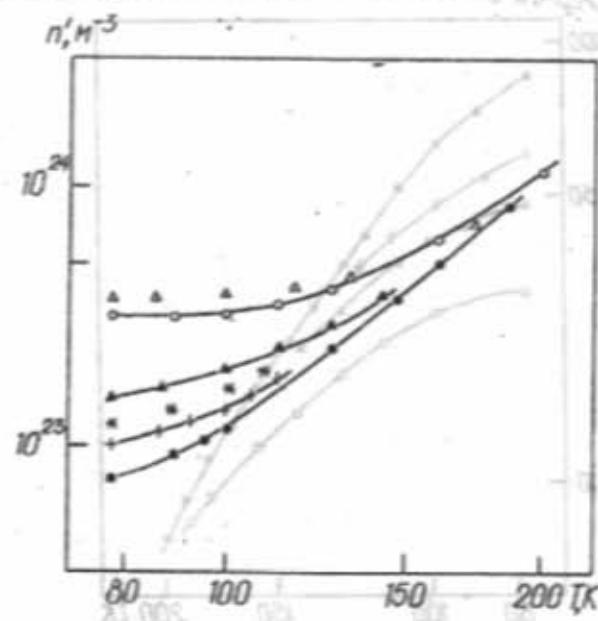


Рис. 1. Зависимости эффективной концентрации электронов от температуры в сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ :  
 (Δ)  $-x=0,10+10^{-3}$  ат. % Te; (▲)  $-x=0,09+10^{-4}$  ат. % Te;  
 (+)  $-x=0,09+10^{-3}$  ат. % Te; (●)  $-x=0,09$ ;  
 (\*)  $-x=0,076+10^{-4}$  ат. % Te; (○)  $-x=0,09+10^{-2}$  ат. % Te.

Поскольку время релаксации импульса электронов различным образом зависит от температуры и концентрации различным образом для разных механизмов их рас-

секции, то зависимости циклотронной подвижности электронов от  $T$  и  $n'$  могут быть информативны.

На рис. 1 представлены температурные зависимости эффективной концентрации электронов полупроводниковых сплавов  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , легированных теллуром. Видно, что по мере легирования при относительно низких  $T$  ход температурной зависимости ослабевает, а при  $T \geq 180$  К совпадает. Такие зависимости типичны для полупроводников с полностью ионизированной донорной примесью. Действительно, оценки показывают, что концентрация ионизированной примеси, по крайней мере для сплавов легированных выше  $10^4$  ат.% Te, не зависит от температуры. Как показали исследования, характер температурной зависимости циклотронной подвижности электронов не зависит от уровня легирования. В качестве примера на рис. 2 представлены температурные зависимости циклотронной подвижности  $\mu_{c_2}$  сплава  $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$  легированного Te. Можно заметить, что с ростом легирования эти зависимости становятся слабее. Так же для  $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09} + 10^3$  ат.% Te, в интервале температур 77-100 К подвижность уменьшается лишь на 10%. С ростом температуры  $\mu_{c_2}$  приближается к подвижности "чистого" сплава и можно утверждать, что при  $T=200$  К рассеяние электронов ионизированной примесью для всех исследованных образцов незначительно. Более слабая зависимость подвижности в области низких температур легированного сплава может быть обусловлена двумя причинами - влиянием рассеяния электронов ионизированной примесью при более низких температурах или слабой зависимостью концентрации электронов в этой области температур.

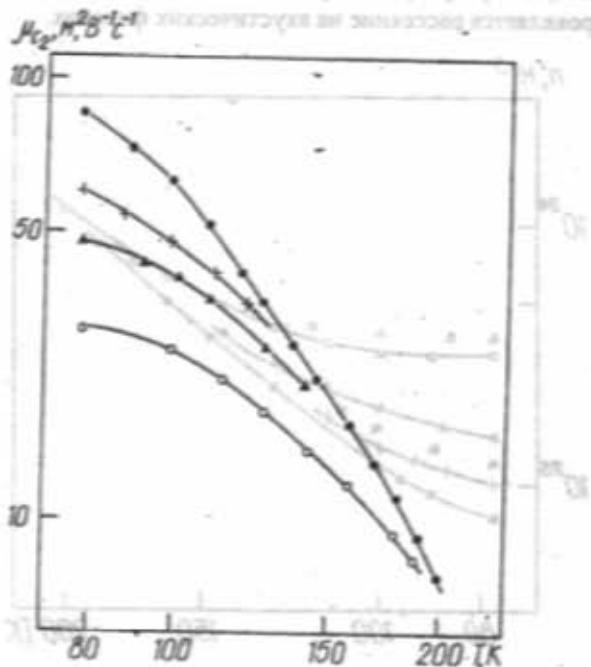


Рис. 2. Зависимости циклотронной подвижности  $\mu_{c_2}$  от температуры для сплава  $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$  легированного Te.  
 (●) - 0 ат.-% Te; (+) -  $10^{-4}$  ат.-% Te; (▲) -  $3 \cdot 10^{-3}$  ат.-% Te;  
 (○) -  $10^{-2}$  ат.-% Te.

Для определения преобладающего механизма рассеяния в легированных сплавах сравнивались экспериментальная и расчетная зависимости циклотронной подвижности от концентрации электронов ионизированной примеси

и концентрации дырок. На рис. 3 представлена зависимость  $\mu_{c_2}$  от эффективной концентрации  $n'$ . На рис. 3 представлена такая зависимость при  $T=77$  К. С целью определения влияния ионизированной примеси на рассеяние электронов был проведен расчет [8] зависимости  $\mu_{c_2}(n')$  для сплавного рассеяния (которое, как было показано выше, преобладает в полупроводниковых сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  при  $T=77$  К).

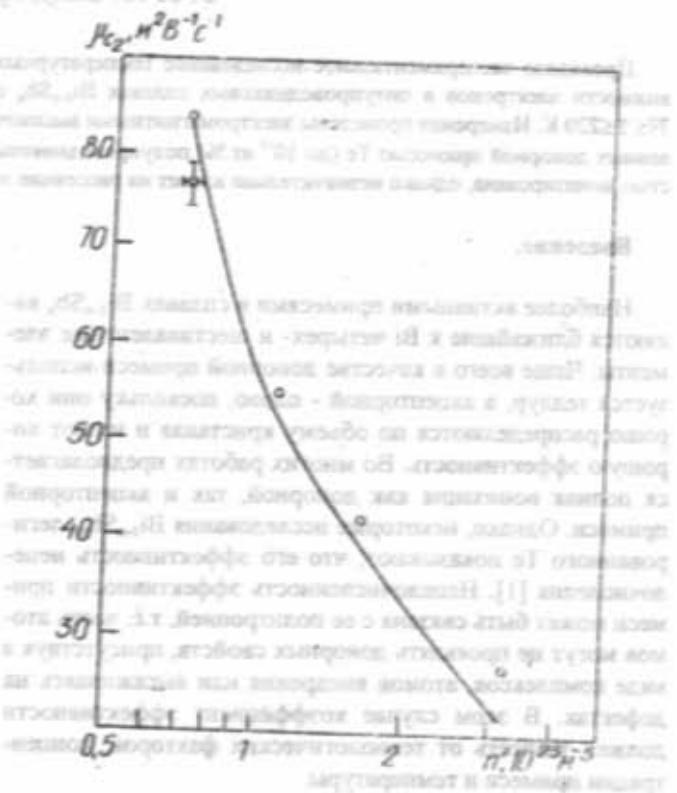


Рис. 3. Зависимость  $\mu_{c_2}$  от  $n'$  для сплава  $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$  легированного Te. Сплошная кривая рассчитана для сплавного рассеяния электронов.

Константы, входящие в зависящий от энергии множитель в выражении времени релаксации были подобраны таким образом, чтобы расчетные и экспериментальные значения подвижности  $\mu_{c_2}$  совпали для нелегированного сплава. Как видно, для сплавного рассеяния расчетная зависимость  $\mu_{c_2}(n')$  сильнее, чем экспериментальная. Если при  $T=77$  К в легированных образцах было бы заметное рассеяние электронов ионизированной примесью, то наоборот, экспериментальная зависимость была бы сильнее расчетной. Расхождение расчетных и экспериментальных зависимостей  $\mu_{c_2}(n')$  может быть связано с более сильной зависимостью матричного элемента рассеяния от энергии. В принципе, их совпадения можно добиться, подбирая отношения констант деформационного потенциала электронов и дырок в  $L$  точке зоны Брилюзона, или отношения потенциалов  $U_e/U_v$  для рассеяния на потенциале, характеризующем собственную нерегулярность решетки в сплаве при  $T=77$  К.

#### Выходы.

В полупроводниковых сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , легированных более  $10^4$  ат.% Te, донорная примесь теллур в области температур 77-200 К полностью ионизирована.

- В полупроводниковых сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ , легированных до 10<sup>-3</sup> ат.% Te рассеяние электронов на ионизированных примесях незначительно при температуре 77 К.
- [1] Д.В. Гишу, Г.А. Иванов, В.И. Веракса, Б.П. Королевский, А.С. Федорко. Неорг. мат., 1971, т.7, № 6, с.1062-1064.  
[2] М.А. Редько, В.И. Пальшин, Г.А. Иванов. ФТТ, 1984, т.26, в.1, с.10-13.  
[3] Н.А. Радионов, И.А. Редько, Г.А. Иванов. ФТТ, 1979, т.21, в.9, с.2556-2562.  
[4] R. Brazis, J. Pozela, B. Tairov and M. Shakhtakhtinskii. Phys. stat. sol. (b), 1974, v.62, n.2, p.697-708.
- [5] Ю.К. Пожега, Р.Б. Талутис. Многодоменные полупроводники, т.1, Вильнюс: Мокслас, 1978, с.87.  
[6] А.А. Сутикус, Р.Б. Талутис, Б.А. Таиров. Доклад АН Азерб., 1992, т.26, № 4.  
[7] B.A. Tairov, A.A. Sutkus, R.B. Tolutis, M.G. Shakhtakhtinskii. Turkish Journal of Physics. 1994, v.18, n.2.  
[8] Yu.I. Ravich, B.A. Efimova, V.I. Tamarchenko. Phys. Stat. Sol. (b), 1971, v.43, № 1, p.11-33.

Б.А. Таиров - азербайджанский физик, кандидат физико-математических наук, профессор, заслуженный деятель науки Азербайджана, член-корреспондент Академии наук Азербайджана, лауреат Государственной премии Азербайджана по науке и технике.

**B.A. Tairov**

## TELLURLA AŞQARLANMIS $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ XƏLİTƏLƏRİNDE ELEKTRONLARIN KONSENTRASIYASININ VƏ YÜRÜKLÜYÜNÜN TEMPERATUR ASILILIQLARI

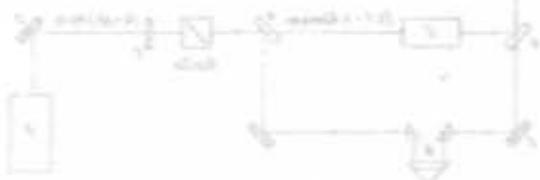
İşdə 77-220 K temperatur intervalında tellurla aşqarlanmış yarımkirçılı  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  ( $x=0,09, 0,10$ ) xalıtalarında elektromaqnit məqnitoplazma (EMPD) dağalarının tədqiqi neticəsində elektronların effektiv konsentrasiyasının və yürüklüğünün temperatur asılılığı tədqiq edilmişdir. Gösterilmişdir ki, göstərilən temperatur oblastında tellur aşqarları tamamilə ionlaşmışdır və aşqarlanma daracəsi 10<sup>-3</sup> at.% Te qədər olduqda elektronların ionlardan sapılması nəzəre alınmayaqda qərbdədir.

**B.A. Tairov**

## TEMPERATURE DEPENDENCES OF CONCENTRATION AND CYCLOTRON MOBILITY OF ELECTRONS IN ALLOYS OF $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ DOPED BY Te

In this paper the temperature dependences of effective concentration and cyclotron mobility of electrons in semiconductor alloys of  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  with  $x=0,09$  and  $0,10$  doped by Te are studied in the temperature range 77-220 K. On the basis of investigation of dispersion of electromagnetic magnetoplazma waves (EMPW) it is shown that donor impurity of Te in the above mentioned diapason of temperature is totally ionized and electron scattering on the impurities doped up to 10<sup>-3</sup>% of Te is insufficient at temperature 77 K.

Дата поступления: 19.05.97



İşdə 77-220 K temperaturda elektronların effektiv konsentrasiyası və yürüklüyü tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, 77-220 K temperatur oblastında tellur aşqarları tamamilə ionlaşmışdır və aşqarlanma daracəsi 10<sup>-3</sup> at.% Te qədər olduqda elektronların ionlardan sapılması nəzəre alınmayaqda qərbdədir.

İşdə 77-220 K temperaturda elektronların effektiv konsentrasiyası və yürüklüyü tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, 77-220 K temperatur oblastında tellur aşqarları tamamilə ionlaşmışdır və aşqarlanma daracəsi 10<sup>-3</sup> at.% Te qədər olduqda elektronların ionlardan sapılması nəzəre alınmayaqda qərbdədir.

İşdə 77-220 K temperaturda elektronların effektiv konsentrasiyası və yürüklüyü tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, 77-220 K temperatur oblastında tellur aşqarları tamamilə ionlaşmışdır və aşqarlanma daracəsi 10<sup>-3</sup> at.% Te qədər olduqda elektronların ionlardan sapılması nəzəre alınmayaqda qərbdədir.

İşdə 77-220 K temperaturda elektronların effektiv konsentrasiyası və yürüklüyü tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, 77-220 K temperatur oblastında tellur aşqarları tamamilə ionlaşmışdır və aşqarlanma daracəsi 10<sup>-3</sup> at.% Te qədər olduqda elektronların ionlardan sapılması nəzəre alınmayaqda qərbdədir.

Редактор: С.А. Азиз

İşdə 77-220 K temperaturda elektronların effektiv konsentrasiyası və yürüklüyü tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, 77-220 K temperatur oblastında tellur aşqarları tamamilə ionlaşmışdır və aşqarlanma daracəsi 10<sup>-3</sup> at.% Te qədər olduqda elektronların ionlardan sapılması nəzəre alınmayaqda qərbdədir.

İşdə 77-220 K temperaturda elektronların effektiv konsentrasiyası və yürüklüyü tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, 77-220 K temperatur oblastında tellur aşqarları tamamilə ionlaşmışdır və aşqarlanma daracəsi 10<sup>-3</sup> at.% Te qədər olduqda elektronların ionlardan sapılması nəzəre alınmayaqda qərbdədir.

## ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАКОРотКИХ ИНФРАКРАСНЫХ ИМПУЛЬСОВ, ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ПО ДЛИНЕ ВОЛНЫ.

З.А. ИБРАГИМОВ

Институт Фотозелектроники АН Азербайджана  
3700602, Баку, ул. Ф. Агаева, 555 квартал

Инфракрасные импульсы с длинами волн между 4 и 18 мкм получались путем смешения в различных комбинациях на нелинейных кристаллах ( $\text{AgGaS}_2$  и  $\text{GaSe}$ ) излучения  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  лазера и лазеров на красителях (краситель № 5 и A9860). Энергия в импульсе имела величину порядка мкДж, эффективность фотопреобразования получалась  $\leq 2\%$ . Продолжительность ограниченных, фиктивных, шириной полосы пропускания, импульсов - была около 1 пс. Система работала с частотой повторения 1 Гц.

В настоящее время имеются лазеры на основе твердых тел, позволяющие получать перестраиваемые по длине волны излучения в ближнем ИК-диапазоне (0,7+2,0 мкм) [1-3].

В данной статье описаны результаты впервые проведенных экспериментов по генерации разностной частоты в диапазоне 4,0+18 мкм импульсов длительностью 1 пс в кристалле селенида галлия. Генерация осуществлялась путем смешения в кристалле излучения  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  лазера и лазеров на красителях. Интерес к получению излучения пикосекундной длительности объясняется необходимостью изучения релаксации физических процессов в квантовых щелях на основе полупроводниковых соединений  $\text{GaSe-AlAs}$ . Дело в том, что энергии ряда переходов в зоне проводимости таких структур расположены в средней ИК-области спектра и наличие непрерывно перестраиваемого излучения в этой области позволит изучить не только энергетическую структуру таких щелей, но и релаксацию имеющих там место ультракоротких процессов.

Генерация ультракоротких перестраиваемых по частоте импульсов в более длинноволновой области спектра требует использование нелинейных процессов. Одним из таких доступных процессов является трехфотонный параметрический процесс, который основывается на наличии в кристалле восприимчивости второго порядка  $\chi^2$  [4-10]. Большинство рассматриваемых систем были однопроходными, но относительно недавно внимание исследователей было привлечено к параметрическим осцилляторам благодаря их способности генерировать фемтосекундные импульсы и возможности использования их в качестве накачки непрерывного излучения запертых по моде лазеров. В настоящее время имеется возможность генерации импульсов длительностью в 60 фс на фиксированной длине волны. Широкая перестройка получена для импульсов длительностью  $\geq 2$  пс. Более длинные волны генерируются однопроходными генераторами или апконверсией в таких кристаллах  $\text{LiIO}_3$  [11], прустит [12],  $\text{AgGaS}_2$ , [7].

Анализ существующих нелинейных кристаллов [13] и работ, опубликованных в последние годы, показывает, что наиболее предпочтительными для перестройки излучения в среднем ИК-диапазоне являются кристаллы  $\text{AgGaS}_2$  и  $\text{GaSe}$ . Область возможной перестройки  $\text{AgGaS}_2$  ограничена 12 мкм, в то время как у  $\text{GaSe}$  эта область доходит до 18 мкм.

Изучение излучения, излучаемого в кристалле  $\text{AgGaS}_2$  при смешении излучения  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  лазера и излучения красителя A9860 показало, что излучение красителя A9860 в кристалле  $\text{AgGaS}_2$  имеет длину волны 1,16 мкм, а излучение красителя A9860 в кристалле  $\text{GaSe}$  имеет длину волны 1,4 мкм.

Схема используемой экспериментальной установки приведена на рис. 1. Усиленные импульсы неодимового лазера (1) использовались одновременно и для накачки жидкостного ИК-лазера на кристалле (5), и для накачки кристалла  $\text{GaSe}$ .

Области перестройки 1,1+1,15 мкм и 1,15+1,4 мкм получены использованием красителей № 9860 и № 5, соответственно. Часть импульсов неодимового лазера и перестраиваемое излучение лазера на красителе смешивались в кристалле селенида галлия, в котором генерировалась разностная частота. Фильтр (7) срезал излучение накачки и излучение жидкостного лазера. В качестве приемника излучения спектрометра (8) использовали охлаждаемый детектор на основе кристаллов  $\text{CdHgTe}$ .

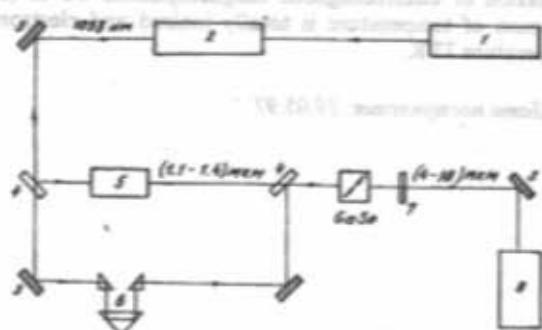


Рис. 1. Блок-схема установки непрерывной перестройки излучения в диапазоне 4,0-18,0 мкм. 1- $\text{YAG:Nd}^{3+}$  лазер запертый по модам; 2 - усиливатель; 3 - отражающие зеркала; 4 - полупрозрачная пластина; 5 - лазер на кристалле; 6 - линия задержки; 7 - фильтр; 8 - спектрометр.

Рассмотрим используемый для смешения ИК-лазер на красителе. Краситель № 5 успешно использовался в последние годы для плавной перестройки излучения в области от 1,16 до 1,4 мкм, а при использовании этого красителя в кристалле генерируется разностная частота в диапазоне длин волн от 4 до 10 мкм.

Краситель A 9860 проявляет "голубой" сдвиг электронных переходов в сравнении с красителем № 5 [3]. Использование этого красителя позволило получить перестройку частоты в области 1,10+1,16 мкм. Смешение последних частот излучения с излучением неодимового лазера позволило осуществить перестройку ИК импульсов вплоть до 18 мкм. Энергия "холостых" импульсов сильно уменьшается с увеличением длины волны. Для

длин волн больше 7 мкм кристалл GaSe толщиной в 1 см генерирует энергию большую по сравнению с энергией, генерируемой кристаллом AgGaSe<sub>2</sub>, такой же толщины. Этот экспериментальный факт можно объяснить, если принять во внимание, что нелинейный коэффициент у GaSe больше, чем у AgGaSe<sub>2</sub>. Для длин волн более 12 мкм использование красителя A 9860 дает большее значение выходной энергии, что объясняется границей области чувствительности приемника на CdHgTe. Исследование зависимости выходной энергии генерируемых в кристалле импульсов от частоты показано на рис. 1.

Измерения показали, что для волн длиной 7,2 мкм и выше выходная энергия импульса не зависит от частоты генерации. Для волн длиной 10,1 мкм зависимость имеет вид, изображенный на рис. 1. При частоте генерации 986 см<sup>-1</sup> выходная энергия импульса максимальна, а при частоте 1395 см<sup>-1</sup> минимальна. Для волн длиной 12,5 мкм зависимость имеет вид, изображенный на рис. 1. При частоте генерации 986 см<sup>-1</sup> выходная энергия импульса максимальна, а при частоте 1395 см<sup>-1</sup> минимальна.

Спектральные свойства генерируемых в кристалле ИК-импульсов в большей степени определяются спектральной шириной импульсов, генерируемых лазером на красителе, которая, в свою очередь, определяется свойствами спектральной аппаратуры.

На рис. 2 приведено спектральное распределение интенсивности выходных сигналов для двух значений частот: а) 986 см<sup>-1</sup>; б) 1395 см<sup>-1</sup>.

Плотность генерируемых импульсов порядка одного ГВт/см<sup>2</sup>. Длительность генерируемых импульсов порядка 1 пс.

На рис. 2 (а и б) приведено спектральное распределение интенсивности выходных импульсов для двух значений частот: а)  $\nu = 986 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda = 10,1 \text{ мкм}$ ) и б)  $\nu = 1395 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda = 7,2 \text{ мкм}$ ). Зависимости получены с использованием красителя № 5 и кристалла селенида галлия толщиной 4 мм. Спектральные ширины для приведенных зависимостей приблизительно равны 10 и 13 см<sup>-1</sup>. Большой интерес представляло определение длительности генерируемых импульсов. Эти измерения проведены кросскорреляционным методом между ИК-импульсами и лазерными импульсами от лазера YLF : Nd. Суммарные частоты между этими двумя импульсами генерировались в кристалле LiIO<sub>3</sub> толщиной в 1 мм. Длительность лазерных импульсов YLF : Nd определялась независимым экспериментом и получилась равной 2,0 пс.

В кристалле толщиной 4 мм длительность генерируемых импульсов в средней ИК-области равна 1 пс. Измерения длительности выходных импульсов в кристалле толщиной 10 мм показали значение - 1,9 пс. На рис. 3 приведена форма импульса генерируемого в кристалле селенида галлия толщиной 4 мм.

Таким образом, исследования, описываемые в настоящей работе, позволяют прийти к выводу, что с помощью кристаллов селенида галлия возможно создание перестраиваемой в средней ИК-области спектра лазерной системы, выходная энергия которой зависит от длины волны и лежит в области от нескольких кДж до нескольких мкДж.

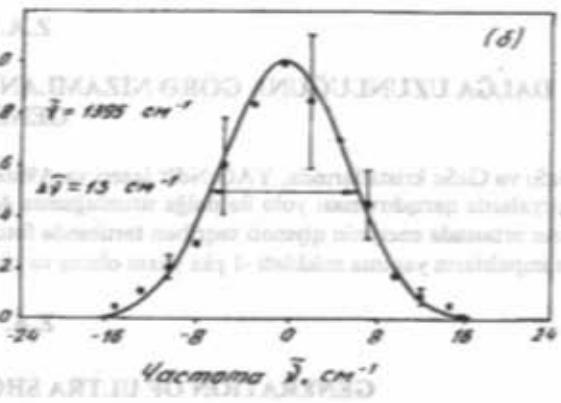


Рис. 2. Спектральное распределение интенсивности выходных сигналов для двух значений частот: а) 986 см<sup>-1</sup>; б) 1395 см<sup>-1</sup>.

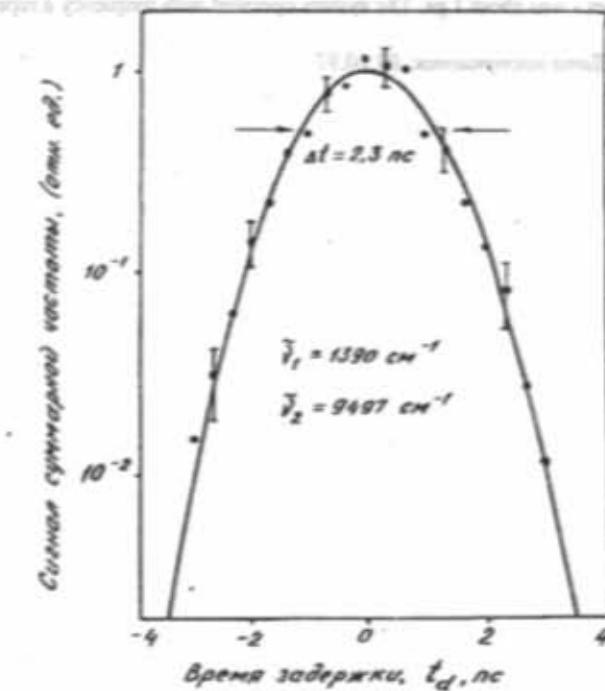


Рис. 3. Длительность генерируемых в кристалле GaSe импульсов ( $\lambda = 7,2 \text{ мкм}$ ). Кристалл толщиной 4 мм. Сплошная линия - расчет гауссовой формы распределения импульсов. Полуширина кросскорреляционной кривой 2,3 пс.

- [1] S. Roskos, A. Seilmeier and W. Kaiser. IEEE J. Quant. Electron., 1986, vol. QE-22, p. 697-703.
- [2] P. Bland, B. Zysset, A.P.Schwarzenbach and H.P. Weber. Opt. Lett., 1986, vol. 11, p. 24-26.
- [3] T. Elsaesser, H.J. Pollard and W. Kaiser. IEEE J. Quant. Electron., 1984, vol. QE-20, p. 191-194.
- [4] K.P. Burneika, V.I. Kabelka, A.S. Piskarskas and A.Ya. Stabinis. JETP Letters, 1972, vol. 16, p. 257-258.
- [5] A. Seilmeier and W. Kaiser. Appl. Phys., 1980, vol. 23, p. 113-116.
- [6] F. Wandzak, A. Seilmeier and W. Kaiser. Appl. Phys., 1983, vol. B32, p. 39-41.
- [7] T. Elsaesser, A. Seilmeier and W. Kaiser. Appl. Phys. Lett., 1984, vol. 44, p. 383-385.
- [8] A.J. Campillo, R.C. Hyer and S.L. Shapiro. Opt. Lett. 1979, vol. 4, p. 325-329.
- [9] E.S. Wachman, D.C. Edelstein and C.L. Tang. Optics Lett., 1990, vol. 15, p. 136-138.
- [10] Q. Fu, G. Max and H.M. von Driel. Optics Lett., 1992, vol. 22, p. 523-525.
- [11] T. Elsaesser and M.S. Nuss. Optics Lett., 1991, vol. 16, p. 411-413.
- [12] T. Elsaesser, A. Seilmeier and W. Kaiser. Optics Commun., 1983, vol. 44, p. 293-296.
- [13] Д.Н. Никогосян. Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 1, с. 5-26.

Z.A. İbrahimov

## DALĞA UZUNLUĞUNA GÖRƏ NİZAMLANAN İNFAQIRMIZI ULTRAQISA İMPULSLARIN GENERASIYASI

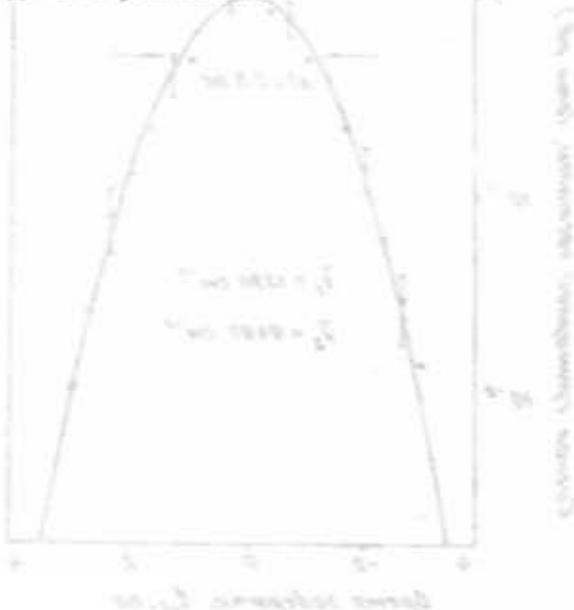
AgGaS<sub>2</sub> ve GaSe kristallarında, YAG:Nd<sup>3+</sup> lazeri və A9860 və № 5 lazer rənglerindən alınmış qeyri xətti şüalanmanın müxtəlif kombinasiyalarda qarşıdırılması yolu ilə dalğa uzunluğunun 4-18 μm intervalında infraqirmizi impulsalar alınmışdır. İnfraqirmızı impulsların ortasında enerjinin qiyməti təqribən tartibində fotoçevricinin effektiviyi isə ≤ 2% olmuşdur. Buraxma zolağının isə məhdudlaşan impulsların yaşaması müddəti -1 ps yaxın olmuş və sistemin 1 Hz tekrarlanan tezlikdə işlədiyi qeydə alınmışdır.

Z.A. İbrahimov

## GENERATION OF ULTRA SHORT TUNABLE INFRARED PULSES

The infrared pulses were generated by frequency mixing of Nd: glass laser pulses and infrared dye laser pulses. Tuning between 4 and 18 μm were achieved by various combinations of laser dyes (dye № 5 and A9860) and nonlinear crystals (AgGaS<sub>2</sub> and GaSe). The energy of mid infrared pulses had the order of a μJ; the efficiency of the photon conversion was received ≤ 2%. The duration of bandwidth limited pulses - was about 1 ps. The system operated with frequency a repetition rate of 1 Hz.

Датта поступления: 03.10.97



— (2) — AgGaS<sub>2</sub> kristal  
— (1) — GaSe kristal  
— (3) — 4-18 μm  
— (4) — 10 μm  
— (5) — 10 μJ

— (6) — 10 μm  
— (7) — 10 μJ  
— (8) — 10 μm  
— (9) — 10 μJ  
— (10) — 10 μm  
— (11) — 10 μJ  
— (12) — 10 μm  
— (13) — 10 μJ  
— (14) — 10 μm  
— (15) — 10 μJ  
— (16) — 10 μm  
— (17) — 10 μJ  
— (18) — 10 μm  
— (19) — 10 μJ  
— (20) — 10 μm  
— (21) — 10 μJ  
— (22) — 10 μm  
— (23) — 10 μJ  
— (24) — 10 μm  
— (25) — 10 μJ  
— (26) — 10 μm  
— (27) — 10 μJ  
— (28) — 10 μm  
— (29) — 10 μJ  
— (30) — 10 μm  
— (31) — 10 μJ  
— (32) — 10 μm  
— (33) — 10 μJ  
— (34) — 10 μm  
— (35) — 10 μJ  
— (36) — 10 μm  
— (37) — 10 μJ  
— (38) — 10 μm  
— (39) — 10 μJ  
— (40) — 10 μm  
— (41) — 10 μJ  
— (42) — 10 μm  
— (43) — 10 μJ  
— (44) — 10 μm  
— (45) — 10 μJ  
— (46) — 10 μm  
— (47) — 10 μJ  
— (48) — 10 μm  
— (49) — 10 μJ  
— (50) — 10 μm  
— (51) — 10 μJ  
— (52) — 10 μm  
— (53) — 10 μJ  
— (54) — 10 μm  
— (55) — 10 μJ  
— (56) — 10 μm  
— (57) — 10 μJ  
— (58) — 10 μm  
— (59) — 10 μJ  
— (60) — 10 μm  
— (61) — 10 μJ  
— (62) — 10 μm  
— (63) — 10 μJ  
— (64) — 10 μm  
— (65) — 10 μJ  
— (66) — 10 μm  
— (67) — 10 μJ  
— (68) — 10 μm  
— (69) — 10 μJ  
— (70) — 10 μm  
— (71) — 10 μJ  
— (72) — 10 μm  
— (73) — 10 μJ  
— (74) — 10 μm  
— (75) — 10 μJ  
— (76) — 10 μm  
— (77) — 10 μJ  
— (78) — 10 μm  
— (79) — 10 μJ  
— (80) — 10 μm  
— (81) — 10 μJ  
— (82) — 10 μm  
— (83) — 10 μJ  
— (84) — 10 μm  
— (85) — 10 μJ  
— (86) — 10 μm  
— (87) — 10 μJ  
— (88) — 10 μm  
— (89) — 10 μJ  
— (90) — 10 μm  
— (91) — 10 μJ  
— (92) — 10 μm  
— (93) — 10 μJ  
— (94) — 10 μm  
— (95) — 10 μJ  
— (96) — 10 μm  
— (97) — 10 μJ  
— (98) — 10 μm  
— (99) — 10 μJ  
— (100) — 10 μm  
— (101) — 10 μJ  
— (102) — 10 μm  
— (103) — 10 μJ  
— (104) — 10 μm  
— (105) — 10 μJ  
— (106) — 10 μm  
— (107) — 10 μJ  
— (108) — 10 μm  
— (109) — 10 μJ  
— (110) — 10 μm  
— (111) — 10 μJ  
— (112) — 10 μm  
— (113) — 10 μJ  
— (114) — 10 μm  
— (115) — 10 μJ  
— (116) — 10 μm  
— (117) — 10 μJ  
— (118) — 10 μm  
— (119) — 10 μJ  
— (120) — 10 μm  
— (121) — 10 μJ  
— (122) — 10 μm  
— (123) — 10 μJ  
— (124) — 10 μm  
— (125) — 10 μJ  
— (126) — 10 μm  
— (127) — 10 μJ  
— (128) — 10 μm  
— (129) — 10 μJ  
— (130) — 10 μm  
— (131) — 10 μJ  
— (132) — 10 μm  
— (133) — 10 μJ  
— (134) — 10 μm  
— (135) — 10 μJ  
— (136) — 10 μm  
— (137) — 10 μJ  
— (138) — 10 μm  
— (139) — 10 μJ  
— (140) — 10 μm  
— (141) — 10 μJ  
— (142) — 10 μm  
— (143) — 10 μJ  
— (144) — 10 μm  
— (145) — 10 μJ  
— (146) — 10 μm  
— (147) — 10 μJ  
— (148) — 10 μm  
— (149) — 10 μJ  
— (150) — 10 μm  
— (151) — 10 μJ  
— (152) — 10 μm  
— (153) — 10 μJ  
— (154) — 10 μm  
— (155) — 10 μJ  
— (156) — 10 μm  
— (157) — 10 μJ  
— (158) — 10 μm  
— (159) — 10 μJ  
— (160) — 10 μm  
— (161) — 10 μJ  
— (162) — 10 μm  
— (163) — 10 μJ  
— (164) — 10 μm  
— (165) — 10 μJ  
— (166) — 10 μm  
— (167) — 10 μJ  
— (168) — 10 μm  
— (169) — 10 μJ  
— (170) — 10 μm  
— (171) — 10 μJ  
— (172) — 10 μm  
— (173) — 10 μJ  
— (174) — 10 μm  
— (175) — 10 μJ  
— (176) — 10 μm  
— (177) — 10 μJ  
— (178) — 10 μm  
— (179) — 10 μJ  
— (180) — 10 μm  
— (181) — 10 μJ  
— (182) — 10 μm  
— (183) — 10 μJ  
— (184) — 10 μm  
— (185) — 10 μJ  
— (186) — 10 μm  
— (187) — 10 μJ  
— (188) — 10 μm  
— (189) — 10 μJ  
— (190) — 10 μm  
— (191) — 10 μJ  
— (192) — 10 μm  
— (193) — 10 μJ  
— (194) — 10 μm  
— (195) — 10 μJ  
— (196) — 10 μm  
— (197) — 10 μJ  
— (198) — 10 μm  
— (199) — 10 μJ  
— (200) — 10 μm  
— (201) — 10 μJ  
— (202) — 10 μm  
— (203) — 10 μJ  
— (204) — 10 μm  
— (205) — 10 μJ  
— (206) — 10 μm  
— (207) — 10 μJ  
— (208) — 10 μm  
— (209) — 10 μJ  
— (210) — 10 μm  
— (211) — 10 μJ  
— (212) — 10 μm  
— (213) — 10 μJ  
— (214) — 10 μm  
— (215) — 10 μJ  
— (216) — 10 μm  
— (217) — 10 μJ  
— (218) — 10 μm  
— (219) — 10 μJ  
— (220) — 10 μm  
— (221) — 10 μJ  
— (222) — 10 μm  
— (223) — 10 μJ  
— (224) — 10 μm  
— (225) — 10 μJ  
— (226) — 10 μm  
— (227) — 10 μJ  
— (228) — 10 μm  
— (229) — 10 μJ  
— (230) — 10 μm  
— (231) — 10 μJ  
— (232) — 10 μm  
— (233) — 10 μJ  
— (234) — 10 μm  
— (235) — 10 μJ  
— (236) — 10 μm  
— (237) — 10 μJ  
— (238) — 10 μm  
— (239) — 10 μJ  
— (240) — 10 μm  
— (241) — 10 μJ  
— (242) — 10 μm  
— (243) — 10 μJ  
— (244) — 10 μm  
— (245) — 10 μJ  
— (246) — 10 μm  
— (247) — 10 μJ  
— (248) — 10 μm  
— (249) — 10 μJ  
— (250) — 10 μm  
— (251) — 10 μJ  
— (252) — 10 μm  
— (253) — 10 μJ  
— (254) — 10 μm  
— (255) — 10 μJ  
— (256) — 10 μm  
— (257) — 10 μJ  
— (258) — 10 μm  
— (259) — 10 μJ  
— (260) — 10 μm  
— (261) — 10 μJ  
— (262) — 10 μm  
— (263) — 10 μJ  
— (264) — 10 μm  
— (265) — 10 μJ  
— (266) — 10 μm  
— (267) — 10 μJ  
— (268) — 10 μm  
— (269) — 10 μJ  
— (270) — 10 μm  
— (271) — 10 μJ  
— (272) — 10 μm  
— (273) — 10 μJ  
— (274) — 10 μm  
— (275) — 10 μJ  
— (276) — 10 μm  
— (277) — 10 μJ  
— (278) — 10 μm  
— (279) — 10 μJ  
— (280) — 10 μm  
— (281) — 10 μJ  
— (282) — 10 μm  
— (283) — 10 μJ  
— (284) — 10 μm  
— (285) — 10 μJ  
— (286) — 10 μm  
— (287) — 10 μJ  
— (288) — 10 μm  
— (289) — 10 μJ  
— (290) — 10 μm  
— (291) — 10 μJ  
— (292) — 10 μm  
— (293) — 10 μJ  
— (294) — 10 μm  
— (295) — 10 μJ  
— (296) — 10 μm  
— (297) — 10 μJ  
— (298) — 10 μm  
— (299) — 10 μJ  
— (300) — 10 μm  
— (301) — 10 μJ  
— (302) — 10 μm  
— (303) — 10 μJ  
— (304) — 10 μm  
— (305) — 10 μJ  
— (306) — 10 μm  
— (307) — 10 μJ  
— (308) — 10 μm  
— (309) — 10 μJ  
— (310) — 10 μm  
— (311) — 10 μJ  
— (312) — 10 μm  
— (313) — 10 μJ  
— (314) — 10 μm  
— (315) — 10 μJ  
— (316) — 10 μm  
— (317) — 10 μJ  
— (318) — 10 μm  
— (319) — 10 μJ  
— (320) — 10 μm  
— (321) — 10 μJ  
— (322) — 10 μm  
— (323) — 10 μJ  
— (324) — 10 μm  
— (325) — 10 μJ  
— (326) — 10 μm  
— (327) — 10 μJ  
— (328) — 10 μm  
— (329) — 10 μJ  
— (330) — 10 μm  
— (331) — 10 μJ  
— (332) — 10 μm  
— (333) — 10 μJ  
— (334) — 10 μm  
— (335) — 10 μJ  
— (336) — 10 μm  
— (337) — 10 μJ  
— (338) — 10 μm  
— (339) — 10 μJ  
— (340) — 10 μm  
— (341) — 10 μJ  
— (342) — 10 μm  
— (343) — 10 μJ  
— (344) — 10 μm  
— (345) — 10 μJ  
— (346) — 10 μm  
— (347) — 10 μJ  
— (348) — 10 μm  
— (349) — 10 μJ  
— (350) — 10 μm  
— (351) — 10 μJ  
— (352) — 10 μm  
— (353) — 10 μJ  
— (354) — 10 μm  
— (355) — 10 μJ  
— (356) — 10 μm  
— (357) — 10 μJ  
— (358) — 10 μm  
— (359) — 10 μJ  
— (360) — 10 μm  
— (361) — 10 μJ  
— (362) — 10 μm  
— (363) — 10 μJ  
— (364) — 10 μm  
— (365) — 10 μJ  
— (366) — 10 μm  
— (367) — 10 μJ  
— (368) — 10 μm  
— (369) — 10 μJ  
— (370) — 10 μm  
— (371) — 10 μJ  
— (372) — 10 μm  
— (373) — 10 μJ  
— (374) — 10 μm  
— (375) — 10 μJ  
— (376) — 10 μm  
— (377) — 10 μJ  
— (378) — 10 μm  
— (379) — 10 μJ  
— (380) — 10 μm  
— (381) — 10 μJ  
— (382) — 10 μm  
— (383) — 10 μJ  
— (384) — 10 μm  
— (385) — 10 μJ  
— (386) — 10 μm  
— (387) — 10 μJ  
— (388) — 10 μm  
— (389) — 10 μJ  
— (390) — 10 μm  
— (391) — 10 μJ  
— (392) — 10 μm  
— (393) — 10 μJ  
— (394) — 10 μm  
— (395) — 10 μJ  
— (396) — 10 μm  
— (397) — 10 μJ  
— (398) — 10 μm  
— (399) — 10 μJ  
— (400) — 10 μm  
— (401) — 10 μJ  
— (402) — 10 μm  
— (403) — 10 μJ  
— (404) — 10 μm  
— (405) — 10 μJ  
— (406) — 10 μm  
— (407) — 10 μJ  
— (408) — 10 μm  
— (409) — 10 μJ  
— (410) — 10 μm  
— (411) — 10 μJ  
— (412) — 10 μm  
— (413) — 10 μJ  
— (414) — 10 μm  
— (415) — 10 μJ  
— (416) — 10 μm  
— (417) — 10 μJ  
— (418) — 10 μm  
— (419) — 10 μJ  
— (420) — 10 μm  
— (421) — 10 μJ  
— (422) — 10 μm  
— (423) — 10 μJ  
— (424) — 10 μm  
— (425) — 10 μJ  
— (426) — 10 μm  
— (427) — 10 μJ  
— (428) — 10 μm  
— (429) — 10 μJ  
— (430) — 10 μm  
— (431) — 10 μJ  
— (432) — 10 μm  
— (433) — 10 μJ  
— (434) — 10 μm  
— (435) — 10 μJ  
— (436) — 10 μm  
— (437) — 10 μJ  
— (438) — 10 μm  
— (439) — 10 μJ  
— (440) — 10 μm  
— (441) — 10 μJ  
— (442) — 10 μm  
— (443) — 10 μJ  
— (444) — 10 μm  
— (445) — 10 μJ  
— (446) — 10 μm  
— (447) — 10 μJ  
— (448) — 10 μm  
— (449) — 10 μJ  
— (450) — 10 μm  
— (451) — 10 μJ  
— (452) — 10 μm  
— (453) — 10 μJ  
— (454) — 10 μm  
— (455) — 10 μJ  
— (456) — 10 μm  
— (457) — 10 μJ  
— (458) — 10 μm  
— (459) — 10 μJ  
— (460) — 10 μm  
— (461) — 10 μJ  
— (462) — 10 μm  
— (463) — 10 μJ  
— (464) — 10 μm  
— (465) — 10 μJ  
— (466) — 10 μm  
— (467) — 10 μJ  
— (468) — 10 μm  
— (469) — 10 μJ  
— (470) — 10 μm  
— (471) — 10 μJ  
— (472) — 10 μm  
— (473) — 10 μJ  
— (474) — 10 μm  
— (475) — 10 μJ  
— (476) — 10 μm  
— (477) — 10 μJ  
— (478) — 10 μm  
— (479) — 10 μJ  
— (480) — 10 μm  
— (481) — 10 μJ  
— (482) — 10 μm  
— (483) — 10 μJ  
— (484) — 10 μm  
— (485) — 10 μJ  
— (486) — 10 μm  
— (487) — 10 μJ  
— (488) — 10 μm  
— (489) — 10 μJ  
— (490) — 10 μm  
— (491) — 10 μJ  
— (492) — 10 μm  
— (493) — 10 μJ  
— (494) — 10 μm  
— (495) — 10 μJ  
— (496) — 10 μm  
— (497) — 10 μJ  
— (498) — 10 μm  
— (499) — 10 μJ  
— (500) — 10 μm  
— (501) — 10 μJ  
— (502) — 10 μm  
— (503) — 10 μJ  
— (504) — 10 μm  
— (505) — 10 μJ  
— (506) — 10 μm  
— (507) — 10 μJ  
— (508) — 10 μm  
— (509) — 10 μJ  
— (510) — 10 μm  
— (511) — 10 μJ  
— (512) — 10 μm  
— (513) — 10 μJ  
— (514) — 10 μm  
— (515) — 10 μJ  
— (516) — 10 μm  
— (517) — 10 μJ  
— (518) — 10 μm  
— (519) — 10 μJ  
— (520) — 10 μm  
— (521) — 10 μJ  
— (522) — 10 μm  
— (523) — 10 μJ  
— (524) — 10 μm  
— (525) — 10 μJ  
— (526) — 10 μm  
— (527) — 10 μJ  
— (528) — 10 μm  
— (529) — 10 μJ  
— (530) — 10 μm  
— (531) — 10 μJ  
— (532) — 10 μm  
— (533) — 10 μJ  
— (534) — 10 μm  
— (535) — 10 μJ  
— (536) — 10 μm  
— (537) — 10 μJ  
— (538) — 10 μm  
— (539) — 10 μJ  
— (540) — 10 μm  
— (541) — 10 μJ  
— (542) — 10 μm  
— (543) — 10 μJ  
— (544) — 10 μm  
— (545) — 10 μJ  
— (546) — 10 μm  
— (547) — 10 μJ  
— (548) — 10 μm  
— (549) — 10 μJ  
— (550) — 10 μm  
— (551) — 10 μJ  
— (552) — 10 μm  
— (553) — 10 μJ  
— (554) — 10 μm  
— (555) — 10 μJ  
— (556) — 10 μm  
— (557) — 10 μJ  
— (558) — 10 μm  
— (559) — 10 μJ  
— (560) — 10 μm  
— (561) — 10 μJ  
— (562) — 10 μm  
— (563) — 10 μJ  
— (564) — 10 μm  
— (565) — 10 μJ  
— (566) — 10 μm  
— (567) — 10 μJ  
— (568) — 10 μm  
— (569) — 10 μJ  
— (570) — 10 μm  
— (571) — 10 μJ  
— (572) — 10 μm  
— (573) — 10 μJ  
— (574) — 10 μm  
— (575) — 10 μJ  
— (576) — 10 μm  
— (577) — 10 μJ  
— (578) — 10 μm  
— (579) — 10 μJ  
— (580) — 10 μm  
— (581) — 10 μJ  
— (582) — 10 μm  
— (583) — 10 μJ  
— (584) — 10 μm  
— (585) — 10 μJ  
— (586) — 10 μm  
— (587) — 10 μJ  
— (588) — 10 μm  
— (589) — 10 μJ  
— (590) — 10 μm  
— (591) — 10 μJ  
— (592) — 10 μm  
— (593) — 10 μJ  
— (594) — 10 μm  
— (595) — 10 μJ  
— (596) — 10 μm  
— (597) — 10 μJ  
— (598) — 10 μm  
— (599) — 10 μJ  
— (600) — 10 μm  
— (601) — 10 μJ  
— (602) — 10 μm  
— (603) — 10 μJ  
— (604) — 10 μm  
— (605) — 10 μJ  
— (606) — 10 μm  
— (607) — 10 μJ  
— (608) — 10 μm  
— (609) — 10 μJ  
— (610) — 10 μm  
— (611) — 10 μJ  
— (612) — 10 μm  
— (613) — 10 μJ  
— (614) — 10 μm  
— (615) — 10 μJ  
— (616) — 10 μm  
— (617) — 10 μJ  
— (618) — 10 μm  
— (619) — 10 μJ  
— (620) — 10 μm  
— (621) — 10 μJ  
— (622) — 10 μm  
— (623) — 10 μJ  
— (624) — 10 μm  
— (625) — 10 μJ  
— (626) — 10 μm  
— (627) — 10 μJ  
— (628) — 10 μm  
— (629) — 10 μJ  
— (630) — 10 μm  
— (631) — 10 μJ  
— (632) — 10 μm  
— (633) — 10 μJ  
— (634) — 10 μm  
— (635) — 10 μJ  
— (636) — 10 μm  
— (637) — 10 μJ  
— (638) — 10 μm  
— (639) — 10 μJ  
— (640) — 10 μm  
— (641) — 10 μJ  
— (642) — 10 μm  
— (643) — 10 μJ  
— (644) — 10 μm  
— (645) — 10 μJ  
— (646) — 10 μm  
— (647) — 10 μJ  
— (648) — 10 μm  
— (649) — 10 μJ  
— (650) — 10 μm  
— (651) — 10 μJ  
— (652) — 10 μm  
— (653) — 10 μJ  
— (654) — 10 μm  
— (655) — 10 μJ  
— (656) — 10 μm  
— (657) — 10 μJ  
— (658) — 10 μm  
— (659) — 10 μJ  
— (660) — 10 μm  
— (661) — 10 μJ  
— (662) — 10 μm  
— (663) — 10 μJ  
— (664) — 10 μm  
— (665) — 10 μJ  
— (666) — 10 μm  
— (667) — 10 μJ  
— (668) — 10 μm  
— (669) — 10 μJ  
— (670) — 10 μm  
— (671) — 10 μJ  
— (672) — 10 μm  
— (673) — 10 μJ  
— (674) — 10 μm  
— (675) — 10 μJ  
— (676) — 10 μm  
— (677) — 10 μJ  
— (678) — 10 μm  
— (679) — 10 μJ  
— (680) — 10 μm  
— (681) — 10 μJ  
— (682) — 10 μm  
— (683) — 10 μJ  
— (684) — 10 μm  
— (685) — 10 μJ  
— (686) — 10 μm  
— (687) — 10 μJ  
— (688) — 10 μm  
— (689) — 10 μJ  
— (690) — 10 μm  
— (691) — 10 μJ  
— (692) — 10 μm  
— (693) — 10 μJ  
— (694) — 10 μm  
— (695) — 10 μJ  
— (696) — 10 μm  
— (697) — 10 μJ  
— (698) — 10 μm  
— (699) — 10 μJ  
— (700) — 10 μm  
— (701) — 10 μJ  
— (702) — 10 μm  
— (703) — 10 μJ  
— (704) — 10 μm<br

## THE INFLUENCE OF SIZED QUANTIZATION ON THE KINETIC COEFFICIENTS IN n-Ge AND n-Si FILMS

V.M. GADJIEV

*Baku State University Named After M.E. Rasulzade,  
Academician Z. Khalilov street 23, Baku-370148*

The behaviour of the kinetic coefficients in dependence on orientation of n-Ge and n-Si films surface is investigated. Expressions for the relaxation time including mechanisms of scattering on acoustical and non-polar optical phonons are obtained. Also the expressions for the Hall constant and thermopower in n-Ge and n-Si films plane in a weak magnetic field are obtained in various approximations of electron gas degeneration.

At the present time thin semiconducting films are intensively investigated in the size-quantized conditions that is connected with the microelectronics development. When the specimen sizes are de Broglie wave length of the current carriers the quantum sized effects are occurred. In this case the quasi-discrete nature of energy spectrum is occurred and the wave functions form is changed. Some thermodynamic and kinetic properties for conducting films with standard zone have been considered in the works [1-4]. In the works [5,6] the electron states in anisotropic size-quantized n-Ge and n-Si films have been considered and dependence of physical values on film surface orientation has been predicted, so-called the size-quantized anisotropy of thermodynamic properties of

system. Evidently that such dependence also can be observed in kinetic characters of n-Ge and n-Si films.

In the present work the behaviour of the kinetic coefficients in dependence on orientation of n-Ge and n-Si films surface is investigated. Expressions for the relaxation time including mechanisms of scattering on acoustical and non-polar optical phonons are obtained. Also the expressions for the Hall constant and thermopower in n-Ge and n-Si films plane in a weak magnetic field are obtained in various approximations of electron gas degeneration.

1. The wave functions and the energy spectrum of electrons in size-quantized n-Ge and n-Si films have form [6]:

$$(1) \quad \Psi_{n_x K_x K_y}^{(s)}(x, y, z) = \left( \frac{2}{L_x L_y d} \right)^{1/2} \sin \frac{\pi n_x}{d} z \exp[i(K_x x + K_y y)] \times \\ \times \exp \left[ -i \frac{m_{13(s)}^{-1} K_x + m_{23(s)}^{-1} K_y}{m_{33(s)}^{-1}} z \right]$$

$$(2) \quad \varepsilon_s(n_x, K_x, K_y) = \frac{\hbar^2}{2m_s} \left( \frac{\pi}{d} \right)^2 \varphi_s^2(\alpha) n_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m_s} [\varphi_s^2(\alpha) K_x^2 + K_y^2],$$

where  $n_x$  and  $n_z$  are longitudinal and transverse effective masses of electron respectively,  $m_{i3(s)}^{-1}$  ( $i=1, 2, 3$ ) are components of the inverse tensor of electron effective masses in film,  $L_x$  and  $L_y$  are the corresponding sizes of the basic domain of the film,  $d$  is the film thickness,  $S$  is the ellipsoid number,  $n_s=1, 2, 3, \dots$  is the sized quantum number,  $\alpha$  is the angle of rotation of a normal to the [001] film surface,  $\varphi_s(\alpha)$  are the functions that characterize of ellipsoids orientation as regards to the system of reference and depend on anisotropy parameter of effective masses (see [6]).

Let us consider some kinetic effects in nonquantized magnetic field that directed along a normal to the film surface. For it we decide two-dimensional Boltzmann transport equation in n-Ge and n-Si films plane. If the nonequilibrium distribution function of electrons is represented in form:

$$(3) \quad f_1 = \left( -\frac{\partial F_0}{\partial E_s} \right) (\vec{V} \cdot \vec{P}),$$

then the next decision of equation is obtained:

$$(4) \quad \vec{P} = \frac{1}{1 + V^2} \left\{ \hat{r} \vec{\Phi}_0 + \frac{e}{c} \hat{t} (\vec{H} \vec{M}^{-1} (\hat{r} \vec{\Phi}_0)) \right\},$$

where  $f_0$  is the function of Fermi-Dirac distribution,  $V = \frac{e|\vec{r}|^{1/2}}{c|\vec{M}|^{1/2}} H$ ,  $\vec{\Phi}_0 = -e\vec{E} - \frac{e_s - \xi}{T} \vec{V}_T$ ,  $\hat{r}$  is the tensor of relaxation time,  $\vec{M}^{-1}$  is the inverse tensor of electron effective masses,  $|\vec{r}|$  and  $|\vec{M}|$  are determinants of the relaxation time and effective masses tensors respectively.

If we consider the electrons scattering on acoustical and non-polar optical phonons then for the relaxation time  $\tau_s$  in film surface we have:

$$(5) \quad \tau_s^{-1}(E_s) = \sum_{\beta_s} W_{\beta_s \beta_s} \left( 1 - \frac{K_x' K_x + \varphi_s^2(\alpha) K_y' K_y}{K_x^2 + \varphi_s^2(\alpha) K_y^2} \right),$$

where  $N_{\beta_1 \beta_2}$  is probability of transition from state  $\beta_1 = (n_x, K_x, K_y)$  to state  $\beta_2 = (n'_x, K'_x, K'_y)$  or back, having the form:

$$N_{\beta_1 \beta_2} = \sum_q N_q \left[ N_q \delta_{K_x, K_x+q_z} \delta_{K_y, K_y+q_z} \delta(\varepsilon_{\beta_1} - \varepsilon_{\beta_2} - \hbar\omega_q) + \right. \\ \left. + (N_q + 1) \delta_{K_x, K_x-q_z} \delta_{K_y, K_y-q_z} \delta(\varepsilon_{\beta_1} - \varepsilon_{\beta_2} + \hbar\omega_q) \right] |I_{\beta_1 \beta_2}|^2 \quad (6)$$

where  $N_q$  is the Planck function,  $\omega_q$  is the dispersion of phonons, and the form of  $\omega_q$  functions are the same as for corresponding one in bulk specimen[7].

Taking into consideration the wave functions anisotropy we have for  $I_{\beta_1 \beta_2}(q_z)$  function:

$$I_{\beta_1 \beta_2}(q_z) = \frac{2}{d} \int \exp(iq_z z) \sin \frac{\pi n'_x}{d} z \sin \frac{\pi n_x}{d} z \times \\ \times \exp \left( -i \frac{m_{12}^{-1}(K_x - K_x) + m_{23}^{-1}(K_y - K_y)}{m_{33}^{-1}(z)} z \right) dz \quad (7)$$

Then for the relaxation time  $\tau_s$  the next result is obtained:

$$\tau_s(\varepsilon_s) = \tau_0 \varphi_s^{-1} (\alpha \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-1}) \quad (8)$$

where  $\bar{n}_s = \left[ \sqrt{\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s,s}}} \right]$  is an integer part of number  $\sqrt{\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s,s}}}$ ,  $\varepsilon_{s,s} = \varepsilon_s (n_x = 1, K_x = K_y = 0)$ ,  $\tau_0$  are the multipliers that don't

depend on energy and proportional to the analogous expressions in bulk specimen[7].

From (8) one can see that  $\tau_s$  depends on energy only through  $\bar{n}_s$ . Moreover  $\tau_s$  essentially depends on n-Ge and n-Si films surface orientation and in the  $\bar{n}_s \gg 1$  case result for bulk specimen is obtained.

2. Having known decision of transport equation and expression for the relaxation time one can calculate the current and the energy stream densities and then we can determine the components of kinetic tensors. On this base we can calculate all kinetic effects under various conditions. Let us show some of them in a weak magnetic field ( $v \ll c$ ) at the conditions of electrons scattering on acoustical and non-polar optical phonons.

So, for the Hall constant in this case we obtain:

$$R_H = -\frac{e}{n_e c} \left[ \sum_{s=1}^S \left\{ \varphi_s \sum_{ns} F_2(\eta_{ns}) \right\} \sum_{s=1}^S \left\{ \varphi_s^{-2} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^2 \sum_{ns} F_1(\eta_{ns}) \right\} \right] \quad (9)$$

where  $n_e$  is the concentration of electrons in film,  $S=4$  (n-Ge) and  $S=6$  (Si).

For the thermopower we have:

$$\alpha_t = -\frac{k_0}{e} \left( \alpha_0 + \alpha_1 \tilde{v}^2 \right) \quad (10)$$

$$\text{where } \tilde{v} = \frac{\tau_0 e H}{m_e c},$$

$$\alpha_0 = \frac{\sum_s \left\{ \frac{(\varphi_s^{-2} + 1)}{2} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-1} \sum_{ns} [F_2(\eta_{ns}) - \eta_{ns} F_1(\eta_{ns})] \right\}}{\sum_s \left\{ \frac{(\varphi_s^{-2} + 1)}{2} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-1} \sum_{ns} F_1(\eta_{ns}) \right\}}$$

$$\alpha_1 = \frac{\sum_s \left\{ \varphi_s^{-3} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-2} \sum_{ns} (F_2 - \eta_{ns} F_1) \right\} \sum_s \left\{ \varphi_s^{-3} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-2} \sum_{ns} F_1 \right\}}{\left[ \sum_s \left\{ \frac{(\varphi_s^{-2} + 1)}{2} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-1} \sum_{ns} F_1 \right\} \right]^2}$$

$$\sum_s \left\{ \frac{(\varphi_s^{-2} + 1)}{2} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-1} \sum_{ns} (F_2 - \eta_{ns} F_1) \right\} \sum_s \left\{ \frac{(\varphi_s^{-2} + 1)}{2} \varphi_s^{-4} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-2} \sum_{ns} F_1 \right\} \\ \left[ \sum_s \left\{ \frac{(\varphi_s^{-2} + 1)}{2} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-1} \sum_{ns} F_1 \right\} \right]^2$$

$$\frac{\sum_s \left\{ \frac{(\varphi_s^{-2} + 1)}{2} \varphi_s^{-1} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-1} \sum_{ns} (F_2 - \eta_{ns} F_1) \right\}}{\sum_s \left\{ \frac{(\varphi_s^{-2} + 1)}{2} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-1} \sum_{ns} F_1 \right\}}$$

$$\frac{\sum_s \left\{ \frac{(\varphi_s^{-2} + 1)}{2} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-1} \sum_{ns} (F_2 - \eta_{ns} F_1) \right\} \left[ \sum_s \left\{ \varphi_s^{-3} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-2} \sum_{ns} F_1 \right\} \right]}{\left[ \sum_s \left\{ \frac{(\varphi_s^{-2} + 1)}{2} \left( \bar{n}_s + \frac{1}{2} \right)^{-1} \sum_{ns} F_1 \right\} \right]^2},$$

$F_i(\eta_{ns}) = \int x_i' \left( -\frac{\partial \epsilon_i}{\partial x_i} \right) dx_i$  are the uniparametric Fermi integrals of  $x$  index ( $i=1,2$ ),  $x_i = \frac{\epsilon_i - \epsilon_{ns}}{k_B T}$ ,  $\epsilon_{ns}$  is the discrete part of energy spectrum (2),  $\eta_{ns} = \frac{\xi - \epsilon_{ns}}{k_B T}$ .

For the Hall constant we obtain the analytic expression in the case of arbitrary electron gas degeneration. We can use the following function:

$$F_1(\eta_{ns}) = \eta_{ns} + \ln(1 + \exp(-\eta_{ns})) \quad (11)$$

and the results for degenerated and non-degenerated films are obtained.

In the case of degenerated electron gas for the thermopower we have:

$$\alpha_f = -\frac{(\pi k_0)^2 T}{3e} \left\{ \alpha'_0 + \alpha'_1 \tilde{V}^2 \right\} \quad (12)$$

where  $\alpha'_{0,1} = \alpha_{0,1}(F_1 = \xi_F - \epsilon_{ns}, F_2 - \eta_{ns} F_1 = 1)$ . Here Fermi energy  $\xi_F$  is determined as:

$$\xi_F = \frac{\pi \text{ch}^2 n_e / m_\perp + \sum_s \left\{ \varphi_s \sum_{ns} \epsilon_{ns} \right\}}{\sum_s \left\{ \varphi_s \bar{n}_s \right\}} \quad (13)$$

- [1] V.B. Sandomirsky. JETP, 1967, v.52, p.158.
- [2] B.A. Tavger. Physica Status Solidi, 1967, v.22, p.31.
- [3] B.A. Tavger, V.N. Demikhovsky. UFN, 1968, v.96, p.61.
- [4] B.M. Askerov, B.I. Kuliev, R.F. Eminov. FNT, 1977, v.3, n.3, p.344.

The analysis of expressions (12) and (13) show us that in this case  $\alpha_f \sim 1/d$ , but because of its dependence on  $\bar{n}_s$  the behaviour of thermopower on film thickness has a leap-like character.

In the case of non-degenerated electron gas for  $\alpha_f$  is obtained:

$$\alpha_f = -\frac{k_0}{e} \left\{ \alpha''_0 + \alpha''_1 \tilde{V}^2 \right\} \quad (14)$$

where

$\alpha''_{0,1} = \alpha_{0,1}(F_1 = \exp(\eta_{ns}), F_2 - \eta_{ns} F_1 = (2 - \eta_{ns}) \exp(\eta_{ns}))$ . Here the chemical potential  $\xi$  is determined as:

$$\xi = k_B T \ln \frac{\pi \text{ch}^2 n_e}{m_\perp k_B T + \sum_s \left\{ \varphi_s \sum_{ns} \exp(-x_{ns}) \right\}} \quad (15)$$

where  $x_{ns} = \frac{\epsilon_{ns}}{k_B T}$ .

The analysis of expressions (14) and (15) show us that in this case  $\alpha_f \sim \left( 1/d + \frac{1}{d^2} \right)$ . Therefore the thermopower in this case also is a nonmonotonic function of film thickness. At the  $\bar{n}_s \gg 1$  limit the result for bulk specimen is obtained that it does not depend on a film thickness.

V.M. Haciyev

### n-Ge VƏ n-Si NAZİK TƏBƏQƏLƏRİNDE ÖLÇÜYƏ GÖRƏ KVANTLAŞMANIN KİNETİK ƏMSALLARA TƏ'SİRİ

n-Ge və n-Si nazik tabeqələrində səthlərin səmtindən aslı olaraq kinetik əmsallar tedqiq olunur. Akustik və qeyri-polyar optik fotonlarda sepmə mehanizmlərini ahata edən relaxasiya zamanı üçün ifadələr almılmışdır. Eyni zamanda n-Ge və n-Si nazik tabeqələrin səthində zəif mənqit sabosunda elektron qazının müxtəlif cırlaşma yaxınlığındakı Holl əmsali və termo-EHQ üçün ifadələr almışdır.

В.М. Гайдуков

## ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ НА КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ В ПЛЕНКАХ $n$ -Ge И $n$ -Si

Исследуется поведение кинетических коэффициентов в зависимости от ориентации поверхности плёнок n-Ge и n-Si. Получены выражения для времени релаксации, охватывающие механизмы рассеяния на акустических и неподарочных оптических фонах. Получены также выражения для коэффициента Холла и термо-ЭДС в плоскости плёнок n-Ge и n-Si в слабом магнитном поле при различных приближениях выражения электронного газа.

Дата поступления: 24.09.97

Редактор: Ф.М. Гашимзаде

—**THE END**—

ческие методы. Влияние концентрации стеклообразователя и давления на электропроводность и оптические свойства ванадиевотеллуритных стекол

З. А. ИБРАГИМОВ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

В работе обсуждается влияние концентрации стеклообразователя и давления на электропроводность и оптические свойства ванадиевотеллуритных стекол и производится предполагаемый механизм их изменений.

Электрофизические, оптические и ряд других свойств стекол, содержащих в своем составе d-переходные элементы, существенно зависят от концентрации и близкого окружения иона переходного элемента, а также строения анионной сетки, что делает их очень удобными для исследований методом ЭПР спектроскопии [1-3]. С целью установления взаимосвязей между структурными особенностями, составом и свойствами стекол, а также влияния гидростатического давления были проведены измерения электропроводности и оптического отражения и пропускания составов в которых методом ЭПР определялась концентрация 4-х валентных ионов ванадия и изучались особенности локального окружения парамагнитных ионов. Электропроводность  $\sigma$  на постоянном токе стекол синтезированных нами из систем  $nV_2O_5(100-n)TeO_2$  при 300 К меняется от  $7 \cdot 10^{-2}$  до  $5 \cdot 10^{-7} \Omega^{-1} m^{-1}$ , а при 420 К - от  $4 \cdot 10^{-1}$  до  $2 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1} m^{-1}$  в зависимости от состава (рис. 1).

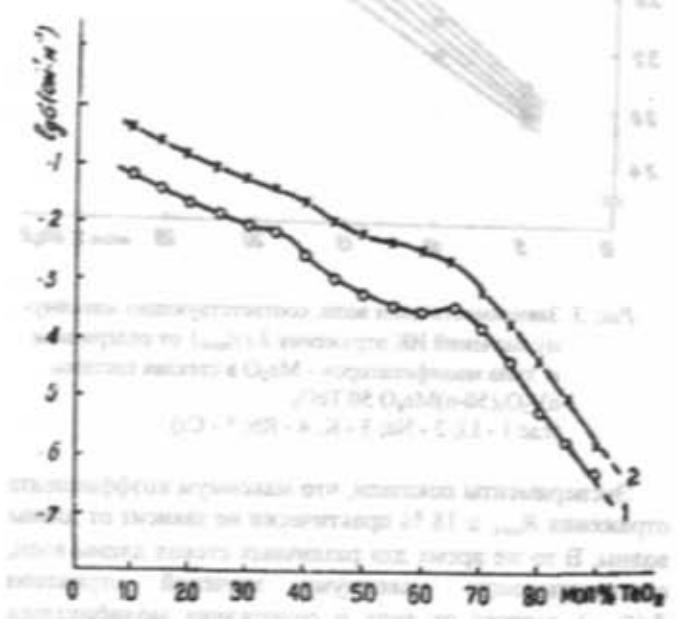


Рис. 1. Зависимость электропроводности стекол системы  $V_2O_5-TeO_2$  от содержания  $TeO_2$  при температуре 300 К (1) и 420 К (2).

Все образцы обладают электронным типом проводимости. В стеклах системы  $V_2O_5-TeO_2$ , соответствующих составу 35 мол.%  $V_2O_5$  на зависимостях  $N_{e^-}$  и  $1/g\sigma$  от состава наблюдаются максимум и изгиб, соответственно; у этого же состава происходит изменение наклона  $\Delta_1/\Delta_2$ .

Для выяснения механизма изменения электропроводности стекол в зависимости от давления и концентрации стеклообразователя было проведено измерение электропроводности стекол в диапазоне давлений от 0 до 100 кПа в диапазоне температур от 300 до 420 К.

При изучении оптических свойств ванадиевотеллуритных стекол в диапазоне давлений от 0 до 100 кПа в диапазоне температур от 300 до 420 К.

При изучении оптических свойств ванадиевотеллуритных стекол в диапазоне давлений от 0 до 100 кПа в диапазоне температур от 300 до 420 К.

Такое поведение не случайно, если принять во внимание, что вблизи состава с этой концентрацией  $V_2O_5$  наблюдается минимум диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь. По-видимому, это связано с образованием соединения сильно диссоциированного дителлурита ванадия [4].

Уменьшение электропроводности стекол системы  $V_2O_5-TeO_2$  с ростом концентрации стеклообразователя  $TeO_2$  хорошо объясняется на основе данных, полученных при измерениях спектров ЭПР. С увеличением содержания  $TeO_2$  значение A-тензора растет, а g-тензора уменьшается. Такое поведение A-тензора связано с увеличением взаимодействия  $3d_{xy}$  орбитали со своим ядром вследствие уменьшения перекрытия электронных орбит лигантов, а g-тензора с уменьшением ковалентности связи четырехвалентного иона ванадия с кислородом ванадата, что должно привести к уменьшению электропроводности [3,5,6]. Как и в полупроводниковых стеклах, содержащих разновалентные ионы переходных металлов, в ванадиевотеллуритных стеклах механизм электропроводности сводится к обмену валентностями между  $V^{4+}$  и  $V^{3+}$ , а электронами проводимости являются локализованные  $3d^1$ -электроны катионов ванадия [6,7]. Кинетическая теория для локализованных носителей в периодической решетке объясняется и в рамках полярной модели. Несмотря на отсутствие дальнего порядка матрицы стекол, имеются предпосылки применимости полярной модели проводимости [8,9]. Это связано с тем, что физические процессы описываемые теорией полярона, малого радиуса не жестко зависят от периодичности решетки и хорошо применимы при переносе локализованных носителей сильно взаимодействующих с колебаниями решетки. Свойства исследуемых образцов зависят от энергии межатомного обмена  $E$ , необходимой для образования полярона, ширины  $d$ -зоны  $\Delta E$ , связанной с величиной перекрытия волновых функций электронов проводимости. Значит, в зависимости от степени перекрытия волновых функций  $3d^1$ -электронов, проводимость может приобретать разные значения - рост степени перекрытия увеличивает проводимость. Известно, что рост концентрации стеклообразователя уменьшает перекрытие волновых функций  $3d^1$ -электронов, и это приводит к уменьшению электропроводности. Результаты работы [4], указывают на то, что уменьшение перекрытия приводит к увеличению взаимодействия  $3d_{xy}$  орбитали со своим ядром, а рост значения контактного члена Ферми с ростом содержания  $TeO_2$ , с другой стороны, препятствует

скаккообразному переходу от  $V^{4+}$  к  $V^{5+}$ . Учитывая это, можно сделать предположение, что в образцах системы  $V_2O_3\text{-TeO}_2$  за уменьшение электропроводности с ростом концентрации  $\text{TeO}_2$ , с одной стороны, ответственно уменьшение количества ванадия в матрице, а с другой стороны, то, что ближнее окружение парамагнитных ионов становится чисто октаздрическим. Этот вывод основывается на предположении, что увеличение концентрации четырехвалентных ионов ванадия увеличивает перекрытие их  $3d^1$  волновых функций, а обмен валентностями между ионами с одинаковыми кристаллографическими положениями затрудняется, что и приводит к уменьшению  $\sigma$ .

Воздействие гидростатического давления на твердые тела приводит к уменьшению межатомных расстояний и соответственно к изменению электронной структуры. В некоторых случаях в аморфных полупроводниках при этом даже удается наблюдать переход полупроводник-металл [10-12]. Причем, переход в металлическое состояние может происходить плавно либо скаккообразно. Аналогичные изменения могут проявляться в спектрах оптического поглощения (исчезновение или "склонение" под давлением запретной зоны, смена цветов образцов и др.). Зависимость электропроводности от давления определяется, в основном, концентрацией ионов низшей валентности  $V^{4+}$  и скоростью скаккообразного перехода от  $V^{4+}$  к  $V^{5+}$ . На рис.2 приведены зависимости электрического сопротивления стекол различного состава от давления при комнатной температуре.

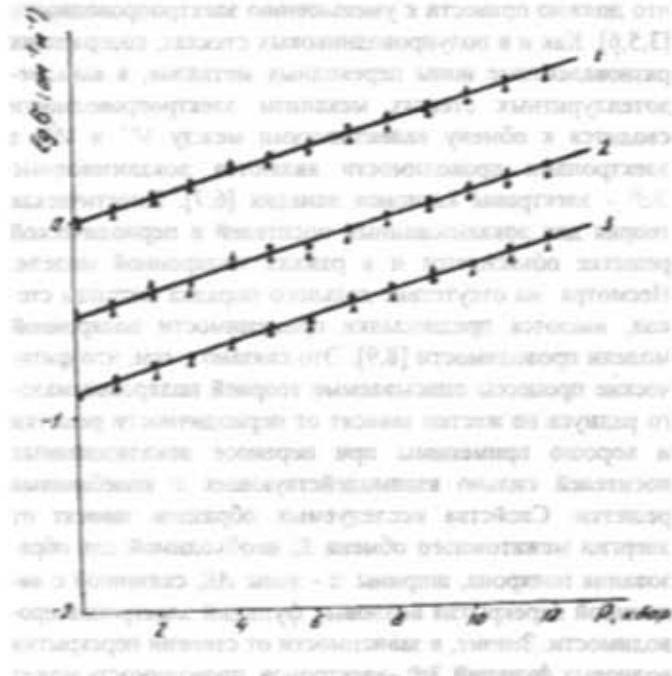


Рис. 2. Барометрические зависимости электропроводности стекол системы  $nV_2O_3(100-n)\text{TeO}_2$  при комнатной температуре для различных  $n$ : 1 -  $n = 90 \text{ моль. \% TeO}_2$ ; 2 -  $n = 80 \text{ моль. \% TeO}_2$ ; 3 -  $n = 70 \text{ моль. \% TeO}_2$ .  
• - повышение давления; Δ - понижение давления.

Измерения проводились в среднем для 12 точек с шагом 1 кбар. В качестве жидкости, передающей давление, использовалась смесь трансформаторного масла и керосина в соотношении 4:1. Измерения проводились на по-

стоянном токе с использованием стальной камеры высокого давления. Результаты измерений на прямом и обратном ходах с достаточной точностью совпадали. Анализ барометрических зависимостей электропроводности, приведенных на рис.2, позволяет отнести увеличение электропроводности с давлением к концентрационному эффекту. Отсутствие аномалии гистерезиса на зависимостях говорит об отсутствии фазовых превращений в области давления вплоть до 12 кбар. Увеличение электропроводности с давлением можно так же объяснить увеличением перекрытия волновых функций  $3d^1$  электронов, приводящих к изменению проводимости. Оптические свойства стекол изучались в видимой и ближней ИК-области спектра. Спектры оптического пропускания снимались в двухконной оптической камере. В качестве окон использовался сапфир, в качестве жидкости, передающей давление - диметилдипиат, не имеющий полос поглощения в области спектра (300-700) нм. Все измерения проводились при комнатной температуре с шагом по давлению - 1 кбар. Кроме того изучались и спектры отражения стекол в области 0,75-15 мкм.

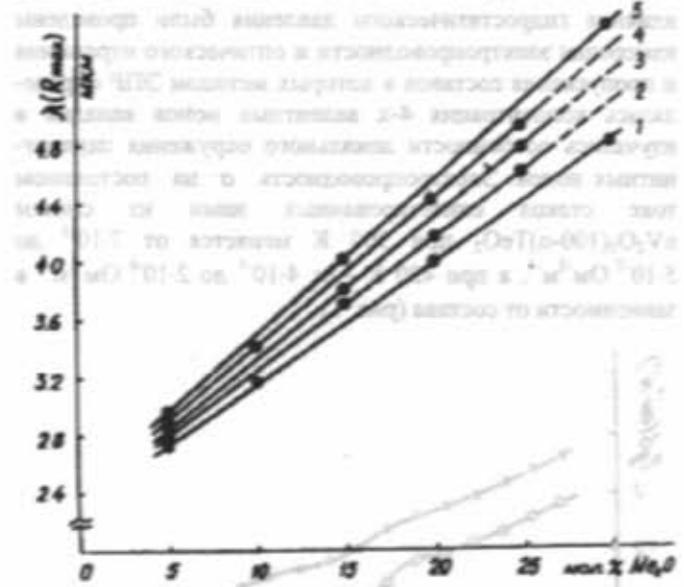


Рис. 3. Зависимость длины волны, соответствующих максимуму значений ИК отражения  $\lambda (R_{max})$  от содержания и типа модификаторов -  $\text{Me}_2\text{O}$  в стеклах системы  $nV_2O_3(50-n)\text{Me}_2O 50 \text{ TeO}_2$  (где 1 - Li; 2 - Na; 3 - K; 4 - Rb; 5 - Cs).

Эксперименты показали, что максимум коэффициента отражения  $R_{max} \geq 18 \%$  практически не зависит от длины волны. В то же время для различных стекол длины волн, соответствующие максимуму значений отражения  $\lambda (R_{max})$  зависят от типа и содержания модификатора (рис.3). Как видно из рисунка рост содержания модификатора и переход к более тяжелым окислам щелочного металла приводят к смещению максимума отражения в сторону длинных волн. Основываясь на теллурокислородном представлении Бреди [13] для структуры теллуритных стекол и результатами исследований спектров ЭПР, в настоящей работе, можно прийти к выводу, что за это смещение ответственно увеличение числа полизидров

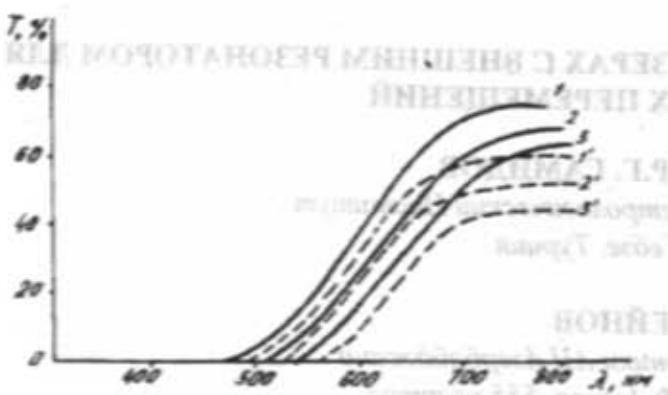


Рис. 4. Спектры оптического пропускания стекол:  
 1. 10 V<sub>2</sub>O<sub>5</sub> 40 Na<sub>2</sub>O 50 TeO<sub>2</sub>;  
 2. 10 V<sub>2</sub>O<sub>5</sub> 30 Na<sub>2</sub>O 60 TeO<sub>2</sub>;  
 3. 10 V<sub>2</sub>O<sub>5</sub> 10 Na<sub>2</sub>O 80 TeO<sub>2</sub>.  
 Давление атмосферное. 1', 2', 3'-образцы того же состава, измеренные при давлении 10 кбар.

с более длинным расстоянием Te-O и V-O в ванадиево-теллуритно-кислородной группировке, происходящее вследствие добавления модификаторов [11]. Спектры оптического пропускания стекол составов: 10 V<sub>2</sub>O<sub>5</sub> 40 Na<sub>2</sub>O 50 TeO<sub>2</sub>; 10 V<sub>2</sub>O<sub>5</sub> 30 Na<sub>2</sub>O 60 TeO<sub>2</sub> и 10 V<sub>2</sub>O<sub>5</sub> 10 Na<sub>2</sub>O 80 TeO<sub>2</sub> при атмосферном давлении и

давлении 10 кбар. приведены на рис.4. Смещение граничной области пропускания в более длинноволновую область спектра связано с содержанием в стекле большего количества стеклообразователя TeO<sub>2</sub>, приводящего к изменению прозрачности стекла.

Для стекол с  $n = 20$  мол.% прозрачность ограничена областью ~ 0,56 мкм. Цвет стекол с увеличением содержания модификатора изменялся от желтого до красного. Воздействие гидростатического давления приводило к смещению всей области пропускания в длинноволновую область с некоторым уменьшением коэффициента пропускания.

Зависимости, приведенные на рисунке, соответствуют образцам состава 1, 2, 3 измеренным при комнатной температуре и гидростатическом давлении 10 кбар. Как и в случае зависимостей электропроводности от давления, аномалий на зависимостях спектра оптического пропускания под давлением обнаружено не было вплоть до давлений 10 кбар. Все это говорит об отсутствии фазовых превращений в изучаемых стеклах до давлений 10 кбар.

Измерения спектров оптического пропускания в ИК-области 0,75-15,00 мкм от толщины образцов для литиево-ванадиево-теллуритных и натриево-ванадиево-теллуритных стекол показали, что изменения пропускания в них подчиняются закону Бугера-Ламберта.

- [1] P.L. Bayton, H. Ravson, J.E. Stanworth. *J. of the Electrochem. Society*, 1987, vol. 104, № 4, p. 237-241.
- [2] Л.Д. Богомолова. Физика и химия стекла, 1976, т.2, № 1, с. 4-12.
- [3] И.И. Маров, Ю.И. Дубров, В.К. Беляева, А.И. Ермаков. Ж. Н. Х., 1972, т. 17, в. 10, с. 2666-2676.
- [4] В.А. Харьков, А.К. Яхин. "Электрические свойства теллуритных стекол", Стеклообразное состояние, Всесоюзная конференция, Ереван, 1970, с. 41-46.
- [5] Л.М. Иманов, З.А. Ибрагимов. ДАН Азерб. ССР, 1978, т. 34, №1, с. 13-16.
- [6] В.К. Янковский, В.И. Воронкова. ФТТ, 1977, т. 19, в. 11, с. 1318-1321.
- [7] Ч.О. Каджар, З.А. Ибрагимов. "Взаимосвязь электропроводности с радиусом  $3d_{xy}$  орбитами  $V^{4+}$  в теллуритных стеклах", Материалы Всесоюзной конференции по физике полупроводников, Баку, 12-15 октября, 1982, с. 218.
- [8] З.А. Ибрагимов. "Электропроводность ванадиево-теллуритных стекол, подвергшихся электрической формовке", Тезисы докладов 6-й школы молодых физиков, 3-5 июня, 1981, Ташкент, с. 118.
- [9] L. Fridman. Phys. Rev., 1964, vol. 135, № 1A, p. 233-246.
- [10] С.В. Немцов. Физика и химия стекол, 1996, т.21, № 6, с. 529-548.
- [11] Z.A. Ibragimov, Ch.O. Qajar, K.R. Allahverdi. Turkish journal of Physics, 1993, vol. 17, № 8, p. 623-627.
- [12] S. Minomura. "High Pressure and low Temperature Physics" (ed) C. W. Ch. and J. A. Woolam (New York: Plenum), 1978, 483.
- [13] Z.A. Ibragimov, Ch.O. Qajar. "Structural Regularities of vanadium oxides complexes of tellurite glasses". Physics of Multicomponents, Satelite Conf. of the XXX annual meeting of the Crupen Hoch Pressure Rasen Gruop. Azerb. Repub. Baku, 1992, p. 4.

З.А. Ибрагимов

## VANADIUM TELLUR ŞÜŞƏLƏRİNDE ŞÜŞƏMƏLƏĞƏTİRICİNİN MİQDARININ VƏ TƏZYİQİN ELEKTRİKKEÇİLİLƏNƏ VƏ OPTİK XASSƏLƏRƏ TƏ'SİRİ

Məqalədə vanadium tellur şüşələrində şüşəmələğətirici komponentin miqdari və təzyiqin elektrik-keçiciliyi və optik buraxma və əksətma spektrlerinə tə'siri öyrənilərək, onların doyüşməsinin mümkün məxələməsi vərilmədir.

З. А. Ибрагимов

## INFLUENCE OF CONCENTRATION OF GLASS FORMING COMPONENTS AND PRESSURE ON BOTH CONDUCTIVITY AND OPTICAL PROPERTIES OF VANADIUM -TELLURITE GLASSES

In this work the influence of the concentration of the glass forming components and pressure on both conductivity and optical properties of vanadium -tellurite glasses is discussed and the mechanism of their changes are assumed.

Дата поступления: 03.10.97

Редактор: Ч.О. Каджар

Было получено 1000 копий журнала. Цена за компьютерную версию 100 рублей.

## ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ В ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРАХ С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Э.А. САДЫХОВ, Р.Г. ГАМИДОВ

ТУБИТАК, Национальный Метрологический Институт  
п/я 21-41470, Гебзе, Турция

Э.К. ГУСЕЙНОВ

Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана  
370141, ГСП Баку, ул. Ф.Агаева, 555 квартал

Разработан новый метод для измерения малых перемещений на основе инжекционного лазера с внешним резонатором (ИЛВР). Благодаря обратной оптической связи, регистрируется изменение частоты ИЛВР вследствие механических вибраций исследуемого объекта. Теоретический предел разрешения данного метода ограничен квантовыми шумами лазера, в то время как в реальных экспериментах удалось достичь порога в 0,5 нм.

### 1. Введение

В последние годы предметом интенсивных исследований являются бесконтактные методы измерения малых перемещений [1,2]. Такой интерес несомненно связан с растущим их применением в целях диагностики и неразрушающего контроля движущихся узлов и механизмов в индустрии. Среди всех других имеющихся методов для измерения вибрационных параметров, оптические методы обладают рядом преимуществ, такими как высокая чувствительность, широкий динамический диапазон и т.д. В зависимости от физических принципов, на основе которых производятся измерения, оптические методы в свою очередь делятся на три группы: интерферометрические, методы на основе модуляции параметров лазерного излучения и методы с использованием импульсных лазеров.

Резкий прогресс в технологии изготовления полупроводниковых лазеров открыл новые перспективы в широком их применении в прикладных задачах и метрологических целях [3]. Полупроводниковые лазеры очень чувствительны к обратной оптической связи [4]. Учитывая этот факт, разработан новый метод для бесконтактного измерения малых перемещений с субнанометровым разрешением. Предлагаемый метод основан на регистрации изменения частоты инжекционного лазера с внешним резонатором вследствие механических вибраций исследуемого объекта. В данной схеме движущийся объект служит внешним зеркалом ИЛВР. Перемещение внешнего зеркала вызывает изменение длины лазерного резонатора, что служит причиной изменения частоты лазерного излучения, которое регистрируется с помощью интерферометра Фабри-Перо. Настоящий метод, в отличие от классических схем на основе интерферометра Майкельсона менее критичен к отражающей способности вибрирующей поверхности, а теоретический предел пространственного разрешения метода определяется квантовыми шумами лазера и изменением оптической длины резонатора вследствие тепловых флуктуаций.

### 2. Экспериментальная установка для измерения малых перемещений.

Блок-схема экспериментальной установки для измерения малых перемещений активным лазерным методом показана на рис.1. Часть излучения инжекционного лазера ИЛ с помощью микрообъектива МО, полупрозрачного зеркала ППЗ, зеркала З на пьезокерамике ПЗТ и линзы Л фокусируется на поверхность движущегося объекта ДО. В проводимых экспериментах использовался одномодовый полупроводниковый лазер AlGaAs типа SDL-5401-G с длиной волны 780 нм. Оптический луч, отраженный от поверхности ДО и попадающий в лазер, создает нерезонансную обратную оптическую связь. Таким образом, ДО выполняет функцию внешнего зеркала инжекционного лазера с внешним резонатором. Оптический изолят ОИ, используемый в экспериментальной установке, предназначен для устранения влияния многократно отраженных лучей от поверхностей оптических элементов на обратную оптическую связь.

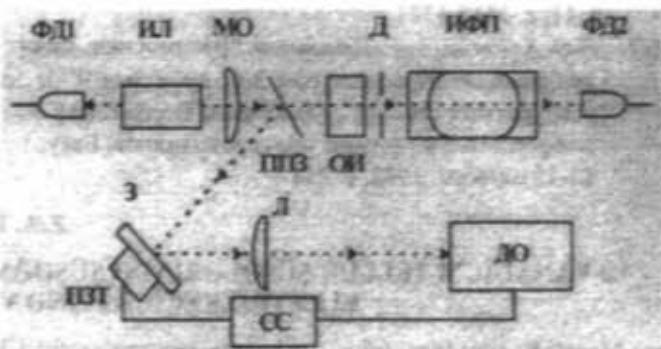


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для измерения малых перемещений.

Как известно, частота ИЛВР определяется длиной внешнего резонатора  $L$ , иными словами расстоянием от ИЛ до поверхности ДО. Изменение длины резонатора

ИЛВР на величину  $\Delta L$  наводит сдвиг частоты лазерного излучения  $\Delta v$ . Частотный спектр лазера регистрируется с помощью конфокального интерферометра Фабри-Перо (ИФП) и фотодиода ФД2. Расстояние между максимумами пропускания ИФП, используемого в экспериментальной схеме составляла 600 МГц, а ширина резонанса 30. Используя частотную шкалу, определяемую характеристиками ИФП, определяется сдвиг частоты лазера  $\Delta v$ . Для более точного определения частотного сдвига  $\Delta v$  использовалась модуляционная техника. В этом случае ток лазера  $I$  модулировался синусоидальным сигналом на частоте  $F$ , которая обычно в проводимых экспериментах составляла 10-300 МГц.

$$I = I_0 + I_1 \sin(2\pi F t) \quad (1)$$

Модуляция тока лазера вызывает расщепление резонансов в спектре пропускания ИФП на основной и два боковых, отстоящих от основного на величину  $2F$  (Рис.2). Для частотного спектра, показанного на рис.2 частота модуляции составляет 95 МГц.

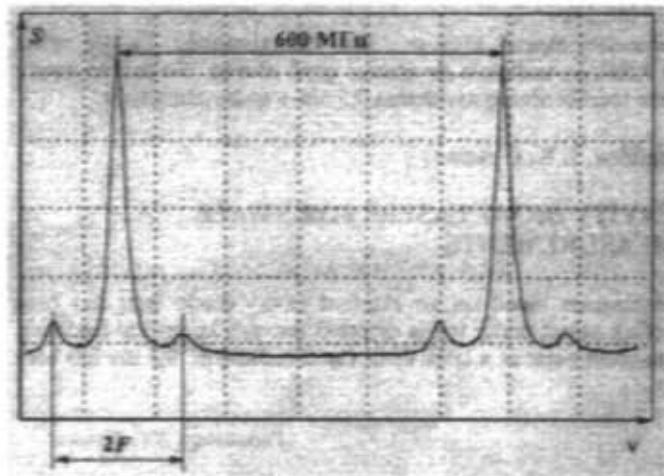


Рис. 2. Спектр пропускания интерферометра Фабри-Перо в случае модулированного тока лазера.

Принимая во внимание тривиальную связь между частотным сдвигом  $\Delta v$  и изменением длины резонатора  $\Delta L$ ,

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta L}{L}, \quad (2)$$

где  $L$  - длина резонатора ИЛВР, а  $v$  - оптическая частота лазера, измерение  $\Delta v$  позволяет определить величину  $\Delta L$ . Как видно из (2), для вычисления абсолютной величины перемещения вибрирующей поверхности необходимо с высокой точностью определить значение коэффициента  $K = L/v$ . Во избежание дополнительных трудностей в определении расстояния  $L$  между зеркалами лазерного диода и поверхностью движущегося объекта, значение коэффициента  $K$  вычислялось исходя из параметров калиброванной пьезокерамики ПЗТ (Dr. Lutz Pickermann GmbH, Тип: HPSt: 500/15-8/5). Калибрация пьезокерамики производилась по классической схеме интерферометра Майкельсона с использованием полупроводникового лазера с внеш-

ним резонатором, стабилизированного по линии  $D_2$  атомов Cs (длина волны  $\lambda$  составляет 852.112 нм). Напряжение, необходимое для калибрации ПЗТ, а также для приведения в движение электродинамического генератора вибраций, на поверхности которого монтировался движущийся объект, прикладывалось с серво-системы СС.

Отличительной особенностью экспериментальной установки является тот факт, что в зависимости от абсолютного значения амплитуды вибраций ДО возможны две принципиально разные схемы измерения. В случае перемещений ДО в диапазоне 0.4-10 мкм выходная мощность полупроводникового лазера, регистрируемая ФД1, замодулирована по периодическому закону, в идеальном случае по синусу, что является следствием интерференции луча, отраженного от поверхности ДО и луча в первичном лазерном резонаторе [5]. В таком случае, определяя число интерференционных максимумов  $N$  за период вибраций, амплитуда перемещений  $c$  вычисляется как:

$$c = N \frac{\lambda}{2} \quad (3)$$

### Результаты эксперимента

Измерения малых перемещений с использованием активного лазерного метода можно разделить на две группы: измерения для амплитуды вибраций более 0.4 мкм и для амплитуды вибраций меньше 0.4 мкм. Первая группа исследований достаточно хорошо описана в литературе [5,6], поэтому предметом основного интереса являлось измерение перемещений в диапазоне 1.5-400 нм.

В качестве движущегося объекта был выбран вибрационный сенсор фирмы Brüel & Kjaer типа 8305, который используется в качестве стандарта в вибрационных измерениях. Тем самым исследовалась возможность применения данного метода с целью калибрации подобных сенсоров, который заключается в независимом измерении амплитуды вибраций, как правило, перемещения  $c$  или ускорения  $a$ , и электрического заряда  $q$ , наводимого на выходе сенсора вследствие механических вибраций.

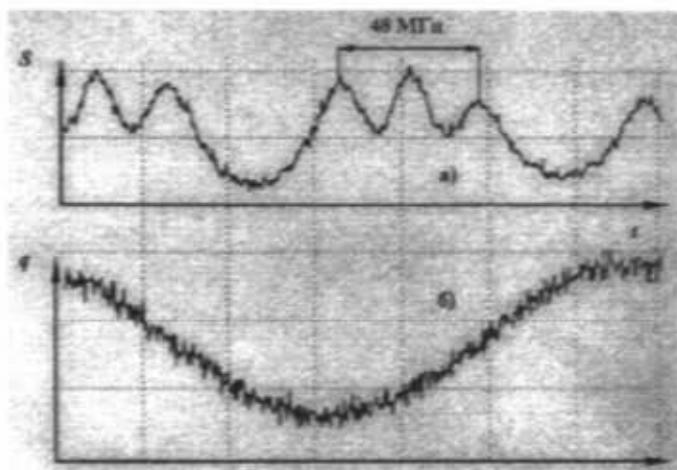


Рис. 3. График зависимости пропускания интерферометра Фабри-Перо (а) и электрического заряда наводимого на выходе вибрационного сенсора (б) от времени.

Тестируемый сенсор подвергался вибрациям на опорной частоте ( $f=500$  Гц). Вследствие этого частота лазера изменяется на величину  $\Delta\nu$ , которая регистрируется по спектру пропускания ИФП. Типичный результат подобных измерений показан на рис.3. Сдвиг частоты лазера за полный период вибраций составляет 100,4 МГц, что соответствует амплитуде перемещений 22,6 нм, рассчитанной по формуле (2). Подобные измерения были проведены для механических вибраций с амплитудой перемещений до 1,5 нм. Кроме этого, используя данный метод, были

- [1] T. Hatsuhashi, Y. Tanimura and K. Toyoda, Rev.Sci.Instrum., 1994, v.65, n.8, p.2510-2513.
  - [2] A.J.P. van Haasteren and H.J. Frankena, Applied Optics, 1994, v.33, n.19, p.4137-4142.
  - [3] R.W. Fox, C.S. Weimer, L. Holberg and G.C. Turk, Spectrochimica Acta Rev., 1993, v.15, n.5, p.291-299.
  - [4] L. Holberg and M. Ohtsu, Appl. Phys. Lett., 1988,

E.A. Sadixov, P.Q. Hamidov, E.K. Hüseynov

## KIÇIK YERDƏYİŞMƏLƏRİN ÖLÇÜLMƏSİ ÜÇÜN XARİCİ REZONATORLU İNJEKSİON LAZERLƏRINDƏ OPTİK ƏKS ƏLAQƏ

Xarici rezonatorlu injeksiyon lazer (XRIL) esasında kiçik yerdeyişmeleri ölçmek üçün yeni üsul hazırlanmışdır. Tədqiq edilən obyektin mexaniki titrəşməsi nəticəsində optik eks eləqə vasitəsilə XRIL-in təzliyinin deyişməsi qeyd olunur. Bu üsulun nəzari olaraq ayrıntıtmə hüdudu, lazerin kvant guruhusunu ilə məhdudlaşır, lakin təcrübə olaraq avşarlıq 0.5 nm-ə qədər alınmışdır.

E.A. Sadikov, R.G. Gamidov, F.K. Guseinov

## OPTICAL FEEDBACK IN EXTERNAL CAVITY DIODE LASERS FOR SMALL DISPLACEMENT MEASUREMENTS

A new method for a non-contact measurements of small displacements based on an external cavity diode laser has been developed. A shift in a laser frequency due to mechanical vibrations of an object under test is detected through an optical feedback. The resolution of the proposed method is limited theoretically by a quantum noise of a laser while the threshold of 0.5 nm has been obtained in real experiments.

Печатано на 17.09.07

Редактор: Е.Г. Тарас

измерены перемещения различных бытовых объектов, коэффициент отражения поверхности которых составляет  $10^{-3}$ - $10^{-1}$  (диффузное отражение), чего практически невозможно достичь пользуясь классическими пассивными методами измерения, такими как на основе интерферометра Майкельсона, либо на основе эффекта Доплера. Регистрация более низких значений перемещений предлагаемым методом возможна с использованием интерферометра Фабри-Перо с улучшенными параметрами, например на базе оптического волокна.

- [5] W.M. Wang, K.T.V. Grattan, W.J.O. Boyle and A.W. Palmer. Applied Optics, 1994, v.33, n.10, p.1795-1801.

[6] S. Shinohara, H. Naito, H. Yoshida, H. Ikeda, M. Sumi. IEEE Trans. on Instr. and Meas., 1989, v.38, n.2, p.574-577.

и в Бакинско и ПФН кандидат в кандидатов, E.K. Hüseynov, отмечено то энтузиастское отношение к науке и технике. Было им спонсировано патентное общество и В-

**ÜCÜN XARİCİ REZONATORLU İNJEKSİON  
TİTKİK ƏKS ƏLAQƏ**

Değişmeleri ölçmek için yeni üslü hazırlanmıştır. Tedqiq edilen XRIL-in təzliyinin deyişməsi qeyd olunur. Bu üslun nəzəri təkincən təcrləbi olaraq avşarılma 0.5 nm-a qədər alımlıdır.

amidox, E-K, Guscinox

## CAVITY DIODE LASERS FOR SMALL MEASUREMENTS

placements based on an external cavity diode laser has been developed. The displacement of an object under test is detected through an optical feedback loop. The quantum noise of a laser while the threshold of 0.5 nm has been

Редактор: Б.Г. Тагиев

контактами. Было показано, что введение серебра способствует коагуляции и частичной выделке из керамики, находящейся в смеси YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> и CuO.

## ФАЗООБРАЗОВАНИЕ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИСТЕМЕ Y-Ba-Cu-O.

**К.М. ДЖАФАРОВ**

Институт Физики АН Азербайджана

370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Рентгенидрактометрическим методом исследованы фазообразование и фазовые переходы в сверхпроводящей YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub>, диффузионно-легированной примесями Ag и Zn.

Показано, что диффузионное введение серебра в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> (при 973 К) стимулирует фазовый переход (ромбическая  $\rightarrow$  тетрагональная структура), вызванный уменьшением концентрации кислорода вследствие образования новой фазы Ag<sub>2</sub>O.

Высокотемпературная сверхпроводимость реализуется в сложных металлооксидных системах, содержащих нестехиометрические оксиды переходных металлов, редкоземельных элементов, обусловленных возможностью перехода атомов этих металлов из одного зарядового состояния в другое, которое зависит от условий термообработки. С другой стороны, для стабилизации сверхпроводящих фаз и выявления механизма сверхпроводимости большое значение имеет исследование самодиффузии и диффузии примесей в сверхпроводящей оксидной керамике YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub>, их влияния на свойства и кристаллическую структуру [1-3].

В настоящей работе обобщены результаты исследований влияния диффузии Ag, Zn на кристаллическую структуру, фазообразование и фазовые переходы в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub>.

Объектами исследования были керамические образцы в виде плоскопараллельных пластин с размерами 10x5x1 мм, полученные стандартным твердофазным синтезом.

Эксперименты проводились на дифрактометре ДРОН-3М с высокотемпературной приставкой УВРТ-2000 в широком температурном интервале - от комнатной до 1000 К с использованием CuK<sub>α</sub>-излучения ( $\lambda_{\alpha} = 1,5418 \text{ \AA}$ ). Ошибка эксперимента составляла  $\Delta\theta = 0,02^\circ$ .

### I. Эффект диффузии серебра.

Для рентгенидрактометрических исследований были изготовлены две группы образцов, диффузионно-легированных серебром при 773 К (в течение 12 ч.) и 973 К (в течение 4 ч.). Для этого на одну сторону образцов наносилось серебро и далее термообработка (отжиг) проводилась на воздухе. Одновременно в аналогичных условиях проводился отжиг контрольных образцов.

Анализ результатов расчета рентгеновских дифрактограмм YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> показывает, что, во-первых, исходные образцы являются многофазными: наряду с основной ромбической фазой YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> в них содержатся также следы ромбической Y<sub>2</sub>BaCuO<sub>5</sub>, кубической Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и BaCO<sub>3</sub> [1]. Термообработка и диффузия серебра при 773 К, а также диффузия серебра при 973 К способствует увеличению числа отражений от Y<sub>2</sub>BaCuO<sub>5</sub> и исчезновению отражений от Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и BaCO<sub>3</sub>. Во-вторых, из сравнения рентгеновских данных для образцов YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub>, диффузионно-легированных при относительно высокой (973 К) и низкой (773 К) температурах, следует, что диффузия серебра при высокой температуре способствует образованию в матричной ромбической YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> фазе ( $a = 3,82$ ;  $b = 3,88$ ;  $c = 11,68 \text{ \AA}$ ) новой тетрагональной фа-

зы YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> ( $a = 3,85$ ;  $b = 11,81 \text{ \AA}$ ). Наряду с этим, диффузия серебра сопровождается образованием оксида серебра (Ag<sub>2</sub>O), что приводит к уменьшению содержания кислорода от O<sub>6,97</sub> до O<sub>6,39</sub> в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> ( $y = 0,03$ ).

Наблюдаемый переход ромбическая  $\rightarrow$  тетрагональная YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> объясняется тем, что в процессе диффузии серебра, благодаря большому сродству атомов серебра к кислороду, часть атомов кислорода в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> вступает в химическую связь с Ag с образованием Ag<sub>2</sub>O. В результате этого, уменьшение содержания кислорода, как показано в [4], должно сопровождаться переходом ромбической фазы в тетрагональную.

Коэффициенты теплового расширения по различным кристаллографическим направлениям обладают сильной анизотропией:  $\alpha_{[100]} = 1,14 \cdot 10^{-5}$ ;  $\alpha_{[010]} = 3,97 \cdot 10^{-5}$ ;  $\alpha_{[001]} = 7,63 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  [5].

Таким образом, диффузионное легирование серебром YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> стимулирует фазовый переход (ромбическая  $\rightarrow$  тетрагональная) и приводит к сильной анизотропии коэффициента теплового расширения по различным кристаллографическим направлениям.

### II. Эффект диффузии цинка.

Для рентгенидрактометрических исследований были приготовлены, как и в случае с Ag, две группы образцов: контрольные и диффузионно-легированные цинком. Все образцы подвергались отжигу при 573, 673 и 773 К.

Все дифракционные отражения, зафиксированные от контрольных образцов, однозначно индицируются на основе параметров решетки ромбической YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> ( $a = 3,83$ ;  $b = 3,89$ ;  $c = 11,66 \text{ \AA}$ ). На дифрактограммах образца, отожженного при 773 К, зафиксированы рефлексы, принадлежащие тетрагональной фазе YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub>, относительное количество которой по сравнению с ромбической фазой незначительно.

На дифракционных картинах от образцов YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub>, диффузионно-легированных цинком, кроме отражений от матричной ромбической фазы, появляются, независимо от температуры отжига, отражения, принадлежащие тетрагональной YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub>, ромбической Y<sub>2</sub>BaCu<sub>3</sub>O<sub>5</sub> фазам и чистому Zn, а также от ZnO [2].

Следует отметить, что образование ZnO не сопровождается, как и в случае с YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> + Ag, уменьшением содержания кислорода в матричной фазе YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub>.

Измерениями температурной зависимости параметров решетки образцов YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> + Zn и YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> (298 +

1073 К) установлено, что при  $-983$  К наблюдается фазовый переход ромбическая  $\rightarrow$  тетрагональная [6].

Таким образом, при диффузионном легировании  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  в матричном кристалле, наряду с основной сверхпроводящей ромбической фазой, возникают метал-

стабильно существующая при комнатной температуре несверхпроводящая тетрагональная фаза, относительное количество которой увеличивается с температурой отжига (573-773 K), а также фазы ZnO и Y<sub>2</sub>BaCuO<sub>5</sub>.

- [1] Т.Д. Джсафаров, Ю.Г. Асадов, К.М. Джсафаров и др. Препринт № 336 ИФАН Азерб.ССР,1989, Баку, с. 29.

[2] Ю.Г. Асадов, К.М. Джсафаров, А.И. Байрамов и др. Препринт № 360 ИФАН Азерб.ССР,1990, Баку,с.29.

[3] Т.Д. Джсафаров, Ю.Г. Асадов, А.И. Байрамов и др. Препринт № 466 ИФАН Азерб.ССР,1992,Баку,с.17.

[4] V.Nakazawa, M.Ishikawa.Physica C,1989,v.158,p.381.

[5] Ю.Г. Асадов, С.Ф. Гафаров, К.М. Джсафаров, Т.Д. Джсафаров. Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1991, т.4, № 6, с. 1170.

[6] Ю.Г. Асадов, А.И. Байрамов, Т.Д. Джсафаров, К.М. Джсафаров. Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1992, т.5, № 9, с. 1732.

O.M. Cefamox

#### **Y-Ba-Cu-O SİSTEMİNDE FAZA ƏMƏLİYATLARI VƏ FAZA KECİDİLƏRİ**

Rentgendifraktometrik metod ile Ag ve Zn atomları ile asağıkadıları tədqiq olunmuşdur.

Müyyen edilmiştir ki, gümüşle aşşarlama  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ifratkeçiricisinde fazı keşidini (rombik  $\rightarrow$  tetraqonal) stimülasyon ve bu da yeni  $\text{Ag}_2\text{O}$  fazının yaranması ile keramikada oksigen konsernasiyasının azalması ile elagadadır.

K.M. Jaiswal

PHASE FORMATIONS AND PHASE TRANSITIONS IN  $\text{Na}_2\text{O}_2\text{S}_2$  11

It was carried out the X-ray investigation of the phase formations and phase transitions in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ , doped Ag and Zn.

**Дата поступления:** 15.12.97 **Источник:** ОАО «ОКБ АУ»  
Министерство промышленности и торговли и Правительство К-  
неги испытаний и испытательных отомоуджийских институтов

**Редактор: Р.Б. Шафранов**

Pohoranyi, P.B. / *Modelling*

Азербайджанский научно-исследовательский институт по проблемам космической науки и техники им. Г. А. Фаизиевого Азербайджанского Национального Аэрокосмического Агентства

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ДАТЧИКОВ ХОЛЛА

Ф.Д. КАСИМОВ, Н.М. ИСМАЙЛОВ

Азербайджанское Национальное Аэрокосмическое Агентство

370106, Баку, пр. Азадлыг, 159

Описаны причины возникновения временного и температурного дрейфов кремниевых датчиков Холла, изготовленных по эпитаксиально-планарной технологии. Предложены методы повышения стабильности параметров датчиков Холла, заключающиеся в устранении влияния упругих механических напряжений и подвижных зарядов ионов щелочных металлов на границе раздела Si-SiO<sub>2</sub>.

Датчики Холла (ДХ) с успехом применяются в различных областях электротехники, приборостроения, автоматики и вычислительной техники для измерения магнитных полей, напряжения и силы тока, в бесконтактных панельных переключателях и т.д. [1].

Для получения приемлемого выходного сигнала требуются ДХ с высокой чувствительностью, которая, как известно [2], зависит от подвижности свободных носителей  $\mu$  в полупроводнике.

$$U_x = \frac{\mu BE}{d} \quad (1)$$

где  $B$  - магнитная индукция,  $E$  - напряженность электрического поля,  $d$  - толщина образца.

Поэтому с начала промышленного изготовления и по настоящее время основным материалом для ДХ являются полупроводники с высокими значениями подвижности носителей, такие как GaAs, InSb, InAs.

Однако, более широкое применение ДХ ограничивается либо высокой ценой полупроводника, либо узким температурным диапазоном (InSb).

Ввиду этого в последние годы ведутся интенсивные разработки в области исследования и изготовления ДХ на основе кремния, применение которого раньше сдерживалось ввиду низких уровней выходного сигнала и больших температурных и временных дрейфов [3].

Например, типичный кремниевый ДХ имеет чувствительность порядка 30 мВ/кГс, что на два порядка ниже, чем у ДХ на основе GaAs.

Как видно из формулы (1), чувствительность ДХ можно повысить также путем уменьшения толщины образца. Попытки добиться повышения чувствительности ДХ уменьшением толщины пластины предпринимались давно [4], но ожидаемого выигрыша не давали.

Причиной этого является резкое уменьшение значений  $\mu$  в тонких пленках по сравнению с массивными образцами, вследствие дополнительного рассеяния носителей на поверхностных центрах.

С появлением технологий эпитаксиального наращивания тонких пленок многие трудности отпали. Применение кремниевой эпитаксиально-планарной технологии позволяет уменьшить толщину пленки до 5-10 мкм, что приводит к значительному повышению чувствительности ДХ. Кроме того, она позволяет расположить на едином кристалле с ДХ схемы усиления и температурной стаби-

лизации, устранив тем самым проблемы длинных выводов и шумов, характерных для дискретного ДХ.

Интегральные ДХ изготавливались в эпитаксиальной структуре 13 КЭФ-5/450КДБ-10 с изоляцией обратносмещенным р-п переходом согласно технологии, описанной в [5]. Измерения параметров ДХ выявили большие разбросы и временные дрейфы остаточного напряжения  $U_0$  (напряжение между холловскими контактами в отсутствие магнитного поля), которые уменьшались после электротермообработки.

ДХ во многих отношениях напоминает МОП-транзистор и ему свойственны все их проблемы, связанные с поверхностными загрязнениями. Временной дрейф  $U_0$  в холловских приборах по своей природе аналогичен с дрейфом порогового напряжения в МОП-приборах: в том и в другом случаях он происходит вследствие попадания ионов щелочных металлов в окисел на границе раздела Si-SiO<sub>2</sub>. Главной причиной возникновения временного дрейфа является движение ионов щелочных металлов в участки с пониженным электрическим потенциалом. Повышение уровня чистоты в производственных помещениях, как это делается при изготовлении МОП-структур, приносит свои результаты, однако дрейф характеристик все равно остается.

Дальнейшее уменьшение дрейфа достигалось изменением топологии металлизации - были сформированы расширенные холловские электроды, экранирующие всю поверхность ДХ. Тем самым создавался одинаковый электрический потенциал над всей рабочей областью ДХ с целью предотвратить локальное скопление ионов щелочных металлов [6].

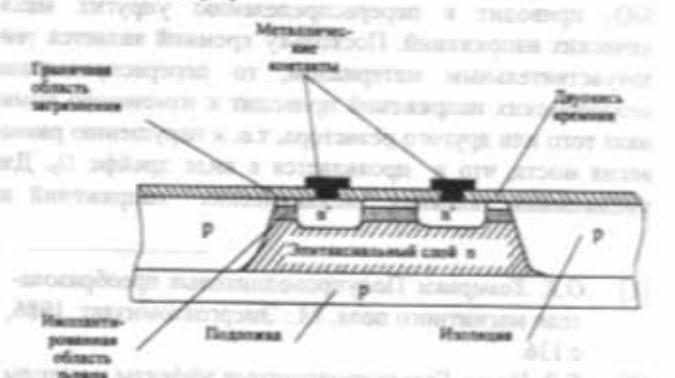


Рис. 1. ДХ с изолированной от окисла рабочей областью

С целью еще большей стабилизации временных и температурных дрейфов рабочая область ДХ изолировалась от границы раздела кремния с окислом. С помощью ионного имплантации у поверхности кремния создавался тонкий слой р-типа, изолирующий слой окисла от активной области прибора (рис.1).

При изготовлении магниточувствительных схем данная операция не приводит к усложнению технологического маршрута, так как проводится в процессе формирования ионно-легированных резисторов. Благодаря этому способу, удалось снизить дрейф остаточного напряжения  $U_0$  примерно на 15 мВ [6].

Другой важной причиной, приводящей к дрейфу характеристик ДХ, является наличие механических напряжений в эпитаксиальных структурах, которые возникают вследствие различия коэффициентов теплового расширения и упругих постоянных подложки, пленки и двуокиси кремния [7].

В [8] нами была получена формула для величины упругих механических напряжений в двухслойной эпитаксиальной структуре:

$$\sigma = \frac{E_2}{1-\nu_2} \left( \alpha_1 - \alpha_2 \right) \left( \frac{6E_1 h_2}{E_1 h_1} + I \right) \Delta T \quad (2)$$

где  $E_1$ ,  $\nu_1$ ,  $\alpha_1$  и  $h_1$  ( $i=1, 2$ ) - модуль Юнга, коэффициент Пуассона, коэффициент термического расширения и толщина соответствующих слоев. Из приведенного выражения видно, что величина механических напряжений пропорциональна толщине эпитаксиальной пленки  $h_2$  и температуре ее осаждения  $\Delta T$ .

Следовательно, уменьшение толщины пленки, помимо повышения чувствительности, приводит также к уменьшению упругих механических напряжений. Формирование ионно-имплантированного слоя противоположного типа проводимости у границы раздела Si-SiO<sub>2</sub> уменьшает толщину рабочей области ДХ, при этом конструкция прибора является подобием полевого транзистора. Тем самым дрейф выходных параметров ДХ уменьшился еще на 5 мВ.

ДХ можно представить в виде моста из четырех резисторов: по два между холловскими и токовыми электродами. При протекании через образец даже сравнительно небольших токов (~1mA) происходит его разогрев, который из-за различия термических коэффициентов Si и SiO<sub>2</sub> приводит к перераспределению упругих механических напряжений. Поскольку кремний является тензочувствительным материалом, то перераспределение механических напряжений приводит к изменению номинала того или другого резистора, т.е. к нарушению равновесия моста, что и проявляется в виде дрейфа  $U_0$ . Для уменьшения влияния механических напряжений на

дрейф  $U_0$  нами предложена ортогональная конструкция ДХ (рис.2).

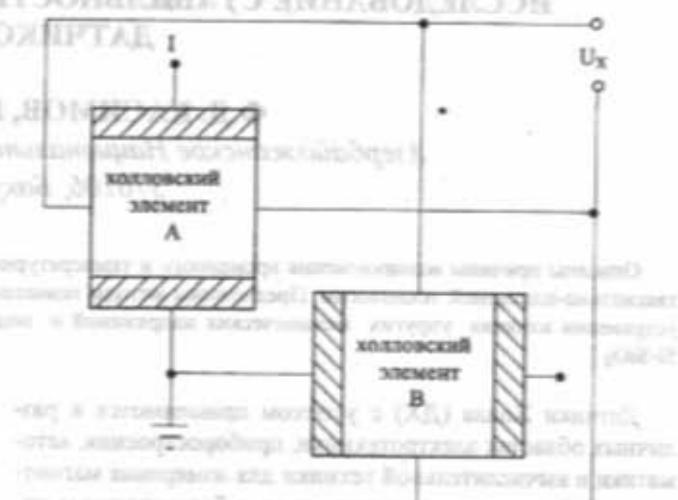


Рис.2. Ортогональное соединение двух ДХ.

Перекрестно включенные области А и В не только усредняют влияние механических напряжений, но и компенсируют ошибки фотолитографии. Такое усреднение уменьшает разбросы параметров, связанные с механическими напряжениями, возникающими в процессе операций сборки и термокомпрессии.

Ниже в таблице приводятся результаты исследования воздействия описанных технических усовершенствований на общую величину дрейфа  $U_0$ .

Номер образца	Остаточное напряжение $U_0$ стандартных ДХ, мВ	Изменение $U_0$ стандартных ДХ после ЭТО, мВ	Изменение $U_0$ усовершенствованных ДХ после ЭТО, мВ
1	68	46	4
2	75	48	1
3	60	22	3
4	87	38	0
5	83	34	0
6	68	45	4
7	95	42	5
8	97	32	3
9	105	48	6
10	112	61	5

Достигнутая стабильность и чувствительность ДХ позволяют применять их в качестве бесконтактных датчиков в условиях высокой загрязненности, например, в автомобильной электронной аппаратуре, работающей в подкапотном пространстве. Благодаря нечувствительности к загрязнениям новые приборы могут заменить также оптоэлектронные детекторы, нуждающиеся в периодической очистке.

- [1] О.К. Хамерки. Полупроводниковые преобразователи магнитного поля, М.: Энергоатомиздат, 1986, с.136.
- [2] Е.В. Кучис. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования, М.: Радио и связь, 1990, с. 264.
- [3] М. Оттенгеймер. Электроника, 1971, № 16, с.20-24.
- [4] М.М. Мирзабаев, К.Д. Потаенко, В.И. Тихонов и др. Эпитаксиальные датчики Холла и их применение, Ташкент: ФАН, 1986, с. 215.
- [5] Н.М. Исмайлов. Препринт № 150 АНАКА, Баку, 1997, с. 15.
- [6] Ф.Д. Касимов, Н.М. Исмайлов. Тезисы докладов





It was shown, that integrated galvanomagnetorecombination (GMR) effect circuit featured the lowest time drift [5]. To produce the GMR elements was on the base technology described in [6]. The structures with locally formed epitaxial poly- and monocrystalline silicon n-type conductivity films with  $\rho = 0.5 \Omega \cdot \text{cm}$  and thickness 12 nm on the substrates of the opposite conductivity type were used. Polycrystalline

films acted as lateral surface with high recombination velocity and the reverse biased p-n junction presented the surface with low recombination velocity (fig. 2).

The minimum magnetic threshold of IC was no more than 50 G and temperature drift in the range of -60: +125 C was of the order of 10 G.

- [1] S. Kordic. J. Sensors and Actuators, 1986, № 10, p. 347-378.
- [2] N.M. Ismailov, F.F. Kasimova. Preprint ANAKA, № 152, 1997, p. 21.
- [3] G.F. Ivin, A.N. Marchenko, A.A. Soroca. Electron. Technica, Ser.3, Micrelectronica, 1984, № 3(109), p. 105-107.
- [4] A.S. Mechtijev, F.D. Kasimov, F.F. Kasimova. Electron device for definition of wind speed. Materials of

- [5] 1-st International conference "Sensors of electric and nonelectric signals", Barnaul, 1993, part 2, p. 71.
- [6] E.K. Guseynov, F.F. Kasimova. The increasing of sensitivity and stability silicon galvanomagnetorecombination transducer. - Proceeding of Third All-Russian and International Conference, Taganrog, 1996, p. 126.
- [7] A.G. Abdullaev, F.D. Kasimov. Thin Solid Films, 1984, v. 115, № 3, pp. 237-243.

F.F. Kasimova

## SİLİUM ƏSASINDA MAQNİTƏ HƏSSAS ELEMENTLƏR VƏ İNTEQRAL SXEMLƏR

Holl və qalvanomagnitrekombinasiy়ə effektlərinə əsasında silisium integral elementlər təqdim olunub, onların topologiyası və fiziki strukturları müəyyənəşdirilir. Keçirilən tədqiqatlar əsasında maqnitə həssas integral mikrosxem işlənilər hazırlanmışdır.

Ф.Ф. Касимова

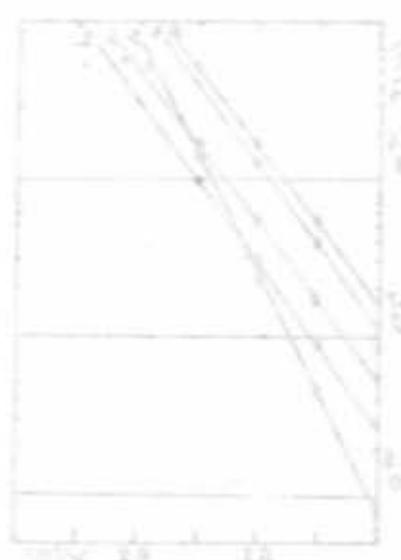
## КРЕМНИЕВЫЕ МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ И ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СХЕМЫ

Исследованы кремниевые интегральные элементы на основе холловского и гальваномагниторекомбинационного эффектов, их конструкция и физическая структура. На основе проведенных исследований спроектирована и изготовлена магниточувствительная микросхема.

Дата поступления: 30.10.97

Бюл. № 149 Казахстанская Академия Наук

Редактор: Р.Р. Гусейнов



На схеме изображены эпітаксиальные слои в 100 нм, анизотропные слои в 10 нм, поликристаллические слои в 10 нм и 100 нм, а также поликристаллический слой в 10 нм. Внешний вид эпітаксиальных слоев в 100 нм и 10 нм показан на рисунке 1. Внешний вид анизотропных слоев в 10 нм показан на рисунке 2. Внешний вид поликристаллических слоев в 10 нм и 100 нм показан на рисунке 3. Внешний вид поликристаллического слоя в 10 нм показан на рисунке 4.

## ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ КОНТАКТОВ КРЕМНИЯ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ Рb-Sb

И.Г. ПАШАЕВ

Бакинский Государственный Университет им. М.Э. Расулзаде  
370145, г. Баку, ул. З.Халилова, 23

В данной работе изучены свойства Pb<sub>x</sub>Sb<sub>3-x</sub>, - nSi (где x=2; 15; 52; 70; 98) диодов Шоттки (ПДШ).

Пленки металла получены методом электронно-лучевого испарения из двух источников. Скорость испарения компонентов выбиралась таким образом, чтобы состав пленки соответствовал сплаву Pb<sub>2</sub>Sb<sub>98</sub>, т.к. рентгеноструктурным анализом было доказано, что такое соотношение компонентов в сплаве обладает аморфной структурой, в других случаях пленка оказывалась поликристаллической. Определены основные параметры ДШ при  $v > 3kT/l$  и  $v < kT/l$  в зависимости от состава и структуры пленок. Свойства ДШ, изготовленных с применением пленок металлических сплавов, зависят от состава и структуры данной пленки.

Bacterium

В течение последних лет интенсивно изучается аморфное состояние твердых тел, в связи с широким применением аморфных полупроводниковых и металлических пленок в ряде областей науки и техники.

В настоящее время аморфные полупроводники широко используются в производстве солнечных батарей, и каждый год их применение все более расширяется [1,2]. Интенсивное изучение аморфных металлов началось с 1970 г., когда авторы работы [3] получили аморфную ленту палладиевого сплава. С тех пор число научных публикаций по аморфным металлам растет по экспоненте.

В последние годы значительно возрос интерес к диодам Шоттки на основе пленок аморфных металлов [2-8]. Аморфные металлы в тонкопленочном состоянии могут быть использованы в микроэлектронике [9] при изготовлении активных и пассивных элементов.

Отсутствие границ зерен и зернистой структуры, во-первых, делает эти материалы привлекательными с точки зрения диффузионных барьеров [10-11] в производстве интегральных схем на пленочных структурах с многоуровневой металлизацией. Во-вторых, подобные пленки позволяют изготовить надежные, качественные, термостабильные элементы микросхем [12].

В настоящей работе приводятся результаты исследований свойств контактов к кремнию с барьером Шоттки в зависимости от структуры и состава пленки металла, для чего были использованы аморфные и поликристаллические сплавы свинца с сурьмой  $Pb_xSb_{100-x}$ . Были изучены зависимости основных параметров ДШ от процентного содержания компонентов в сплаве при  $v > 3$   $kT/1$  и  $v < kT/1$ .

Влияние микроструктуры пленки металла на свойства контакта металл-полупроводник рассмотрено в работах [7, 8, 13].

ны методом электронно-лучевого испарения из двух источников. Скорость испарения компонентов выбиралась таким образом, чтобы состав пленки соответствовал сплаву Pb<sub>51</sub>Sb<sub>48</sub>, т.к. рентгеноструктурным анализом было определено, что такой сплав склонен к аморганизации [2].

Рентгеноструктурный анализ полученных пленок с различным содержанием компонентов, проведенный на промышленной установке ДРОН-4, показал, что  $Pb_{32}Sb_{68}$  имеет аморфную структуру, а остальные пленки - поликристаллическую.

#### **Рекомендации по их обоснованию**

На рис.1 в полулогарифмическом масштабе представлены ВАХ Pb<sub>x</sub>Sb<sub>100-x</sub>nSi ДШ, параметром которых является процентное соотношение компонентов. Полученная ВАХ описывается известной формулой

$$I = SA_0 T^2 e^{-\frac{\Phi_0}{kT}} \left( e^{\frac{eV}{nkT}} - 1 \right) \quad , \quad (1)$$

где  $S$  - площадь контакта,  $A_0$  - постоянная Ричардсона,  $\alpha$  - коэффициент неизделичности.

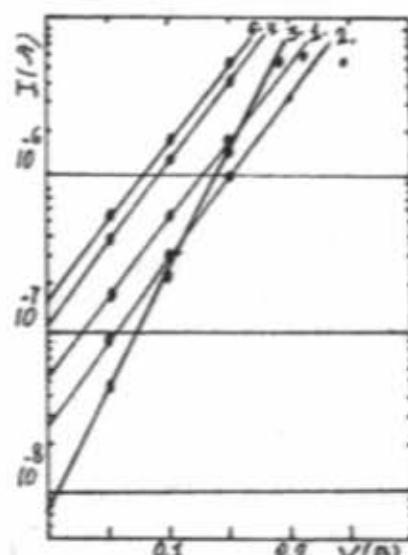
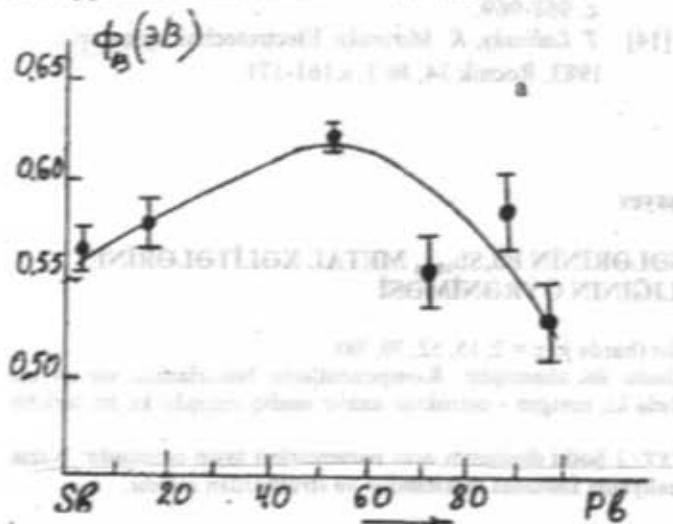


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики Pb<sub>x</sub>Sb<sub>100-x</sub>nSi диодов III группы.

Высота барьера и коэффициент неидеальности при  $v > 3kT/I$  определены формулой ВАХ [1].

На рис. 2(а,б) показаны зависимости высоты барьера и коэффициента неидеальности  $Pb_xSb_{100-x}$ -nSi ДШ, соот-



вественно, от процентного содержания компонентов в сплаве.

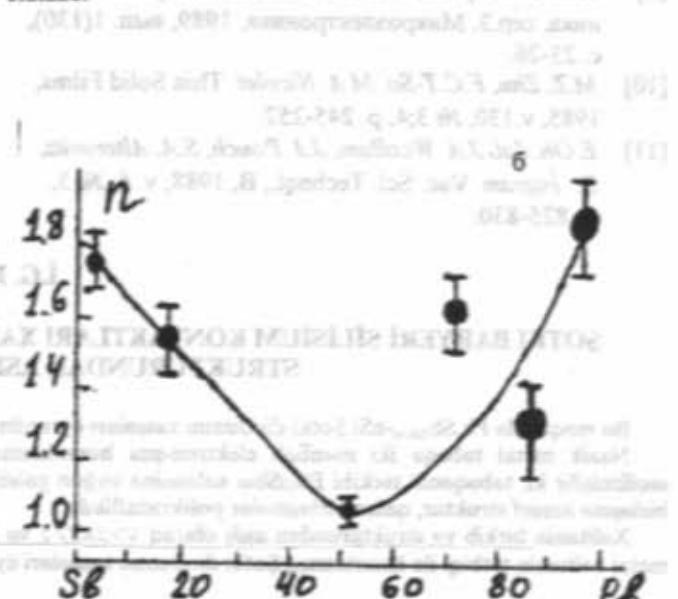


Рис. 2. Зависимости высоты барьера (а) и коэффициента неидеальности (б)  $Pb_xSb_{100-x}$ -nSi ДШ от процентного содержания компонентов в сплаве.

Указанные зависимости были получены при комнатной температуре для диодов с площадью  $S = 1400 \text{ мкм}^2$ . Как видно из рис. 2(а,б), наибольшая высота барьера и наименьший коэффициент неидеальности соответствуют структурам со сплавом  $Pb_{52}Sb_{48}$ .

Для определения параметров  $Pb_xSb_{100-x}$ -nSi ДШ при низких напряжениях  $0 < v < kT/I$  для описания ВАХ была использована формула [14]:

$$I = \frac{e}{k} S A' T \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) V \quad (2)$$

где  $S$  - площадь контактов,  $A'$  - эффективная постоянная Ричардсона,  $\Phi_B$  - высота барьера контакта. Все другие обозначения имеют обычный смысл. Согласно (2) ВАХ выражается прямой линией, угловой коэффициент которой зависит от значения высоты барьера. Преимущество этого метода заключается в том, что он особенно чувствителен к специфическим свойствам границы раздела металл-полупроводник.

Экспериментальные ВАХ  $Pb_xSb_{100-x}$ -nSi ДШ в области низких прямых напряжений  $v < kT/I$  показаны на рис. 3 и описываются формулой (2). В правом нижнем углу даны значения высот барьера, определенные из угловых коэффициентов прямых линий вышеуказанным методом.

Параметром прямых является процентное содержание компонентов в сплаве  $Pb_xSb_{100-x}$ . Как видно из полученных ВАХ, высоты барьера весьма чувствительны к составу металлического сплава. Полученные для  $v > 3kT/I$  и  $v < kT/I$  результаты позволяют предположить, что свойства ДШ, изготовленных с применением пленок металлических сплавов, зависят от состава и структуры пленки.

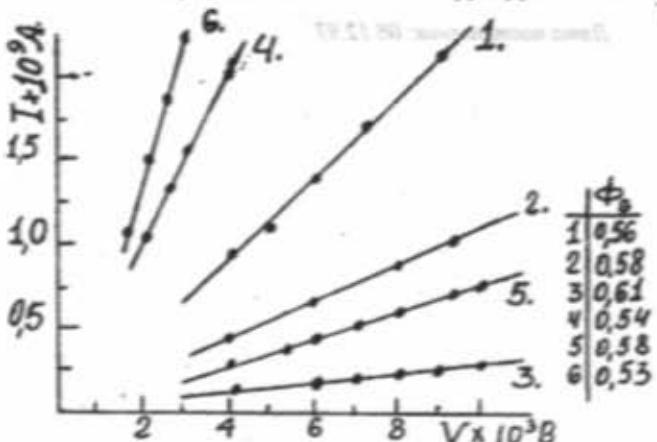


Рис. 3. ВАХ и  $Pb_xSb_{100-x}$ -nSi ДШ при низких прямых напряжениях ( $v < kT/I$ ) для  $S = 1400 \text{ мкм}^2$  и  $x = 1-2; 2-15; 3-52; 4-70; 5-87; 6-98$ .

- [1] М. Бродск, Д. Карман, Дж. Доннол и др. Аморфные полупроводники. М.: Мир, 1982.
- [2] К. Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хисимото. Аморфные металлы. М.: 1987, с. 384.
- [3] T. Maximoto, R. Maddin. Proc. elinter. Conf. on Metastable Phase Alloys, 1980.
- [4] M.J. Kelly, A.G. Todd, M.F. Sisson, D.K. Wickenden. Elect. Lett., 1983, v.19, № 13, p. 474-476.
- [5] Ш.Г. Аскеров, Н.С. Балтовац, И.Г. Пашаев, Ш.С. Ас-

- ланов. Электронная техника, сер. 10, Микроэлектронные устройства, 1988, вып. 2(68), с. 39-41.
- [6] D.K. Wickenden, M.J. Sisson, A.G. Todd, M.J. Kelly. Solid State Elect., 1984, v.27, № 6, p. 515-518.
- [7] Ш.Г. Аскеров, И.Г. Пашаев, Л.В. Гайворонская, Э.Г. Шаурова. Электрофизические свойства контактов кремния с аморфной и поликристаллическими пленками сплава  $Ti_xCu_{100-x}$ . Препринт, Институт Физики АН Аз.ССР, 1989, с. 44.

- [8] R.T.Tung, J.V.S. and Tech. 1984, B.2(3), p. 465-470.
  - [9] И.Б. Золотухин, Ю.И. Соколов. Электронная техника, сер.3, Микроэлектроника, 1989, вып. 1(130), с. 23-26.
  - [10] M.Z. Zhu, F.C.T-So, M.A. Nicolet. Thin Solid Films, 1985, v.130, № 3;4, p. 245-252.
  - [11] E.Oh. Jai, J.A. Wcollam, J.J. Pouch, S.A. Alterovitz, D. Ingram. Vac. Sci. Technol., B, 1988, v. 6, № 3, p. 825-830.
  - [12] S. Tanatani, N. Matsuono, J. Shigeta, N. Hashimoto, H. Nakashima. J. Appl. Phys., 1987, v. 61, № 1, p. 220-224.
  - [13] Ш.Г. Аскеров. Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, вып. 13, с. 968-969.
  - [14] T. Lalinsky, K. Merinsky. Electrotechnicky casopis, 1983, Rocnik 34, № 3, s.161-171.

L.G. Pasavay

## ŞOTKİ BARYERİ SİLİSİUM KONTAKTLARI XASSÖLÖRİNİN Pb<sub>3</sub>Sb<sub>5</sub> METAL XƏLİTƏLƏRİNİN STRUKTURUNDAN ASILLİĞİNİN ÖYRƏNİMƏSİ

Bu meqaledə  $Pb_xSb_{100-x}-nSi$  Şotki diodunun xasseleri öyrənilmişdir (hərda ki  $x = 2, 15, 52, 70, 98$ ).

Nazik metal tebeşeri iki manbalı elektron-sua buraxlanma üsulu ilə alınmışdır. Komponentlərin buxarlanması sürtüti cəs scçilmişdir ki, tebeşerinin tərkibi  $Pb_2Sb_3$  xelitesinə uyğun galsın, belə ki, rentgen - ostrukturnu analiz təsdiq etmişdir ki, bu tərkibli birləşmə amorf struktur, qalan birləşmələr polikristallıdır.

Xalitanın tərkib və strukturundan asılı olaraq  $V>3KT/1$  və  $V<KT/1$  Şətki diodonun əsas parametrləri təyin edilmişdir. Nazik metal xalitanın tətbiqi ilə hazırlanmış Şətki diodonun xassaları övrandığımız xalitanın tərkibindən və strukturdan asıldır.

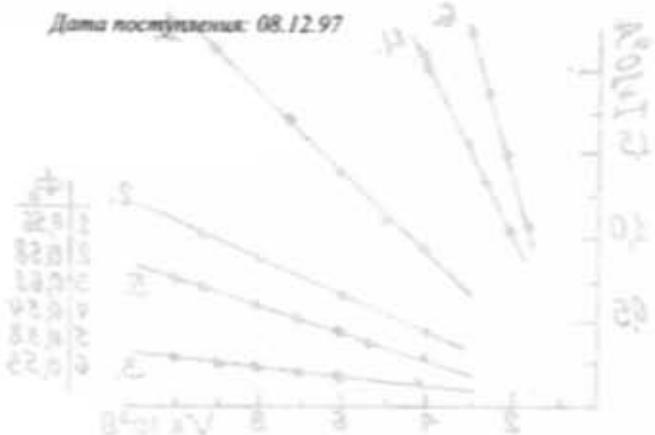
J.G. Paschey

## INVESTIGATION OF PROPERTIES OF CONTACTS OF SILICON WITH THE SCHOTTKY BARRIERS DEPENDING ON THE STRUCTURE OF METALLIC ALLOYS Pb-Sn

The properties of  $Pb_xSb_{70-x}nSi$  (where  $x=2, 15, 52, 70, 98$ ) Schottky diodes (SD) have been studied in the present paper. The metal films have been obtained by electron evaporation from two sources. The evaporation velocity of components has been chosen so that the film composition corresponds to  $Pb_{32}Sb_{68}$  alloy as it has been proved by X-ray analysis that such a relationship of components in alloy has the amorphous structure. In other cases the films are appeared to be polycrystalline. The main SD parameters at  $V>3KT/I$  and  $V<KT/I$  versus the composition and the structure of the film have been obtained. The properties of the SD prepared with the use of the metallic alloys films depend on the composition and the structure of the given film.

Лист постійного № 08/1297

*Pedrosova C.M. Memória*



# РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ МОДУЛИРОВАННЫМИ СТРУКТУРАМИ

В.А. АЛИЕВ

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

Обзорная статья посвящена обобщению экспериментально зарегистрированных особенностей рассеяния рентгеновских лучей в низкоразмерных (слоистых, либо цепочечных) кристаллах в области существования модулированных структур, в том числе полигонов. В качестве примера приводятся результаты по слоистым кристаллам  $TlInS_2$ .

О существовании модулированных структур судят по появлению сателлитов в картине рентгеновской дифракции. Положение сателлитов в обратном пространстве определяется векторами рассеяния:

$$\vec{Q} = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^* + n\vec{q}_{inc}$$

где  $\vec{q}_{inc}$  - волновой вектор модуляции, ( $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ )

- порядок сателлитных рефлексов. Если  $|\vec{q}_{inc}| \ll |\vec{Q}|$ , то сателлиты группируются вблизи брэгговских пиков обратной решетки симметричной фазы. Такая картина наблюдается, например, в тиномочевине, где модулированная структура с волновым вектором модуляции  $\vec{q} = \delta\vec{b}^*$ , где  $\delta$  - параметр несоизмеримости характеризуется сателлитными рефлексами ( $h, k \neq l\delta, 0$ ) [1]. В других же случаях волновой вектор лежит вблизи границы зоны Бриллюзона и тогда  $|\vec{q}_{inc}|$  мало отличается от "лифшицевской" звезды  $\{\vec{q}_1\}$ . При этом в картине дифракционного рассеяния появляется система сателлитных пиков вблизи "пустых" мест пространства обратной решетки, соответствующих лучам звезды  $\{\vec{q}_1\}$ , где отсутствуют брэгговские пики в симметричной фазе. Такая картина наблюдается, например, в  $Rb_2ZnBr_4$ , где модулированная структура с волновым вектором  $\vec{q} = \left(\frac{1}{3} - \delta\right)\vec{c}^*$  характеризуется

рефлексами  $[h, 0, 1 \pm \left(\frac{1}{3} - \delta\right)]$  [2].

Параметр несоизмеримости  $\delta$  является очень важной физической характеристикой модулированной фазы, т.к. зная его температурную зависимость во всей области существования несоизмеримости можно проследить за эволюцией самой фазы, а также найти изменения периода модуляции. Если  $\vec{q} = \delta\vec{c}^*$ , то период сверхструктуры ра-

вен согласно [1]:

$$L = \frac{1}{\delta} \cdot c$$

Параметр несоизмеримости  $\delta$  определяет расстояние сателлита до ближайшего узла обратной решетки. В несоизмеримой фазе  $\delta$  обычно изменяется с температурой, а в соизмеримой - закрепляется при определенном рациональном значении  $\delta_c$ . Обратная величина  $\delta_c^{-1} = P_c$  называется порядком соизмеримости, тогда:  $L = P_c \cdot c$ . На рис. 1 представлены температурные зависимости векторов модуляции  $q_{inc}$ ,  $q_c$  в слоистых кристаллах  $TlInS_2$ .

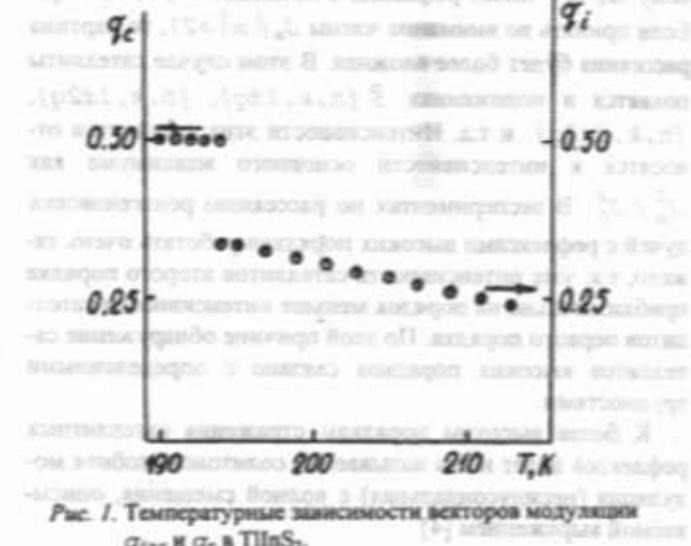


Рис. 1. Температурные зависимости векторов модуляции  $q_{inc}$  и  $q_c$  в  $TlInS_2$ .

Вопрос о рассеянии рентгеновских лучей модулированными структурами рассматривался в целом ряде работ, (см. библ. в [3]). В случае, когда смещение  $k$ -го атома в  $n$ -й элементарной ячейке вдоль оси определяется выражением:

$$\Delta\bar{x}_{nk} = A_s \sin(2n\bar{q}\bar{x}_{nk} + \varphi_0) = \bar{A}_s \sin[2\pi(n\bar{q} + \bar{q}\bar{x}_k) + \varphi_0]$$

где  $\bar{A}_s$  - вектор амплитуды модуляции;  $\bar{x}_{nk}$  - вектор, определяющий позицию атома в кристалле;  $\bar{x}_k$  - вектор, определяющий позицию атома в элементарной ячейке;  $\bar{q}$  -

вектор модуляции;  $\varphi_0$  - фаза модуляции; амплитуда рассеяния кристалла имеет вид [3]:

$$F(\bar{S}) = \sum_{n,k} f_n \exp[2\pi i \bar{s}(\bar{x}_{nk} + \Delta\bar{x}_{nk})]$$

где  $f_k$  - атомный форм-фактор  $k$ -го атома;  $\vec{S}$  - вектор рассеяния. Используя разложение комплексной экспоненты по функциям Бесселя

$$\exp(iz\sin\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} i^n J_n(z) \exp(im\theta)$$

получаем, что

$$F(\vec{S}) = \sum_k f_k \exp[2\pi i \vec{S} \cdot \vec{r}_k] \cdot \sum_{n=0}^{\infty} i^n J_n(2\pi \vec{S} \cdot \vec{A}_k) \exp(2\pi i \vec{q} \cdot \vec{r}_k + \phi_0) \times \\ \times \sum_k \exp[2\pi i (\vec{S} + m\vec{q}) \cdot \vec{r}_k]$$

где  $J_n$  - функция Бесселя  $n$ -го порядка;  $R_n$  - вектор, определяющий позицию  $n$ -ой элементарной ячейки. В первом приближении  $J_0 \approx 1$  и  $J_1(2\pi \vec{S} \cdot \vec{A}_k) \approx \pi \vec{S} \cdot \vec{A}_k$ , при условии,

что  $\vec{S} \cdot \vec{A}_k \ll 1$ . Тогда членами более высокого порядка  $J_n$  ( $|n| > 2$ ) можно пренебречь. В этом случае  $J_0$  определяет амплитуду рассеяния сателлитов первого порядка, которых пропорциональна:

$$\Delta F(\vec{S}) \sim \pm \sum_k f_k(\vec{S} \cdot \vec{A}_k) \exp[2\pi i \vec{S} \cdot \vec{r}_k] \exp[\pm(2\pi i \vec{q} \cdot \vec{r}_k + i\phi_0)] G(S_x) G(S_y) G(S_z \pm q)$$

где  $S_x, S_y, S_z$  - компоненты  $\vec{S}$ ;

$G(S) = \sin(\pi NS)/\sin(\pi S)$ ,  
где  $N$  - число элементарных ячеек в кристалле.  $G(S_z \pm q)$  имеет конечное значение, когда  $S_z \pm q = h$  (целое число), поэтому  $\Delta F(\vec{S})$  имеет рефлексы в позициях  $\vec{S} [h, k, l \pm q]$ . Если принять во внимание члены  $J_n$  ( $|n| > 2$ ), то картина рассеяния будет более сложная. В этом случае сателлиты появятся в положениях  $\vec{S} [h, k, l \pm q], [h, k, l \pm 2q], [h, k, l \pm 3q]$  и т.д. Интенсивности этих сателлитов относятся к интенсивности основного максимума как  $J_n^2 / J_0^2$ . В экспериментах по рассеянию рентгеновских лучей с рефлексами высоких порядков работать очень тяжело, т.к. уже интенсивность сателлитов второго порядка приблизительно на порядок меньше интенсивности сателлитов первого порядка. По этой причине обнаружение сателлитов высоких порядков связано с определенными трудностями.

К более высоким порядкам отражения сателлитных рефлексов ведет и так называемая солитоноподобная модуляция (несинусоидальная) с волной смещения, описываемой выражением [4]

$$\Delta \vec{r} = 2\vec{A}_k \cos[2\pi \vec{q} \cdot \vec{r}_{nk} + \phi(\vec{r}_{nk})]$$

где

$$\phi(\vec{r}_{nk}) = (4/p) \operatorname{arctg}[\exp(pV\vec{A}_k \vec{r}_{nk})]$$

$V$  - энергия симметрии. Вследствие чего, как синусоидальная, так и солитоноподобная модуляция на дифракционной картине рассеяния практически неразличимы (требуются специальные усилия).

Интересно отметить, что для сверхструктурных отражений, также как и для основных брэгговских рефлексов, может иметь место систематическое погасание. Зная эти

правила погасания рефлексов, можно построить модель атомных смещений, вызванных волной модуляции. В частности, такая модель была построена Н. Ямомото для несоксимеримого кристалла  $\text{Sr}_2\text{NbO}_3$  [5].

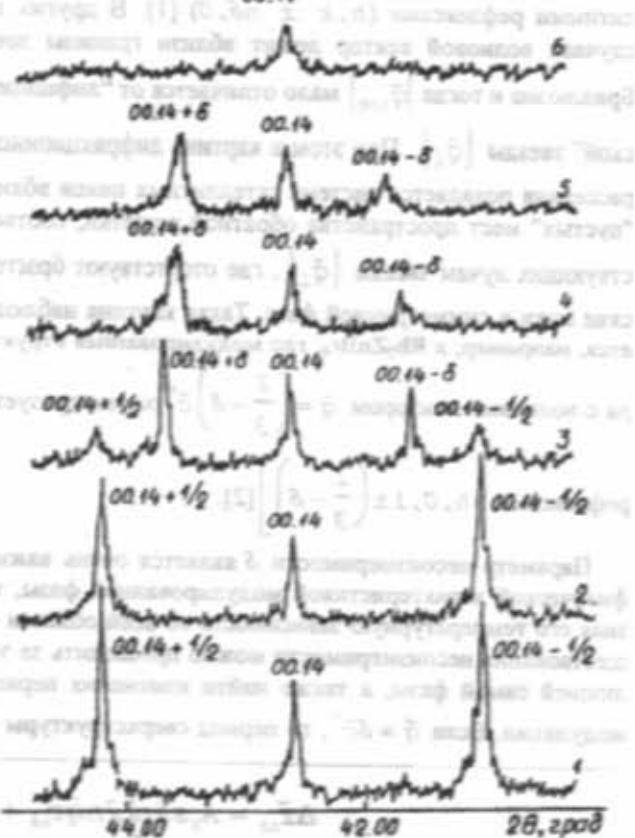


Рис. 2. Фрагменты дифрактограмм в окрестности рефлекса (0014) кристалла  $\text{TlInS}_2$ , полученных при различных температурах образца. Т. К: 1 - 80, 2 - 193, 3 - 195, 4 - 200, 5 - 213, 6 - 215.

На рис.2 приведены фрагменты дифрактограмм в окрестности рефлекса (0014), полученные от образцов кристаллов  $\text{PInS}_2$  при различных температурах. Видно, что при 215 К на дифрактограмме появляется только рефлекс (0014). С уменьшением температуры кристалл из парафазы переходит в несоизмеримую фазу. Свидетельство тому - появление сателлитов вокруг узла (0014) в точках (0014±δ) при 213 К. Дальнейшее уменьшение температуры образца сопровождается небольшим ростом интенсивности сателлитов и увеличением расстояния между ними. Интересное явление наблюдается при температуре 195 К, при которой еще не исчезает несоизмеримая фаза и уже появляется соизмеримая с вектором модуляции  $q_c = (1/2) c'$ , т.е. в некотором узком интервале температур в кристалле  $\text{PInS}_2$  сосуществуют две фазы: соизмеримая и несоизмеримая. При температуре 193 К несоизмеримая фаза исчезает, остается только соизмеримая, которая существует вплоть до 80 К.

Представляет интерес изучение рассеяния рентгеновских лучей политипами, которые образуют так называемые естественные сверхструктуры, появляющиеся обычно в процессе роста монокристаллов [6]. Особенностью строения политипов [7] является наличие идентичных линейных или плоскостных элементов структуры (слоев или слоевых пакетов), в каждом из политипов характеризующиеся различными, но закономерным взаимным расположением в пространстве. Изучение структурных деталей политипов, а также определение параметров ячейки и пространственной группы оказывается не таким простым делом, особенно для политипов с большими периодами. При этом возникают как экспериментальные, так и теоретические затруднения. Экспериментальные трудности связаны с тем, что увеличение периодичности приводит к сближению рентгеновских дифракционных максимумов; поэтому возрастают требования к их разрешению на рентгенограммах. Теоретические трудности возникают в связи с тем, что при увеличении числа слоев в элементарной ячейке (число слоев определяется по количеству промежутков между дополнительными рефлексами) количество возможных расположений слоев возрастает с геометрической прогрессией. Многие политипы с большими периодами отличаются поразительной упорядоченностью, несмотря на свои гигантские элементарные ячейки с параметром "c" порядка нескольких сот ангстрем [8]. Существующие в настоящее время около десятка различных теорий образования политипов не в состоянии объяснить все наблюдаемые факты и, в частности, огромные разме-

ры элементарных ячеек.

Любое отклонение от правильного чередования слоев приводит к образованию дефектов упаковки, исследование которых и дает по существу почти всю информацию о строении политипов. Дефекты упаковки в основном исследовались методами ПЭМ и рентгеновской дифракционной топографии [9]. Однако более информационным методом их изучения является рентгеноструктурный анализ. Большинство используемых для этой цели методик базируется на теоретических работах, предполагающих, что наблюдаемая дифракционная картина, изменение интенсивности дифракционных линий, которое зависит от индексов отражений; изменение формы дифракционных линий и их закономерное смещение, а также другие эффекты обусловлены присутствием дефектов упаковки, расположенных в кристалле беспорядочно [10]. Однако в действительности условие хаотичности дефектов упаковки может нарушаться, что и приводит к возникновению политипизма [8]. В последнем случае на рентгенограммах будут наблюдаться отчетливые сверхструктурные (дополнительные) рефлексы, которые иногда могут располагаться в точках обратного пространства, в которых запрещены брэгговские рефлексы для данной структуры [11]. Если для разных политиповых модификаций число слоев в элементарной ячейке одинаково, но они уложены различными способами, то тогда структуры политипов можно различить, если дополнительно воспользоваться особенностями распределения интенсивностей рефлексов [8]. Если же наряду с упорядоченностью имеется некоторая статистическая разупорядоченность слоев, тогда на рентгенограммах появятся рефлексы, соответствующие  $d_{002}^* = \infty$  или  $c=0$ . При этом на рентгенограммах возникают диффузные полосы вдоль  $c'$  [8]. Совместное присутствие порядка и беспорядка является характерным для многих политипных кристаллов [8].

Следует подчеркнуть, что при изучении структуры политипов необходимо быть очень осторожным, т.к. все вышеперечисленные особенности дифракции рентгеновских лучей могут быть обусловлены другими причинами. А именно, присутствие дополнительных рефлексов и диффузных полос может быть вызвано эффектами несоизмеримости [4]. К тому же следует отметить, что среди несоизмеримых соединений имеется большое число слоистых и политипных кристаллов [12-14]. Поэтому дифракционная картина рассеяния рентгеновских лучей такими кристаллами будет очень сложной.

- 
- [1] F. Denoyer, A.H. Moudden, R. Currat, T. Vettier, A. Bellamy. Phys. Rev., (B), 1982, v.25, n.3, p.1697-1702.
  - [2] M. Iizumi, K. Gesi. J.Phys.Soc.Japan, 1983, v.52, n.7, p.2526-2533.
  - [3] Ю.А. Изюмов. УФН, 1984, т.144, № 3, с.439-474.
  - [4] А. Брус, Р. Каули. Структурные фазовые переходы. М: Мир, 1984, 407 с.
  - [5] N. Yamamoto. Acta Crystal. (A), 1982, v.38, n.6, p.780-789.
  - [6] Н.Д. Сорокин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков, М.В. Чернов. ДАН СССР, 1982, т.262, № 6, с.1380-1383.
  - [7] Б.Б. Зиягин. Кристаллография, 1987, т.32, № 3, с.673-681.
  - [8] А. Верма, П. Кришна. Полиморфизм и политипизм в кристаллах. М: Мир, 1969, 348 с.
  - [9] D.J.H. Cockayne, P. Pirouz, Z. Liu, G.R. Anstis. Phys. Stat. Solidi, (A), 1984, v.82, n.2, p.425-439.
  - [10] Я.Д. Вышняков. Дефекты упаковки в кристаллической структуре. М: Мир, 1970, 350 с.
  - [11] А.В. Курдюмов, Г.С. Олейник, Н.Ф. Остроуская, И.Г. Роговская. Кристаллография, 1981, т.26, № 4, с.850-851.
  - [12] M. Hidaka, J.F. Scott, J.S. Storey. Physica (B), 1984, v.123, n.3, p.291-299.

- [13] M.B. Walker, R.L. Withers. Phys.Rev. (B), 1983, v.28, n.5, p.2766-2774.  
 [14] J.D. Axe. Physica (B), 1983, v.120, n.1-3, p.256-262.

V.A. Efimov

MODULLASMIŞ OURULUSLARDA RENTGEN SÜALARININ SAPLI MASI

Ümmüleşmiş makalede laftı ve ya zencirvari kristallarda modullAŞmış strukturun mövcud olduğu oblastda rentigen şıalarının sepişmesinin təcridədə müşahidə olunmuş xüsusiyyətləri müzakirə olunur. Politip quruluşlara da baxılmışdır. Nümunə üçün TİInSe kristallarında almılmış nəticələr göstərilmişdir.

V.A. Alifeyev

X-RAY SCATTERING IN THE MODULATED STRUCTURE CRYSTALS

The paper is devoted to the summarize of the experimentally registered peculiarities X-ray scattering in the low dimensional (layer or chain) crystals in the modulated structure existence range. As example it is described the results for  $TlInS_2$  layer crystals.

Дата поступления: 15.12.97

Редактор: О.М. Гаврилов

**СОДЕРЖАНИЕ**

Дифференциальные сдвиги Фраунгоферовых линий в спектре Солнца. I. Сдвиги атмосферных (титанических) линий.....	R.X. Салман-заде	3
Получение и исследование области существования моноклинной модификации моносульфида таллия.....	Р.М. Сардарлы, А.П. Абдуллаев, Г.Г. Гусейнов, А.И. Наджафов, Н.А. Эюбова	5
Дифференциальные сдвиги Фраунгоферовых линий в спектре Солнца. II. "Эффект края" Фраунгоферовых линий в спектре Солнца .....	R.X. Салман-заде	9
Захват носителей на экранированный Кулоновский центр.....	О.З. Алекперов, М.А. Багиров, Т.Г. Исмайлова	11
О расчете температуры фотокатода на основе его физических параметров.....	Х.Н. Везиров, Н.Г. Гасымов, И.Н. Ибрагимов, Г.Ф. Гусейнов	13
Влияние ионизирующих излучений на фотоэлектрические свойства твердых растворов $GaS_xSe_{1-x}$ .....	К.А. Аскеров	16
Спин-фононное взаимодействие в неколлинеарных трехподрешеточных Гейзенберговских антиферромагнетиках. II. Возбуждение связанных волн. ....	М.Н. Абдуллаев, Н.Г. Абдуллаев, К.М. Султанов	19
Влияние ионизирующего излучения на основные характеристики охлаждаемых фоторезисторов на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ .....	К.А. Аскеров	22
Электронные свойства монокристаллов $PbGa_2Se_4$ .....	Б.Г. Тагиев, Н.Н. Мусаева	26
Электропроводность кристалла $HgTe$ в условиях разогрева электронов и фононов .....	М.М. Бабаев	31
Фотоэлектрические свойства р-п перехода на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ в условиях разогрева носителей заряда .....	С.И. Мехтиева, Н.Р. Мамедов	33
Теплопроводность твердых растворов системы $TlInTe_2-TlNdTe_2$ .....	М.М. Зарбалиев	35
Влияние линейных потерь в среде на эффективность генерации высших гармоник.....	З.А. Тагиев, М.Г. Шахтахтинский, Р. Дж. Касумова, Ш.Ш. Амирзов	39
Температурные зависимости концентрации и циклотронной подвижности электронов в сплавах $Bi_{1-x}Sb_x$ , легированных теллуром.....	Б.А. Таиров	41
Генерация ультракоротких инфракрасных импульсов, перестраиваемых по длине волны .....	З.А. Ибрагимов	44
Влияние размерного квантования на кинетические коэффициенты в пленках n-Ge и n-Si.....	В.М. Гаджиев	47
Влияние концентрации стеклообразователя и давления на электропроводность и оптические свойства ванадиевотеллуритных стекол.....	З.А. Ибрагимов	51
Обратная оптическая связь в инъекционных лазерах с внешним резонатором для измерения малых перемещений.....	Э.А. Садыхов, Р.Г. Гамидов, Э.К. Гусейнов	54
Фазообразование и фазовые переходы в системе Y-Ba-Cu-O.....	К.М. Джабаров	57
Исследование стабильности кремниевых интегральных датчиков Холла.....	Ф.Д. Касимов, Н.М. Исмайлова	59
Кремниевые магниточувствительные элементы и интегральные схемы.....	Ф.Ф. Касимова	62
Изучение свойств контактов кремния с барьером Шоттки в зависимости от структуры металлических сплавов $Pb_xSb_{100-x}$ .....	И.Г. Пашаев	64
Рассеяние рентгеновских лучей модулированными структурами.....	В.А. Алиев	67

**CONTENTS**

The differential shifts of Fraunhofer lines in solar spectra. I. A displacement of the atmospheric (telluric) lines.....	R.Kh. Salman-zadeh	3
The obtaining and investigation of existance range of monosulfide talliy monocline modification.....	Р.М. Сардарли, А.П. Абдуллаев, Г.Г. Гусейнов, А.И. Наджафов, Н.А. Эюбова	5

The differential shifts of Fraunhofer lines in solar spectra. II. The solar "limb-effect". R.Kh Salman-zadeh	9
Capture of carriers on screened Coulomb centre.....O.Z. Alekperov, M.A. Bagirov, T.G. Ismailov	11
About calculation of temperature of photocathode based on it's physical parameters.....	
.....Kh.N. Vezirov, N.G. Gasimov, I.N. Ibragimov, G.F. Guseinov	13
The influence of ionizing irradiation on the photoelectrical properties of $\text{GaS}_{1-x}\text{Se}_{x}$ solid solutions .....	
.....K.A. Askerov	16
The influence of spin-lattice coupling on an excitation in triangular lattice Heisenberg antiferromagnet (TLHA). II. Excitation coupling waves.....M.N. Abdullaev, N.F. Abdullaev, K.M. Sultanov	19
The influence of ionizing radiation on the main characteristics of the cooled photoresistors on the base of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ .....	
.....K.A. Askerov	22
Electronic properties of $\text{PbGa}_2\text{Se}_4$ single crystals.....	
.....B.G. Tagiyev, N.N. Musaeva	26
Conductivity of HgTe crystal under conditions of electron and phonon heatings .....	
.....M.M. Babayev	31
Photoelectric properties of p-n junction on $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ basis under heating conditions of charge carriers. .	
.....S.I. Mehdiyeva, N.R. Mamedov	33
Heat condition of solid solutions of system $\text{TlInTe}_2\text{-TlNdTe}_2$ .....	
.....M.M. Zarbaliev	35
An effect of linear lasses on the efficiency of higher harmonics generation in medium.....	
.....Z.A. Tagiev, M.G. Shakhtakhtinsky, R.J. Kasumova, Sh.Sh. Amirov	39
Temperature dependences of concentration and cyclotron mobility of electrons in alloys of $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ doped by Te .....	
.....B.A. Tairov	41
Generation of ultra short tunable infrared pulses.....	
.....Z.A. Ibrahimov	44
The influence of sized quantization on the kinetic coefficients in n-Ge and n-Si films.....	
.....V.M. Gadzhiev	47
Influence of concentration of glass forming components and pressure on both conductivity and optical properties of vanadium-tellurite glasses .....	
.....Z.A. Ibragimov	51
Optical feedback in external cavity diode lasers for small displacement measurements.....	
.....E.A. Sadikhov, R.G. Gamidov, E.K. Guseinov	54
Phase formations and phase transitions in Y-Ba-Cu-O system.....	
.....K.M. Jafarov	57
The investigation of stability of silicon integrated Hall-effect sensors.....	
.....F.D. Kasimov, N.M. Ismailov	59
Silicon magnetic sensitivity elements and IC.....	
.....F.F. Kasimova	62
Investigation of properties of contacts of silicon with the Shottky barriers depending on the structure of metallic alloy $\text{Pb}_x\text{Sb}_{100-x}$ .....	
.....I.G. Pashaev	64
X-ray scattering in the modulated structure crystals.....	
.....V.A. Aliyev	67